

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

A sociación
A rgentina de
A stronomía

Boletín N° 52

La Plata, 2009

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería Jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Presidente: Dr. Hernán Muriel
Vicepresidente: Dr. Adrián Rovero
Secretaria: Lic. 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. Rene Rohrmann

Asociación Argentina de Astronomía

Reunión Anual

La Plata, 21 al 25 de septiembre de 2009

Organizada por:

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

COMITÉ EDITORIAL

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

Comité Científico de la Reunión No. 52

Estela Brandi (*presidente*)

María Sol Alonso

Marcelo Arnal

Andrea Costa

Carlos Feinstein

Mercedes Gómez

Fernando Roig

Patricia Tissera

Comité Organizador Local de la Reunión No. 52

Guillermo Bosch (*presidente*)

Silvia Abal

Mariela Corti

Cristina Fanjul

Cecilia Farina

Eduardo Fernández Lajús

Verónica Firpo

Ezequiel García

Roberto Gamen

Paula Natali

Gladys Solivella

Roberto Venero

NOTA EDITORIAL

El presente Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía (AAA) lleva el número 52 e incluye buena parte de los trabajos expuestos en forma oral y/o mural en la quincuagésima segunda Reunión Anual de la AAA. Esta reunión, realizada en el marco del año internacional de la Astronomía, se llevó a cabo en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG) de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP), Prov. de Buenos Aires, entre los días 21 y 25 de septiembre del año 2009. Asistieron a la misma un total de 361 participantes provenientes del país y del extranjero. Se expusieron 17 conferencias invitadas (incluyendo dos disertaciones de colegas premiados) y un total de 54 comunicaciones orales, en tanto que 107 trabajos fueron presentados en forma de panel.

En esta oportunidad, la organización de la reunión estuvo a cargo de la FCAG de la UNLP y la misma UNLP. Ambas instituciones, juntamente con el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), aportaron fondos para permitir la concreción de esta reunión. Como ha ocurrido en ocasiones anteriores, las tareas locales relacionadas con la organización misma y posterior desarrollo de la reunión, estuvieron a cargo de un grupo de entusiastas miembros de la FCAG quienes conformaron el Comité Organizador Local. La reunión contó además con un prestigioso Comité Organizador Científico formado por destacados investigadores de distintas instituciones astronómicas del país. Dicho Comité tuvo principalmente a su cargo las tareas de seleccionar e invitar a los conferencistas invitados, decidir sobre el carácter (oral y/o mural) de las presentaciones y confeccionar el programa de la reunión. Nos resulta particularmente grato poder destacar la eficiente labor realizada por uno y otro Comité, lo que naturalmente se reflejó en el éxito de esta reunión número 52.

Con el propósito de asegurar la calidad científica del presente Boletín, todos los trabajos incluidos en el presente han sido sometidos a un riguroso sistema de arbitraje por parte de expertos del país y del extranjero. El Comité Editorial siente el deber de expresar su más sincero reconocimiento a todos los colegas que brindaron su apoyo y colaboración en las tareas de revisión y/o evaluación de los trabajos. En este sentido, agradecemos particularmente a los colegas argentinos: Dres. Mario Abadi, Leandro Althaus, Lilia Bassino, Gustavo Baume, Omar Benvenuto, Cristina Cappa, Daniel Carpintero, Sergio Cellone, Lydia Cidale, Pablo Cincotta, Sofía Cora, Andrea Costa, Alejandra De Vito, Rubén J. Díaz, Juan Carlos Forte, Alejandro Gangui, Beatriz García, Elsa Giacani, Mercedes Gómez, J. Federico González, Emilio Lapasset, Hugo Levato, Zulema López García, Cristina Mandrini, Pablo Mauas, Mario Melita, Pedro Pury, Gustavo Romero, Adrián Rovero, Jorge Sahade, Juergen Scheer, Rubén Vásquez y Héctor Vucetich.

Agradecemos también a los siguientes colegas extranjeros o argentinos que residen actualmente en el exterior: Dres. Zulema Abraham (Brasil), Emilio Alfaro (España), Heinz Andernach (México), Felicitas Arias (Francia), Felipe Barrientos (Chile), Nuria Huélamas Bautista (España), Eduardo Bica (Brasil), Gustavo Bruzual (Venezuela), Antonio Jesús Delgado (España), Ángeles Díaz (España), Horacio Dottori (Brasil), René Duffard (España), Julio Fernández (Uruguay), José Franco (México), Jorge García Barreto (México), Douglas Geis-

ler (Chile), Álvaro Giménez (España), José F. Gómez Rivero (España), Pierre Kaufmann (Brasil), Duccio Macchetto (Estados Unidos), Gustavo Medina Tanco (México), Dante Minniti (Chile), Félix Mirabel (Chile), Andrés Moya (España), Nelson Padilla (Chile), Miriani Pastoriza (Brasil), Miguel Ángel Pérez-Torres (España), Manolis Plionis (España), Andreas Reisenegger (Chile), Marc Ribó (España), Luis Felipe Rodríguez (México), Roberto Terlevich (Inglaterra) y Guillermo Torres (Estados Unidos).

En esta reunión celebramos el cincuenta y un aniversario de la fundación de la Asociación Argentina de Astronomía, hecho éste que tuvo lugar en septiembre de 1958 en el Observatorio Astronómico Félix Aguilar (San Juan). Resulta ciertamente estimulante haber podido realizar esta reunión, no obstante las conocidas y ya tradicionales dificultades económicas por las que atraviesa el país. A lo largo de estas últimas décadas, estas reuniones han pasado a constituir quizás las únicas oportunidades, a nivel nacional, de encuentro personal entre todos los que formamos parte de esta cada vez más numerosa comunidad astronómica argentina. Es a través de estas reuniones anuales que los astrónomos argentinos tenemos ocasión de dar a conocer a nuestros colegas los resultados específicos obtenidos en un pasado reciente, de intercambiar ideas, de discutir proyectos y, en general, de mejorar y profundizar nuestras relaciones humanas.

En el transcurso de la reunión se entregaron los Premios “José L. Sésic” al Investigador Consolidado y “Jorge Sahade” a la Trayectoria, a los Dres. Gustavo E. Romero y Juan J. Clariá, respectivamente. Creemos con orgullo que la reunión 52 ha sido un éxito y como testimonio del mismo se presenta este ejemplar el cual incluye contribuciones especiales de destacados miembros de nuestra Asociación pertenecientes a distintas instituciones del país y del extranjero.

Agradecemos sinceramente a todos los colegas que de una u otra manera, con su trabajo y dedicación, aseguraron el éxito de la reunión. Agradecemos también de manera especial el auspicio brindado a la reunión por la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, la Universidad Nacional de La Plata y el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET). Finalmente, el Comité Editorial expresa su sincero reconocimiento al Ing. Simón Anún por la ayuda brindada a este Comité durante el proceso de edición del presente ejemplar.

Estela Brandi
Editora Invitada

Juan J. Clariá
Editor Jefe

Federico Bareilles
Técnico Editorial

Andrés E. Piatti
Secretario Editorial

Índice

Nota Editorial	v
Fotografía Grupal	xiv
<i>Guillermo E. Sierra</i>	

I Sol, Sistema Solar y Ciencias Planetarias

Formación de sistemas planetarios extrasolares	3
<i>L. D. Dirani, A. Brunini y P. Santamaría</i>	
Dependencia del tiempo de formación de los planetas gigantes con el tamaño de los planetesimales acretados.	7
<i>A. Fortier, O. G. Benvenuto y A. Brunini</i>	
Variaciones polarimétricas en asteroides debidas a rotación	11
<i>V. Mesa y R. Gil-Hutton</i>	
Estudio de factibilidad para la detección de planetas extrasolares mediante tránsitos	15
<i>R. Petrucci, J. F. González y E. Jofré</i>	
Observaciones de tránsitos planetarios con los telescopios del CASLEO	19
<i>C. von Essen, A. P. Buccino, M. Melitá, R. F. Díaz, C. Saffé y P. J. D. Mauas</i>	
Multi-Spacecraft 3D differential emission measure tomography of the solar corona: STEREO results.	23
<i>A. M. Vásquez & R. A. Frazin</i>	
Discovery of a 160 day mode in sunspot areas geomagnetic storm sudden commencements and AA index	27
<i>A. M. Silva & A. I. Lazarte</i>	
Impulsive changes in solar dynamo and its effects in the SSCs, geomagnetic field and Earth temperature anomalies	31
<i>A. M. Silva & A. I. Lazarte</i>	

II Estrellas y Sistemas Estelares

Evolución de enanas blancas de baja masa ricas en metales.	37
<i>A. D. Romero, J. A. Panei y L. G. Althaus</i>	

Asteroseismology of low-mass He-core white dwarf stars	41
<i>A. D. Romero, A. H. Córscico, J. A. Panei, & L. G. Althaus</i>	
Hot DQ white dwarfs: a pulsational test of the mixing scenario for their formation	45
<i>A. D. Romero, A. H. Córscico, L. G. Althaus & E. García-Berro</i>	
Órbita espectroscópica de BX Monocerotis	49
<i>E. Brandi, L. G. García, C. Quiroga, O. E. Ferrer y P. Marchiano</i>	
Estrellas Wolf-Rayet de tipo WN en la Vía Láctea: Campaña 2007-2008	53
<i>A. Collado, R. Gamen y R. H. Barbá</i>	
Balmer discontinuity in Be stars seen equator-on as a function of the circumstellar envelope thickness	57
<i>A. Cruzado & J. Zorec</i>	
Sistemas binarios interactuantes: una completa grilla y sus posibles aplicaciones	61
<i>M. A. De Vito y O. G. Benvenuto</i>	
Study of apsidal motion in massive close binary systems	65
<i>G. Ferrero, R. Gamen & E. Fernández-Lajús</i>	
Análisis y determinación de parámetros físicos de objetos FU Orionis de clase I	69
<i>L. V. Gramajo, J. A. Rodón, M. Gómez y B. A. Whitney</i>	
Análisis de las líneas de hidrógeno en emisión en las bandas K y L de estrellas Be	73
<i>A. Granada, M. L. Arias y L. Cidale</i>	
Estrellas con fenómeno B[e]: propiedades físicas de la envoltura y parámetros fundamentales	77
<i>M. F. Muratore, M. L. Arias, L. Cidale y J. Zorec</i>	
Distribuciones de masas de estrellas PG, DO y DB: posibles conexiones evolutivas	81
<i>J. A. Panei, L. G. Althaus, M. M. Miller Bertolami, E. García-Berro, A. H. Córscico, A. D. Romero, S. O. Kepler y R. D. Rohrmann</i>	
Espectroscopía del triplete del CaII de gigantes rojas del campo de la Nube Menor de Magallanes	85
<i>M. C. Parisi, D. Geisler, A. J. Grocholski, J. J. Clariá y A. Sarajedini</i>	
Do circumstellar disks regulate rotation in young very low mass stars and brown dwarfs?	89
<i>M. V. Rodríguez-Ledesma, R. Mundt, & J. Eislöffel</i>	
Estudio en la región de Ara OB1	93
<i>G. Baume, G. Carraro y G. C. de Elía</i>	
Estudio de agrupaciones estelares en NGC 300	97
<i>G. Baume y C. Feinstein</i>	
Fotometría infrarroja de NGC 604 con imágenes de Gemini Norte-NIRI	101
<i>C. Fariña, G. L. Bosch y R. H. Barbá</i>	

Análisis espectroscópico-fotométrico de la estrella 44 del cúmulo IC 4651	105
<i>E. Jofré, J. F. González y R. Petrucci</i>	
Caracterización de cúmulos abiertos a través de correlaciones cruzadas con librerías de espectros	109
<i>F. F. S. Maia, J. F. C. Santos Jr., W. J. B. Corradi y A. E. Piatti</i>	
The edge of the galactic disc: first systematic approach	113
<i>G. Perren, R. Vázquez, H. Navone & J. Nuñez</i>	
Primer análisis fotométrico CCD <i>UBVI</i> del cúmulo abierto comparativamente brillante NGC 2587	117
<i>A. E. Piatti, J. J. Clariá y A. V. Ahumada</i>	
Nuevos parámetros fundamentales de 5 cúmulos abiertos del tercer cuadrante galáctico: historia del gradiente radial de metalicidad en el disco	121
<i>A. E. Piatti, J. J. Clariá y A. V. Ahumada</i>	
Evolución química en la Nube Mayor de Magallanes a partir de fotometría de Washington de cúmulos estelares	125
<i>A. E. Piatti, D. Geisler, A. Sarajedini y C. Gallart</i>	
Evaluación de funciones de distribución de pares condicionales para objetos no interactuantes	129
<i>E. Zurbriggen y R. D. Rohrmann</i>	

III Medio Interestelar y Estructura Galáctica

Estudio de una “supercáscara” de hidrógeno neutro galáctica centrada en $(l, b) = (305^\circ, +4^\circ)$	135
<i>M. A. Corti y E. M. Arnal</i>	
Gas molecular en la nebulosa anillo alrededor de WR 16	139
<i>N. U. Duronea y E. M. Arnal</i>	
Sh2-206: medio interestelar y formación estelar	143
<i>M. C. Martín y C. E. Cappa</i>	
The environs of the infrared dust bubble N65	147
<i>A. Petriella, S. A. Paron & E. B. Giacani</i>	
Catálogo de supercáscaras de hidrógeno neutro en la Vía Láctea	151
<i>L. A. Suad, E. M. Arnal y S. Cichowolski</i>	
Índice espectral tomográfico de la nebulosa de Gum	155
<i>J. C. Testori</i>	

IV Astronomía Extragaláctica y Cosmología

Properties of long gamma ray bursts host galaxies in a cosmological Λ-CDM scenario	161
<i>M. C. Artale, L. J. Pellizza & P. B. Tissera</i>	

Radiogalaxies in the Sloan Digital Sky Survey: spectral index-environment correlations	165
<i>C. G. Bornancini, A. L. O’Mill, D. García Lambas & S. Gurovich</i>	
Galaxias Enanas Ultra - Compactas (UCD) en el cúmulo de Antlia	169
<i>J. P. Caso, L. P. Bassino y A. V. Smith Castelli</i>	
The Tully-Fisher relation in cosmological simulations	173
<i>M. E. De Rossi, P. B. Tissera & S. E. Pedrosa</i>	
Milky Way type galaxies in numerical simulations of structure formation	177
<i>M. E. De Rossi, P. B. Tissera, G. De Lucia & G. Kauffmann</i>	
The influence of supernova feedback on the chemical enrichment of baryons	181
<i>M. E. De Rossi & P.B. Tissera</i>	
Identificación de cúmulos de galaxias utilizando datos fotométricos	185
<i>M. F. Duplancic Videla, D. García Lambas y L. Sodré Jr.</i>	
Exploración con GEMINI-GMOS del sistema de cúmulos globulares de NGC 5044	189
<i>F. R. Faifer, S. A. Cellone, A. V. Smith Castelli, L. P. Bassino y J. C. Forte</i>	
Propiedades generales de radiogalaxias y galaxias centrales de cúmulos con el SDSS espectroscópico	193
<i>S. Gurovich, C. G. Bornancini, M. Lares, A. L. O’Mill, D. G. Lambas y M. Dione</i>	
The bright end of the color-magnitude relation	197
<i>N. Jiménez, S. A. Cora, L. P. Bassino & A. V. Smith Castelli</i>	
Propiedades estadísticas de galaxias de baja luminosidad en cúmulos: distribuciones de luminosidades y colores	201
<i>M. Lares y D.G. Lambas</i>	
La función de luminosidad de supercúmulos de galaxias	205
<i>H. Luparello, M. Lares y D. García Lambas</i>	
Cinemática y masas de agujeros negros en galaxias activas del tipo Narrow Line Seyfert 1	209
<i>G. Oío, E. Schmidt y L. Vega Neme</i>	
Galaxy satellites, building blocks and the hierarchical clustering paradigm	213
<i>N. D. Padilla, C. Lagos & S. A. Cora</i>	
Effects of baryons on dark matter haloes	217
<i>S. Pedrosa, P. B. Tissera & C. Scannapieco</i>	
An analysis of the Kalam cosmological argument	221
<i>D. Pérez & G. E. Romero</i>	
Effects of mergers and galaxy interactions at intermediate densities in the SDSS-DR4	225
<i>J. Perez, P. B. Tissera, N. D. Padilla, S. Alonso & D. García Lambas</i>	

Two confirmed compact elliptical galaxies in the Antlia cluster . 229
A. V. Smith Castelli, F. R. Faifer, L. P. Bassino, G. A. Romero, S. A. Cellone & Tom Richtler

Effects of environment on the properties of cluster galaxies via ram pressure stripping 233
T. E. Tecce, S. A. Cora, P. B. Tissera & M. G. Abadi

Stellar populations and ionization mechanism in low luminosity active galactic nuclei 237
L. R. Vega Neme, R. Cid Fernandes & R. González Delgado

Multiwavelength study of transition circumstellar disks 241
G. A. Romero, M. R. Schreiber, L. Cieza, J. Swift, J. Williams, B. Merin & M. Orellana

Hydrodynamical study of outbursts in protostellar accretion discs 245
M. Orellana & M. R. Schreiber

Pares de galaxias a *redshifts* intermedios en SDSS DR6 fotométrico 249
M. C. Pacheco, A. L. O’Mill y D. García Lambas

V Astrofísica de Altas Energías

Jet-cloud interactions in the BLR of Centaurus A 255
A. T. Araudo, V. Bosch-Ramon & G. E. Romero

On the nature of the episodic gamma-ray flare observed in Cygnus X-1 259
M. V. del Valle, G. E. Romero & M. Orellana

Non-thermal radiation from galactic black hole coronae 263
F. L. Vieyro, G. E. Romero & G. S. Vila

An analysis of the broadband electromagnetic emission of the microquasar GX 339-4 267
G. S. Vila & G. E. Romero

VI Instrumentación y Sitios Astronómicos

Surface roughness estimation of a parabolic reflector 273
N. A. Casco

Numerical simulation of winds behaviour in Macón site 277
E. Gonzalez, C. Sacco, R. Vrech, V. Renzi, D. García Lambas & P. Recabarren

Estabilidad y precisión del espectrógrafo EBASIM para la detección de planetas extrasolares 281
E. Jofré y J. F. González

Caracterización astronómica del sitio Cordón Macón en la provincia de Salta	285
<i>V. Renzi, R. Vrech, D. Ferreiro, D. García Lambas, M. Solinas, H. Muriel, J. Viramonte, M. Sarazin y P. Recabarren</i>	

VII Astrometría

SPM4: The Yale/San-Juan Southern Proper Motion survey: 100 million absolute proper motions	291
<i>W. F. van Altena, T. M. Girard, D. I. Casetti, K. Vieira, C. E. López, D. Castillo, D. Monet, N. Zacharias, V. I. Korchagin, I. Platais, Y. S. Lee, T. C. Beers & D. Herrera</i>	

VIII Dinámica Estelar

Comparación de diferentes rutinas de integración numérica de EDOs	297
<i>L. A. Darriba, C. M. Giordano y P. M. Cincotta</i>	
Testeo del <i>MEGNO</i>: indicador rápido de la dinámica	301
<i>N. P. Maffione, C. M. Giordano y P. M. Cincotta</i>	

IX Premios, Distinciones y Conferencias Especiales

The current structure of the trans-Neptunian region	307
<i>A. Alvarez-Candal</i>	
Pulsations in white dwarf and pre-white dwarf variable stars . . .	317
<i>A. H. Córscico</i>	
Observando con Gemini desde el óptico al infrarrojo medio . . .	327
<i>E. R. Carrasco</i>	
The relevance of planetary nebulae to modern astrophysics . . .	337
<i>R. L. M. Corradi</i>	
Dinámica de objetos artificiales alrededor de la Tierra	347
<i>W. Schulz</i>	
Proyecto LLAMA	357
<i>E. M. Arnal, I. F. Mirabel, R. Morras, G.E. Romero, Z. Abraham, E. M. de Gouveira Dal Pino y J. Lepine</i>	
Science and detectors of the Pierre Auger Observatory	367
<i>A. Etchegoyen</i>	
Dos décadas de Astrofísica observacional en el Complejo Astronómico El Leoncito	377
<i>J. J. Clariá</i>	

The anisotropy of time and the dynamics of the Universe 388
G. E. Romero

The eco-system of active galactic nuclei: a near infrared perspective 401
M. G. Pastoriza, R. Riffel, A. Rodriguez-Ardila & C. Bonatto

Índice de Autores 407



Parte I

Sol, Sistema Solar y Ciencias Planetarias

PRESENTACIÓN MURAL

Formación de sistemas planetarios extrasolares

L. D. Dirani^{1,2,3}, A. Brunini^{1,2,3} y P. Santamaría^{1,2,3}

(1) *Grupo de Ciencias Planetarias*

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

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

Abstract. In this work we study the formation of extrasolar planetary systems starting from a set of planetary embryos in order to incorporate the effects induced by the gas and planetesimal disks, the accretion of planetesimals and gas onto planetary embryos, the orbital migration of embryos, the gas drag effect on the planetesimals and a global depletion of the gas disk. We simulate the late stages of planet formation using N-body integrations in 3-D. Our results indicate that a large fraction of the planets are very close to the central star, in orbits inside 0.1 AU. The mass, semimajor axis and eccentricity distributions generated in our simulations are consistent with those of the known extrasolar planets. Our simulations lead successfully to the formation of diverse planetary systems, which include gas giant planets, Neptune like planets and terrestrial planets. In the simulations, the memory of the initial conditions is difficult to be recovered from the current characteristics of the extrasolar planetary systems.

Resumen. En el presente trabajo examinamos la formación de sistemas planetarios extrasolares, a partir de un conjunto de embriones planetarios inmersos en un disco de gas y planetesimales. Realizamos un conjunto de simulaciones de N-cuerpos en tres dimensiones. Nuestros resultados indican que una gran fracción de los planetas se encuentran muy cercanos a la estrella central. Las distribuciones de masa, semiejes mayores y excentricidades generadas en nuestras simulaciones, son consistentes con las exhibidas por los sistemas extrasolares conocidos. Nuestras simulaciones conducen a la formación de diversos sistemas planetarios que incluyen planetas gigantes gaseosos de la clase de los *hot Jupiters*, *Neptunos* y planetas terrestres. En las simulaciones, no es posible recuperar la memoria de las condiciones iniciales a partir de las características presentes de los sistemas planetarios extrasolares.

1. Introducción

Desde 1995 y hasta la fecha se han descubierto más de 400 planetas extrasolares, muchos de los cuales orbitan estrellas de tipo solar. Estos hallazgos muestran una amplia variedad de sistemas planetarios, con planetas altamente masivos, algunos orbitando muy cerca de su estrella central ($r < 0,1\text{AU}$), los llamados “hot

Jupiters”, y con un rango muy amplio de excentricidades. Estos descubrimientos han abierto la posibilidad de que los planetas hayan migrado grandes distancias.

En este trabajo presentamos los resultados de un conjunto de varias decenas de experimentos numéricos del crecimiento y la evolución dinámica de embriones planetarios sumergidos en un disco de gas y planetesimales. En particular, examinamos la acreción de planetesimales sobre los núcleos protoplanetarios, la acreción de gas y su migración orbital en discos masivos (modelo de disco de cinco masas estándar para el sistema solar).

2. Modelo

Estudiamos la etapa final del crecimiento planetario, en la que tiene lugar la fase oligárquica. Consideramos un modelo de disco formado por una componente sólida (rocas y hielo) y una componente gaseosa. La densidad superficial de la componente sólida es de la forma $\Sigma_s \propto a^{-3/2}$, donde a es la distancia a la estrella central y la cantidad de gas es proporcional a la de sólidos inicialmente y luego decae exponencialmente con el tiempo. En este contexto, la densidad superficial de elementos sólidos cambiará, no sólo por el proceso de acreción, sino también debido al movimiento radial sistemático de los planetesimales, producto de su interacción con el gas (efecto *drag*). Los protoplanetas inmersos en este disco, se mueven bajo la influencia gravitatoria de la estrella central, sujetos a las perturbaciones generadas por los restantes protoplanetas. Para hacer una descripción consistente de la evolución acoplada de los protoplanetas y el disco de planetesimales en presencia de gas nebular, modelamos la *migración orbital* de los núcleos protoplanetarios (ver Ward 1986) incluyendo su efecto circularizador de las órbitas. Simulamos la acreción de gas siguiendo el modelo de *inestabilidad nucleada* de Mizuno (Mizuno 1980).

3. Simulaciones Numéricas

Realizamos un conjunto de simulaciones con $N = 10, 20$ y 30 embriones planetarios, dispuestos en la zona externa a la línea del hielo y separados mutuamente en $10R_h$, siendo R_h el radio de Hill del planeta. Las excentricidades iniciales se eligieron bajas al igual que las inclinaciones. Para llevar a cabo estas simulaciones, utilizamos una versión modificada del código numérico *DAEDALUS* (Brunini, A. et al. 2007) que implementa la técnica de árbol octal para el cálculo de las interacciones gravitatorias. A este integrador le incorporamos un conjunto de subrutinas que contemplan los efectos debidos a la presencia del gas.

Encontramos que todas las simulaciones condujeron a la formación de un *sistema planetario* en una escala de tiempo inferior a los 10^7 años. Los *sistemas planetarios* formados contienen **planetas** y **protoplanetas**. Al final de las simulaciones, unos pocos protoplanetas aún no completaron la etapa de acreción y migración orbital. Una fracción importante de los planetas formados se encuentra muy próximo a su estrella central (~ 0.1 AU). La vasta mayoría de los planetas se encuentra a menos de 0.5 AU. Las masas de los planetas formados cubren un amplio rango (entre una fracción de la masa de la Tierra hasta varias veces la masa de Júpiter). Los planetas gigantes simulados yacen en la zona de

mayor concentración de los planetas gigantes descubiertos hasta la fecha. Los planetas formados muestran un amplio rango de excentricidades orbitales. En todos los casos las inclinaciones fueron fuertemente amortiguadas por el gas.

Los planetas gigantes simulados están compuestos por un núcleo sólido que en promedio contiene el 15 % de la masa total, mientras el otro 85 % de la masa es una envoltura gaseosa. Son principalmente planetas jovianos, pero también hallamos *Neptunos* (ver figuras (1) y (2) para el caso de 30 embriones iniciales). Excepto un caso, los planetas terrestres que emergen de las simulaciones tienen semiejes mayores a los de los planetas gigantes, pero no mayores a las $\sim 0,5$ AU. Sus masas están en el rango $3M_{\oplus}$ - $10M_{\oplus}$. Son planetas terrestres masivos, o *super-Earths*. Estos presentan tenues envolturas gaseosas en comparación con las adquiridas por los planetas gigantes ($\sim 10^{-4}$ de la masa total del planeta).

Las simulaciones con 30 embriones iniciales conducen a los sistemas planetarios más populosos pero con objetos más inestables. En el conjunto de planetas que completaron el proceso de formación dentro del tiempo de la simulación, hallamos planetas gigantes y terrestres en una proporción de $\sim 70\%$ para los primeros y $\sim 30\%$ para los segundos.

Hallamos que el tamaño de los planetesimales influye sobre el resultado final de las simulaciones, incrementando la escala de tiempo de formación de los núcleos sólidos. En la figura (4) ($N = 30$ y $r = 100$) se observa la aparición de objetos que no han completado su migración en el tiempo de integración.

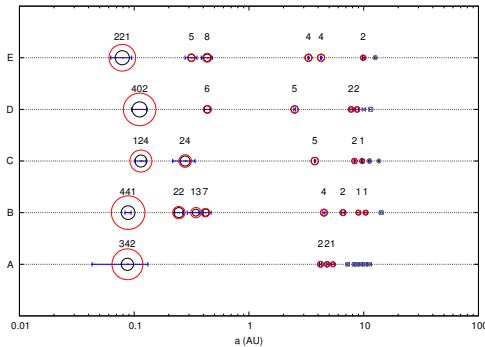


Figura 1. Sistemas planetarios formados a partir de un conjunto inicial de 30 embriones planetarios y planetesimales de 10 Km de radio. El círculo azul central indica el radio del núcleo planetario, mientras que en rojo se muestra la envoltura gaseosa.

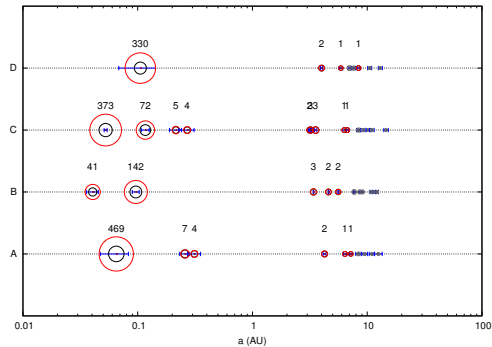


Figura 2. Sistemas planetarios formados a partir de un conjunto inicial de 30 embriones planetarios y planetesimales de 100 Km de radio. El círculo azul central indica el radio del núcleo planetario, mientras que en rojo se muestra la envoltura gaseosa.

En la figura (3) se muestra la distribución de excentricidades planetarias según la distancia a la estrella central. La dispersión exhibida por los planetas simulados es el resultado de las interacciones binarias entre los protoplanetas.

4. Conclusiones

Las simulaciones condujeron a la formación de diversos sistemas planetarios, que incluyen *hot Jupiters*, *Neptunos* y planetas terrestres. Sistemas donde conviven planetas gigantes y terrestres son resultados comunes. A pesar del efecto circularizador de la interacción planeta-disco, hemos obtenido órbitas con alta

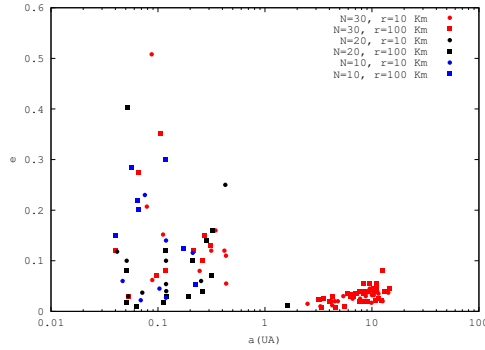


Figura 3. Excentricidad Vs. semieje mayor para todas los planetas obtenidos al cabo de 10^7 años de integración. Las interacciones binarias entre embriones incrementan las excentricidades. Los protoplanetas que no alcanzaron la zona interna del disco tienen bajas excentricidades.

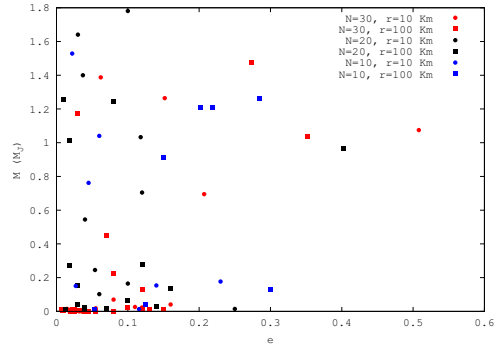


Figura 4. Excentricidad Vs. masa al cabo de 10^7 años de integración. Los planetas con baja masa tienen bajas excentricidades debido a que no han migrado al interior del disco y, por consiguiente no han sufrido encuentros que las exiten.

excentricidad debido a las interacciones planeta-planeta. En este punto, debemos resaltar que no hemos considerado en el modelo las fuerzas de marea entre la estrella central y el planeta, responsables de la circularización de las órbitas. Todos los planetas generados orbitan muy cerca de la estrella central a distancias menores que 0.5 AU. Además, una importante fracción se encuentra muy cerca de la estrella central, a menos de 0.1 AU. Las masas, semiejes mayores y excentricidades, son consistentes con las presentadas por los planetas extrasolares descubiertos. Los resultados hallados son sensibles al número de embriones iniciales. En todas las simulaciones, los planetas gigantes se hallan más próximos a la estrella central que los planetas terrestres. El tamaño de los planetesimales influye sobre la escala de tiempo de formación de los núcleos sólidos. La migración planetesimal debida al arrastre gaseoso retarda el proceso de acreción.

Para concluir, hemos encontrado una diversidad de sistemas planetarios dependiendo de las condiciones orbitales iniciales de los embriones planetarios, su número y los radios de los planetesimales. La memoria de las condiciones iniciales es difícil de recobrar a partir de las características presentes de los sistemas planetarios extrasolares.

Referencias

- Brunini, A., Santamaría, P.J., Viturro, H.R. & Cionco, R.G. 2007. *Planetary and Space Science*, Volume 55, Issue 14, p. 2121-2127.
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004a, *ApJ*. 604, 388 (Paper I)
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004b, *ApJ*. 616, 567 (Paper II)
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2005, *ApJ*. 626, 1045 (Paper III)
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2008 *ApJ* Volume 673, Issue 1, pp. 487-501 (Paper IV)
- Mizuno, H. 1980, *Prog. Theor. Phys.*, 64, 504
- Pollack, J.B. et al 1996 *Icarus*, 124, 62
- Safronov, V. S., 1969. *Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets*. Nauka, Moscow [Engl. transl. NASA TTF-677, 1972]
- Thommes, E. W. Duncan, M. J. & Levison, H. F. 2003, *Icarus*, 161, 431-455
- Ward, W. 1986, *Icarus*, 67, 164

PRESENTACIÓN ORAL

Dependencia del tiempo de formación de los planetas gigantes con el tamaño de los planetesimales acretados.

A. Fortier^{1,2}, O. G. Benvenuto^{1,2} y A. Brunini^{1,2}

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

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

Abstract. In the framework of the core instability hypothesis and according to the Nice model for the primordial orbital architecture of the Solar System, we study the formation of the giant planets considering several different laws for the size distribution of the accreted planetesimals. Our results show that, if most of the mass lies in small planetesimals (radii $\sim 30 - 100$ meters), the formation of Jupiter, Saturn, Uranus and Neptune can be explained by the core instability model, avoiding any conflict with the estimated lifetime of protoplanetary discs.

Resumen. Bajo la hipótesis del modelo de inestabilidad nucleada y considerando la estructura orbital primordial del Sistema Solar propuesta por el modelo de Niza, estudiamos la formación de los planetas gigantes considerando varias distribuciones de tamaños posibles para los planetesimales acretados. Nuestros resultados muestran que, si la distribución es tal que la mayor parte de la masa yace en planetesimales cuyo radio es de $\sim 30 - 100$ metros, la formación de Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno puede enmarcarse dentro del modelo de inestabilidad nucleada, sin entrar en conflicto con los tiempos de disipación de los discos protoplanetarios.

1. Introducción

El escenario estándar de formación de planetas gigantes es el que se conoce como modelo de inestabilidad nucleada. Este modelo da cuenta de manera sencilla de la estructura interna inferida actualmente para los planetas gigantes del Sistema Solar (núcleo sólido más una extendida envoltura gaseosa), y surge como una prolongación natural del mecanismo de formación de los planetas terrestres. Esencialmente, la hipótesis de inestabilidad nucleada establece que la formación se produce en dos etapas: primero, por acreción mutua entre planetesimales se forma un embrión sólido, el cual continúa su crecimiento a expensas de acretar aquellos planetesimales que se encuentran en la vecindad de su órbita. Conforme la masa del embrión crece, lo hace también su influencia gravitatoria, lo cual le permite retener parte del gas nebular que lo rodea, dando origen a la componente gaseosa de su estructura. De este modo, la masa del planeta crece por acreción tanto de sólidos como de gas. Cuando el protoplaneta vacía su zona de alimentación, y la tasa de acreción de sólidos disminuye en consecuencia, y la acreción de gas comienza a tomar el rol protagónico en el proceso de formación.

Finalmente, si hay suficiente gas disponible en el disco, cuando la masa de la envoltura iguala la del núcleo sólido, la acreción de gas domina la formación, produciéndose el crecimiento *runaway* de la envoltura, la cual incrementa notablemente su masa en una escala de tiempo muy corta. En el caso de los planetas gigantes del Sistema Solar, Júpiter y Saturno debieron poder completar su formación lo suficientemente rápido como para alcanzar la etapa de crecimiento *runaway* de la envoltura, mientras que Urano y Neptuno, cuyas atmósferas representan menos del 20 % de sus masas, no llegaron a esta etapa, probablemente porque la componente gaseosa del disco protoplanetario se habría disipado antes. Si bien el escenario que propone la hipótesis de inestabilidad nucleada es satisfactorio en muchos aspectos, uno de sus puntos débiles es el tiempo que demanda la formación de un planeta gigante. De estudios observacionales (por ejemplo, Hillenbrand 2005), se ha podido determinar que la componente gaseosa de los discos protoplanetarios tiene una escala de disipación del orden de 10 millones de años, con lo cual los planetas deberían completar su formación antes de que esto ocurra. Se han propuesto varias alternativas para acelerar el proceso de formación, siendo algunas de ellas la migración planetaria (Alibert et al. 2005), la reducción de la opacidad de los granos de polvo de la envoltura (Hubickyj et al. 2005) y recientemente, asignar una distribución de tamaños para los planetesimales acretados (Benvenuto et al. 2009).

En el presente trabajo y, como continuación de nuestra investigación previa (Benvenuto et al. 2009), profundizaremos el estudio de la formación de los planetas gigantes del Sistema Solar bajo la hipótesis de la formación *in situ* y de acuerdo al modelo de inestabilidad nucleada. Particularmente nos concentraremos en la incidencia que tiene sobre el tiempo de formación la distribución de tamaños que se considere para los planetesimales acretados.

2. Características del modelo y resultados

Las características de nuestro modelo de formación de planetas gigantes, tanto en lo que respecta a la física considerada como al tratamiento numérico, pueden encontrarse en nuestros artículos previos (Benvenuto & Brunini 2005; Fortier et al. 2007, 2009; Benvenuto et al. 2009). En síntesis, nuestro modelo calcula la formación aislada de cada planeta, cada uno de los cuales se encuentra en órbita circular (fija) alrededor del Sol ($a_J = 5,5$ UA, $a_S = 8,3$ UA, $a_N = 11$ UA y $a_U = 14$ UA). El disco protoplanetario está caracterizado por un perfil de densidad (considerando una componente sólida y una gaseosa) que responde a una ley de potencias en el semieje, $\Sigma \propto a^{-2,168}$ (Desch 2007), y un perfil de temperatura que decrece con un exponente igual a -1.5 ($T \propto a^{-1,5}$). La tasa de acreción de planetesimales para formar el núcleo sólido es la correspondiente al crecimiento oligárquico. La estructura gaseosa se resuelve integrando las cuatro ecuaciones diferenciales de la evolución estelar con un esquema tipo Henyey, lo cual, en conjunto con las condiciones de borde, permite el cálculo de la tasa de acreción de gas. La tasa de acreción de planetesimales está acoplada en forma autoconsistente a las ecuaciones de estructura. Al igual que en Benvenuto et al. (2009), hemos considerado que los planetesimales acretados siguen una distribución de tamaños $n(m) \propto m^{-\alpha}$, donde $n(m)dm$ es el número de planetesimales cuya masa está en $(m, m + dm)$. Luego, la masa contenida en un dado interva-

lo es $\int n m dm \propto m^{2-\alpha}$, con lo cual si $\alpha > 2$, la mayor parte de la masa de sólidos estará en los planetesimales pequeños, mientras que si $\alpha < 2$, estará en los objetos más grandes de la distribución. Consideramos que la población de planetesimales está representada por 9 especies equiespaciadas en el logaritmo con un radio máximo de 100 km y mínimo de 30 m. Además, para tener en cuenta la presencia de otros embriones creciendo en el disco protoplanetario (y por ende también acreutando planetesimales), impondremos una limitación para la tasa de acreción de sólidos: cuando ésta decrece en un 10 % respecto de su valor máximo, no se permite la repoblación de la zona de alimentación. Esto significa que una vez que se cumple esta condición, el material sólido disponible para ser acreutado no aumenta debido a la expansión de la zona de alimentación sino, por el contrario, sólo puede disminuir a expensas de la acreción por parte del protoplaneta.

Benvenuto et al. (2009) mostraron que para $\alpha = 2,5$ y para condiciones nebulares compatibles con el modelo de Niza (Tsiganis et al. 2005), Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno completan su formación en menos de 5 millones de años. En este trabajo nos proponemos analizar la dependencia del tiempo de formación con el valor de α , dado que se ha demostrado (Fortier et al 2009, Benvenuto et al 2009) que esta escala de tiempo es fuertemente dependiente del radio de los planetesimales acreutados. De este modo, para valores de α menores a 2, los planetesimales de mayor radio son los que dominan la masa de la población de sólidos. Para $\alpha = 2$, todas las especies son igualmente abundantes y, para α mayor que 2, los planetesimales más chicos son los que contienen la mayor parte de la masa. Además, cuanto más grande es el valor de α , mayor será el porcentaje en masa que representen los planetesimales más chicos de la distribución. Para evaluar un amplio abanico de posibilidades, hemos decidido calcular la formación de los planetas gigantes del Sistema Solar para $\alpha = 1, 1,5, 1,75, 2, 2,15, 2,25, 2,35, 2,5$ y 3.

En la figura 1 mostramos el tiempo de formación para Júpiter, Saturno, Neptuno y Urano en función del valor de α . Claramente, $\alpha = 2$ es un punto de inflexión. La formación de los cuatro planetas se completa en menos de 10 millones de años recién para valores de α mayores o iguales a 2,25, con lo cual la formación de los núcleos de los planetas gigantes debería haberse producido fundamentalmente por la acreción de planetesimales pequeños (de entre 30 y 100 metros), ya que si la población de planetesimales hubiera estado concentrada en planetesimales con tamaños del orden de los 100 km (correspondiente al caso $\alpha = 1$ o $\alpha = 1,5$), ninguno de los planetas podría haberse formado antes de la disipación del disco protoplanetario. De hecho, exceptuando el caso de Júpiter, para $\alpha = 1$, al cabo de 10 millones de años el núcleo de ninguno de los planetas alcanza siquiera media masa de la Tierra. Esto demuestra que al menos bajo las condiciones nebulares consideradas aquí, un embrión en crecimiento oligárquico no puede formarse a expensas de planetesimales grandes en tiempos acordes a la vida media estimada para los discos protoplanetarios.

3. Conclusiones

El mecanismo de inestabilidad nucleada es el escenario más probable para la formación de planetas gigantes. Sin embargo, las escalas de tiempo involucra-

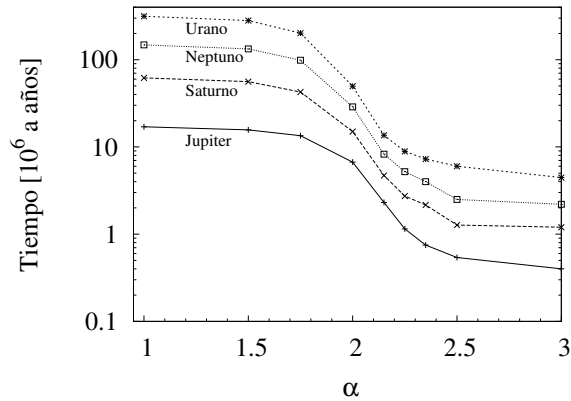


Figura 1. Tiempo de formación de Júpiter, Saturno, Neptuno y Urano (de abajo hacia arriba) para distintos valores del exponente de la ley de potencias que representa la distribución de la masa de sólidos en función del tamaño de los planetesimales. Notemos que para valores de $\alpha < 2$ la mayor parte de la masa está contenida en los planetesimales más grandes y los tiempos de formación son excesivamente largos.

das para explicar su formación han sido siempre un tema de debate. En este trabajo, hemos mostrado que, si el disco está poblado fundamentalmente de planetesimales pequeños, la formación de Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno puede producirse cómodamente en menos de 10 millones de años. Recientemente, se ha abierto la discusión sobre el tamaño de los planetesimales primordiales que pueblan el disco protoplanetario, dado que la teoría de formación de planetesimales también tiene varios interrogantes a resolver. Según las últimas simulaciones (Johansen et al. 2007), los planetesimales nacerían grandes (varios cientos de kilómetros de radio). Si bien esto solucionaría ciertos problemas respecto de la supervivencia de los mismos en el disco protoplanetario, claramente introduce nuevas limitaciones para la formación de los planetas gigantes. No hay que perder de vista, sin embargo, que los resultados sobre la formación de planetesimales son muy preliminares y merecen todavía un análisis más profundo.

Referencias

- Alibert, Y., Mousis, O., Mordasini, C., Benz, W. 2005. *ApJ* 626, L57-L60.
 Benvenuto, O. G., & Brunini, A. 2008, *Icarus*, 195, 882.
 Benvenuto, O. G., Fortier, A., Brunini, A. 2009, *Icarus* 204, 752.
 Desch, S. J. 2007, *ApJ* 671, 878.
 Fortier, A., Benvenuto, O. G., Brunini, A. 2007, *A&A* 473, 311.
 Fortier, A., Benvenuto, O. G., Brunini, A. 2009, *A&A* 500, 1249.
 Hillenbrand, L. A. 2005. *ArXiv Astrophysics e-prints arXiv:astro-ph/0511083*.
 Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J. 2005. *Icarus* 179, 415.
 Johansen, A., Oishi, J. S., Low, M.-M. M., Klahr, H., Henning, T., Youdin, A. 2007, *Nature*, 448, 1022
 Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., Levison, H. F. 2005. *Nature* 435, 459.

PRESENTACIÓN MURAL

Variaciones polarimétricas en asteroides debidas a rotación

V. Mesa¹ y R. Gil-Hutton^{2,1}

(1) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, U.N.S.J.*

(2) *Complejo Astronómico El Leoncito - CONICET*

Abstract. The different characteristics of asteroidal surfaces could be studied recording the polarimetric variations during a rotational cycle of the object. Since different relations between polarimetric and physical (rugosity, porosity, taxonomy, albedo) parameters exist, it is possible to find information about the physical property responsible of the polarimetric variation. In this paper, a study of the polarimetric variations observed on the asteroids (11) Parthenope and (16) Psyche are presented.

Resumen. Las variaciones de las propiedades físicas de las superficies asteroidales pueden ser detectadas estudiando las variaciones polarimétricas durante un ciclo de rotación del objeto. Dado que existen diferentes relaciones entre parámetros polarimétricos y algunos parámetros físicos (rugosidad, porosidad, taxonomía, albedo), es posible, mediante este tipo de estudio, evaluar cual es la propiedad física responsable de la misma. En este trabajo se presenta un estudio de las variaciones polarimétricas de los asteroides (11) Parthenope y (16) Psyche durante un ciclo de rotación.

1. Introducción

Los resultados obtenidos de estudios fotométricos de curvas de luz de asteroides indican que muchos de estos objetos tienen formas no esféricas o incluso muy irregulares. La predominancia de curvas de luz con doble máximo y mínimo durante un ciclo de rotación del objeto indica que la forma es un factor importante en modular la cantidad de luz reflejada. De todos modos, existen numerosos casos donde la curva de luz no sigue este patrón de doble extremo, lo que indicaría que se encuentra dominada por una variación de las propiedades físicas de la superficie más que por la forma (Magnusson et al. 1989)

Un método sencillo y directo para detectar variaciones de las propiedades físicas de las superficies asteroidales, consiste en obtener mediciones polarimétricas durante un ciclo de rotación completo del objeto (Dollfus et al. 1989). Dado que existen diferentes relaciones entre parámetros polarimétricos y algunos parámetros físicos (rugosidad, porosidad, taxonomía, albedo), es posible estudiar las variaciones en el porcentaje de luz polarizada durante un ciclo de rotación y evaluar cual es la propiedad física responsable de la misma.

En el marco de un proyecto en el cual buscamos caracterizar superficies de cuerpos menores del Sistema Solar mediante observaciones polarimétricas, desde hace algunos años hemos realizado numerosas campañas de observación

utilizando distintas técnicas de polarimetría. Históricamente, los pocos estudios de este tipo se han realizado cuando los objetos están próximos al ángulo de fase en donde se observa su valor de polarización mínimo (Broglia and Manara 1989, 1990, 1992, 1994), para aprovechar la relación empírica que relaciona el albedo de la superficie con la polarización mínima. Lamentablemente, sin embargo, este parámetro polarimétrico se ve afectado por otros parámetros físicos como porosidad, rugosidad y tipo taxonómico.

Por este motivo, hemos observado los asteroides cuando están próximos a su ángulo de inversión (alrededor de los 20 grados), dado que una posibilidad para definir si efectivamente las variaciones de porcentaje de polarización en un ciclo de rotación se deben a variaciones de albedo o algún otro parámetro físico, es utilizar la relación que liga el albedo de la superficie con la pendiente de la curva de polarización. Si bien esto no es sencillo debido a que el asteroide debe ser observado a ángulos de fase del orden de los 20 grados y a veces esto resulta imposible, al ser esta relación independiente de los parámetros físicos que afectan la polarización mínima y lineal para albedos superiores al 4%, nos provee de información directa sobre el albedo. Otra opción es estudiar el objeto cuando se encuentra próximo a ángulos de fase cercanos a 0 grados donde el asteroide debe tener polarización cero. Al ser éste un valor fijo, cualquier variación corresponde a una alteración de la polarización mínima, la cual se encuentra relacionada parcialmente con el albedo, pero a ángulos de fase bajos, no está muy afectada por otros parámetro físicos.

En este trabajo presentamos observaciones de los asteroides (11) Parthenope, y (16) Psyche, para los cuales se ha podido observar como mínimo un período de rotación completo.

Asteroide	Per. Rot.	Fecha	α	θ_0	$ P_r \text{ \%} $	σ_r
(11) Parthenope	9.430 hs.	02/08/08	2,6°	83,7°	-0.773	0.020
		03/08/08	2,1°	87,2°	-0.519	0.009
		04/08/08	1,5°	92,9°	-0.330	0.012
		05/08/08	1,1°	103,8°	-0.332	0.010
(16) Psyche	4.196 hs.	03/08/08	18,6°	107,2°	-0.439	0.014
		04/08/08	18,6°	107,2°	-0.510	0.033
		05/08/08	18,6°	107,1°	-0.402	0.015

Tabla 1. Valores observacionales para los asteroides (11) Parthenope y (16) Psyche.

2. Observaciones

Las observaciones han sido realizadas entre el 1 y 7 de Agosto de 2008 utilizando el polarímetro FOTOR y el telescopio de 2.15 m. del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Las noches de observación fueron asignadas alrededor de la fecha de Luna Nueva, para minimizar la contaminación del fondo de cielo. En todas las noches se observó como mínimo una estrella estándar de polarización cero y una estrella estándar de alta polarización con el objeto de determinar la polarización instrumental; los parámetros para cada estrella estándar se obtuvieron de Tumshek et al. (1990) y Gil-Hutton & Benavidez (2003). Como las

condiciones de observación no fueron las óptimas, se utilizaron sólo las mediciones obtenidas con el filtro R para obtener la mejor relación señal - ruido posible. Todas las observaciones fueron realizadas con un tiempo de exposición de 80 segundos.

En la Tabla 1 se listan los asteroides observados, la fecha de observación, el periodo rotacional obtenido de Lagerkvist et al. (1993), el ángulo de fase, el ángulo de posición del plano de dispersión, la polarización media total respecto del plano de dispersión y su error.

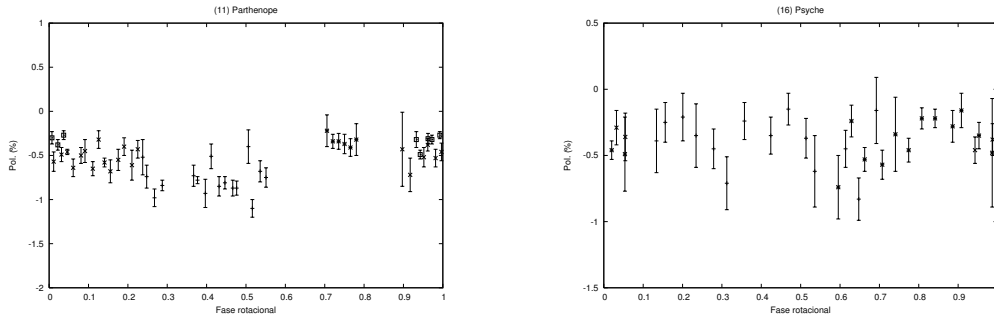


Figura 1. Curvas de variación polarimétrica en el filtro R durante un ciclo de rotación para los asteroides (11) Parthenope y (16) Psyche.

3. Resultados y Discusión

Las curvas de variación polarimétrica para ambos asteroides se muestran en la Figura 1. En este caso particular las observaciones han sido tomadas próximas al ángulo de inversión en el caso de (16) Psyche y próximo a ángulo de fase cero para (11) parthenope. Para los dos objetos se observa una variación del orden del 1% en la polarización.

En el primer caso, las variaciones en el porcentaje de luz polarizada pueden interpretarse como una variación en el valor del ángulo de inversión a medida que el objeto rota, pero esto indicaría que el regolito del objeto será diferente en algunas regiones del asteroide. Un valor alto del ángulo de inversión (20 grados o más) significa que el regolito está compuesto por partículas finas, similar a la superficie lunar y algo común en grandes asteroides. En el caso contrario, si el ángulo de inversión es bajo (14 a 20 grados), el regolito se compone de partículas más gruesas.

En el segundo caso, las variaciones en el porcentaje de luz polarizada corresponderían a variaciones del mínimo de la curva fase-polarización para este objeto. La ventaja en este caso es que al obtenerse los valores en una fase cercana a 0 grados, las mediciones se ven poco afectadas por otros parámetros físicos que afectan la curva de polarización cercana a este valor y pueden interpretarse como variaciones puras, no alteradas por otros efectos físicos en la superficie.

Por otro lado, como el grado de polarización esta relacionado con el albedo, sus variaciones significan que la superficie del asteroide tendría regiones con diferente albedo medio y/o textura del regolito, posiblemente relacionado con la ocurrencia de grandes impactos. Una observación interesante es que las familias

de asteroides probablemente generadas por un cuerpo padre común, despliegan un rango significativo de albedos superficiales (Zappala et al. 1994).

Podemos entonces concluir que en estos asteroides la variación en el porcentaje de luz polarizada, se debería a que su superficie ha sufrido impactos que generan mayor cantidad de polvo en algunas regiones y cambios de la superficie reflectante.

Un cuerpo rotante elongado podría mostrar algunas pequeñas variaciones en la magnitud debido a que observamos al objeto en diferentes orientaciones. Pero si el asteroide no tiene forma elongada y se observa una variación, de todas formas esto se debería a que hay manchas de albedo. Para verificar esta hipótesis, se necesita observar la curva de luz del asteroide, que en este caso no es posible dada la mala calidad de nuestras noches, por lo que se propone como un trabajo a futuro.

Es interesante estudiar la relación entre la curva de luz y la curva de polarización, ya que en trabajos previos (Nakayama et al. 2000) se ha observado que el mayor valor de la polarización negativa ocurre en el lado más oscuro de la curva de luz, por ejemplo para los asteroides (9) Metis y para (4) Vesta (Dollfus et al. 1989).

Referencias

- Broglia, P., & Manara, A. 1989, *A&A*214, 389
Broglia, P., & Manara, A. 1990, *A&A*237, 256
Broglia, P., & Manara, A. 1992, *A&A*257, 770
Broglia, P., & Manara, A. 1994, *A&A*281, 576
Dollfus, A. et al. 1989, En "Asteroids II", Univ. Arizona Press, pp. 594-616
Gil-Hutton, R. & Benavidez, P. 2003. *MNRAS*345, 97
Lagerkvist, C. -I. et al. 1993, En "Asteroid Photometric catalogue: Third Update", Astronomiska Observatoriet, Uppsala, Suecia, 1.
Magnusson, P. et al. 1989, En "Asteroids II", Univ. Arizona Press, pp. 67-97
Nakayama, H. et al. 2000, *Icarus* 220,231
Tumshak, D. A. et al. 1990, *AJ*99, 1243
Zappalà, V. et al. 1994, *AJ*107,772.

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio de factibilidad para la detección de planetas extrasolares mediante tránsitos

R. Petrucci¹, J.F. González^{1,2} y E. Jofré¹

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

(2) *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio - ICATE, CONICET*

Abstract. We present an analysis to evaluate the possibility of detecting planetary transits with the HSH telescope located in CASLEO. To determine the photometric precision of this instrument, we repeatedly observed two stellar fields belonging to IC 4651 and NGC 6281 clusters. We made aperture and PSF photometry for both fields and concluded that the second technique is the more precise. We calculated the S/N of each object and determined that atmospheric extinction variations and other instrumental problems are the main factors that limit the precision for stars brighter than $V=13$. Finally, the results indicate that it is possible to use this instrument to detect “Hot Jupiters” and low amplitude variables ($\Delta V=0.01$).

Resumen. Presentamos un análisis para evaluar la posibilidad de detectar tránsitos planetarios con el telescopio HSH del CASLEO. Para determinar la precisión fotométrica de este instrumento, observamos reiteradamente dos campos estelares pertenecientes a los cúmulos abiertos: IC 4651 y NGC 6281. Realizamos fotometría PSF y de apertura para ambos campos y concluimos que, con la primera de estas técnicas, es posible alcanzar mayor precisión. Calculamos la relación S/N de cada objeto y determinamos que, para estrellas con $V < 13$, los principales factores que limitan la precisión están relacionados con variaciones de extinción atmosférica y otras limitaciones instrumentales. Finalmente, los resultados indican que es posible utilizar este instrumento para la detección de “Júpiteres calientes” y variables de baja amplitud ($\Delta V=0.01$).

1. Introducción

Hasta la fecha, el método de tránsitos, ha permitido detectar más de 60 objetos con masas planetarias, convirtiéndose en una de las técnicas más efectivas para la detección de nuevos candidatos a planetas extrasolares. La información provista por las velocidades radiales y por la fotometría de una estrella que presenta tránsitos, puede combinarse para estimar parámetros importantes, tales como la masa y el radio del planeta que la orbita. Como la disminución en el brillo estelar ocasionada por tales tránsitos es proporcional al cuadrado del cociente entre el radio del planeta y el radio estelar, se requiere fotometría de alta precisión

para medir estas variaciones. Es por ello que nuestro propósito fue analizar si el telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH) del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), tiene la precisión necesaria para detectar tránsitos planetarios.

2. Observaciones, instrumental y medición de magnitudes

Durante los años 2006 y 2007 llevamos a cabo un seguimiento fotométrico con el filtro V de Johnson de dos cúmulos abiertos del hemisferio sur: IC 4651 y NGC 6281, con densidades estelares de 0.75 y 0.14 magnitudes por minuto de arco cuadrado, respectivamente (Meibom et al. 2002). Para realizar las observaciones utilizamos el telescopio HSH del CASLEO (Cerro Burek, San Juan, Argentina). Éste es un telescopio Cassegrain clásico de 60 cm que cuenta con una rueda de filtros UBVRI. Durante el año 2006 estuvo equipado con un detector CCD de 512 x 512 pixeles, con un tamaño de pixel de 20 μm , mientras que en el año 2007 se utilizó un CCD de 512 x 510 pixeles, con un tamaño de 20 μm cada pixel. Para ambos dispositivos calculamos la ganancia y el ruido de lectura a través de imágenes de flat y de bias. De esta manera, determinamos: $R_L = 14e$ y $g = 14e/adu$ para el CCD utilizado en 2006 y $R_L = 30e$ y $g = 20e/adu$ para el del 2007.

Empleamos el paquete de tareas IRAF para corregir las imágenes por bias, dark y flat. Utilizamos la tarea *daofind* del paquete *daophot* para determinar el número de objetos pertenecientes a cada campo. En particular, esta tarea encontró 51 objetos para IC 4651 y 18 para NGC 6281. Medimos magnitudes con fotometría de apertura y fotometría PSF. En el primer caso, adoptamos un radio de apertura 2 veces más grande que el FWHM y empleamos, en general, un “annulus” de 25 pixeles y un “dannulus” de 5 pixeles. Realizamos fotometría diferencial utilizando como comparación varias de las mismas estrellas del campo en estudio. Finalmente, transformamos todas las magnitudes al sistema estándar.

3. Fotometría de apertura vs Fotometría PSF

Para comparar las fotometrías de apertura y PSF, calculamos el promedio (Vp) y la dispersión cuadrática media (σ) de las magnitudes de cada objeto de cada cúmulo. Luego, separamos estas estrellas de acuerdo a su magnitud promedio en intervalos de una magnitud, y posteriormente calculamos, para cada grupo, la dispersión cuadrática media promedio. Tanto en la Figura 1 como en la Tabla 1, puede apreciarse claramente que, en todos los rangos, las desviaciones cuadráticas promedio de las magnitudes PSF (cruces), son menores que las correspondientes a las de apertura (líneas negras). Además, es notorio cómo las diferencias se incrementan a medida que nos movemos hacia el extremo de los objetos débiles. Luego, del análisis previo, podemos ver que la fotometría PSF es la técnica que permite calcular magnitudes con mayor precisión.

4. La precisión del instrumento

Para determinar cuáles son los principales factores que limitan la precisión fotométrica del instrumental, calculamos la relación S/N de cada objeto. Nuestra

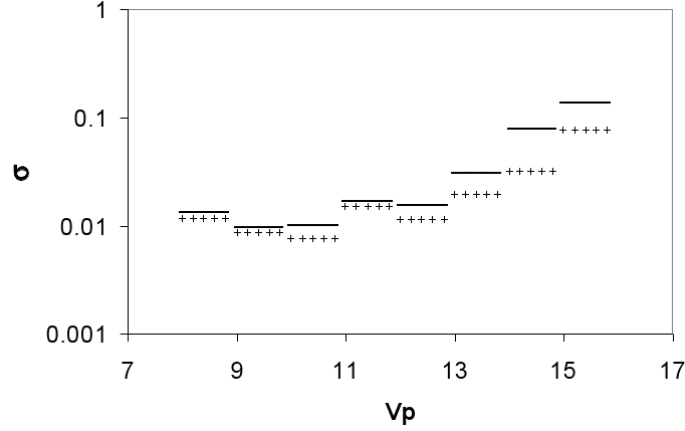


Figura 1. Comparación entre las dispersiones cuadráticas medias promedio para las magnitudes calculadas con PSF (cruces) y con apertura (líneas negras).

Tabla 1. Diferencias entre las dispersiones cuadráticas medias promedio de apertura y PSF para distintos intervalos de magnitud.

Magnitudes	$\langle \sigma_{aper} \rangle - \langle \sigma_{psf} \rangle$
8-9	0.0018
9-10	0.0011
10-11	0.0027
11-12	0.0006
12-13	0.0040
13-14	0.0109
14-15	0.0458
15-16	0.0610

hipótesis era que la principal fuente de ruido fuera la llegada aleatoria al detector de los fotones provenientes del objeto de interés. Teniendo en cuenta que la S/N de cada objeto está relacionada con la dispersión cuadrática media de las magnitudes mediante la relación teórica $\sigma = 1.086 \left(\frac{S}{N}\right)^{-1}$, verificamos dicha hipótesis realizando dos gráficos de $(S/N)^{-1}$ vs σ para los años 2006 y 2007, con los objetos de ambos cúmulos que presentaban $\sigma < 0.01$ (consideramos este límite teniendo en cuenta que el tránsito de un planeta gigante típico del tamaño de Júpiter produce una disminución en el brillo de una estrella de tipo solar del 1%) o de manera equivalente magnitudes entre 8 y 13 (Figura 2). Aquí podemos apreciar que los datos provenientes de las observaciones (círculos negros) no satisfacen la relación teórica (línea continua) que debería esperarse si el ruido dominante fuese el fotónico, sino que se encuentran sistemáticamente por encima. Este resultado indica que la precisión del instrumental debe estar limitada por factores que pueden tener relación con variaciones en los calibradores (bias, dark y flat) durante la misma noche de observación y entre noches

sucesivas, transparencia atmosférica variable, variaciones en los valores de seeing que modifican el radio de la apertura y problemas de seguimiento del telescopio, evidentes en tiempos de exposición superiores a cinco minutos, entre otros. No obstante, los resultados demuestran que es posible alcanzar precisiones inferiores a una centésima, si se consideran objetos con magnitudes entre 8 y 13, pudiendo detectarse planetas con masas mínimas de hasta $0.075 M_{Jup}$ que posean semiejes mayores que 0.03 UA y orbiten alrededor de estrellas M tempranas (<http://exoplanets.org/exotable/exoTable.html>).

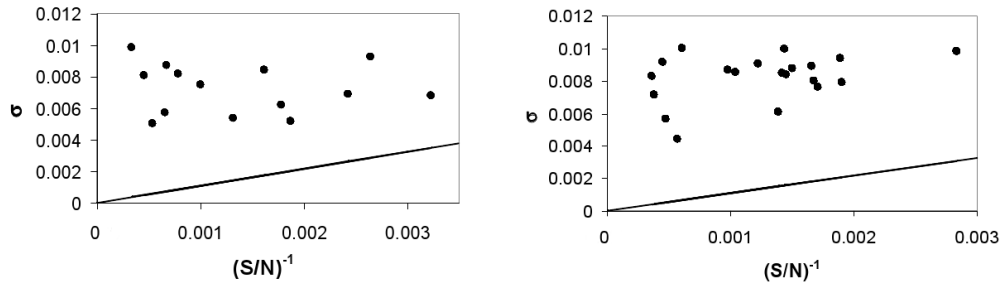


Figura 2. *Izquierda:* Datos del año 2007. *Derecha:* Datos del año 2006.

5. Conclusión

El objetivo de este trabajo fue evaluar la posibilidad de detectar tránsitos planetarios con el telescopio Helen Sawyer Hogg. Para tal fin, realizamos un seguimiento fotométrico de los cúmulos abiertos IC 4651 y NGC 6281, durante los años 2006 y 2007. Para los objetos de cada campo, medimos magnitudes mediante fotometría de apertura y PSF. Comparamos los resultados obtenidos con ambas técnicas y determinamos que las mediciones más precisas se obtienen con fotometría PSF. Además, pudimos concluir que, para los objetos más brillantes (con magnitudes entre 8 y 13), el ruido fotónico no es el dominante y la precisión alcanzada está básicamente limitada por factores que tienen que ver con la transparencia atmosférica del cielo en el lugar, variaciones en los calibradores y por errores que tienen relación con el CCD, la óptica y el guiado del telescopio. Finalmente, las precisiones alcanzadas durante los años 2006 y 2007 fueron de alrededor de 5 mmag, lo que indica que el instrumental cuenta con la precisión requerida para detectar variaciones en el brillo estelar, similares a las producidas por “Júpiteres calientes” y estrellas variables de baja amplitud.

Referencias

- Castellano, T., Laughlin, G., Terry, R.S., Kaufman, M., Hubbert, S., Schelbert, G.M., Bohler, D., Rhodes, R., 2004, JAVSO 33, 1
 Meibom, S., Andersen, J., Nordström, B., 2002, A&A 386, 187

PRESENTACIÓN MURAL

Observaciones de tránsitos planetarios con los telescopios del CASLEO

C. von Essen¹, A. P. Buccino², M. Melita², R. F. Díaz^{2,3}, C. Saffe⁴ y P. J. D. Mauas²

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

(2) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA), Argentina;*

(3) *Institut d'Astrophysique de Paris, France;*

(4) *Complejo Astronómico El Leoncito*

Abstract. We report consecutive observations of several transits of the planet WASP7-b, obtained with different telescopes located at CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito). We also compare the accuracy of the different instruments.

Resumen. Reportamos aquí los resultados de observaciones consecutivas del tránsito del planeta WASP7-b, realizadas en distintos telescopios del CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito). Analizamos también la precisión de los diferentes instrumentos.

1. Introducción

La detección y caracterización de planetas extrasolares es uno de los temas de mayor interés en la astronomía actual. A partir del estudio de tránsitos planetarios, es posible recabar información directa acerca de ciertas características necesarias para desarrollar modelos de su interiores, atmósferas y formaciones. Además, la detección de variaciones en el período de los tránsitos, representa una gran oportunidad para estudios dinámicos. Sin embargo, el estudio de estos tránsitos requiere de fotometría de alta precisión.

2. WASP-7

WASP-7b es un planeta gigante que transita alrededor de una estrella brillante ($V = 9.5$), que puede observarse exclusivamente desde el hemisferio sur ($\alpha = 20 : 44 : 10,3190$, $\delta = -39 : 13 : 30,894$). Hellier et. al (2008) detectaron este planeta por tránsito y determinaron un período orbital del orden de los 4.95 días. En las Tablas 1 y 2 se muestran los parámetros principales de la estrella WASP-7 y el planeta (<http://exoplanet.eu>).

Para estos parámetros, la profundidad del tránsito de WASP-7 b es de un 0.005 %, lo cual implica un $\Delta V \sim 0,006 \text{ mag}$. Los tiempos de integración de las observaciones fueron elegidos de manera tal que la relación señal/ruido fuese compatible con la precisión necesaria para observar el tránsito.

WASP-7	
Tipo espectral	F5V
Magn. visual [mag]	9.5
Distancia [pc]	140 \pm 15
Temp. efectiva [K]	6400 \pm 100
Masa [M_{\odot}]	1.28 +0.09/-0.19
Metalicidad [Fe/H]	0.0 \pm 0.1

Tabla 1.

WASP-7b	
Masa [M_J]	0.96 +0.12/-0.18
Radio [R_J]	0.915 +0.046/-0.040
Densidad [ρ_J]	1.26 +0.25/-0.21
Inclinación orbit. [deg]	89.6 +0.4/-0.9
Durac. tránsito [d]	0.1573 +0.0024/-0.0018

Tabla 2.

3. Observaciones

Observamos distintos tránsitos de WASP-7b con los telescopios Astrograph for the Southern Hemisphere (ASH), Helen Sawyer Hogg (HSH) y Horacio Ghilmetti (THG) ubicados en CASLEO. En la Tabla 3 mostramos las especificaciones técnicas de estos telescopios y las cámaras utilizadas.

	ASH	HSH	THG
Cámara	SBIG ST-L-11K	SBIG ST-8 Dual	Apogee Alta U16
Campo	97.8'x 65.2'	5.14'x 3.42'	50'x 50'
Tamaño del chip	36 x 24.7 mm	13.8 x 9.2 mm	36.8 x 36.8 mm
Tamaño del pixel	9 μ m	9 μ m	9 μ m
Escala	1.47''/px	0.201''/px	0.72''/px
Tiempo de lectura	2.6 seg	3.7 seg	2 seg
Enfriamiento	-25 °C	-20 °C	45°C deb. T° amb.
Ruido de lectura	13 e^-	15 e^-	15 e^-
Ganancia	0.8 e^-/ADU	2.5 e^-/ADU	1.3 e^-/ADU
Dark current	0.5 $e^-/px/seg$	1.0 $e^-/px/seg$	< 0,1 $e^-/px/seg$

Tabla 3. Especificaciones técnicas de los telescopios ASH, HSH y THG

En primer lugar, se estandarizaron los "headers" de las 547 imágenes y se combinaron las calibraciones disponibles en cada caso. Posteriormente, se corrigieron las imágenes de ciencia con las calibraciones combinadas, y se extrajeron las magnitudes mediante fotometría diferencial, empleando las rutinas del paquete *daophot* de IRAF, en conjunto con otro paquete, *STAR I*, desarrollado por el Dr. E. Fernández Lajús (FCAGLP).

4. Campos y curvas de luz

Para graficar las curvas de luz, se le sustrajo a WASP-7 la magnitud promedio ($\langle V \rangle$) de las estrellas elegidas en cada caso. Cabe destacar que exceptuamos de esta elección a la estrella cuya magnitud fuese similar a la de WASP-7, la cual resultó ser siempre la segunda más brillante del campo. Esta estrella se utilizó para controlar la construcción de la curva de luz del tránsito. Efectivamente, se construyó la curva de control como diferencia entre la magnitud promedio $\langle V \rangle$ y la magnitud de la estrella de control. En todos los casos ajustamos la curva de luz del tránsito de WASP-7b con la curva teórica calculada con el algoritmo de Mandel & Agol (2002).

ASH

El 8 de junio de 2009 se tomaron 145 imágenes consecutivas con un tiempo de exposición de 1.6 seg, elegido según el estudio de Mammana y Gil-Hutton (2008). Estas observaciones corresponden únicamente a la fase en que el planeta se encuentra transitando, de manera que no se dispone de observaciones fuera del tránsito.

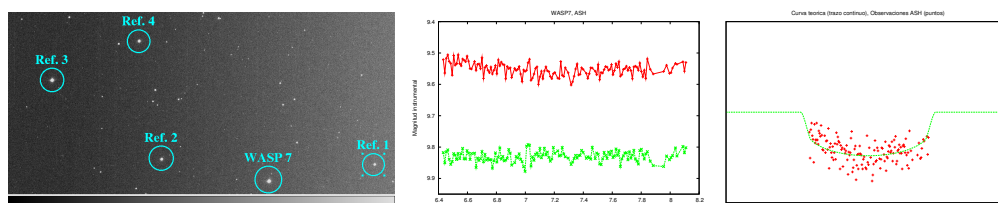


Figura 1. Telescopio ASH. Izq.: Parte del campo de la cámara donde se señala WASP-7 junto con las estrellas más brillantes. Centro: Curva de luz obtenida utilizando 5 estrellas (curva superior) y curva de control (curva inferior). Der.: Ajuste de la curva teórica.

HSH

El 23 de junio de 2009 se tomaron 246 imágenes de la parte final del tránsito de WASP-7b. Los tiempos de integración comenzaron siendo de 17 seg. Luego mejoraron las condiciones meteorológicas a lo largo de la noche, hasta llegar a los 4.5 seg.

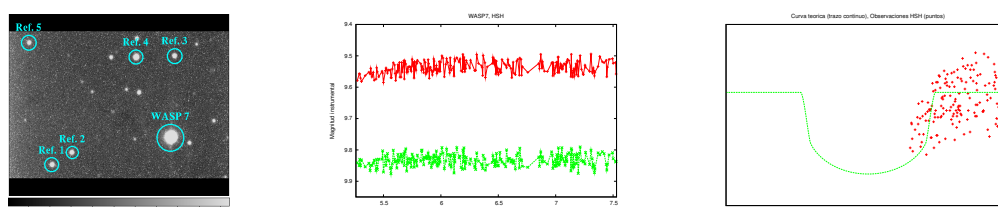


Figura 2. Telescopio HSH. Izq.: Parte del campo de la cámara donde se señala WASP-7 junto con las estrellas más brillantes. Centro: Curva de luz obtenida utilizando 5 estrellas (curva superior) y curva de control (curva inferior). Der.: Ajuste de la curva teórica.

THG

El 24 de mayo de 2009 se tomaron 156 imágenes de la parte final del tránsito de WASP-7b. Las imágenes adquiridas corresponden a la primera observación realizada con este instrumento, el cual presentaba deficiencias en el "trucking" y no estaba correctamente puesto en estación. Tampoco estaba implementado el sistema de guiado. El tiempo de integración de estas observaciones es de 40 seg. La noche de observación fue fotométricamente mala.

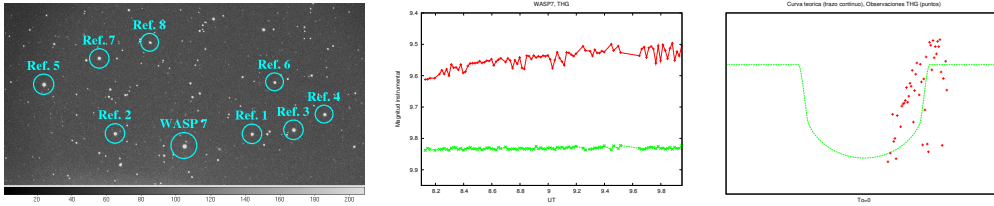


Figura 3. Telescopio THG. Izq.: Parte del campo de la cámara donde se señala WASP-7 junto con las estrellas más brillantes. Centro: Curva de luz obtenida utilizando 5 estrellas (curva superior) y curva de control (curva inferior). Der.: Ajuste de la curva teórica.

5. Discusión

De los resultados expuestos puede verse que las dispersiones en las observaciones obtenidas con los telescopios ASH ($\Delta V \sim 0,018$) y HSH ($\Delta V \sim 0,016$) son elevadas como para evidenciar el tránsito.

En particular, en el caso del HSH, atribuimos esta dispersión a un problema instrumental debido a un insuficiente enfriamiento del CCD, acompañado de un problema de configuración, ya que el campo de la cámara resulta pequeño y las estrellas de referencia son débiles en comparación a WASP-7.

En el caso del ASH cabe aclarar que, independientemente de la calidad de las observaciones, no pudo registrarse ni la entrada ni la salida del tránsito, por lo que no es posible sacar una buena conclusión respecto a, entre otras cosas, las variaciones en el brillo debido al mismo.

En cuanto a las observaciones obtenidas con el THG, la dispersión disminuye en comparación con los otros dos instrumentos ($\Delta V \sim 0,009$).

Si bien al realizarse las observaciones la configuración del telescopio se encontraba en un estado preliminar, los resultados parecen alentadores ya que el campo que ofrece la cámara es muy amplio, lo cual es sumamente conveniente para el uso de fotometría diferencial para la detección de tránsitos.

De esta manera, exploraremos en un futuro diferentes tránsitos de WASP-7b junto con la variación de períodos (TTV) de los mismos, en analogía al trabajo realizado en nuestro grupo con OGLE-TR-111b (Díaz et al. 2008), empleando este telescopio.

Agradecimientos. A Federico A. Bareilles, al personal técnico del CAS-LEO, a Leila M. Calcaferro, al Dr. E. F. Lajús y a los alumnos de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Florencia Ludovico, Norberto Romanelli y el Dr. L. Pellizza.

Referencias

- Díaz R.F. et al., 2008, *ApJLetters*, **682**, L49.
 Hellier C. et al., 2008, *ApJLetters*, **690**, L89.
 Mammana, L.A., Gil-Hutton, R. 2008, *BAAA*, **51**, 343.
 Mandel, K., Agol, E. 2002, *ApJ*, **580**, 171.

PRESENTACIÓN ORAL

Multi-Spacecraft 3D differential emission measure tomography of the solar corona: STEREO results.

A. M. Vásquez¹ & R. A. Frazin²

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Ciudad de Buenos Aires, CC 67 - Suc 28, Argentina

(2) Dept. of Atmospheric, Oceanic and Space Sciences, University of Michigan, Ann Arbor - Michigan, USA

Abstract. We have recently developed a novel technique (called DGMT) for the empirical determination of the three-dimensional (3D) distribution of the solar corona differential emission measure through multi-spacecraft solar rotational tomography of extreme-ultraviolet (EUV) image time series (like those provided by EIT/SOHO and EUVI/STEREO). The technique allows, for the first time, to develop global 3D empirical maps of the coronal electron temperature and density, in the height range 1.0 to 1.25 R_{\odot} . DGMT constitutes a simple and powerful 3D analysis tool that obviates the need for structure specific modeling.

Resumen. Recientemente hemos desarrollado una nueva técnica (denominada DGMT) para la determinación empírica de la distribución tridimensional (3D) de la medida de emisión diferencial (DEM) de la corona solar mediante tomografía solar rotacional multi-satelital de series temporales de imágenes en extremo-ultravioleta (EUV, como las provistas por EIT/SOHO y EUVI/STEREO). La técnica permite, por primera vez, desarrollar mapas empíricos globales 3D de la temperatura y densidad electrónicas del plasma coronal, en el rango de alturas 1.0 a 1.25 R_{\odot} . La DGMT constituye una herramienta simple y poderosa, que no requiere el modelado de estructuras coronales específicas.

1. Introduction

To advance our understanding of the different dynamical processes taking place in the corona, such as wind acceleration and coronal mass ejections, progress in the empirical or semi-empirical knowledge of the three-dimensional (3D) coronal structure is needed. Almost all of our knowledge of the solar corona comes from remote sensing of the coronal radiation in a wide range of wavelengths. Such measurements are related to line-of-sight (LOS) integrals of the 3D plasma emissivity (e.g., Mihalas 1978). It is not possible to make meaningful interpretations of these measurements without some understanding (empirical or modelled) of how the fundamental plasma parameters (density and temperature) are distributed over the paths of the LOSs. Towards this end, solar rotational tomography (SRT) constitutes a powerful empirical technique. Since the original

work by Altschuler and Perry (1972), SRT has been developed and applied to polarized white light image time series, allowing for the reconstruction of the 3D structure of the coronal electron number density. A modern implementation of SRT can be found in Frazin (2000) and Frazin & Janzen (2002), and a comprehensive review of its development in Frazin & Kamalabadi (2005).

A main goal of NASA’s dual-spacecraft Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) mission is to determine the 3D structure of the corona. Their Extreme UltraViolet Imager (EUVI) returns high resolution narrow band images centered over Fe coronal emission lines at 171, 195 and 284 Å (Howard *et al.* 2008). Researchers have been using EUV and X-ray images to derive differential emission measure (DEM) distributions, a measure of the amount of plasma as a function of temperature (Aschwanden 2005). As these images are 2D projections of the the 3D corona, the DEM corresponds to a measure of all of the plasma along the LOS. We remove this limitation by performing the first multi-spacecraft 3D tomography on a time series of EUV images. Similarly to standard SRT, using the information provided by solar rotation and multi-spacecraft views, the tomographic process gives the 3D emissivity in each EUV band. We then perform a *local* differential emission measure (LDEM) analysis, not involving LOS-integration. Our technique, called differential emission measure tomography (DEMT) was first introduced theoretically in Frazin *et al.* (2005), and then fully developed and applied to EUVI data in Frazin *et al.* (2009) and Vásquez *et al.* (2009, 2010). We refer the reader to the last three articles for a detailed explanation of the methodology outlined in the next section, and for extensive analysis of the results shown here.

2. DEMT Technique Outline and Results

In the optically thin limit, the $I_{k,j}$ in the j th image pixel in the k th EUV spectral band is related to the *filter band emissivity* (FBE) ζ_k through:

$$I_{k,j} = \Phi_{k,0} \int_{\text{LOS}} dl \zeta_k [\mathbf{r}_j(l)] , \quad (1)$$

where dl is the LOS differential length, $\mathbf{r}_j(l)$ traces out the LOS of the j th pixel, and $\Phi_{k,0}$ is a units conversion factor. Arranging (for each band k) all values $I_{k,j}$ as a single vector \mathbf{I}_k , and discretizing the coronal volume in I small volumes (“voxels”), Equation (1) can be expressed as a linear system of equations:

$$\mathbf{I}_k = \mathbf{W}_k \boldsymbol{\zeta}_k , \quad 0 \leq k < K, \quad (2)$$

where K is the number of bands, $[\mathbf{W}_k]_{ji}$ is the j th-LOS path length through the i th-voxel, and $\boldsymbol{\zeta}_k$ is the vector of the k -band FBE at each voxel. For each band, Equation (2) defines an independent tomographic inversion problem. For the results presented here, the spherical computational grid covers the height range $1.00 \rightarrow 1.25 R_S$ with 25 radial, 90 latitudinal, and 180 longitudinal bins. With the images used here, the \mathbf{W}_k matrix contains about 10^7 rows and 10^6 columns, the total number of pixels and voxels, respectively. This huge matrix is sparse, which makes the inversion of Equation (2) computationally tractable. The 3D

FBE is obtained then by solving a global minimization problem:

$$\hat{\zeta}_k = \operatorname{argmin}_{\zeta} \left\{ \|\mathbf{I}_k - \mathbf{W}_k \zeta\|^2 + p \|\mathbf{R} \zeta\|^2 \right\}, \quad (3)$$

where \mathbf{R} is a finite difference matrix used to stabilize the inversion, smoothing the solution to a degree (parameter $p \geq 0$) determined via the statistical procedure of cross validation (Frazin and Janzen, 2002). As Equation (2) does not account for the Sun's temporal variations, fast dynamics in the region of one voxel causes artifacts in neighboring ones (zero values of the reconstructed emissivity). The reconstructions are reliable then for structures that remain stable during the time that they are seen by the telescopes. The issue of temporal variation in SRT is addressed in Frazin *et al.* (2005). The K tomographic FBEs in each voxel i , $\zeta_{k,i}$, can be related to the local plasma DEM (or LDEM) $\nu_i(T)$ through,

$$\zeta_{k,i} = \int_0^\infty dT \nu_i(T) \psi_k(T), \quad (4)$$

where T represents the electron temperature and the function $\psi_k(T)$, proportional to the k th band spectral emissivity, is computed from an optically thin plasma emission model such as CHIANTI. The LDEM is proportional to the squared electron density N_e^2 , and gives a measure of the amount of plasma as function of temperature within the voxel. In the case of EUVI, $K = 3$ and, for a reasonable number (say 10) of temperature bins L , Equation (4) is not invertible. Hence, we assume a Gaussian LDEM in each voxel: $\nu_i(T) = \mathcal{N}(T; [T_0, \sigma_T, a]_i)$, where T_0 , σ_T and a are its centroid, width, and amplitude, respectively. At each voxel, these parameters are determined by minimizing the discrepancy between $\zeta_{k,i}$ and $\int dT \mathcal{N}(T; [T_0, \sigma_T, a]_i) \psi_k(T)$. The first and second moments of $\nu_i(T)$ give each voxel's electron mean square-density $\langle N_e^2 \rangle$ and mean temperature T_m . Since for the EUVI bands $\psi_k(T)$ is dominated by Fe lines, the derived electron density value is inversely proportional to the assumed Fe abundance.

Figure 1 displays sample results obtained by applying the DMT technique to EUVI data from two different solar rotations. For CR-2068, the top panel shows an example of results from the SRT phase of the DMT technique: an input 195 Å image (1st column), spherical shells of the reconstructed 195 Å FBE at heights 1.035, 1.085 and 1.135 R_S (2nd through 4th columns, using a different color scale than the image), and the corresponding synthetic image (5th column) obtained through LOS integration of the 3D reconstructed FBE. The synthetic images reproduce much of the structure observed in the data images. The dark features in the FBE shells are artifacts due to dynamics. For CR-2077, the bottom panel shows an example of result from the LDEM phase of the DMT technique, displaying a Carrington map of the inferred electron mean temperature T_m at sample height 1.075 R_S . The overplotted black (white) curves are outwards (inwards) oriented magnetic field contour levels, derived from a potential field model driven by a magnetogram of the same period.

Our multi-spacecraft extension of the SRT technique, has allowed us to gather the needed data in less time than a complete solar rotation. The two STEREO spacecraft separation was about 50° and 90° for the Figure 1 top and bottom panel cases, respectively, yielding acquisition times of 23.5 and

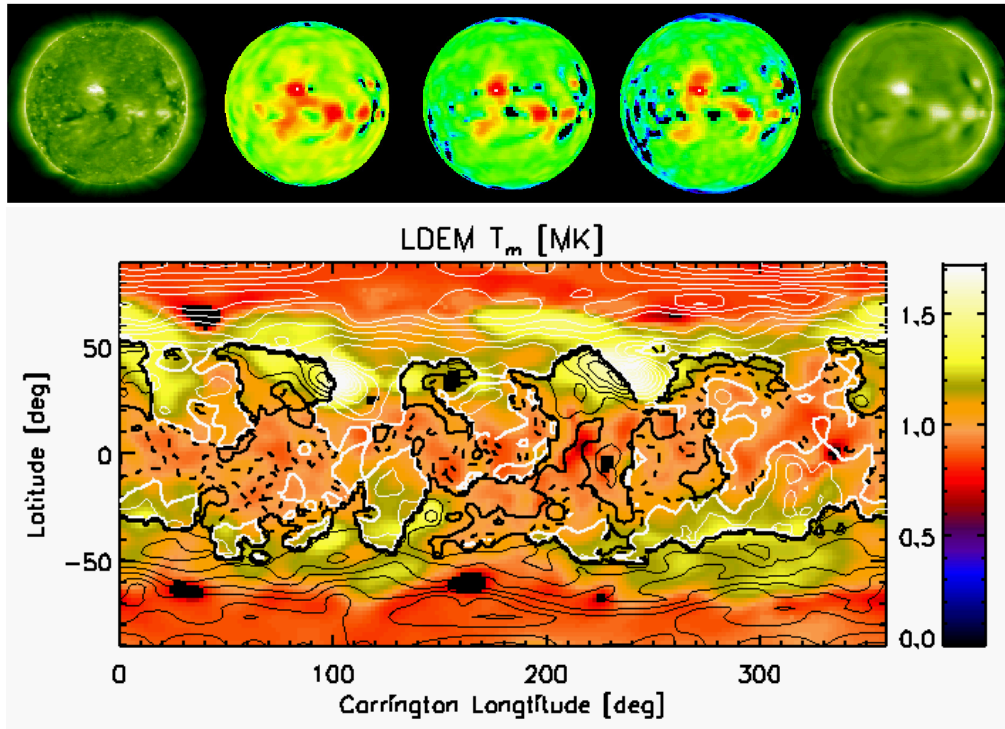


Figure 1. *Top*: Sample shells of reconstructed 3D emissivity, corresponding to CR-2068 (2008, March 20 to April 16). *Bottom*: Example of LDEM T_m map, corresponding to CR-2077 (2008, November 20 to December 17).

20.5 days, and a corresponding decreasing number of dynamics-related artifacts. Planned future enhancement of the DEMT technique will include the application of Kalman filtering to create time-dependent tomographic reconstructions (Frazin *et al.*, 2005; Butala *et al.*, 2008); as well as refinement of the LDEM determination through Markov chain Monte Carlo methods, using the 6 Fe bands of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory.

References

- Aschwanden, M.J. 2005, *Physics of the Solar Corona* (Springer)
- Altschuler, M.D. & Perry, R. M. 1972, *Solar Phys.*, 23, 410
- Frazin, R.A. 2000, *ApJ*, 530, 1026
- Frazin, R.A. & Janzen, Paul 2002, *ApJ*, 570, 408
- Frazin, R.A. & Kamalabadi, F. 2005, *SoPh* 228, 219
- Frazin, R.A., Kamalabadi, F., Weber, M.A.: 2005, *ApJ*, 628, 1070
- Frazin, R.A., Vásquez, A.M. & Kamalabadi, F. 2009, *ApJ*, 701, 547
- Howard, R.A., et al. 2008, *Space Sci. Rev.*, 136, 67
- Mihalas, D. 1978, *Stellar Atmospheres* (New York: Freeman)
- Vásquez, A.M., Frazin, R.A. & Kamalabadi, F. 2009, *Solar Phys.*, 256, 73
- Vásquez, A.M., Frazin, R.A. & Manchester IV, W.B. 2010, *ApJ*, enviado

PRESENTACIÓN MURAL

Discovery of a 160 day mode in sunspot areas geomagnetic storm sudden commencements and AA index

A. M. Silva ^{1,2,3} & A. I. Lazarte ^{1,4}

(1) *Departamento de Cs. Exactas, Universidad de Buenos Aires - CBC*

(2) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio IAFE - CONICET*

(3) *Member of American Geophysical Union AGU*

(4) *Autoridad Regulatoria Nuclear (ARN)*

Abstract. In this work it is proved the permanence of near 160 days periodicity or its subharmonics, directly linked with the solar magnetic flux emergence. This oscillation mode was detected by means of wavelet analysis in the sunspot areas from historical records between solar cycles 14 to 23. Also this is present in geomagnetic storm sudden commencements SSC and geomagnetic index aa, showing a strong correlation between solar and terrestrial variables.

Resumen. En este trabajo se prueba la permanencia de una periodicidad cercana a los 160 días o sus subarmónicos, directamente relacionada con la emergencia de flujo magnético solar. Este modo de oscilación es detectado por medio del análisis wavelet en las áreas de manchas solares a partir de los registros históricos desde el ciclo 14 al 23, y está también presente en los comienzos súbitos de tormentas geomagnéticas SSC y en el índice geomagnético aa, mostrándose una alta correlación entre las variables solares y terrestres.

1. Introduction

The emergency of solar magnetic flux, mainly through sunspots and groups creation, materializes the ejection of the internal toroidal field. The detected periodicity of 155 - 160 days by Rieger *et al* (1985), Bai & Sturrock (1993), Lean(1990) and others, is synchronic with the chaotic transition of 1923 and, is connected with the ejection of a new flux (Ballester *et al* 2002; Ballester *et al* 1999) already measured in the 21 solar cycle (Fig 4). This periodicity seems to be related with the created sunspots lifetime and, the associated wave represents a global aspect of the convective fluid plasma, as it is suggested in (Silva, 2004).

2. Results

2.1. Sunspots areas and their lifetime

From solar cycle 14 to 17 periods between 100 - 600 days are excited synchronically with each cycle maximum, see figure 1. For the monitoring of the 160 days

periodicity, we have analyzed the solar cycles 19 to 23 individually, searching for the fundamental wave and/or its subharmonics (figure 2). In all the cases are present a significant or marginally the 150 160 wave and some of the 2^o, 3^o and 4^o subharmonics at roughly 320, 450, 640 days.

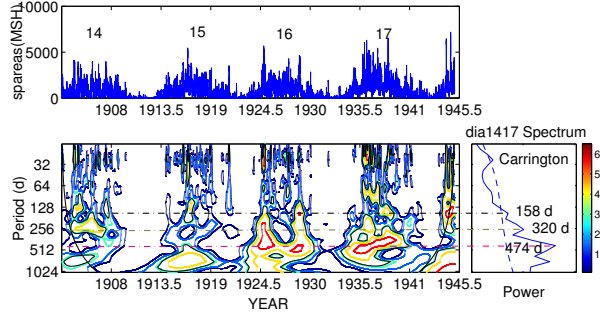


Figure 1. Upper: Time series of sunspot areas for the solar cycles 14 to 17. Lower: periodogram and global wavelet spectrum and the intensity scale.

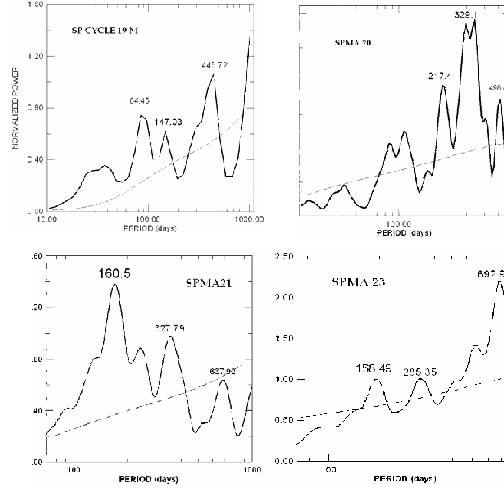


Figure 2. Normalized wavelet spectra of sunspot areas from cycle 19 to 23. The 95 % signification levels for a red noise spectra are plotted as dashed lines.

It was stated that the 160 days periodicity is linked with strong magnetic field regions (Ballester *et al*, 2002) and is also related with time storage or escape of the magnetic field in the solar convection zone (Carbonell & Ballester, 1990). Finally, if sufficient magnetic flux emerges, sunspots are created as part of the whole process (Zwaan, 1985). By direct analysis of the time between local minima, it is shown that there is a wave of 160 days. Stix (1990) had suggested an equation for the decay rate of great sunspot like H - type. We estimated 1350 MSH (millionths of solar hemisphere) for the sunspot decay ($\langle \frac{dA}{dt} \rangle$) considering a characteristics time of 160 days. We also calculated the sunspot total area decay taking into account 4 years around the maximum for cycles 14 to 23 resulting values in the range between 1200 and 1500 MSH accordingly with the 160 days as a sunspot decay time.

2.2. SSC's

The SSC index is a proxy of the number of SSC, defined as the amplitude by the duration (data could be found at ISGI. The amount of emerging magnetic flux is proportional to sunspot areas (Carbonell & Ballester, 1990). Each succession of sunspots increasing and decreasing injects magnetic energy to interplanetary medium and becomes ionospheric storms with a lag of 3 - 4 days. The highly correlated 160 days wave between sa and SSC (compare figures 1 and 3) shows that the poloidal magnetic field is growing at rate of the new sunspot lifetime, whereas the toroidal field decrease. The magnetic energy is absorbed and redistributed by the current system that gave origin to the SSC. Below, the results are shown in figures 3 and 4.

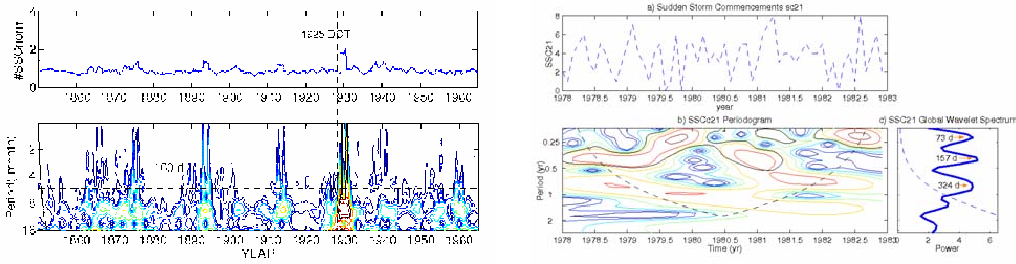


Figure 3. *Left:* Upper: temporal evolution of normalized SSC index from 1868 to 1967. The impinging of mean value of SSC index around 1925 is an effect of a synchronic ascending chaotic transition in the solar dynamo. Lower panel: Periodogram time-wave period.

Figure 4. *Right:* Upper: SSC for the 21 cycle. Lower: Periodogram, the dominant wave of $P = 157$ days is excited at 1980, and at 1982-83, coherently with the energetic flares cascades. Spectral line at $P = 73$ days (2° harm) and $P = 324$ days (2° subharm) are identified.

2.3. aa index

The signature of emergency of magnetic flux at 160 days period is present in the historical records from 1868 to 2006, figure 5. This wave is excited in 1923 and between 1940 and 1960, roughly 20 years after de solar dynamo chaotic ascension. This is also seen in 2002, 20 yr later of the emergence of flux and energetic flares cascades that began in 1982. Twenty years appear as a characteristic time scale for the magnetic response of the solid earth. Finally, in figure 6 is shown the correlation between solar and terrestrial variables for the 22 cycle.

3. Conclusions

i) The near 160 days periodicity are present in the sp areas, energetic flares rates, SSC and aa index. This order indicates a logical chain of events: magnetic flux emergency, poloidal field growth, energy injection in the Earth outer atmosphere, and response of earth. **ii)** It has been proved that the signal is persistent and/or its subharmonics. **iii)** The periodicity is consistent with the lifetime of bigger

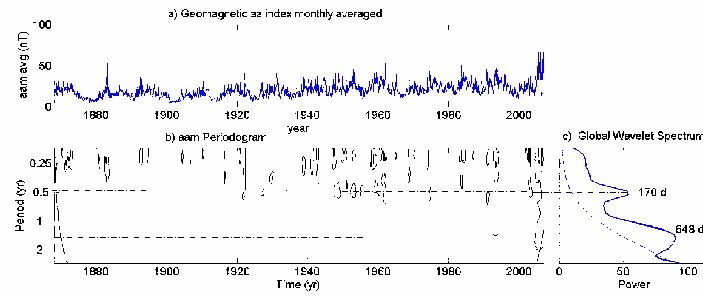


Figure 5. *Left:* Upper: Temporal series of aa index monthly averaged. Lower: periodogram and GWPS. (fundamental and 4th subharmonic).

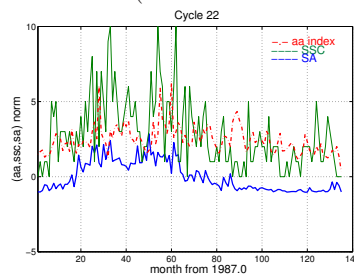


Figure 6. *Right:* Temporal evolution of normalized sunspot areas (sa), SSC's and aa index, during 22 solar cycle.

sunspot that are created during the ascending phase of solar cycle. **iv)** The absence of the signal during 22 cycle is consistent with the SSC maximum epoch. **v)** The study of this type of signals could be oriented to anticipate events of flux emergency that control the intensity of energetic protons, modulated cosmic rays and the coronal mass ejections (CME's).

References

- Rieger E. et al. Nature 312, 623-625 (1985)
 Lean J. Astrophys. J. 363, 718-727 (1990)
 Bai T. & Sturrock P. A. Astrophys. J. 409, 476 - 486 (1993)
 Ballester J. L., Oliver R., Carbonell M. Astrophys. J. 566, 505 - 511 (2002)
 Oliver R., Ballester J. L. & Baudin F. Nature 394, 552-554 (1998)
 Carbonell M., & Ballester J. L. Astron. Astrophys. 238, 377 - 381 (1990)
 Duhau S. & Chen C.Y. Geophys. Res. Lett. Vol 29, Iss 13, pp. 6-1(2002)
 Duhau S., Int. Solar Cycle Stu. (ISCS) Sym., p. 317 - 321 (2003)
 Ballester J. L, Oliver R, Baudin F. Ap. J 522, L153-L156 (1999)
 Silva A. M., Anales Asoc.Fís.Arg, Vol. 16, p 35 -40. (2004)
 Torrence CH. & Compo G.P. Bull. Am. Meteor.Soc. 79 (1) 61-78 (1998)
 Stix M., The Sun, Ed. Astronomy and Astrophysics Library, Springer-Verlag, (1990)
 Zwaan C., Solar Phys. 100, 397 - 414 (1985)

PRESENTACIÓN MURAL

Impulsive changes in solar dynamo and its effects in the SSCs, geomagnetic field and Earth temperature anomalies

A. M. Silva ^{1,2} & A. I. Lazarte ^{1,3}

(1) *Departamento de Ciencias Exactas, UBA - CBC*

(2) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio IAFE - CONICET*

(3) *Autoridad Regulatoria Nuclear (ARN)*

Abstract.

The magnetic solar dynamo, responsible for an eleven-year solar cycle, acts mainly through the coupling of the toroidal and poloidal magnetic field components. In this work a wavelet analysis of sunspots areas, linked to dynamo chaotic transitions, where sudden growths appear in the estimated average values through solar cycles 12 to 23, is shown. It is found that a 160 days periodicity is excited in the ascending transitions and magnetic flux emergence episodes, as well. We have found correlated steps in the geomagnetic storm sudden commencements (SSCs), in the geomagnetic index aa, and in the mean Earth temperature anomalies (ETA).

Resumen. El dínamo magnético solar, responsable del ciclo de 11 años, actúa principalmente a través del acople de las componentes del campo magnético toroidal y poloidal. En este trabajo se muestra un análisis “wavelet” del área total cubierta por las manchas solares en la que aparecen bruscos crecimientos en los valores promedios, estimados a través de los ciclos solares 12 a 23, vinculados con transiciones caóticas del dínamo. También se encontró una periodicidad de 160 días que se excita en las transiciones ascendentes y en los episodios de emergencia de flujo magnético. Hemos encontrado saltos correlacionados en los comienzos bruscos de tormenta geomagnética (SSC), en el índice geomagnético aa y en la anomalía térmica de la tierra (ETA).

1. Introduction

In this work the solar dynamo chaotic transitions DCTs are identified as significant sudden observational changes in solar activity parameters, such as sunspot areas (SAs), the Wolf number (Rz) and the heliospheric magnetic field (Bh). As possible responses, a phase lost between the Rz and the aa index (Duhau 2002) and strong ionospheric SSC have been observed. Besides, several events of impulsive changes in the solar activity as in the Maunder grand minima (1605–1705) and, both, the ascending and descending chaotic transitions that started in 1923 and 1993 (Duhau 2003), respectively, have been observed. For some theoretical explanation for the DCT see Duhau (2002) and Schüssler and Schmitt (2004).

The emergence of magnetic flux (EMF) is related to the birth of active regions (Zwaan 1985). The EMF is characterized by new sunspot group formation, the total sunspot area increment, and the sunspot group complexity growth with a photospheric magnetic field increase. In this sense, we should expect an EMF episode during each solar cycle maximum; however, we will call EMF episode to the period around the maximum of solar cycle 21. We do so because the average area covered by sunspots at that time is higher than during the previous and later maxima. In this work the quantitative effects of DCTs are shown. This empirical approach could be used to search for model proxies and forecast future events.

2. Data analysis

The number of SSCs and aa index, the SA and RZ, and ETA come from the International Service of Geomagnetic Indices, the National Geophysical Data Center, and the Global Historical Climatological Network, respectively. For the wavelet analysis we used the Morlet function with dimensionless parameter $\omega_0 = 6$ and $s_0=2$, subscales j and δj , which were chosen to include all relevant periods. The average were calculated monthly, followed by a moving average to remove the Carrington noise, and finally a signal wavelet reconstruction was implemented.

3. Results

In figure 1 the time evolution of the SA and its average values are shown. From 1923 (beginning of a DCT) to 1959 (when the DCT probably ends) an increase of a factor of 2 in the mean value can be roughly identified. In addition, a relative drop during the cycles 20 and 22, and a relative rise in cycle 21, consistent with what we call an EMF event, are observed. Further, in 1993 another mean value decrease, associated with the descending DCT, is shown. In figure 2 a periodogram shows that a signal of 160 days (0.44 years) and its subharmonics are excited in the range between 1923-1959, and 1980-1985 (intense EMF) as well. Hence, this signal is a good tracer for ascending DCTs and EMF events. In this figure the SA time evolution is added for a clearer comparison. The time evolution of SSC index is shown in figure 3 as well as its mean values showing a uniform level prior to 1923 and a sudden growth close to the DCT with a lag of several months. The average value was calculated until 1940, showing a low level after this date. The SSC growth does not follow the complete rising phase of SA, which likely seems to be sensible only at the beginning of the DCT.

The aa index is a proxy of a part of the solar poloidal field (Ruzmaikin and Feynman 2001). Its evolution has a sudden growth which is almost synchronic with the ascending DCT on 1923 (see figure 4). The calculated mean values of 13 nT before 1923 and 23 nT after that, represent an increase of the 80 %. The aa index reaches the maximum at 1959 in agreement with the SA behavior and shows a new increment after 1980 in coincidence with the start of the EMF event.

The earth temperature anomaly (ETA) between 1880 and 2004 is shown in figure 5. A temperature jump of 0.26 °C between 1923 and 1940 is observed. This result was obtained comparing the two mean values of the long term waves

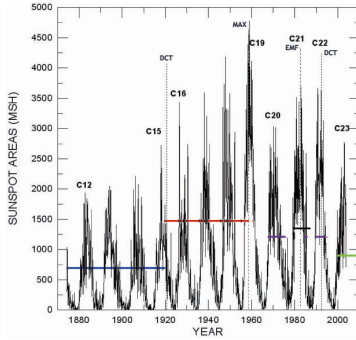


Figure 1. *Left:* Temporal evolution of sunspot areas with their mean values. Vertical dashes correspond to: ascending DCT on 1923, the maximum rise around 1959, the EMF maximum (EMF occurs between 1980 and 1985), and the starting of descending DCT on 1993.

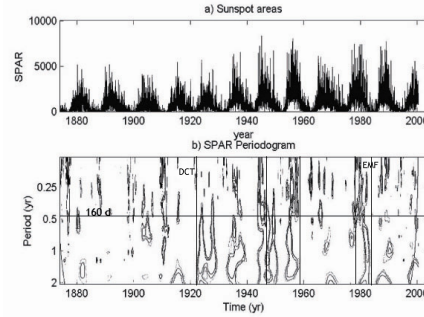


Figure 2. *Right: Top:* Evolution of SA. *Bottom:* SA Periodogram: the 160 day periodicity and the intervals of ascending DCT and EMF where the signal is excited are indicated.

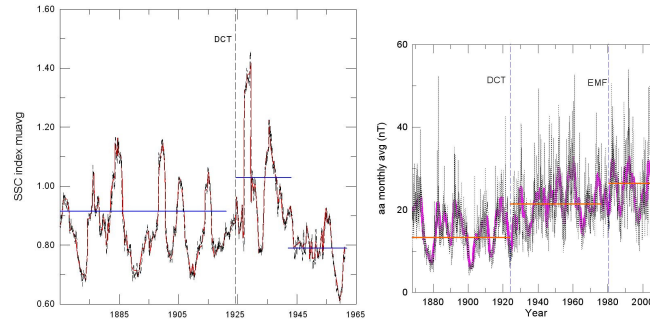


Figure 3. *Left:* Evolution of SSC index averaged from 1865 until 1964.

Figure 4. *Right:* Temporal evolution of aa index monthly averaged from 1860 to 2003. Continuous thick horizontal lines indicate mean values calculated for three intervals: before ascending DCT on 1923, from DCT to 1980 when the EMF event starts, and after this.

ETA wavelet superposition. This effect may be related with the ascending DCT, particularly through the SSC, which shows a similar behavior in this time interval. A new ETA rise trend is observed from 1980 on, but this trend does not seem to be forced by the Sun and may be attributed to other causes.

We have analyzed in detail the cycle 22 to study the findings by Duhau (2003) of a DCT descending transition. In this cycle an increase of the longitudinal component of the solar magnetic field measured by Kitt Peak Observatory (Silva and Duhau 2003) was observed. This is consistent with the intense rise of SSCs during the same period (Silva 2009). These increases occur during the cycle maximum when magnetic flux is mostly ejected from the Sun. The abrupt fall of the normalized solar areas around 1993 as shown in the top of figure 6 confirm the descending DCT already mentioned. In consequence, we suggest

that the next solar cycle will show low activity. In figure 6, the periodogram indicates that around 40 to 60 months after the start of 1987, the 160 day periodicity is only marginally excited, appearing a 73 and a 175 days periods instead. The 73 days periodicity was found in the flare index during cycle 22 (Oliver and Ballester 1995) and is close to the third subharmonic of solar rotation period. There are not clear explanations for the 175 day period. The 1 yr period is a noise peak due to the Earth orbital period.

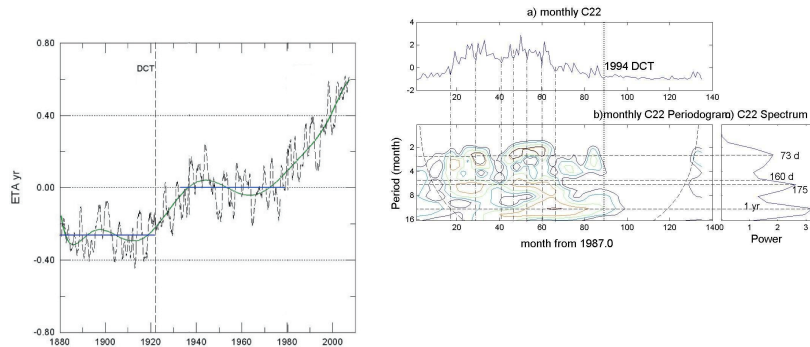


Figure 5. *Left:* Earth temperature anomaly between 1880 and 2004. The curve represent the wavelet superposition of the long term waves. Solid horizontal lines are the two mean values for the intervals 1880-1923, and 1940-1980.

Figure 6. *Right: Top:* Normalized SA for the cycle 22. *Bottom:* Periodogram and the global wavelet spectrum.

4. Conclusions

The empirical approach presented in this paper allow us to identify quasi-synchronic sudden growths in solar areas, SSCs, aa index and an interesting rise in ETA. The 160 days signal is excited just in the ascending DCT and intensified in the EMF event and could be useful to forecast solar activity changes. Our results for cycle 22 are consistent with a descending DCT on 1993.

References

- Duhau S. & Chen C.Y. *Geophys. Res. Lett.* Vol 29, Iss 13, pp. 6-10(2002)
 Duhau S. *Solar Phys.*, Vol 213, Is. 1, p. 203 - 212 (2003)
 Schüssler M. & Schmitt D. "Solar Variability and its Effects on Climate", J. Pap and Fox P. Eds, p. 33 - 49 (2004)
 Zwaan C. *Solar Phys.*, Vol 100, p. 397 - 414 (1985)
 Ruzmaikin & Feynman. *J. Geophys. Res.* 106, A8, 15783-15790 (2001)
 Silva A.M. & Duhau S. *Anales Asoc. Física Arg.*, Vol 14, p. 292 - 297 (2003)
 Silva A.M. "Estrategias Integradas de adaptación y mitigación a los cambios globales", L. Fernández Reyes, A.Volpedo and A. Pérez Carrera Eds, p. 409 - 425, (2009)
 Oliver R. & Ballester J. *Solar Phys.*, Vol 156, p. 145 - 155 (1995)

Parte II

Estrellas y Sistemas Estelares

PRESENTACIÓN ORAL

Evolución de enanas blancas de baja masa ricas en metales

A. D. Romero^{1,2}, J. A. Panei^{1,2} y L. G. Althaus^{1,2}

(1) *Fac. de Cs. Astronómicas y Geofísicas - UNLP*

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

Abstract. Over the past years, low mass white dwarf (WD) stars were detected in metal-rich clusters, at very low luminosities, for example in NGC 6791. In order to obtain models appropriate to study this stars, we compute a set of helium WD evolutionary sequences with metallicity values of $Z = 0.03, 0.04$ and 0.05 for the progenitors, taking into account the evolution during the pre-WD stage. Particularly, we analyze the impact of residual hydrogen burning and chemical diffusion and gravitational settling in the WD evolution, specially in the cooling times.

Resumen. En los últimos años se han detectado estrellas enanas blancas (EBs) de baja masa en cúmulos ricos en metales hasta luminosidades bajas, como por ejemplo en NGC 6791. Con el fin de obtener modelos apropiados para el estudio de estas estrellas, calculamos una serie de secuencias evolutivas de estrellas EBs con núcleos de helio para progenitores con metalicidad $Z = 0.03, 0.04$ y 0.05 , teniendo en cuenta la evolución en etapas previas. En particular, estudiamos el impacto de la combustión nuclear residual de hidrógeno y de procesos de difusión química y asentamiento gravitacional, sobre la evolución en la etapa de EB y, en especial, sobre los tiempos de enfriamiento.

1. Introducción

Las estrellas enanas blancas (EBs) son representativas de la población general dado que más del 97 % de las estrellas finalizan sus vidas como EBs. En particular, estas estrellas pueden usarse como relojes cosmológicos, dado que: (I) existe una relación directa entre la luminosidad y la edad de la estrella; (II) poseen una distribución en masa con poca dispersión en el rango $0.15 \leq M_{EB}/M_{\odot} \leq 1.36$, con un valor medio de $\langle M \rangle = 0.59M_{\odot}$, y (III) poseen envolturas libres de metales, lo que permite que la evolución de la estrella en la fase de enana blanca sea independiente de la metalicidad del progenitor (Winget & Kepler 2008).

También podemos estudiar las propiedades de cúmulos a partir de su población de estrellas EBs. Como es sabido, en un cúmulo podemos suponer que todas las estrellas se encuentran a la misma distancia y nacen del mismo evento de formación estelar, por lo que exhiben una pequeña dispersión en edad. En particular, puede obtenerse la edad del cúmulo en cuestión ajustando la función luminosidad mediante modelos teóricos de EBs. Este método es independiente del método del *turn-off* de la Secuencia Principal.

Entre los cúmulos abiertos ricos en metales se destaca NGC 6791, un agregado con metalicidad suprasolar ($Z \simeq 0.04$), muy masivo y con una edad de ~ 8.5 Gyr (Origlia et al. 2006). Sin embargo, Bedin et al. (2005) obtuvieron para este cúmulo una edad de 2.4 Gyr, ajustando la función luminosidad con modelos teóricos de EBs con núcleo de C/O. En los últimos tres años se han propuesto varias soluciones posibles a esta discrepancia. En particular, Hansen (2005) propuso utilizar modelos de EBs con núcleo de He para realizar los ajustes. Estas estrellas son el resultado de la evolución de estrellas de baja masa, que sufren fuertes pérdidas de masa durante el ascenso por la Rama Gigante, evitando así el *flash* de helio. También se propuso la existencia de fuentes adicionales de energía que producirían un retraso en el enfriamiento. Por ejemplo, la liberación de energía gravitacional proveniente de la difusión del ^{22}Ne en EBs con núcleo de C/O (García-Berro et al. 2008). Finalmente, en dos trabajos de Bedin et al. (2008a) y Bedin et al. (2008b) se propone considerar la presencia de EBs masivas con núcleos de He ($>0.45 M_{\odot}$) o sistemas binarios de tipo EB-EB para el ajuste de la función luminosidad. Siguiendo la línea planteada por Hansen (2005), calculamos una serie de secuencias evolutivas para estrellas EBs con núcleo de He, a partir de progenitores de metalicidad supra-solar¹.

Aquí estudiamos el impacto sobre los tiempos de enfriamiento de dos procesos que ocurren en las EBs: la existencia de una fuente de combustión nuclear residual estable, presente como una capa de hidrógeno en combustión que rodea al núcleo y la presencia de difusión química y asentamiento gravitacional.

2. Cálculos evolutivos

Comenzamos calculando la evolución de una estrella aislada con un modelo de $1 M_{\odot}$ en la Secuencia Principal de Edad Cero. Aplicando distintas tasas de pérdida de masa durante el primer ascenso por la Rama Gigante, obtuvimos modelos de estrellas EBs con distintas masas. Para los cálculos evolutivos utilizamos el código de evolución estelar LPCODE (para más detalles ver Althaus et al. 2005). El código LPCODE está basado en un tratamiento elaborado de los cambios en la composición química presentes durante toda la evolución, descritos mediante un esquema dependiente del tiempo que considera simultáneamente la evolución nuclear y los procesos de mezcla, dados por la convección y los procesos difusivos. El rango de masas explorado fue $0.2 \leq M_*/M_{\odot} \leq 0.46$, con $Z = 0.03, 0.04$ y 0.05 . Para un subconjunto de secuencias, calculamos la etapa de EB suprimiendo alternativamente la combustión nuclear de hidrógeno y la difusión dentro de la estrella, para fines comparativos que se detallan en la sección siguiente.

3. Resultados

Comenzamos analizando la importancia de las fuentes de combustión nuclear residual en la energética de la estrella. En la figura 2a graficamos la luminosidad superficial y la debida a la combustión de hidrógeno en función de la edad, para una secuencia de masa $0.30451 M_{\odot}$ y metalicidad $Z = 0.05$, en el caso donde no se considera difusión (secuencia de referencia). Se observa que, en etapas tempranas de enfriamiento, la luminosidad proveniente de la quema residual

¹Los modelos estelares presentados en Hansen (2005) no consideran la evolución pre-EB.

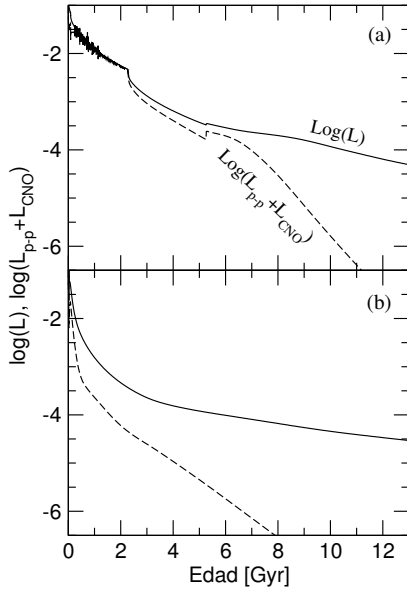


Figura 1. Luminosidades total y debida a la combustión de hidrógeno vs. edad para el caso donde se suprime la difusión (a) y para el caso donde se incluye difusión química (b).

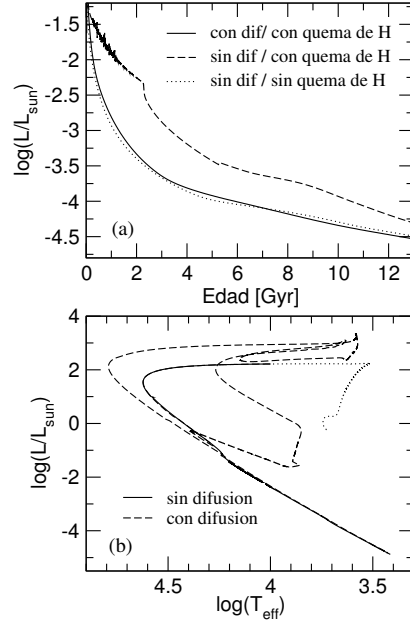


Figura 2. (a) Luminosidad vs. edad para la secuencia de referencia (ver detalles en la figura). (b) Diagrama H-R para la secuencia de $0.30451 M_{\odot}$ y $Z=0.05$ para los casos con y sin difusión. La evolución previa a la etapa de *flashes* se indica con línea punteada.

estable, es la contribución dominante a la luminosidad total de la estrella. Este efecto se hace más pronunciado a medida que la masa y la metalicidad decrecen.

Para estudiar la influencia de la combustión residual en los tiempos de enfriamiento, en la figura 1a graficamos la luminosidad superficial en función de la edad para la secuencia de referencia, para los casos donde la combustión nuclear estable está presente y donde se suprimió artificialmente la quema de hidrógeno dentro de la estrella (líneas a trazos y de puntos respectivamente). En estos casos no se considera difusión. A partir de la figura 1a vemos que la presencia de fuentes de quemazón nuclear residual estable produce un retraso en el enfriamiento de las EBs. Para la secuencia de referencia, a una luminosidad de $\log(L/L_{\odot}) \sim -3.5$, la edad es de ~ 6 Gyr y ~ 2.5 Gyr para los casos con y sin la presencia de combustión de H, respectivamente. Este efecto es más pronunciado cuando la masa o la metalicidad de la estrella aumenta, como se espera.

En presencia de asentamiento gravitacional, los elementos más pesados se hunden y los elementos livianos permanecen en la envoltura, dando lugar a una superficie libre en metales. Además, la distribución más interna del perfil de hidrógeno se difunde químicamente a regiones más internas de la estrella, donde las temperaturas son más altas. Cuando el H difundido alcanza la cáscara de H en combustión en la base de la envoltura, éste se quema en forma inestable y violenta liberando una gran cantidad de energía. Este proceso, denominado *flash*, obliga a la estrella a tomar una configuración de gigante y se mueve en el

diagrama H-R hacia T_{eff} bajas, para luego retomar la curva de enfriamiento de las EBs. Esto se observa en la figura 1b, donde graficamos el camino evolutivo en el plano $\log(L/L_{\odot}) - T_{\text{eff}}$.

La ocurrencia de *flashes* también se observa cuando no se consideran procesos difusivos, debidos a inestabilidades térmicas, pero para un rango de masas por debajo de $\sim 0.25M_{\odot}$. La presencia de difusión extiende este rango hasta $\sim 0.40M_{\odot}$. Con cada *flash* se consume una cantidad apreciable de masa de la envoltura, dando lugar a modelos con envolturas más delgadas en el caso donde se consideran procesos de difusión química. La ocurrencia de *flashes* también tiene consecuencias en la energética de la estrella y, en particular, en los tiempos de enfriamiento. En la figura 2b graficamos la luminosidad total y la debida a la combustión de H en función de la edad, para la secuencia de referencia. Como vemos, la combustión nuclear ya no es dominante como sucedía en ausencia de procesos difusivos. Como resultado, los tiempos de enfriamiento (figura 1a, línea llena) son mucho más cortos en presencia de procesos difusivos. Por ejemplo, para $\log(L/L_{\odot}) \sim -3.5$, tenemos una diferencia de 2.4 Gyr en la edad. Por último, si consideramos el caso donde no ocurre difusión y se suprime artificialmente la combustión de H, se obtiene un resultado similar al caso con difusión y quema nuclear estable.

4. Conclusiones

En este trabajo analizamos el impacto de la combustión nuclear residual y los procesos difusivos en el enfriamiento de estrellas EBs de baja masa con núcleos de He. Para las secuencias donde no se considera difusión, observamos que la energía liberada por la combustión residual de H es la contribución dominante a la luminosidad total de la estrella, en las etapas tempranas de enfriamiento. La presencia de esta fuente de energía adicional, además del calor almacenado en los iones, retrasa el enfriamiento de la estrella.

Al considerar difusión, se observa la ocurrencia de *flashes* termonucleares para secuencias con masas $\lesssim 0.4 M_{\odot}$, dando lugar a envolturas más delgadas que en el caso donde se desprecian los procesos difusivos. La combustión nuclear no contribuye significativamente a la luminosidad de la estrella y el enfriamiento es más rápido. Entonces, la presencia de difusión inhibe el impacto de la combustión residual de H sobre los tiempos de enfriamiento.

Referencias

- Althaus, L.G., Serenelli, A.M, Panei, J.A., et al. 2005, A&A, 435, 63
 Bedin, L. R., Salaris, M, et al. 2005, ApJ, 624, L45
 Bedin, L. R., King, I. R., Anderson, J. et al. 2008a, ApJ, 678, 1279
 Bedin, L. R., Salaris, M., Piotto, G. et al. 2008b, ApJ, 679, L29
 García-Berro, E., Althaus, L. G., Córscico, A. H. & Isern, J., 2008, ApJ, 677, 473
 Hansen, B. M. S., 2005, ApJ, 155, 551
 Origlia, L., Valenti, E., Rich, R. M. & Ferraro F. R., 2006, ApJ, 640, 499
 Winget, D.E. & Kepler S. O., 2008, ARA&A, 46, 157

PRESENTACIÓN ORAL

Asteroseismology of low-mass He-core white dwarf stars

A. D. Romero^{1,2}, A. H. Córscico^{1,2}, J. A. Panei^{1,2}, & L. G. Althaus^{1,3}

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

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

(3) *Departament de Física Aplicada, Escola Politecnica Superior de Castelldefels, Universitat Politecnica de Catalunya*

Abstract. Recently, low-mass white dwarf stars ($< 0.5 M_{\odot}$) have been detected in open and globular clusters. Though photometric variability has not been discovered in these objects yet, they are considered as potential pulsators. A powerful tool to study the internal structure and evolutionary properties of low-mass white dwarfs is Asteroseismology. Motivated by the possible detection of luminosity variations in the coming years, we present the first adiabatic and non adiabatic pulsational study applied to low-mass white dwarf stars in order to providing a theoretical basis to interpret the future observations.

Resumen. Recientemente se han detectado estrellas enanas blancas de baja masa ($< 0.5 M_{\odot}$) en cúmulos abiertos y globulares. Si bien hasta la fecha no se ha reportado variabilidad fotométrica en este tipo de objetos en cúmulos, estas estrellas pueden considerarse como potenciales pulsadores. Una poderosa técnica para estudiar la estructura interna y las propiedades evolutivas de las estrellas enanas blancas de baja masa es la Astrosismología. Motivados por la posible detección de estrellas variables de este tipo en el futuro cercano, presentamos los primeros resultados de un estudio pulsacional adiabático y no-adiabático de estrellas enanas blancas de baja masa con núcleo de helio, con el proposito de aportar una base teórica para la interpretación de las futuras observaciones.

1. Introduction

White dwarf stars (WD) constitute the final evolutionary stage of 95-98 % of all stars. As such, the galactic population of WD stars contains valuable information about the history of our Galaxy. Recently, full WD cooling sequences were detected in open and globular clusters reaching very low luminosities, e.g., in the globular cluster NGC 6397 (Winget et al. 2009). Through the study of WD in clusters we can infer many evolutionary properties of the progenitors and the cluster population in general. In addition, many low-mass WD have been detected in clusters. These stars have masses below $0.5M_{\odot}$ and helium-dominated cores. The typical formation channel for such WDs is related to binary evolution, where the companion removes its envelope during the first giant stage. However, a different formation channel has been proposed. In this picture, strong mass loss during the Red Giant Branch would force the star to

lose its envelope and leave this stage before He burning is ignited in the core. These strong winds would be related to high metallicity environments, e.g. in the open cluster NGC 6791 (Kalirai et al. 2007). Given the increasing number of low-mass He-core WD detected in the last few years, we believe to be worthwhile to perform a detail study of the internal structure and evolutionary properties of these objects. Even when luminosity variations in low-mass WDs in clusters have not been detected yet, we consider that it is just a matter of time given the increasing observational sensibility of the new generation of telescopes and the large-scale surveys (Moehler & Bono 2008). A novel tool to study the properties of WD stars is Asteroseismology. Many WDs with masses of about 0.6-0.8 M_{\odot} , the ZZ Ceti stars, exhibit multiperiodic variation due to gravity modes (g -modes) of low harmonic degree and periods ranging from 100 s to 1200 s approximately.

Motivated by the potential detection of pulsational instabilities in low-mass WD we decided to perform an adiabatic and non adiabatic pulsational study applied to these objects, aimed to providing a theoretical basis from which to interpret future observations.

2. Modeling

The low-mass WD evolutionary models employed in this work correspond to those developed in Althaus et al. (2009) to study the effects of residual nuclear burning and chemical diffusion during the late stages of WD evolution. The models were computed using the LPCODE evolutionary code (Althaus et al. 2005), starting from the Main Sequence and covering the whole evolution until the WD stage. We consider models with $0.2 < M_*/M_{\odot} < 0.46$ and $Z=0.03, 0.05$.

The pulsation calculations were performed using the adiabatic and non adiabatic pulsation codes described in Córscico & Althaus (2006) and Córscico et al. (2006) respectively. In this first study we consider models with masses between 0.25 and 0.45 M_{\odot} . We consider nonradial g -modes with harmonic degree $\ell = 1$ in the range of 100 to 6000 s, covering the observed range in ZZ Ceti stars. To describe the general properties of low-mass He-core WD we choose a template model with $M_* = 0.36M_{\odot}$, $Z=0.03$ and $T_{\text{eff}} \simeq 10\,000\text{K}$.

3. Adiabatic pulsation analysis

We start the analysis by describing the general properties of our template model. This model has a single chemical transition (He/H) at $-\log(1 - M_r/M_*) \sim 3$ separating the inner He-core and the H envelope. This transition translates into a bump in the Brunt-Väisälä frequency (N^2). A negative divergence in $\log(N^2)$ at $-\log(1 - M_r/M_*) \sim 11.5$ corresponds to the position of the base of the outer convective region.

We now examine the general trends of the adiabatic pulsational quantities for the template model. In Fig. 1 we depict the kinetic energy ($\log(E_{\text{kin}})$), period spacing ($\Delta\Pi_k$) and rate of period change ($d\Pi/dt$) in terms of the periods. In this case, $\log(E_{\text{kin}})$ reaches a global minimum around 1500 s and increases linearly with increasing periods. This final linear increase is due to the fact that for high radial order (larger periods) mode eigenfunctions have larger oscillation amplitudes. The small fluctuations superimposed on the global shape of $\log(E_{\text{kin}})$

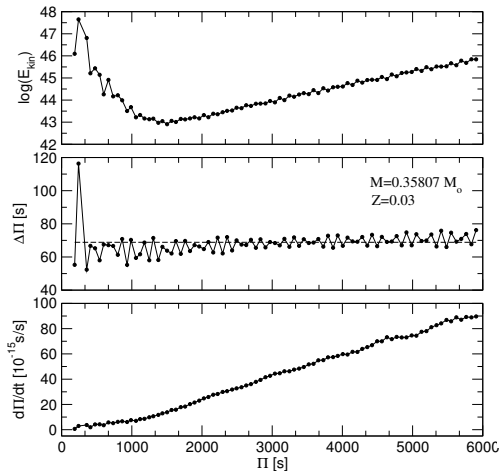


Figure 1. The kinetic energy ($\log(E_{\text{kin}})$), period spacing ($\Delta\Pi_k$) and the rate of period change ($d\Pi/dt$) values vs. Π_k for our template model, for $\ell = 1$ g -modes.

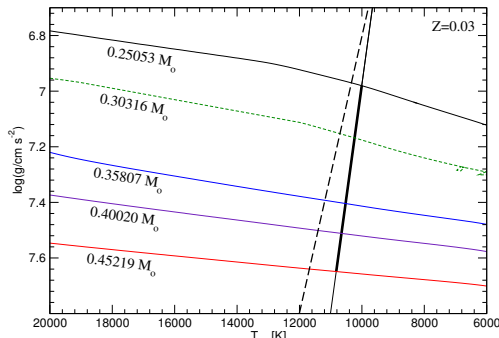


Figure 2. A $T_{\text{eff}} - \log g$ diagram showing five evolutionary tracks. The blue edge of the instability strip computed in this work is shown as a thick solid curve. The thin solid line shows the empirical blue edge of the instability strip.

can be related to mode-trapping phenomena due to the presence of the He/H transition. $\Delta\Pi_k$ shows low amplitude oscillations around the asymptotic value ~ 70 s. Mode-trapping effects are also present in $\Delta\Pi_k$, where compositional layering produces the deviations from the mean value. Finally, $d\Pi/dt$ shows a linear behavior increasing with the period value.

Next, we evaluate the influence of the total mass, metallicity and effective temperature on the adiabatic pulsational properties.

Total mass dependence: We found that $\log(N^2)$ increases globally with mass, since this frequency is proportional to the surface gravity and thus to the total mass. For periods larger than 1000 s, $\log(E_{\text{kin}})$ increases globally with total mass, while $d\Pi/dt$ shows the opposite trend. Given the fact that $\Delta\Pi_k$ is proportional to N^{-1} , it decreases with increasing mass values.

Metallicity dependence: There are no significant changes in the inner structure or pulsational quantities when Z varies. This lack of Z -dependence is due to the fact that WDs have pure H envelopes at the ZZ Ceti stage, since heavier elements sink down due to gravitational settling. Because g -modes are mainly envelope modes, they are not sensitive to the inner composition of the model and hence to Z .

Effective temperature dependence: In $\log(N^2)$, the bump related to the He/H transition does not change its position with cooling because the WD evolution is practically at constant radius and the core does not change its size considerably. In the outer regions $\log(N^2)$ increases with cooling while in the inner regions, below $-\log(1 - M_r/M_*) \sim 2$, it decreases with T_{eff} . Finally, we note that the outer convective region becomes deeper when T_{eff} decreases.

The kinetic energy and the period spacing values increases globally when T_{eff} decreases. On the other hand, the rate of period change decreases with cooling, since the evolutionary time scales become longer when the star cools down.

4. Non adiabatic pulsation analysis

In this section we present the results from the non adiabatic analysis. We have performed non adiabatic computations for models with $M_* = 0.36 M_\odot$, $Z=0.03$, and T_{eff} ranging from 14 000 to 8 000K.

We found that only models cooler than 10 500 K show unstable modes. In addition, modes with periods larger than 4000 s are not excited for any value of T_{eff} .

The evolutionary tracks computed for $Z=0.03$ are depicted in Fig. 2 in a $T_{\text{eff}} - \log g$ plane. The thick line indicates the blue edge of the instability strip obtained in this work while the thick dashed line corresponds to an extrapolation to low-mass WD of the empirical blue edge obtained by Gianninas et al. (2005), based on the complete sample of ZZ Ceti stars. Fig. 2 shows that more massive stars should begin to pulsate at higher T_{eff} , in correspondence with the empirical results. The difference between the slopes corresponding to both curves is because we only consider low-mass DA WD models in our computations. In addition, the location of the theoretical blue edge is known to be strongly dependent on the convective efficiency adopted in the computations.

5. Conclusions

In this work we have performed the first asteroseismological study of low-mass He-core WD stars. We hope that this study will set a theoretical basis from which to interpret future variations in this kind of objects.

From the adiabatic pulsation analysis we found that the periods become shorter when total mass increases, while they become longer when the star cools down. We did not observe significant dependence of the adiabatic pulsation quantities with metallicity.

The non adiabatic analysis predicts the existence of an instability domain, where low-mass He-core WD should exhibit g -mode oscillations. We found unstable g -modes with $\Delta\Pi_k \sim 60 - 80$ s, for models with $T_{\text{eff}} \lesssim 11\,000$ K. In particular, the blue edge of the instability strip is hotter for massive objects, in correspondence with the empirical inferences from the complete sample of ZZ Ceti stars.

By summarizing, we predict that low-mass He-core WD should be pulsationally unstable and we consider relevant to observe these objects through photometry not only in open and globular clusters but also in the galactic field.

References

- Althaus, L.G., Panei, J.A., Romero, A.D., et al. 2009, *A&A*, 502, 207
- Althaus, L.G., Serenelli, A.M., Panei, J.A., et al. 2005, *A&A*, 435, 631
- Córsico, A.H., & Althaus, L.G. 2006, *A&A*, 454, 863
- Córsico, A.H., Althaus, L.G., & Miller Bertolami, M.M. 2006, *A&A*, 458, 259
- Gianninas, A., Bergeron, P., & Fontaine, G. 2005, *ApJ*, 631, 1100
- Kalirai, J.S., Bergeron, P., Hansen, B.M.S., et al. 2007, *ApJ*, 671, 748
- Moehler, S., & Bono, G. 2008, arXiv:0806.445
- Winget, D.E., Kepler, S.O., Campos, F., et al. 2009, *ApJ*, 693, L6

PRESENTACIÓN MURAL

Hot DQ white dwarfs: a pulsational test of the mixing scenario for their formation

A. D. Romero^{1,2}, A. H. Córscico^{1,2}, L. G. Althaus^{1,3} & E. García-Berro^{3,4}

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

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

(3) *Departament de Física Aplicada, Escola Politècnica Superior de Castelldefels, Universitat Politècnica de Catalunya*

(4) *Institut d'Estudis Espacials de Catalunya*

Abstract. Hot DQ white dwarfs (WD) constitute a new class of WD stars, uncovered within the framework of the SDSS project. Recently, three hot DQ WDs have been reported to exhibit photometric variability with periods compatible with pulsation g -modes. In this contribution we present the results of a non-adiabatic pulsation analysis of the hot DQ WD stars. Our study relies on the full evolutionary models for these objects, based on a diffusive/convective mixing scenario, developed by Althaus et al. (2009).

Resumen. Las estrellas enanas blancas (EB) DQ calientes constituyen una nueva clase de estrellas EB, descubiertas dentro del proyecto SDSS. Tres EB DQ calientes muestran variabilidad fotométrica con períodos compatibles con pulsaciones en modos g . En este trabajo presentamos los resultados de un análisis pulsacional no adiabático de las estrellas DQ calientes. Para tal fin utilizamos modelos evolutivos completos para estos objetos, basados en un escenario de mezcla difusiva/convectiva (Althaus et al. 2009).

1. Introduction

The population of hot DQ stars is characterized by carbon-dominated atmospheres at effective temperatures between $\sim 18\,000$ and $\sim 24\,000$ K and $\log g$ between 8 and 9 (Dufour et al. 2007). An evolutionary scenario to explain the origin of hot DQ stars was first proposed by Dufour et al. (2008). In this picture, undetected amounts of He remaining in the C- and O-rich outer layers of a PG1159 star would be forced to float to the surface due to gravitational separation, leading to a He-dominated white dwarf. At this stage the model shows a growing inward outer convection zone due to He recombination; and a second convection region in the C-rich layers, due to the large radiative opacity values. Eventually, a C-rich atmosphere should emerge as a result of the merger of the two convective regions at lower T_{eff} . Recently, Althaus et al. (2009), using full evolutionary models, presented strong theoretical evidence supporting this picture for the formation of hot DQs and the existence of an evolutionary link between hot DQ and PG1159 stars.

Shortly after the discovery of hot DQ WD, the first variable was discovered by Montgomery et al. (2008), known as SDSS J142625.70+575218.4, with $\log g \sim 9$ and $T_{\text{eff}} \sim 19800$ K and a period $\Pi \simeq 418$ s. Barlow et al. (2008) reported the discovery of two additional variable hot DQs, SDSS J220029.08-074121.5, with $\log g \sim 8$, $T_{\text{eff}} \sim 21240$ and $\Pi \simeq 656$ s, and SDSS J234843.30-094245.3 with $\log g \sim 8$, $T_{\text{eff}} \sim 21550$ and $\Pi \simeq 1052$ s. **The measured periodicities have been interpreted as nonradial g -mode pulsations. Although, another alternative explanations were presented, the pulsation hypothesis has been reinforced by Fontaine et al. (2009) with the discovery of a second and independent period ($\Pi \sim 319$ s) in SDSS J142625.70+575218.4. In addition, Fontaine et al. (2008), based on a full non-adiabatic analysis, found that g -modes can be excited in a region of the parameter space.** In this work we present a non-adiabatic analysis of the pulsations of hot DQ WD, based on the full evolutionary models recently developed by Althaus et al. (2009).

2. Modeling

The WD evolutionary sequences employed in our stability study correspond to those developed in Althaus et al. (2009) to explore the formation of hot DQ WD stars via the diffusive/convective mixing scenario. The models were computed using the LPCODE evolutionary code (Althaus et al. 2005) and consistently cover the whole evolution from the born-again stage to the WD cooling track. We considered sequences with stellar masses of 0.87 and 0.585 M_{\odot} and two values of thickness of the He-rich envelope ($M_{\text{He}} = 2 \times 10^{-7} M_{\odot}$ and $M_{\text{He}} = 10^{-8} M_{\odot}$). These envelopes are 4 - 5 orders of magnitude thinner than those of standard DB WD models resulting from canonical stellar evolution computations.

The pulsation stability analysis was performed with the finite-difference non-adiabatic pulsation code described in Córscico et al. (2006). We analyse the pulsation stability of about 800 stellar models covering a wide range of effective temperatures ($30\,000 > T_{\text{eff}} > 18\,000$ K). For each stellar model we have studied the stability of $\ell = 1$ g -modes with periods in the range $50\text{s} < \Pi < 3\,000\text{s}$, thus covering the full period spectrum observed in variable DB and DQ WD stars.

3. Results

We start by discussing the details of the driving/damping processes in our DB and DQ models. For the DB models the run of the opacity shows a bump at the He-rich envelope due to the partial ionization of He II, as in the case of thick envelope DB WD models. At a more internal location, **there is a second** bump due to the partial ionization of C V and C VI, although this last opacity bump does not contribute to mode destabilization. On the other hand, for the DQ models most of the excitation comes from the C-bump, close to the bottom of the single convection zone, while the driving associated with the He-bump is of less importance. Thus, over-stable g -modes in hot DQ WDs are mainly driven by the destabilizing effect due to the opacity bump due to partial ionization of C V and C VI (see Córscico et al. 2009a). It is important to mention that e -folding times for unstable modes for the DQ models (10^{1-3} yr) are by far shorter than the evolutionary time scale at the DQ stage (10^{7-8}).

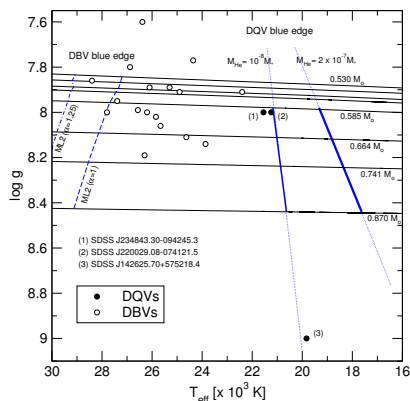


Figure 1. $T_{\text{eff}} - \log g$ diagram (see text for details).

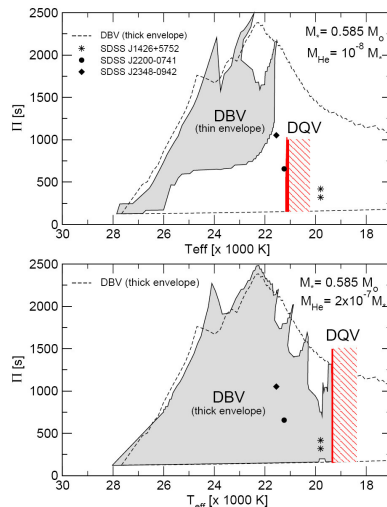


Figure 2. The instability domains on the $T_{\text{eff}} - \Pi$ plane for $\ell = 1$ g -modes corresponding to our set of models with $M_* = 0.585 M_{\odot}$ and $M_{\text{He}} = 10^{-8} M_*$ (upper panel) and $M_{\text{He}} = 2 \times 10^{-7} M_*$ (lower panel).

A $T_{\text{eff}} - \log g$ diagram is shown in Fig. 1. The location of the variable DQs are depicted with filled circles, while the known variable DBs (DBV) are depicted with hollow circles. The evolutionary tracks (solid curves) correspond to DB WD models ($0.530 < M_*/M_{\odot} < 0.87$). The blue edge of the theoretical DBV instability strip is displayed with blue dashed lines (Córscico et al. 2009b). Finally, the blue edge of the DQ instability domain is drawn with thick blue solid segments for the two values of M_{He} . From this figure we note that the blue edge of the instability for variable DQs (DQV) is hotter for less massive DQV stars, opposite to that found for the DBVs. This is due to the fact that the merger of the two convective zones happens at higher effective temperatures for the less massive models. Since the pulsations are excited immediately after the formation itself of DQs, then the blue edge is hotter for less massive models. Fig. 1 also shows that the blue edge is hotter for DQVs with thinner He envelope. This is because the spectral transition from DB to DQ occurs at higher T_{eff} when the He envelope is less massive. Finally, we note that the location of the three DQV stars in the $T_{\text{eff}} - \log g$ plane is qualitatively supported by our computations of the blue edge for the case $M_{\text{He}}/M_* = 10^{-8}$.

Fig. 2 shows the domains of unstable dipole modes in terms of the effective temperature for the two sequences with $M_* = 0.585 M_{\odot}$. The DBV instability domain is shown as a gray area, while the DQ variable (DQV) instability region is shown as a vertical red strip. The periods observed in the DQV are indicated with symbols. The instability domain for DB models with thick He-rich envelopes is also included. Note that the hot side of the DBV instability domain for thin and thick He-rich envelope models is virtually the same. This means that DBVs with thick ($M_{\text{He}} \sim 10^{-3} M_*$) or thin ($M_{\text{He}} \sim 10^{-7} - 10^{-8} M_*$) He-

rich envelopes should exhibit the same ranges of excited periods, at least in the hot half of the instability domain. Finally, note that the instability domains of DBVs and DQVs are separated in the case of models with $M_{\text{He}} = 10^{-8} M_*$ (Fig. 2). This gap is more pronounced for the sequence with $M_* = 0.870 M_{\odot}$. On the other hand, for models with $M_{\text{He}} = 2 \times 10^{-7} M_*$ the instability domains are “in contact”, i.e., there exists a continuous transition from the pulsation instability regions of DBs to DQs.

4. Conclusions

In this work, we presented a pulsation stability analysis of the C-rich hot DQ WD, based on full evolutionary models recently developed by Althaus et al. (2009), derived from the diffusive/convective mixing scenario. We found that over-stable g -modes in hot DQ WD models are primarily driven through the κ -mechanism by the destabilizing effect of the opacity bump due to the partial ionization of C, being the role of the partial ionization of He II of much less relevance.

From the $T_{\text{eff}} - \log g$ plane, we note that the blue edge of DQVs is hotter for less massive models and for thinner He envelopes. In this diagram the location of the three DQV stars is qualitatively accounted for our calculations of the blue edge with $\log(M_{\text{He}}/M_*) = -8$. The periods detected in SDSS J142625.70+575218.4 and SDSS J220029.08-074121.5 are well within our theoretical ranges of excited periods, **although the theoretical models are not pulsationally unstable for the T_{eff} measured in these objects**. The period at $\Pi \sim 1052$ s corresponding to SDSS J234843.300-94245.3 is long in excess, and is not well accounted by our models. Note that the instability domains of DBVs and DQVs are clearly separated in the $T_{\text{eff}} - \Pi$ plane for models with $M_{\text{He}} = 10^{-8} M_*$, but the transition is continuous when $M_{\text{He}} = 2 \times 10^{-7} M_*$.

Finally, we demonstrate that the diffusive/convective mixing scenario not only is able to nicely explain the origin of hot DQ WD, but it also accounts for the variability of these stars. We caution that the results of the present work could somewhat change if the frozen convection approximation were relaxed in our stability analysis.

References

- Althaus, L. G., García-Berro, E., Córscico, A. H., et al., 2009, ApJL, 693, L23
- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Panei, J. A. et al., 2005, A&A, 435, 631
- Barlow, B.N., Dunlap, B.H., Rosen, R., & Clemens, J.C., 2008, ApJL, 688, L95
- Córscico, A.H., Romero, A.D., Althaus, L.G., & García-Berro, E. 2009, A&A, 506, 835
- Córscico, A.H., Althaus, L.G., Miller Bertolami, M.M., & García-Berro, E. 2009b, Journal of Physics Conference Series, 172, 012075
- Córscico, A. H. , Althaus, L. G., & Miller Bertolami, 2006, A&A, 458, 259
- Dufour, P., Fontaine, G., Liebert, et al., 2008, ApJ, 683, 978
- Dufour, P., Liebert, J., Fontaine, G., Behara, N., 2007, Nature, 450, 522
- Fontaine, G., Brassard, P., & Dufour, P. 2008, A&A, 483, L1
- Fontaine, G., Brassard, P., Dufour, P., et al, 2009, arXiv:0901.3489
- Montgomery, M., Williams, K.A., Winget, D.E., et al., 2008, ApJL, 678, L51

PRESENTACIÓN MURAL

Órbita espectroscópica de BX Monocerotis

E. Brandi^{1,2,3}, L. G. García^{1,2}, C. Quiroga^{1,2}, O.E. Ferrer^{1,4} y P. Marchiano¹

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

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

(3) *Comisión de Investigaciones Científicas de la Prov. de Buenos Aires (CIC)*

(4) *CONICET*

Abstract. This paper presents new orbital parameters of the eclipsing symbiotic binary BX Mon calculated on the basis of spectroscopic data obtained during 1997-2008. An orbital period of $P = 1290$ days and a mass ratio of $q = 4.4$ are estimated and the presence of a white dwarf as a hot component is confirmed. The variations of the intensities of some emission lines with the orbital phases are also analyzed.

Resumen. En base a datos espectroscópicos obtenidos en el CASLEO entre 1997-2008, determinamos nuevos elementos orbitales de BX Mon para ambas componentes. Se obtiene un período orbital de 1290 días, una relación de masas $q = 4.4$ y se confirma la presencia de una enana blanca en el sistema como componente caliente. Se analizan, además, los flujos de las líneas de emisión y sus variaciones con las fases orbitales.

1. Introducción

Las estrellas simbióticas son binarias interactuantes de largo período, en las cuales una gigante evolucionada transfiere material a una compañera compacta mucho más caliente, generalmente una enana blanca. En base a los colores en el cercano *IR*, la mayoría de las simbióticas muestran la presencia de una fotosfera estelar de $T_{ef} \sim 3000 - 4000K$, típica de una gigante normal, y son clasificadas como del tipo *S*. En cambio, el resto, clasificadas como del tipo *D*, contiene una variable Mira y sus colores *IR* indican temperaturas de $\sim 1000K$, sugiriendo la presencia de envolturas de polvo. Sólo se han determinado órbitas espectroscópicas en un 15 % de las simbióticas tipo *S*, siendo éstas prácticamente desconocidas para las tipo *D*.

BX Mon es una simbiótica tipo *S* de baja excitación. Varios períodos han sido determinados por distintos autores. Mayall (1940) obtuvo un período de 1380 días a partir de las variaciones de luz. Iijima (1985) propuso que BX Mon es una binaria eclipsante con una órbita excéntrica, pero sus observaciones resultaron inconsistentes con el período de Mayall (1940). Dumm et al. (1998)

reanalizaron la curva de luz y encontraron un período de 1401 días. Fijando este valor, calcularon una órbita para la gigante M con una excentricidad de 0.49 y, con sólo dos puntos, determinaron la curva de velocidades de la componente caliente. Obtuvieron una relación de masas $q = 6.7 \pm 1.3$. En base a espectroscopía *IR*, Fekel et al. (2000) reunieron sus datos de velocidad radial (VR) con los de Dumm et al. (1998) y calcularon una nueva órbita de la gigante, con un período de 1259 ± 16 días y $e = 0.44$. Otros autores han analizado datos del satélite IUE y propusieron, para la componente caliente, los tipos espectrales FO II-III (Michalitsianos et al. 1982) y A7-F0 (Viotti et al. 1986).

2. Órbitas espectroscópicas

En el presente trabajo se determina una nueva órbita espectroscópica para las dos componentes de BX Mon. Para ello, se usaron 24 espectros obtenidos entre 1997-2008 con el espectrógrafo REOSC y el telescopio *Jorge Sahade* del CASLEO. Los espectros ($R \sim 12000$) cubren los rangos entre 4000-7100 Å y 5000-7800 Å. La curva de VR de la componente fría se obtuvo a partir de las absorciones de metales neutros en la región $\lambda > 6000$ Å, donde la contribución de la estrella caliente es menor. Para determinar la curva de VR de la componente caliente se midieron las absorciones de Ti II en la región azul del espectro ($\lambda < 5000$ Å). Estas líneas, que denominamos cF-abs, conforman un sistema tipo A-F supergigante, provenientes del material que rodea la componente caliente y que está presente en numerosos sistemas simbióticos.

En la tabla 1 se muestran los elementos orbitales obtenidos para cada componente y las soluciones combinadas. Hemos agregado a nuestros datos los de Dumm et al. (1998) y Fekel et al. (2000), asignándoles peso unitario a todas las VRs individuales. Adoptamos como período $P = 1290$ días y las fases orbitales fueron calculadas fijando el cero en la conjunción, cuando la estrella gigante está delante de la componente caliente: $T_{conj} = 2449459.31 + 1290 E$.

La figura 1 muestra los puntos observados y las curvas teóricas correspondientes al mejor ajuste.

3. Variaciones espectrales

En la figura 2 se presentan los perfiles de $H\alpha$. Los mismos muestran una emisión ancha cortada por una absorción central la cual, en algunas épocas, se intensifica alcanzando el nivel del continuo. Los flujos de la emisión de $H\alpha$ en función de las fases indican una atenuación en el momento del eclipse, en tanto que sus VRs acompañan al movimiento de la estrella caliente. La absorción central parece también acompañar ese movimiento, pero con una amplitud de variación mucho menor. Debido a este diferente corrimiento de las componentes del perfil, se observa que, en la mayoría de las fases, el pico azul es menos intenso que el rojo, pero en fases 0.09-0.12, la componente azul se intensifica.

La figura 3 muestra las variaciones de las líneas [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 Å; He I λ 5016 Å y Fe II λ 5018 Å con las fases. Es notable la intensidad alcanzada por

Tabla 1. Soluciones orbitales para BX Mon

	P [días]	K [kms ⁻¹]	γ_0 [kms ⁻¹]	e	ω [°]	T _{Conj} ⁽¹⁾ [JD 24...]
M-abs						
C+D+F	1290±5	4.7±0.3	29.3±0.1	0.42±0.04	9±6	49574.62
cF-abs						
C+D	1290 ⁽²⁾	19.1±1.7	27.3±1.0	0.38±0.06	167±14	48334.13
Combinada						
C+D+F	1290 ⁽²⁾	4.4±0.5 19.4±1.0	28.8±0.3	0.37±0.04	335±6	49459.31

C Datos del CASLEO (presente trabajo)

D Datos de Dumm et al. (1998)

F Datos de Fekel et al. (2000)

(1) Tiempo de conjunción con la gigante M delante de la componente caliente.

(2) Valor adoptado.

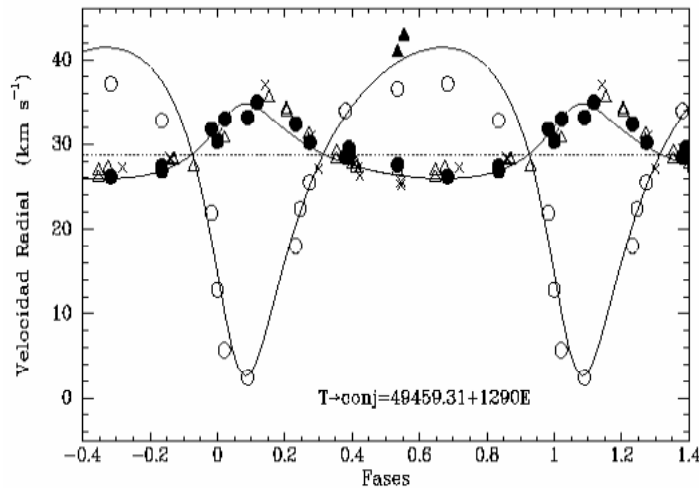


Figura 1. Velocidades radiales de ambas componentes y las curvas teóricas del mejor ajuste para P=1290 días. Círculos llenos y vacíos: datos del presente trabajo; triángulos llenos y vacíos: datos de Dumm et al.(1998); cruces: datos de Fekel et al.(2000).

el [OIII] en fases 0.83 y 0.98, antes de la conjunción y también la variación de la banda molecular de TiO en $\lambda 4954 \text{ \AA}$, haciéndose más profunda durante el eclipse de la componente caliente.

A partir de la profundidad de la banda molecular de TiO en $\lambda 6180 \text{ \AA}$ se ha estimado el tipo espectral de la gigante mediante el método de Kenyon & Fernandez-Castro (1987). El índice $[TiO]_1$ durante el eclipse, donde la contribución de la radiación proveniente de la componente caliente es menor, indica un tipo espectral de M7 III.

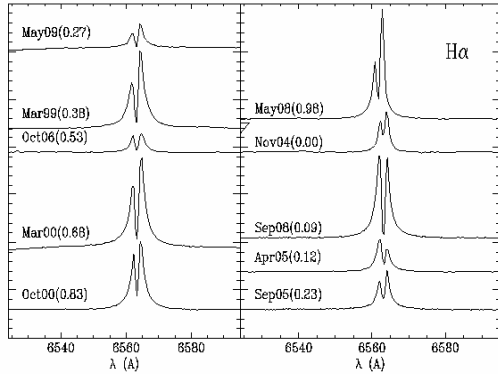


Figura 2. Variación del perfil de $H\alpha$ con las fases orbitales (indicadas entre paréntesis en la figura).

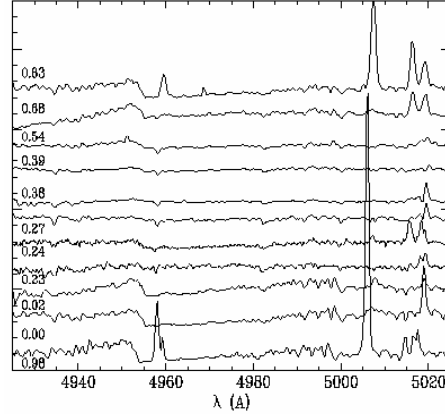


Figura 3. Variación de las emisiones de [OIII], He I y Fe II.

4. Conclusiones

En esta nueva determinación de los elementos orbitales de BX Mon adoptamos un período de 1290 días, en muy buen acuerdo con los períodos fotométricos de 1275 ± 6 y 1282 ± 6 días determinados a partir de las curvas de luz en el cercano *IR* y en el óptico, respectivamente, por J. Mikolajewska (comunicación privada). El semieje orbital proyectado es $a \sin i = 2.6$ UA, en tanto que las masas individuales $M_g \sin^3 i = 1.2 M_\odot$ y $M_c \sin^3 i = 0.27 M_\odot$. La excentricidad obtenida es de 0.37 ± 0.04 y la relación de masas $q = M_g/M_c = 4.4 \pm 0.3$. Estos resultados confirman que el sistema contiene una enana blanca como componente caliente.

Los resultados preliminares aquí presentados indican que, debido a la alta excentricidad, las variaciones espectrales son rápidas y posiblemente podrían estar presentes también cambios de ciclo en ciclo. Para proponer un modelo de binaria es necesario realizar un análisis más completo, contando con una mejor cobertura observacional con las fases.

Referencias

- Dumm, T., Mürset, U., Nussbaumer, H., Schild, H., Schmid, H. M., Schmutz, W., & Shore, S. N. 1998, *A&A*, 336, 637
 Fekel, F. C., Joyce, R. E., Hinkle, H., & Skrutskie, M. F. 2000, *AJ*, 119, 1375
 Iijima, T. 1985, *A&A*, 153, 35
 Kenyon, S. J. & Fernandez-Castro, T. 1987, *AJ*, 93, 938
 Mayall, M. W. 1940, *Bull. Harvard College Obs.* 913, 8
 Michalitsianos, A. G., Kafatos, M., Feibelman, W. A. & Hobbs, R. W. 1982, *ApJ*, 253, 735
 Viotti, R., Altamore, M., Ferrari-Toniolo, M., Friedjung, M., Persi, P., Rossi, C. & Rossi, L. 1986, *A&A*, 159, 16

PRESENTACIÓN MURAL

Estrellas Wolf-Rayet de tipo WN en la Vía Láctea: Campaña 2007-2008

A. Collado¹, R. Gamén¹ y R. H. Barbá^{1,2}

(1) *Complejo Astronómico El Leoncito, San Juan, Argentina*

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

Abstract. We are carrying out a spectroscopic monitoring of Galactic Wolf-Rayet stars, in order to detect binary systems. The sample consists of approximately 50 stars of the Nitrogen sequence (WN) and fainter than $V=13$. The observations are made from the 4-m telescope at Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), Chile. In the following, we present the first results of the 2007-2008 campaign.

Resumen. Estamos llevando a cabo un monitoreo espectroscópico de estrellas Wolf-Rayet de nuestra galaxia, con el objeto de detectar sistemas binarios. La muestra consiste de unas 50 estrellas de la secuencia del Nitrógeno (WN) más débiles que $V = 13$. Las observaciones son realizadas desde el telescopio de 4 m del Observatorio de Cerro Tololo, Chile. A continuación, presentamos los primeros resultados de la campaña 2007-2008.

1. Motivación

Las estrellas Wolf-Rayet (WR) de Población I tienen vientos estelares muy intensos, densos y calientes, que le dan la forma característica a sus espectros, i.e., líneas de emisión intensas y anchas. Según la presencia de distintas líneas en el espectro óptico, se clasifican en WN (Nitrógeno), WC (Carbono) y WO (Oxígeno). Los parámetros intrínsecos de las estrellas WR son muy difíciles de determinar dado que muchas de sus propiedades están enmascaradas por sus poderosos vientos.

Las estrellas WR son consideradas descendientes de las estrellas tipo O, aunque la forma en que se produce esta transición es aún motivo de debate. Hay un subconjunto de las estrellas WN, designadas como WNH, consideradas estrellas O muy masivas con fuertes vientos estelares en una etapa evolutiva aún temprana, distintas de las WR “clásicas” que queman He en sus núcleos (Conti & Smith, 2008).

La masa estelar es un parámetro astrofísico fundamental cuyo conocimiento, junto al índice de pérdida de masa, la composición química y la rotación, permiten determinar las propiedades y evolución de las estrellas, en especial de las más masivas (Meynet & Maeder, 2005). El método más directo para medir masas estelares es mediante la aplicación de la tercera ley de Kepler. Las masas típicas determinadas en estrellas WR tienen valores entre 9–16 M_{\odot} para las

WC y $10\text{--}83 M_{\odot}$ para las estrellas WN (cf. Crowther 2007). Las candidatas a ser las estrellas más masivas de la Vía Láctea parecen ser del tipo WNH, por ejemplo: las 2 componentes WN6 de NGC3603-A1, con masas absolutas de 116 y $89 M_{\odot}$ (Schnurr et al. 2008) y la componente WN6 de WR 21a que resultó tener una masa mínima de $87 M_{\odot}$ (Niemela et al. 2008). Figer (2005) determinó por análisis estadístico que debería esperarse descubrir estrellas con hasta $150 M_{\odot}$, aunque los objetos descubiertos al momento aún no llegan a ese límite. Se espera poder hallarlos y confirmar (o no) entonces dicho valor.

La fracción de sistemas binarios detectados entre las estrellas WR de nuestra galaxia es de $\sim 40\%$ (van der Hucht, 2001). Sin embargo, existen al menos dos razones para sospechar que éste constituye un límite inferior. Una razón la brindan Langer & Heger (1999), quienes argumentan que la mayoría de las Supernovas tipo Ib/c ocurren en binarias WR+OB interactuantes y, dada la estadística derivada de las SN observadas, debería esperarse que existan más estrellas WR en sistemas binarios que simples. Otra razón es aportada por la observación de estrellas del tipo WC. Más del 80% de las estrellas WC9 y WC8 parecen pertenecer a sistemas binarios (cf. Tuthill et al. 1999; Monnier et al. 1999). La pregunta obvia es si esta elevada frecuencia de binarias es intrínseca de este sub-tipo o puede aplicarse a todas las estrellas WR. Esto, entonces, podría implicar que la población de estrellas WR está asociada a binaridad, a través de la transferencia de masa durante una determinada fase de un sistema O+O, y que las estrellas WR son una clave en la evolución de estrellas masivas.

En virtud de estas consideraciones, estamos llevando a cabo un monitoreo espectroscópico de estrellas WR de nuestra Galaxia, con el objeto de detectar variaciones de velocidad radial que indiquen la presencia de sistemas binarios. La muestra consiste de unas 50 estrellas de la secuencia del Nitrógeno (WN), más débiles que $V = 13$. A continuación, presentamos los primeros resultados de la campaña 2007-2008.

2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio V. Blanco de 4 m del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (CTIO), Chile, durante marzo-abril 2007 y abril 2008. Utilizamos el espectrógrafo R-C con la red KPGL1, configuración que provee un rango espectral de $3650\text{--}6700 \text{ \AA}$ y una dispersión recíproca de $\sim 1 \text{ \AA pix}^{-1}$.

Durante 11 noches de observación obtuvimos 237 espectros de 44 estrellas WN. Las imágenes fueron procesadas con las tareas del paquete LONGSLIT de IRAF. Las velocidades radiales (VRs) de las líneas espectrales fueron determinadas mediante ajustes de funciones gaussianas a los perfiles, con la tarea SPLOT.

3. Resultados preliminares: Dos nuevas binarias WN+O

3.1. WR 62a

Una de las más conspicuas variables en VR en la muestra observada es WR 62a. Esta estrella fue descubierta y clasificada como WN5 por Shara et al. (1999),

quienes no observaron líneas de absorción. Sin embargo, en nuestros espectros identificamos líneas en absorción $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, He I λ 4471, y 5875 y He II λ 4200, 4541, y 5411. La relación de intensidades entre las distintas líneas de emisión de N observada en nuestros espectros, se corresponde con el sub-tipo espectral derivado por Shara et al. (1999).

Las líneas de emisión muestran variaciones en VR noche a noche. Utilizando las VRs de He II 4686 Å se determinó un período cercano a 10 días mediante un algoritmo similar al descrito por Bertiau & Grobber (1969). Un resultado similar se obtuvo a partir de otras líneas de emisión. Con dicho período determinado, pudo comprobarse que las VRs de las líneas de absorción muestran un movimiento en antifase con las líneas de emisión, lo que sugiere que se trata de un sistema binario de tipo WN con una compañera O (siendo el sub-tipo espectral aún no determinado). Las masas mínimas derivadas para las componentes del sistema son $\sim 40 M_{\odot}$ para la estrella O y $\sim 15 M_{\odot}$ para la WN.

La Figura 1 (izquierda) muestra la variación de las VRs de He II 4686 Å en emisión y el promedio de las absorciones de He I λ 4471 y 5875 en función de la fase orbital. Las curvas continuas representan la solución orbital preliminar obtenida.

3.2. WR 68a

Otra de las estrellas que presenta grandes variaciones de VR es WR 68a, también descubierta y clasificada por Shara et al. (1999). Estos autores propusieron un tipo WN6, por lo que tampoco notaron absorciones en este espectro. En nuestros espectros, identificamos las líneas de absorción de $H\delta$, $H\gamma$ y $H\beta$, He I λ 4471 y 5875 y He II 4541, las que una vez determinado el período, identificamos como pertenecientes a la compañera, indicando un tipo espectral O. Nuestros espectros presentan líneas de N coincidentes con el sub-tipo espectral derivado por Shara et al. (1999).

La variación de las VRs de las líneas en el espectro de WR 68a confirman que se trata de un sistema binario de corto período (P del orden de 5 días) en una órbita con excentricidad no despreciable. Utilizamos el mismo algoritmo para determinar la solución orbital considerando las líneas de He II λ 4686 en emisión y el promedio de $H\beta$ y $H\gamma$ en absorción como representando el movimiento de las estrellas WN y O. Para este sistema, obtuvimos masas mínimas de $\sim 38 M_{\odot}$ para la componente O y $\sim 17 M_{\odot}$ para la WN.

En la figura 1 (derecha) ilustramos las variaciones de VR de las líneas utilizadas y, en línea continua, la órbita obtenida. En dicha figura, se advierte un desfase en las VRs de la emisión de He II y las absorciones de H. Este desfase no se aprecia si consideramos la emisión de N IV, lo que sugiere una distorsión de los perfiles de las líneas de He II provocados por la región de interacción de vientos. Este fenómeno es observado en otros sistemas WN+O de corto período, e.g. WR 21 y WR 31 (Gamen 2004).

4. Conclusiones

Descubrimos 2 nuevos sistemas binarios WN+O de corto período: WR 62a y WR 68a. En ambos sistemas pudimos identificar líneas de absorción pertenecientes a una compañera de tipo espectral O, lo que nos permitió estimar masas

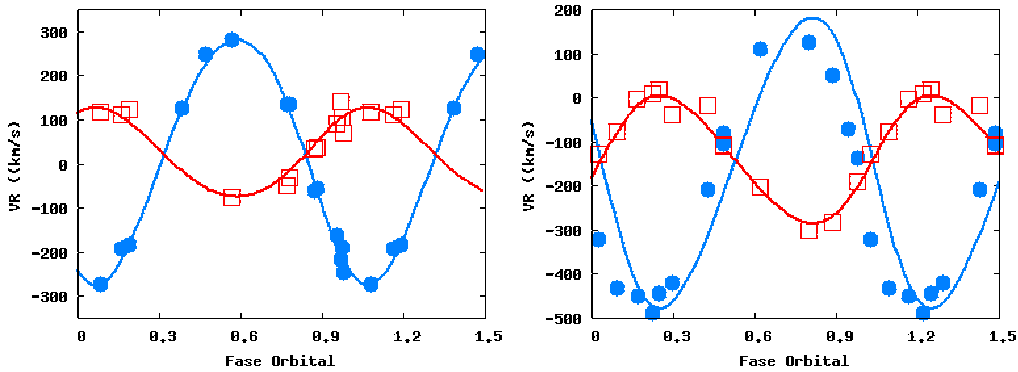


Figura 1. *Izquierda:* Variación de las velocidades radiales de la línea de emisión de He II (círculos) y el promedio de las absorciones (cuadrados) como representando el movimiento orbital de las componentes WN y O respectivamente en el sistema binario WR 62a.

Derecha: Idem para WR 68a. Notar el desfase que parece existir en las VRs de la emisión de He II.

mínimas preliminares de $40+15 M_{\odot}$, para las componentes O y WN, respectivamente, en WR 62a y $38+17 M_{\odot}$ en WR 68a. Dadas las masas mínimas obtenidas y el corto período de ambos sistemas, podrían esperarse variaciones fotométricas debidas a eclipses. Son necesarias entonces más observaciones espectroscópicas para obtener un período más preciso en ambos sistemas.

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

- Bertiau F., Grobben J., 1969, Ric. Spec. Vaticana, 8, 1
 Conti P., Smith, N., 2008, ApJ, 679, 1467
 Crowther, P. A. 2007, ARA&A, 45, 177
 Figer, D. F. 2005, Nature, 434, 192
 Gamen, R. 2004, Tesis doctoral, Univ. Nacional de La Plata
 van der Hucht, K. A. 2001, New Astronomy Reviews, 45, 135
 Langer, N. & Heger, A. 1999, in IAU Symposium, Vol. 193, 187
 Meynet, G. & Maeder, A. 2005, A&A, 429, 581
 Monnier, J. D., et al. 1999, ApJL, 525, L97
 Niemela, V., et al. 2008, MNRAS, 389, 1447
 Schnurr, O., et al. 2008, MNRAS, 389, 806
 Shara, M., et al., 1999, ApJ, 118, 390
 Tuthill, P. G., et al. 1999, Nature, 398, 487

PRESENTACIÓN MURAL

Balmer discontinuity in Be stars seen equator-on as a function of the circumstellar envelope thickness

A. Cruzado^{1,2} & J. Zorec³

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

(2) *Instituto de Astrofísica de La Plata - UNLP*

(3) *Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS-Univ. Pierre & Marie Curie, Paris, France*

Abstract. In this work we study the behavior of the total Balmer Discontinuity (BD) of classical Be stars seen equator-on, as a function of the height and the density structure of the circumstellar disc. We use an approximate method to calculate these effects. Results from detailed calculations of the radiative transfer problem in spherical circumstellar envelopes (CE) are recovered to infer the effects produced by flat circumstellar discs. The main conclusion we reach is that in Be stars seen equator-on, the second component of the BD cannot be in emission if the CE is strongly flattened. The second component of the BD can be in emission only when the vertical geometrical thickness of the disc is large and its density is high enough.

Resumen. En el presente trabajo analizamos el comportamiento de la discontinuidad de Balmer (BD) en estrellas Be vistas de ecuador para diferentes estructuras de densidad en la envoltura circumestelar. Utilizamos un método de cálculo aproximado que consiste en extraer resultados desde cálculos detallados del transporte radiativo para envolturas esféricamente simétricas, y aplicarlos a discos circumestelares cilíndricos. La principal conclusión a la que arribamos es que, para estrellas Be vistas de ecuador, la segunda componente de Balmer sólo puede ser vista en emisión si la envoltura es suficientemente densa y alta. Estructuras muy delgadas sólo pueden originar saltos en absorción.

1. Introduction

In this work we study the behavior of the total Balmer Discontinuity (BD) of classical Be stars. These stars generally exhibit a total BD, which has two components: $D = D_* + d$; D_* is the stellar component and d is the component due to the circumstellar disc. Since in many circumstances D_* distinguishes quite clearly from d , it is possible to infer: a) the relevant average characteristics of the rotationally modified photosphere seen by the observer; b) global properties of the circumstellar material. Since the presence of the circumstellar material induces changes in both components, D_* and d , in this contribution we study the characteristics of the total BD in classical Be stars seen equator-on, which are

the most numerous among those displaying the Be phenomenon, as a function of several density structures of the disc.

2. Models of the circumstellar envelope.

We assume that the disc has a cylindrical geometry, where the density distribution is a function of both coordinates (r, z) ; r is the distance to the rotation axis and z is the coordinate perpendicular to the equatorial plane. In our disc models, the density increases from $r = r_1$ up to $r = r_2$ ($r_1 =$ radius of the photosphere), and it decreases as $r > r_2$ according to a power law $\rho(r) \propto r^\alpha$. The adopted density distributions for the present study are:

$$\rho(r) = \rho(r_1) + [\rho(r_2) - \rho(r_1)] \left(\frac{r-r_1}{r_2-r_1}\right)^b e^{-b \frac{r-r_2}{r_2-r_1}} \quad \text{if } r_1 < r < r_2$$

$$\rho(r) = \rho(r_2) \left(\frac{r_2}{r}\right)^{n(r)} \quad \text{if } r > r_2,$$

$$\text{with } n(r) = n_0 + (n_1 - n_0) e^{-\ln 2 \left(\frac{r_3-r_2}{r-r_2}\right)^m}.$$

We consider several cases:

- a) $\rho(r_2)$, r_2 , and α are functions of z ;
- b) $\rho(r_2)$ and r_2 are the same for all z , but α is an increasing function of z ;
- c) $\rho(r_2)$, r_2 and α are constant over all z ;
- d) $\rho(r_2)$ varies with z , while r_2 and α do not depend on z

In all cases we calculate: *i*) the effect on D_* , which is produced by the backward radiation of the disc; *ii*) the effect on d (circumstellar component of the BD) as a function of the height of the disc and the density distribution in it.

3. The calculation method

The method used to calculate the effect of the circumstellar disc on both components of the BD is of approximate nature. Some results from detailed calculations of the radiative transfer in spherical circumstellar envelopes are recovered and adapted to estimate the effect carried by flat, cylindrical circumstellar discs. To this end, we divide the cylindrical disc of total height Z by several horizontal cuts, called “ z sub-discs”. We assign then to the z sub-discs one of the above a) to d) specified density structures.

First, we solve in detail the radiative transfer problem in spherical CE, where density structure is given by the a) to d) studied cases. The radiative transfer problem in that spherical CE is solved using the iterative IIM (Implicit Integral Method) calculation procedure, developed by Crivellari & Simonneau (1994), and Gros et al. (1997). In each spherical CE the angular- and wavelength-dependent emergent specific intensity, $I(\mu, \lambda)$, of the radiation field, as well as the temperature distribution in the spherically symmetric photosphere+CE structure, is calculated assuming that there is radiative equilibrium and the atomic level populations are derived under NLTE conditions.

Then, from every spherical model calculated, we retain only the I specific intensities of the emergent radiation field that are directed towards the observer. The retained I values are then affected to the z sub-discs of the flat disc, so that the radiation specific intensities are from respective CE spherical models having the same density structure as the corresponding z sub-discs.

Finally, the several monochromatic fluxes that enable us to estimate the components of the photosphere+CE total BD, are calculated by adding over the area of the disc projected towards the observer the individual z sub-discs monochromatic specific intensities.

4. Results

From our calculations we see that the circumstellar component of the BD can be either in emission or in absorption, according to the adopted density structure and the height of the disc. Both, the circumstellar d and the stellar D_* components of the total BD, depend on the specific properties of the CE models.

In Fig. 1 we show, as an example, the results obtained with the model where the density structure corresponds to the case b), i.e. density varying with r in such a way that $\rho(r_2)$ and r_2 are the same for all z , but α is an increasing function of z . In panels a and b, the density and the temperature distributions in the CE are displayed as a function of r and z . There is no difference in the temperature structure whatever the value of disc height Z . In panel c, both components of the BD discontinuity, D_* and d , are displayed as a function of the height of the cylindrical disc. In this panel, the dashed line represents D_* , the value of the stellar component of the BD in a B star with $T_{\text{eff}} = 15000\text{K}$ without CE, which is the average photosphere used for all calculations carried out in the present work.

5. Conclusions

The BD is affected by the presence of the envelope in different ways:

- 1) The stellar component D_* changes according to:
 - a) the photospheric temperature structure changes induced by the presence of the CE
 - b) the opacity integrated over the star+CE structure;
- 2) The circumstellar BD component d is seen absorption or in emission, depending on the density structure adopted for the circumstellar disc.

In general, in Be stars seen equator-on, the second component of the Balmer jump cannot be in emission if the CE is strongly flattened. It can be in emission only when the circumstellar disc is both geometrically thick and dense enough.

References

- Crivellari, L.; Simonneau, E.; 1994, ApJ 429,331
 Gros, M.; Crivellari, L.; Simonneau, E.; 1997, ApJ 489, 331

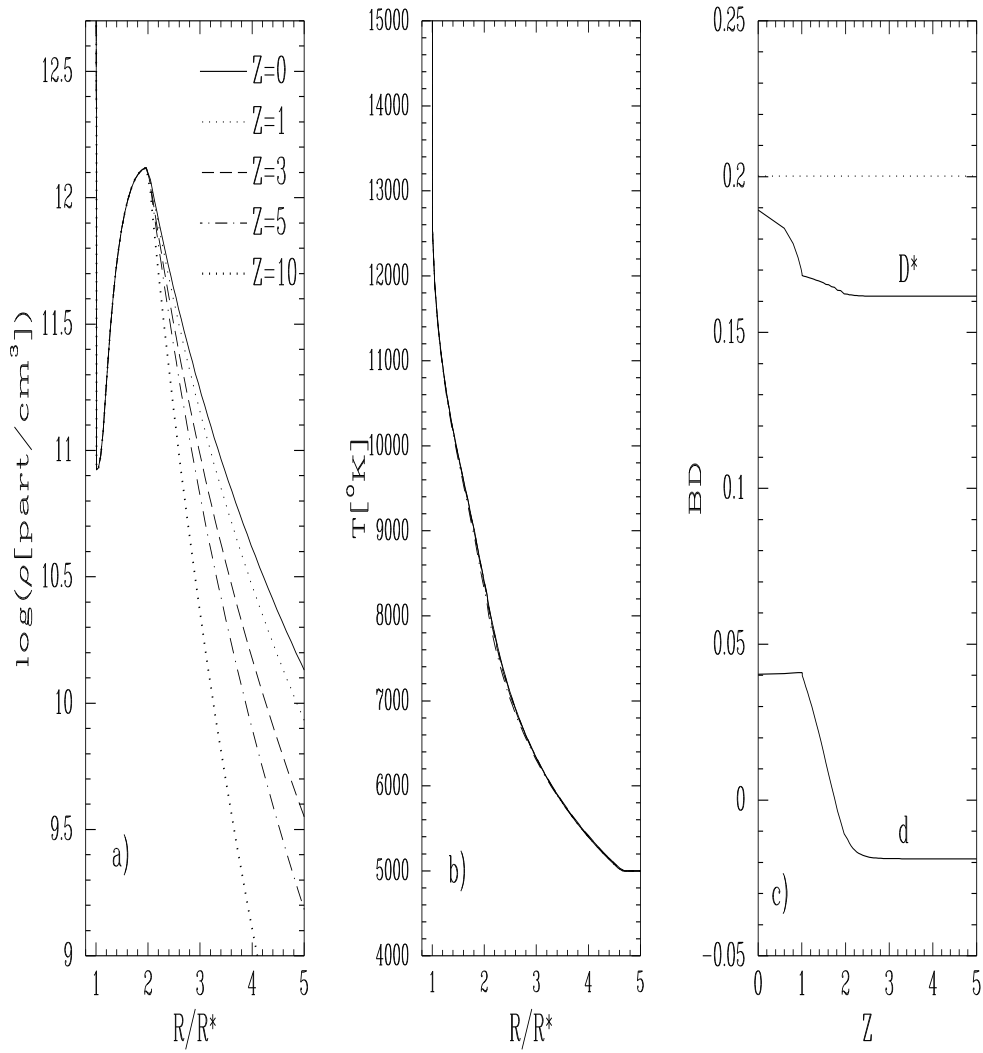


Figure 1. Panel a): Density distribution as a function of r and z . Panel b): Temperature distribution in the disc as a function of r . Panel c): Balmer discontinuity as a function of the total height Z of the disc. The full lines correspond to the photospheric and the circumstellar components of the BD, respectively D_* and d . The dashed line is the D_* value of a B star ($T_{\text{eff}} = 15000\text{K}$) without CE

PRESENTACIÓN ORAL

Sistemas binarios interactuantes: una completa grilla y sus posibles aplicaciones

M. A. De Vito^{1,2,3} y O. G. Benvenuto^{1,2,4}

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

(2) Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP - CCT)

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

(4) Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires (CICPBA)

Abstract.

Among close interacting binary systems, there are only a few in which the masses of both components have been measured accurately. At present, however, the amount of matter lost by the donor and accreted by the companion is not known. In this work we have constructed a complete grid of evolutionary calculations corresponding to different initial configurations in which we have varied the fraction of matter accreted by the recipient.

Resumen. Entre los sistemas binarios interactuantes, se encuentran unos pocos en los que se han determinado con mucha precisión las masas de ambas componentes. Sin embargo, hasta el momento, no se sabe cuál es la cantidad de materia perdida por la estrella donante que puede ser acretada por la receptora. En este trabajo hemos construido una grilla completa compuesta por cálculos evolutivos correspondientes a distintas configuraciones iniciales en los que hemos variado la cantidad de materia que puede acretar la estrella receptora.

1. Introducción

El estudio de sistemas binarios interactuantes (SBI) es de gran interés, en particular, en los casos en los que los modelos pueden ser confrontados de forma directa con datos observacionales. Este es el caso de sistemas formados por una enana blanca (EB) de baja masa, en compañía de un pulsar de milisegundo (PMS). Según el modelo *estándar*, la estrella donante (de secuencia principal, de masa baja o intermedia) pierde masa a través del desborde del lóbulo de Roche y deposita parte de ese material en su compañera, una vieja estrella de neutrones (EN). Ésta se acelera y se transforma en un PMS (ver, por ejemplo, Bhattacharya & van den Heuvel 1991). Hasta la fecha, hay cuatro de estos sistemas en los que se han determinado, gracias a la presencia del efecto relativista conocido como desfase de Shapiro, las masas de ambas componentes (PSR J0437-4715, PSR J1713+0747, PSR B1855+09 y PSR J1909-3744). Además, se conoce muy

bien el período orbital. Sin embargo, hasta el momento no se sabe a ciencia cierta cuál es la fracción de la materia perdida por la estrella donante que puede ser acretada por la estrella receptora.

En la literatura es posible encontrar modelos que describen el flujo de acreción sobre ENs. Sin embargo, los trabajos estudian el sistema EN - disco de acreción, perdiendo relación con la estrella donante. Luego, no se pone de manifiesto desde estos modelos cuál es la fracción de materia perdida por la estrella donante que cae sobre la EN. Esta cantidad tampoco puede inferirse de manera directa a partir de los datos observacionales.

La fracción de masa perdida por la estrella donante que cae sobre la estrella receptora, es sumamente importante en nuestros modelos. Está presente en el cálculo de la evolución orbital que nos permite determinar el valor del semieje. El semieje, a su vez, nos permite hallar el tamaño del lóbulo de Roche y, este último, es el que finalmente determina las condiciones para que hayan o no etapas de transferencia de masa.

En la literatura *estándar*, la fracción de materia perdida por la estrella donante que es acretada por la estrella receptora se toma como un parámetro, β , el cual se considera constante a lo largo de la evolución del sistema. Usualmente se le asigna el valor de 0,5, salvo en situaciones particulares en que se estudia el caso conservativo ($\beta = 0$) o completamente no conservativo ($\beta = 1$), o al tratar de ajustar los parámetros característicos de algún sistema binario en particular.

En este trabajo hemos diseñado una serie de cálculos evolutivos con la finalidad de estudiar de qué manera se ve afectada la evolución del sistema cuando se cambia la cantidad de materia que puede acretar la estrella receptora.

2. Resultados y análisis

Hemos realizado una serie de cálculos evolutivos en los que utilizamos nuestro código de evolución binaria (Benvenuto & De Vito 2003). Hemos construido una grilla que contiene aproximadamente 1300 recorridos evolutivos de estrellas donantes pertenecientes a SBIs.

Se consideraron estrellas donantes con metalicidad solar y masas iniciales entre 0.50 y 3.50 M_{\odot} . Las masas iniciales de las ENs (receptoras) se tomaron de 0.80, 1.00, 1.20 y 1.40 M_{\odot} . Los períodos orbitales iniciales (P_i) fueron de 0.175, 0.22, 0.25, 0.30, 0.50, 0.75, 1.00, 1.50, 3.00, 6.00 y 12.00 días. Se consideró que la materia que se escapa del sistema se lleva consigo todo el momento angular ($\alpha = 1$). Se estudiaron los casos de $\beta = 0.00, 0.25, 0.50, 0.75$ y 1.00. En cada caso, este valor se mantuvo constante a lo largo de cada recorrido evolutivo.

2.1. Dependencia con el parámetro β

En lo que respecta a la dependencia de la evolución del sistema con respecto al valor del parámetro β , podemos describir algunos aspectos generales a continuación.

Los valores de las masas finales de las estrellas donantes y la evolución en general de esta componente, no presentan cambios notables al variar el valor de β , como puede apreciarse en la Figura 1. Aquí hemos ejemplificado el caso de una estrella donante con masa inicial de 1 M_{\odot} , una EN con masa inicial de

1.40 M_{\odot} , período orbital inicial de 1.5 días y todos los valores de β considerados en este trabajo.

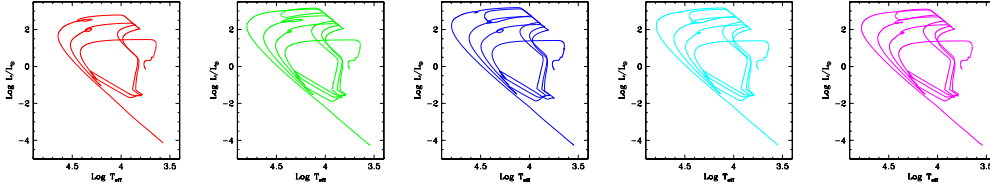


Figura 1. Recorridos evolutivos de una estrella donante de 1 M_{\odot} en compañía de una EN de masa canónica, con período orbital inicial de 1.5 días. De izquierda a derecha se presentan los casos de $\beta = 0.00$ (rojo), 0.25 (verde), 0.50 (azul), 0.75 (celeste) y 1.00 (magenta).

Encontramos que, en líneas generales, el período orbital final del sistema aumenta con β creciente. Este comportamiento es monótono para valores de $P_i \geq 1.5$ días, como puede apreciarse en la Figura 2.

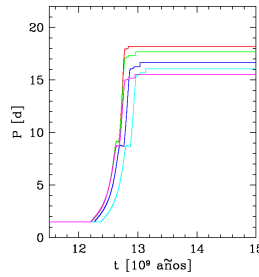


Figura 2. Evolución del período orbital en función del tiempo para los sistemas mostrados en la Figura 1. Las referencias de colores son como las de la mencionada Figura.

Destacamos el hecho de que, a pesar de que para valores de P_i mayores las tasas de transferencia de masa se vuelven de carácter super Eddington, esto ocurre en intervalos de tiempo muy cortos comparados con el tiempo total de transferencia de masa. Luego, hemos encontrado que los cambios más notables en el período orbital se registran para valores de P_i más altos.

2.2. La relación masa de la enana blanca - período orbital

En un trabajo anterior (De Vito & Benvenuto 2008) hemos analizado la relación que existe entre la masa de la EB y el período orbital final, para el caso de EBs pertenecientes a SBIs, cuando se varía la masa inicial de la EN. Hemos repetido este ejercicio para nuestra completa grilla de resultados, como puede apreciarse en la Figura 3.

La relación presenta mucha menor dispersión para el caso de EBs más masivas, como es de esperar, ya que en estos casos el P_i es más largo y la estrella donante llena el lóbulo de Roche en la rama de las gigantes (ver Podsiadlowski et al. 1995). Hemos graficado en esta Figura las EBs correspondientes a los

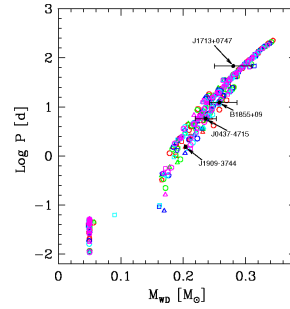


Figura 3. Relación entre la masa de la enana blanca y el período orbital final obtenida desde nuestros modelos. Las referencias de colores son como en la Figura 1. Con círculos, triángulos, cuadrados y pentágonos se simbolizan a los resultados provenientes de un sistema con una estrella de neutrones con masa inicial de 0.80, 1.00, 1.20 y 1.40 M_{\odot} , respectivamente.

sistemas EB - PMS mejor medidos hasta el momento. Las EBs se encuentran encima de la relación hallada a partir de nuestros cálculos, mostrando un muy buen acuerdo entre los modelos y los datos observacionales.

3. Conclusiones

En este trabajo hemos realizado una serie de cálculos evolutivos en los que hemos variado el parámetro que describe qué fracción de masa perdida por la estrella donante cae sobre la estrella receptora (β). Hemos analizado, además, de qué manera se ve afectada la evolución del sistema binario y utilizamos nuestros resultados para verificar la relación entre la masa de la EB y el período orbital final.

Dada la buena ubicación de los sistemas mejor medidos sobre nuestros cálculos, esta completa grilla nos servirá de base para buscar posibles progenitores de SBIs. Además, constituye el primer paso para comenzar a estudiar distintos aspectos vinculados al parámetro β .

Referencias

- Bhattacharya, D., & van den Heuvel, E. P. J. 1991, PhR, 203, 1
 Benvenuto, O. G., & De Vito, M. A. 2003, MNRAS, 342, 50
 De Vito, M. A., & Benvenuto, O. G. 2008, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 51, 53
 Rappaport, S., Podsiadlowski, P., Joss, P. C., Di Stefano, R., & Han, Z. 1995, MNRAS, 273, 731

PRESENTACIÓN MURAL

Study of apsidal motion in massive close binary systems

G. Ferrero¹, R. Gamen^{1,2} & E. Fernández-Lajús^{1,2}

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

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

Abstract. In O+OB close binary systems, a secular motion of the apses arises from orbital perturbations due to superior order moments of the gravitational classical potential and general relativity effects. This phenomenon and theoretical stellar structure models, can be used to estimate absolute masses of the system components, even for non-eclipsing binaries. This project aims to establish the feasibility of this mass determination method in all the massive close binary stars for which it could be applied. In this work we briefly describe the selection criteria of the systems to be studied, the sampling status of their radial velocity curves, the adopted procedures for spectroscopic data reduction, and few preliminary results.

Resumen.

En los sistemas binarios formados por estrellas tipo O+OB muy próximas entre sí, los momentos de orden superior del potencial gravitatorio clásico y los efectos de la relatividad general perturban las órbitas produciendo el movimiento secular de la línea de las ápsides. Este fenómeno, junto con modelos teóricos de estructura estelar, puede ser utilizado para determinar las masas absolutas de las componentes de estos sistemas aún cuando no sean binarias eclipsantes. Este proyecto apunta a establecer la viabilidad de este método para determinación de masas en todas las estrellas binarias masivas para las cuales es aplicable. En este trabajo se describe brevemente la metodología utilizada para seleccionar los sistemas a estudiar, el estado del muestreo de sus curvas de velocidad radial, los procedimientos adoptados para la reducción de los datos espectroscópicos y algunos resultados preliminares.

1. Introduction

Massive stars, although few in number, dominate the luminosity of entire regions of stellar formation by mean of their intense optical and ultraviolet radiation. They also strongly modify the dynamics of interstellar matter with their high velocity winds and explosive end as supernovae. Furthermore, they have a crucial role in the chemical evolution of galaxies and universe thanks to their contribution to the metallicity increase of matter.

Nonetheless, our comprehension of these objects is still very basic specially because of the large uncertainties in their masses. It is widely known that stellar mass is a key astrophysical parameter which allows, together with the chemical composition, mass loss rate, and rotation velocity, to completely determine stellar structure and evolution. In this way, massive binary systems, with components of spectral type OB, are objects of fundamental astrophysical interest. When they are eclipsing, it is possible to determine their absolute masses by mean of the spectroscopic measurement of the radial-velocity variation of both components and the photometric light curve of the system.

If it is possible to distinguish the component's spectra but the binary system is not eclipsing, only minimum masses can be determined since the orbital inclination is unknown. The problem can be overcome by introducing additional hypothesis about the evolutionary stage of the stars, but these suppositions introduce large uncertainties in the final mass values.

The apsidal motion rate (AMR) can provide an additional constrain to masses because of radii and internal structure of each component are related to this rate in a well known fashion. Specifically, the non-sphericity of the bodies due to the companion presence originate a finite quadrupolar (and higher) momentum in the gravitational field that forces the orbit to modify the position of the apsides. Additionally, general relativity predicts a secular apsidal motion, which is independent of the classical contributions, but again it is related with the component's masses. Then, the determination of AMR allows to estimate absolute masses in massive close binary systems with unknown orbital inclination. The AMR is strongly dependent on the radii and internal stellar structure and so the masses determined by this method will have the same dependence. However, most precise radial-velocity determinations and improved stellar evolutionary models make actually feasible its use in mass determinations.

Until now, this method has been successfully applied only for the massive spectroscopic binary system HD 93205 (Benvenuto et al. 2002). Doctoral thesis project of G. Ferrero aims to apply this method to a sample of systems, so that its feasibility and reliability could be better established in this context. In this work, we present the methodology and the status of the project.

2. Project methodology

Target selection. We have selected from the Galactic O Stars Catalog (Sota et al. 2008) the 201 O-type stars observable from the Southern hemisphere (declination $\delta < 29^\circ$). Among these stars, 96 are known O+OB binaries. Checking the bibliography which mention these binaries after the publication of the O stars survey by Mason et al. (1998), 18 systems were found with at least one spectroscopic determination of the orbital parameters and an eccentricity greater than 0 (see Table 1). These are the primary targets of this study. Between them, there are 9 eclipsing binaries and 3 systems with apsidal motion detected.

Observations. We are trying to obtain an homogeneous set of orbital solutions for these systems within a temporal span as short as possible, to be compared with the orbital solutions previously determined in other works.

Table 1. Binary systems selected for this study.

Object	V	e	#	Object	V	e	#
θ_1 Ori A	6.730	0.63	E	HD 152218	7.606	0.398	E
ι Ori A	2.761	0.764	AM	HD 152233	6.556	0.57	
HD 75759	5.845	0.634		HD 152248	6.131	0.124	E
HD 93206A	6.310	0.342	E	CPD -41 7733	7.743	0.04	E
HD 93205	7.760	0.370	AM	CPD -41 7742	7.656	0.027	E
HD 93403	7.512	0.234		HD 152590	8.480	0.35	
HD 101131	7.120	0.156	E	HD 153919	6.546	0.22	
δ Cir	5.075	0.041	E	HD 165052	6.871	0.09	AM
HD 152219	7.648	0.047	E	HD 167263	5.964	0.481	

e: eccentricity; #: E = eclipsing, AM = apsidal motion previously detected

Until now three observational runs, with a total of 15 useful nights, were obtained at the 2.15-m Jorge Sahade telescope of CASLEO¹ during 2008 and 2009. All the targets were observed and 198 echelle spectra into the optical band (3600-6100Å) with a dispersion of $\sim 0.3 \text{ \AA pix}^{-1}$ were gathered.

Additional spectra were obtained in 2009 with the du Pont 2.5-m telescope at Las Campanas Observatory and the 2.2-m telescope at La Silla Observatory, with typical dispersions of ~ 0.1 and $0.03 \text{ \AA pix}^{-1}$ respectively.

Considering that 20-30 evenly phase-distributed spectra are needed to determine a reliable orbital solution (Hilditch 2001), on average we have covered around 40% of the orbits, arriving to $\sim 70\%$ in the most favourable cases. A complete orbital coverage of all the targets is expected to be reached in 2010.

Data reduction and testing. All the spectra were reduced with the standard IRAF tasks and preliminary radial velocity (RV) measurements were performed, also with IRAF, to test the reduction and the orbital elements calculation procedures.

We have calculated with the code GBART² the orbital parameters of eclipsing binary system CPD -41° 7742, measuring and averaging the RVs of the same set of He I lines used by Sana et al. (2003). We have obtained the same orbit of Sana et al. (2003), within the estimated errors, but with a difference in the longitude of the periastron. Nevertheless, both results could be consistent, according to Sana et al. (2005), because of the very low eccentricity ($e \approx 0.03$) of the system which could introduce a numerical artifact. Times of eclipses minimum will be determined photometrically during 2010 to clarify this point.

Another test was performed with the spectra of HD 93205, this time measuring the RVs of He II $\lambda 4686$ as in Morrell et al. (2001). In this case, we have found a noticeable change in orbital parameters which agree with the AMR determined by Morrell et al. (2001) (see Fig. 1).

Preliminary conclusions and next steps. According to this test, it seems that our observational, reduction, and orbital parameters calculation pro-

¹CASLEO is operated under agreement between CONICET and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan.

²Based on the original algorithm of Bertiau & Grobben (1969) and improved by F. Bareilles.

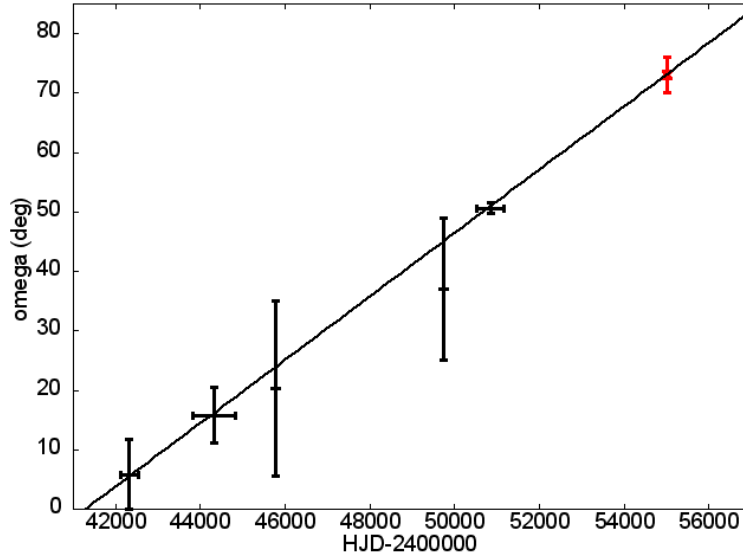


Figure 1. Longitude of periastron vs. time for HD 93205. Black cross: previous determinations; red: this work. Black line: fit to previous data.

cedures are substantially correct. However, it will be checked again with the best known systems. Furthermore, the RVs measurements will be refined by disentangling technique and the orbital parameters recalculated with a code that allows take into account the apsidal motion.

Once these steps were complete, the AMR of each system will be determined and then the absolute masses following the method of Benvenuto et al. (2002). For eclipsing binaries, radii and masses will also be determined by the traditional keplerian method. This comparison will permit to verify the reliability of the whole method and establish its extent.

Acknowledgments. We acknowledge the directors and staff of CASLEO, Las Campanas and La Silla observatories for permit us to use their facilities and for their kind hospitality. We also thank R. Barbá and N. Morrell who gently obtain part of the spectra. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France, and NASA's Astrophysics Data System (ADS).

References

- Benvenuto, O.G. et al. 2002, MNRAS, 330, 435
- Bertiau F., Grobber J. 1969, Ric. Spec. Vaticana, 8, 1
- Hilditch, R. W., An Introduction to Close Binary Stars, Cambridge Univ. Press 2001
- Morrell, N.I. et al. 2001, MNRAS, 326, 85
- Sana, H. et al. 2003, A&A, 405, 1063
- Sana, H. et al. 2005, A&A, 441, 213
- Sota, A., Maíz Apellániz, J., et al. 2008, RMxAA 33, 56

PRESENTACIÓN MURAL

Análisis y determinación de parámetros físicos de objetos FU Orionis de clase I

L. V. Gramajo¹, J. A. Rodón¹, M. Gómez¹ y B. A. Whitney²

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

(2) *Space Science Institute, Boulder, CO 80301, USA*

Abstract. In this contribution we present radiative transfer models of the spectral energy distributions (SEDs) of 6 class I (with ages $\sim 10^5$ yrs) FU Orionis objects. We initially used the grid method of Robitaille et al. (2006) to model the SEDs. We then applied the Whitney et al. (2003) code to refine these models. We derive physical and geometrical parameters for each object in our sample. We compare values for these parameters with those predicted by the theory for FU Orionis stars.

Resumen. En esta contribución se presentan los resultados obtenidos del modelado de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de seis objetos de tipo FU Orionis de clase I (edades $\sim 10^5$ años). Inicialmente, el modelado de las SEDs se realizó a través de la aplicación del método de grilla (Robitaille et al. 2006). Posteriormente, se empleó directamente el código de Whitney et al. (2003) para refinar los modelos obtenidos. Para cada uno de los objetos estudiados, se determinaron parámetros físicos y geométricos, los cuales fueron comparados con aquéllos que predice la teoría para los objetos de tipo FU Orionis.

1. Introducción

Las fuentes de tipo FU Orionis fueron definidas inicialmente por Herbig (1977). Una de las características más importantes que presentan estos objetos es el aumento del brillo en la región del óptico en 3 – 6 magnitudes en un lapso de meses, fenómeno conocido como “estallido”. Luego de este episodio permanecen brillantes por años o décadas, decayendo en el lapso de unos pocos siglos hacia su brillo previo al estallido. Los objetos FU Orionis son estrellas jóvenes en formación, pertenecientes a las clases I y II de la clasificación de Lada (1987). Estos objetos poseen un disco circunestelar el cual es esencial para el fenómeno FU Orionis, ya que es allí donde se produce la acumulación de material que da lugar al estallido característico de estas fuentes. Para los objetos de clase I y II, en su fase inactiva, la tasa “típica” de acreción de masa del disco a la estrella es del orden de $10^{-7} M_{\odot}$ por año. Sin embargo, se cree que los discos circunestelares sufren periódicamente inestabilidades térmicas, producidas durante el estallido, las cuales se desencadenan por la acumulación de material en sus zonas internas. Este material calienta y desestabiliza la estructura del disco. Lo que se observa como resultado de esta situación, es un aumento de la tasa de acreción que pasa

de 10^{-7} a 10^{-5} – 10^{-4} M_{\odot} por año. En particular, para los objetos de clase II, esto se traduce en una mayor emisión de energía por parte del disco, la cual se observa como un aumento del brillo en todo el espectro, principalmente en las zonas del ultravioleta y del óptico, ya que esa emisión proviene de las zonas internas del disco, las más calentadas por la inestabilidad térmica. Para los objetos de clase I, la teoría predice el mismo fenómeno. Sin embargo, los valores elevados de la extinción en el visual ($A_V > 10$ mag), usualmente asociados con estos objetos, dificultan la observación del estallido.

2. La muestra analizada

La muestra analizada está compuesta por seis fuentes de clase I (edades $\sim 10^5$ años): RNO 1B, RNO 1C, AR 6A, AR 6B, PP 13S y L1551 IRS 5. Las SEDs (distribuciones espectrales de energía) utilizadas fueron confeccionadas a partir de datos fotométricos recopilados de la literatura, en el rango de 0.3 a 3000 μm . Debido a que las protoestrellas FU Orionis son variables, se utilizaron observaciones contemporáneas entre sí. Para uno de estos objetos (RNO 1B), fue necesario separar los datos según la época de observación. Esto es principalmente importante en la zona del óptico e infrarrojo cercano, donde se registran las mayores variaciones. Por otra parte, para los objetos RNO 1B, RNO 1C y L1551 IRS 5 se incluyen en el análisis los espectros Spitzer/IRS en el rango de 5-14 μm , publicados por Quanz et al. (2007).

3. Procedimiento

Para realizar el análisis de las SEDs observadas, se empleó principalmente el código desarrollado por Whitney et al. (2003; W03). Este modelo reproduce un sistema protoestelar completo consistente en una fuente central que emite fotones, un disco y una envoltura circunestelar. El código se basa en un procedimiento Monte Carlo aplicado al transporte radiativo, mediante el cual se realiza el seguimiento de fotones no polarizados emitidos por la fuente central, a medida que son dispersados y absorbidos por las distintas componentes del sistema. Una vez construidas las SEDs con las observaciones recopiladas, se busca una solución inicial. Para ello, se utiliza el sistema de grilla desarrollado por Robitaille et al. (2006), basado en el modelo W03, el cual consiste en una grilla de 200000 modelos axisimétricos de SEDs que cubren el rango típico de las propiedades físicas y geométricas características de los objetos estelares jóvenes. De esa manera, se obtuvieron los primeros resultados del análisis de las SEDs. Luego, dichos resultados fueron empleados como punto de partida para realizar un nuevo análisis más detallado utilizando el código W03. En este segundo modelado, se incluyeron los espectros Spitzer/IRS disponibles para tres de las fuentes (RNO 1B, RNO 1C y L1551 IRS 5). Este análisis se llevó a cabo variando en forma discreta los parámetros (ver 1ra columna de la Tabla 1) obtenidos anteriormente, buscando que el modelo final para cada objeto sea el más preciso posible.

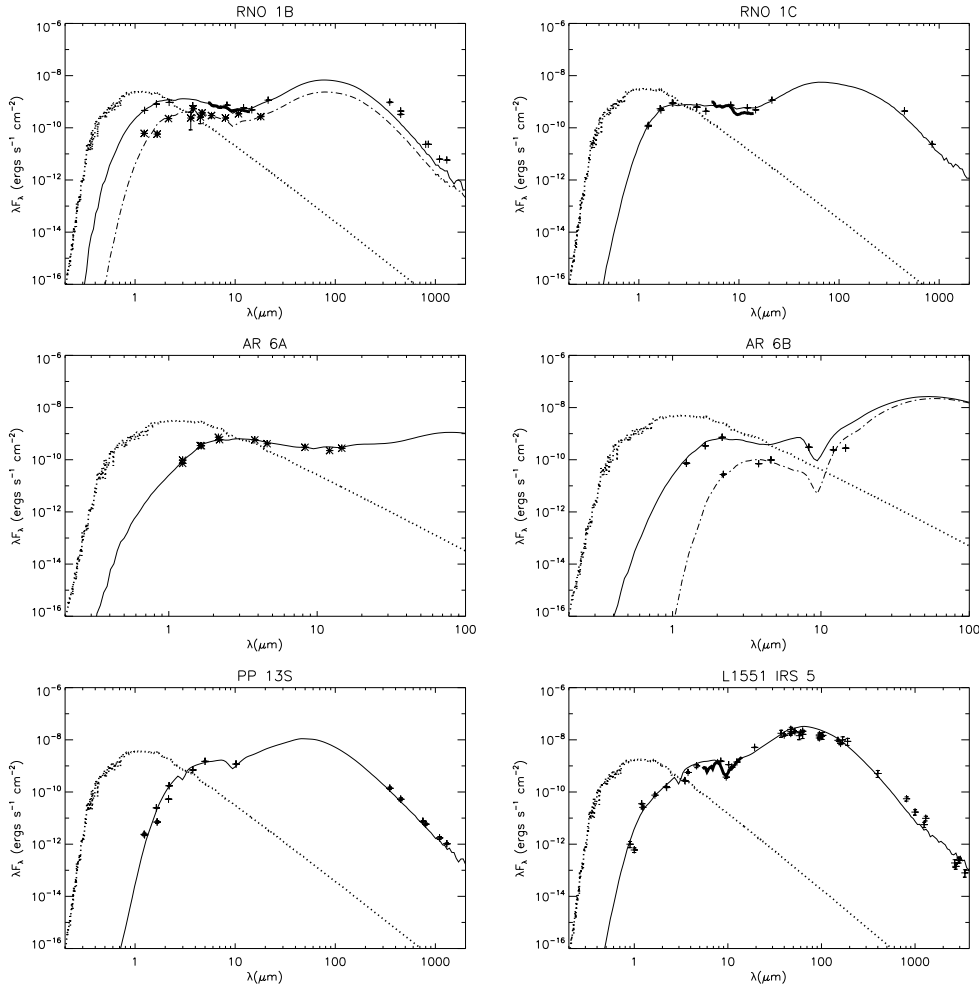


Figura 1. Distribuciones espectrales de energía (SEDs) y modelos obtenidos para las 6 estrellas de tipo FU Orionis de clase I analizadas. Las cruces son los datos observados. La línea gruesa corresponde a los espectros obtenidos por Spitzer/IRS para las fuentes (RNO 1B, RNO 1C y L1551 IRS 5). La línea continua representa el modelo derivado para la SED. A modo de comparación, se incluye en línea de puntos la distribución de energía correspondiente al modelo de atmósfera de Kurucz representativo de cada estrella. Para el caso de RNO 1B (panel superior izquierdo), fue necesario separar los datos en dos épocas. Las cruces indican los flujos hasta 1995. Los asteriscos los datos observados con posterioridad a 1996. El modelo correspondiente a los datos anteriores a 1995 se indica con línea continua. La línea de trazos y puntos corresponde al modelado de los datos posteriores a 1996. Para la fuente AR 6B (panel central derecho), se grafica en línea continua la SED modelada correspondiente a una apertura de $60''$, mientras que la de línea de trazos y puntos corresponde a una apertura de $30''$.

4. Resultados

En la Tabla 1 se presentan los parámetros obtenidos del modelado de la muestra de objetos de tipo FU Orionis de clase I, mientras que la Figura 1 ilustra las SEDs modeladas junto con las observaciones recopiladas de la literatura. En el caso de RNO 1B, se cuenta con observaciones que pueden separarse en dos

épocas, anterior a 1995 y posterior a 1996, respectivamente. Esto se indica tanto en la Figura 1 (panel superior-izquierdo) como en la Tabla 1. En esta tabla, entre paréntesis, se presentan los resultados obtenidos del modelado de las observaciones posteriores a 1996, cuando éstos difieren de los valores del análisis de los datos hasta 1995. Sólo dos de los parámetros son diferentes: la tasa de acreción de masa de la envoltura y el radio del objeto central. Para la fuente AR 6B, en la Figura 1, se muestra el modelo correspondiente a una apertura de 60'' (línea continua) y otra de 30'' (línea de trazos y puntos), ya que los flujos observados fueron obtenidos para las aperturas mencionadas. En la Tabla 1 se aprecia el aumento en la tasa de acreción de material desde el disco hacia la estrella central, pasando de $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$ a $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$, como predice el modelo de inestabilidad térmica (Frank et al. 1992, Hartmann & Kenyon 1996).

Tabla 1. Modelos para seis objetos de tipo FU Orionis de clase I

Parámetros	RNO 1B ⁽⁴⁾	RNO 1C	AR 6A	AR 6B	PP 13S	L1551 IRS 5
R_* (R_{\odot})	3.50 (3.00)	6.62	5.48	5.50	2.50	5.56
T_{efectiva} (K)	4100	5400	5084	5000	4800	4800
M_* (M_{\odot})	1.50	2.30	0.80	0.87	1.00	2.00
M_{disco} (M_{\odot})	0.03	0.08	0.02	0.01	0.01	0.01
$R_{\text{centrifugo}}$ (UA)	80.0	109.0	80.0	80.0	200.0	200.0
\dot{M}_{disco} ($M_{\odot}/\text{año}$)	6.0×10^{-5}	3.0×10^{-5}	6.0×10^{-6}	8.0×10^{-6}	8.0×10^{-6}	9.0×10^{-6}
A ⁽¹⁾	2.180	2.103	2.191	2.191	2.250	2.250
B ⁽²⁾	1.180	1.103	1.191	1.191	1.250	1.250
$\dot{M}_{\text{envoltura}}$ ($M_{\odot}/\text{año}$)	1.0×10^{-7} (8.0×10^{-8})	1.0×10^{-6}	6.0×10^{-6}	1.0×10^{-5}	1.0×10^{-7}	1.0×10^{-6}
θ ($^{\circ}$) ⁽³⁾	35.0	20.0	15.0	20.0	20.0	33.0
Inclinación ($^{\circ}$)	73.0	41.4	73.0	72.0	50.0	50.0

⁽¹⁾A: Exponente de densidad radial del disco.

⁽²⁾B: Exponente de escala de altura del disco.

⁽³⁾ θ : Ángulo de apertura de la cavidad medido desde el eje de rotación.

⁽⁴⁾Entre paréntesis se indican los valores correspondiente al modelado de los datos posteriores a 1996, cuando éstos difieren de los obtenidos para los datos hasta 1995. Estos últimos son los que se indican en primer término.

Referencias

- Frank, J., King, A., Raine, D. 1992, en *Accretion Power in Astrophysics*, 2nd Edición, ed. Universidad de Cambridge, Vol. 21
- Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1996, *ARA&A*, 34, 207
- Herbig, G. H. 1977, *ApJ*, 217, 693
- Lada, C. J. 1987, *IAU Symp*, 115, 1
- Quanz, S. T. et al. 2007, *ApJ*, 668, 359
- Robitaille, T. P. et al. 2006, *ApJS*, 167, 256
- Whitney, B. A. et al. 2003 (W03), *ApJ*, 591, 1049

PRESENTACIÓN ORAL

Análisis de las líneas de hidrógeno en emisión en las bandas K y L de estrellas Be

A. Granada¹, M. L. Arias¹ y L. Cidale¹

(1) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP e Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata- CONICET, UNLP)

Abstract.

We present K and L-band spectra obtained with the GEMINI/NIRI spectrograph of a sample of seven Be stars. We particularly study the IR emission lines of the Brackett, Pfund and Humphreys series. Based on emission line intensity ratios we classify each object according to the groups proposed by Mennickent et al. (2009) and discuss the optical depth of the line forming regions. In some particular cases we analyze the evolution of the circumstellar material in the context of recurrent mass loss episodes.

Resumen. Presentamos observaciones espectroscópicas de siete estrellas Be en las bandas K y L obtenidas con GEMINI/NIRI y analizamos el comportamiento de las líneas en emisión de las series de Brackett, Pfund y Humphreys. En base a cocientes de intensidades de líneas clasificamos a los objetos de nuestra muestra de acuerdo a los grupos definidos por Mennickent et al. (2009), lo cual nos permite discutir la profundidad óptica de las regiones de formación de las líneas. Para algunos objetos particulares, proponemos realizar un seguimiento temporal con el fin de verificar si las variaciones en las distintas líneas del infrarrojo son compatibles con eyecciones de materia y su posterior disipación.

1. Introducción

Las estrellas Be son objetos tempranos no supergigantes que presentan o han presentado alguna vez la línea $H\alpha$ en emisión (Jaschek & Jaschek 1987). En la región del infrarrojo, muestran importantes excesos de flujo y un rico espectro de líneas de H de recombinación. Las características espectroscópicas mencionadas son atribuidas a la presencia de un envoltura gaseosa extendida alrededor de la estrella. Estos objetos presentan frecuentemente variabilidad espectrofotométrica en distintas escalas de tiempo, de horas a décadas, que se relaciona con fenómenos tales como binaridad, pulsaciones no radiales, campos magnéticos y eyecciones de masa.

En la región del infrarrojo, las líneas de H en emisión proveen una herramienta valiosa para el estudio de las propiedades físicas y dinámicas de la envoltura extendida, dado que en ellas la contribución fotosférica es casi despreciable (e.g., Hanson et al. 1996).

Por otra parte, existen pocos estudios espectroscópicos de estrellas Be en el infrarrojo y la mayoría de ellos se han realizado con fines de clasificación espectral (e.g., Clark & Steele 2000). Con el objetivo de estudiar en detalle el espectro infrarrojo de las estrellas Be, presentamos observaciones de una muestra de 7 objetos. A través del estudio de su espectro de líneas en emisión de H en las bandas K y L, derivamos las propiedades ópticas de las regiones de formación de las líneas. Como resultado de nuestro análisis, proponemos el seguimiento temporal de algunos de los objetos observados con el fin de estudiar la evolución de sus envolturas extendidas en el marco de eyecciones discretas de masa.

2. Observaciones

Se realizaron observaciones espectroscópicas simultáneas en las bandas K y L de un grupo de estrellas Be con el espectrógrafo NIRI del Observatorio GEMINI, Mauna Kea (Hawaii). Se utilizó la cámara f/6 y una ranura de 2 píxeles de ancho. La resolución obtenida en las bandas K y L fue de 1300 y 1000, respectivamente. Los espectros fueron reducidos usando las tareas de GEMINI para IRAF. Se realizó la corrección telúrica dividiendo el espectro de cada objeto por el de su correspondiente estándar telúrica de tipo B tardía, en el cual se removió previamente la contribución fotosférica del H. Las estrellas estándar fueron elegidas del conjunto listado en la página web de GEMINI y fueron observadas inmediatamente antes de cada objeto, de modo tal de que la masa de aire resultara similar. En la tabla 1 se detalla el nombre de los objetos, su tipo espectral y las fechas de observación.

Estrella	HD	TE	Fecha obs.
BK Cam	20336	B2.5Ve	2008/11/25
28 Tau	23682	B8IVe	2006/08/20
88 Her	162732	Bpshell	2006/08/21
66 Oph	164284	B2Ve	2006/08/25
V923 Aql	183656	B6pshell	2006/09/17
28 Cyg	191610	B2.5Ve	2008/08/25
EW Lac	217050	B3IV shell	2006/09/09 2008/09/09

Tabla 1. Estrellas Be observadas en las bandas K y L con GEMINI/NIRI

3. Resultados y discusión

En la figura 1 se muestran los espectros de las bandas K ($1.9\mu\text{m} - 2.49\mu\text{m}$) y L ($2.9\mu\text{m} - 4.25\mu\text{m}$) correspondientes a los objetos observados. La banda K se caracteriza por presentar las líneas de $\text{Br}\gamma$, $\text{Br}\delta$ y el final de la serie de Pfund. En la banda L pueden observarse $\text{Br}\alpha$, $\text{Pf}\gamma$, $\text{Pf}\delta$ y el final de la serie de Humphreys.

De acuerdo con la intensidad de las líneas en emisión en la banda L, es posible clasificar nuestros objetos en tres grupos, en base al esquema propuesto por Mennickent et al (2009). El grupo I corresponde a objetos con $\text{Br}\alpha$ y $\text{Pf}\gamma$ de

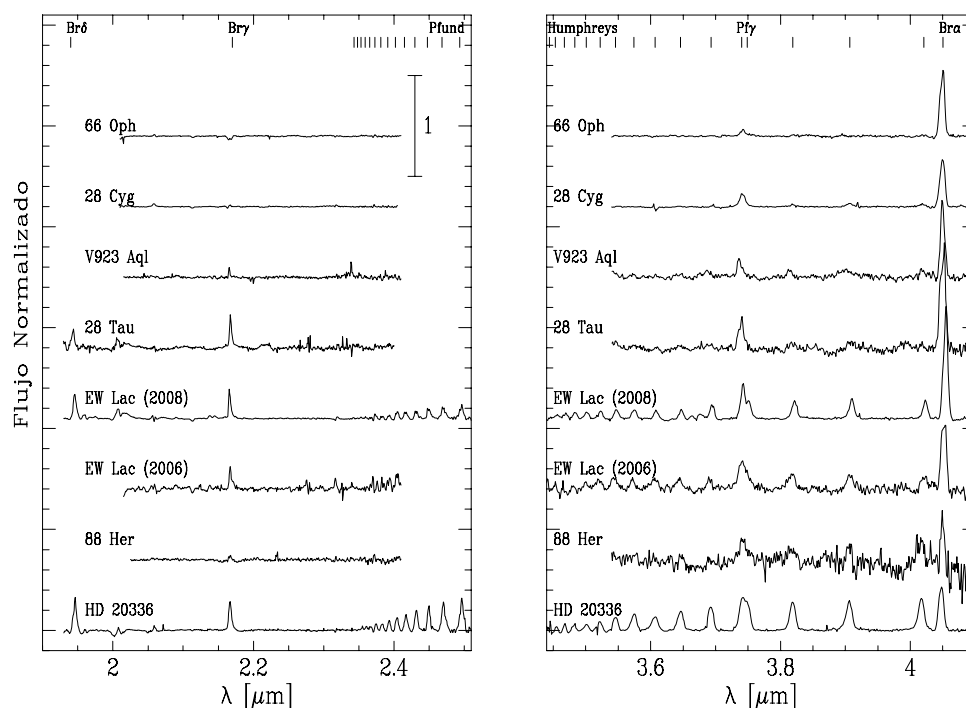


Figura 1. Espectros en las banda K y L de los objetos Be observados

intensidad similar a las líneas de Humphreys, el grupo II a aquéllos donde $Br\alpha$ y $Pf\gamma$ son más intensas que las líneas de Humphreys y el grupo III aquellas estrellas Be a las cuales no se les detecta emisión en la banda L. Una simple inspección de los espectros nos permite clasificar nuestros objetos como pertenecientes al grupo II, excepto 88 Her y BK Cam, los cuales pertenecerían al grupo I. Cabe destacar que 66 Oph podría considerarse un caso extremo del grupo II, ya que no muestra emisión en la serie de Humphreys.

En la figura 2 dibujamos la posición de nuestros objetos en el diagrama de cocientes de flujos propuesto por Lenorzer et al. (2002). La ubicación de los objetos en este diagrama, $\log(Hu14/Br\alpha)$ vs $\log(Hu14/Pf\gamma)$, provee información acerca de la naturaleza de la envoltura extendida de las estrellas Be y otros objetos con características comunes. Los cocientes de líneas cercanos al caso B de Menzel (Baker & Menzel 1938) corresponden a líneas ópticamente delgadas que se formarían en un viento estelar isoterma, mientras que aquellos cocientes cercanos a uno corresponden a líneas ópticamente gruesas que surgen probablemente de una envoltura con geometría de disco. A este último caso corresponden los cocientes obtenidos para los objetos del grupo I de nuestra muestra. Se observa, además, que las estrellas del grupo II se distribuyen en una región de profundidad óptica de media a baja. Si comparamos dos observaciones de distinta época de 28 Cyg, notamos que su ubicación en el diagrama ha cambiado significativamente de 1990 (Lenorzer et al. 2002, símbolo cuadrado en la figura 2) a 2008. Estos resultados pueden ser interpretados en términos de una eyección de masa

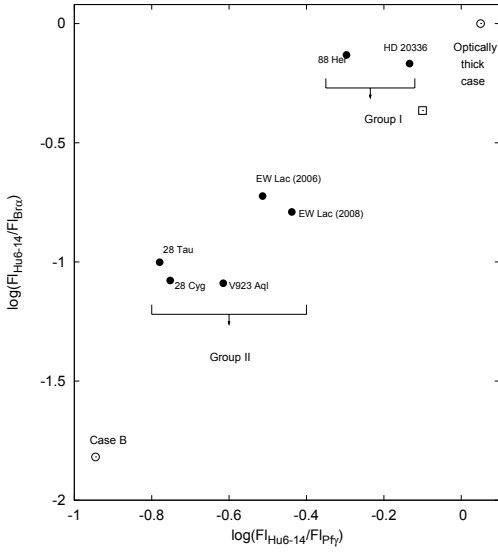


Figura 2. Estrellas Be en el diagrama de Lenorzer et al. (2002)

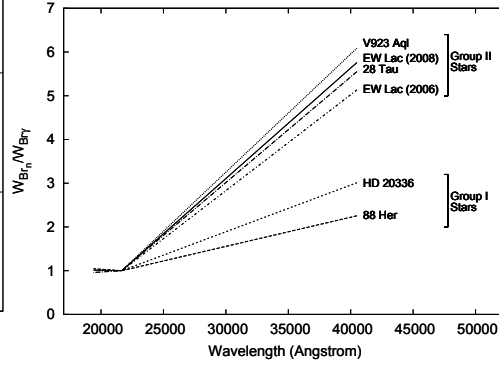


Figura 3. Anchos equivalentes de las líneas de Brackett

que da lugar a una envoltura que se vuelve ópticamente delgada a medida que se expande (Mennickent et al. 2009, de Wit et al. 2006).

Los anchos equivalentes de las líneas de Brackett también nos permiten discernir entre objetos de los grupos I y II (figura 3). Las estrellas pertenecientes al grupo I muestran anchos equivalentes $Br\alpha$ y $Br\gamma$ similares, mientras que para las estrellas del grupo II, el ancho equivalente de $Br\alpha$ es mucho mayor que el de $Br\gamma$. En las tres estrellas (HD 20336, 28 Tau y EW Lac) donde hemos podido medir el cociente $W_{Br\delta}/W_{Br\gamma}$, encontramos que éste permanece casi constante, sugiriendo que esta cantidad no cambia de un grupo a otro. Por tanto, si la estrella cambia de grupo, es esperable un cambio en el cociente $W_{Br\alpha}/W_{Br\gamma}$.

Por otra parte, para algunos objetos de la muestra, pudimos recopilar observaciones de $H\alpha$ contemporáneas con nuestras observaciones en el infrarrojo. Para el caso de 28 Tau, 66 Oph y 28 Cyg, el decaimiento observado en la intensidad de $H\alpha$, es consistente con una envoltura que se disipa durante la época de nuestras observaciones. Proponemos entonces un seguimiento temporal de este tipo de objetos, con la finalidad de evaluar los cambios en la estructura de la envoltura extendida y, con ello, agregar restricciones a los modelos existentes.

Referencias

- Baker, J.G., & Menzel, D.H. 1938, ApJ, 88, 52
 Clark, J. S. & Steele, I. A. 2000, A&AS, 141, 65
 de Wit, W. J., Lamers H. J. G. L., Marquette J. B. et al. 2006, A&A, 456, 1027
 Hanson, M. M., Conti, P. S. & Rieke, M. J. 1996, ApJS, 107, 281
 Jaschek, C. & Jaschek, M. 1987, The Classification of Stars, Cambridge University Press.
 Lenorzer, A., Vandenbusche, B, Morris, P. et al. 2002, A&A, 384, 47
 Mennickent, R., Sabogal, B., Granada, A., Cidale, L. 2009, PASP, 121, 125

PRESENTACIÓN MURAL

Estrellas con fenómeno B[e]: propiedades físicas de la envoltura y parámetros fundamentales

M. F. Muratore¹, M. L. Arias^{1,2}, L. Cidale^{1,2} y J. Zorec³

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

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

(3) *Institut d' Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France*

Abstract.

We present a simple model of a circumstellar envelope and calculate the continuum energy distribution emerging from the system star + circumstellar gas and dust. By fitting observations of B[e] stars over a wide wavelength range we will be able to derive their fundamental parameters: global parameters of the gas and dust regions as well as an estimate of the distance to the star.

Resumen. En este trabajo desarrollamos un modelo simple de envoltura circunestelar que permite calcular la distribución de energía proveniente del sistema estrella+envoltura de gas y polvo. Mediante la confrontación de los resultados teóricos con observaciones, este estudio permitirá estimar los parámetros fundamentales de estrellas con fenómeno B[e], las propiedades físicas de sus envolturas y la distancia a estos objetos.

1. Introducción

La denominación B[e] se utiliza para referirse a un grupo de estrellas tempranas que presentan un fuerte exceso IR y líneas prohibidas en emisión en el rango óptico (Ej. [Fe II] y [O I]). Estos objetos muestran además intensas líneas en emisión de H y de metales una vez ionizados. Las líneas en emisión revelan la presencia de una envoltura de gas ionizado, mientras que el exceso infrarrojo se atribuye a la emisión de polvo circunestelar. Las características espectrales mencionadas pueden encontrarse en objetos con estados evolutivos muy diferentes, pero cuyas envolturas extendidas presenten condiciones físicas similares. De aquí que las estrellas B[e] forman un grupo altamente heterogéneo (Lamers et al. 1998). La presencia de una envoltura de gas y polvo a menudo distorsiona o borra las características fotosféricas de la estrella central, dificultando la determinación de sus parámetros fundamentales (T_{ef} , $\log g$, L_*). Por otra parte, como se desconoce la contribución del polvo circunestelar a la extinción total, las posibles determinaciones de luminosidad, tipo espectral y distancia pueden ser incorrectas. Esto conduce a una incerteza en la ubicación del objeto en el diagrama HR y, como consecuencia, a una indeterminación en su estado evolutivo.

Nuestro objetivo es analizar, utilizando modelos simples, la contribución de una envoltura circunestelar de gas y polvo a la distribución de energía de la estrella central. La confrontación de los resultados del modelo con las observaciones de estrellas B[e], nos permitirá derivar propiedades físicas globales de la estrella y de la envoltura, así como también servirá de herramienta para determinar distancias.

2. Modelo de envoltura circunestelar

En primera aproximación, es posible suponer que la envoltura circunestelar para una estrella B[e] puede representarse por una región de gas ionizado, próxima a la estrella central, ubicada entre 1.2 y 3 radios estelares y otra región de polvo circunestelar más alejada, ubicada a más de 100 radios estelares.

2.1. Envoltura gaseosa

El modelo de envoltura gaseosa adoptado se basa en los modelos propuestos por Cidale & Ringuelet (1989) y Moujtahid et al. (1998a, 1999, 2000). Utilizamos la aproximación de capas plano paralelas para resolver la ecuación de transporte, distinguiendo las contribuciones provenientes de estrella+envoltura y envoltura sola. Luego, obtenemos la siguiente expresión para el flujo recibido por un observador ubicado a una distancia D, f_λ^{*+G} :

$$4\pi D^2 f_\lambda^{*+G} = 4\pi R_*^2 F_\lambda^* \alpha_\lambda(r_G, \tau_\lambda^G) + 4\pi R_G^2 S_\lambda(T_G) \beta_\lambda(r_G, \tau_\lambda^G) \quad (1)$$

donde τ_λ^G es la profundidad óptica total de la envoltura gaseosa; R_* el radio de la estrella; $r_G = (R_*/R_G)$; F_λ^* es el flujo emitido por la estrella; $S_\lambda(T_G)$ la función fuente; T_G la temperatura electrónica del gas; $\alpha_\lambda(r_G, \tau_\lambda^G)$ y $\beta_\lambda(r_G, \tau_\lambda^G)$ son funciones de la profundidad óptica que pueden calcularse en forma numérica.

2.2. Envoltura de polvo

Si consideramos ahora que la envoltura posee, además de la capa de gas, una capa de polvo circunestelar más alejada, podemos aplicar un tratamiento similar al usado anteriormente. En este caso, adoptamos como flujo entrante f_λ^{*+G} (en lugar de F_λ^*) y caracterizamos al polvo con una profundidad óptica total τ_λ^P , una temperatura T_P y una función fuente $S_\lambda = B_\lambda(T_P)$. Dado que la envoltura de polvo circunestelar se encuentra muy alejada de la estrella central, es posible aproximar la función $\alpha_\lambda(r_P, \tau_\lambda^P)$ por $e^{-\tau_\lambda^P}$ y $\beta_\lambda(r_P, \tau_\lambda^P)$ por $[1 - 2E_3(2\tau_\lambda^P)]$ considerando $r_P \rightarrow 0$ y $r_P = (R_*/R_P)$.

Por último, si representamos la extinción interestelar por τ_λ^{ISM} , obtenemos una expresión final para el flujo observado a una distancia D dada por:

$$4\pi D^2 f_\lambda^{*+G+P+ISM} = 4\pi D^2 f_\lambda^{*+G} e^{-\tau_\lambda^P} + 4\pi R_P^2 S_\lambda(T_P) [1 - 2E_3(2\tau_\lambda^P)] e^{-\tau_\lambda^{ISM}} \quad (2)$$

Las profundidades ópticas que caracterizan al polvo circunestelar e interestelar τ_λ^P y τ_λ^{ISM} , respectivamente, se relacionan con la absorción mediante la expresión: $\tau = 0.4 \ln 10 A(\lambda)$. La extinción producida por el polvo es representada mediante la ley de extinción de Cardelli, Clayton & Mathis (1989) dada por: $A(x)/A(V) = a(x) + b(x)/R_v$ donde $x=1/\lambda$, y los coeficientes $a(x)$ y $b(x)$ están

dados por expresiones analíticas. Teniendo en cuenta que $R_v = A(V)/E(B-V)$, es posible obtener la siguiente expresión para la extinción en una dada longitud de onda: $A(\lambda) = [R_v a(1/\lambda) + b(1/\lambda)] E(B-V)$. En el caso del material interestelar, adoptamos el valor estándar $R_v^{ISM} = 3.1$, mientras que para el polvo circunestelar, utilizamos un valor de R_v^P variable y mayor que 3.1 (Moujtahid et al. 1998b).

3. Metodología y resultados preliminares

Mediante la expresión (2) es posible modelar la distribución de energía del continuo observada proveniente de una estrella rodeada de una envoltura de gas y polvo. Dicha distribución puede describirse usando los siguientes parámetros independientes: R_G , R_P , τ_λ^G , R_v^P , $E_P(B-V)$ y $E_{ISM}(B-V)$. En nuestro modelo τ_λ^G se expresa en función de la profundidad óptica originada por procesos de absorción ligado-libre, libre-libre y la dispersión por electrones libre. Adoptamos una ley de temperatura $T(r) = T_{ef} \sqrt{0.5r}$, con r igual a r_G y r_P para las regiones de gas y polvo, respectivamente. El flujo estelar de entrada se obtiene de un modelo de Kurucz, a una dada temperatura efectiva y gravedad superficial. En la figura 1 se muestra un ejemplo de una distribución de energía teórica correspondiente a un modelo con $T_{eff} = 15\,000\text{K}$ y $\log g = 4.0$. Las distintas curvas muestran cómo se modifica la radiación emitida por la estrella al atravesar la envoltura gaseosa (EG), la envoltura de polvo (EP) y el medio interestelar (ISM). En esta figura se observa claramente cómo la absorción ultravioleta producida por el polvo circunestelar es reemitida térmicamente en el infrarrojo.

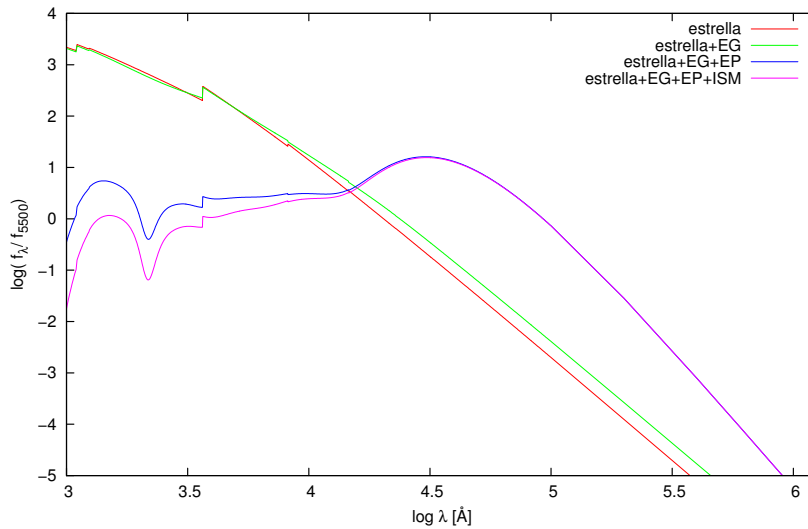


Figura 1. Fig.1: Distribución de energía para un modelo con $T_{eff} = 15\,000\text{K}$ y $\log g = 4.0$ calculado con $R_G=1.5$, $\tau_V=0.2$, $\tau_e=0.5$, $R_P=300$, $E_P(B-V)=0.8$, $R_v^P=4.0$, y $E_{ISM}(B-V)=0.2$

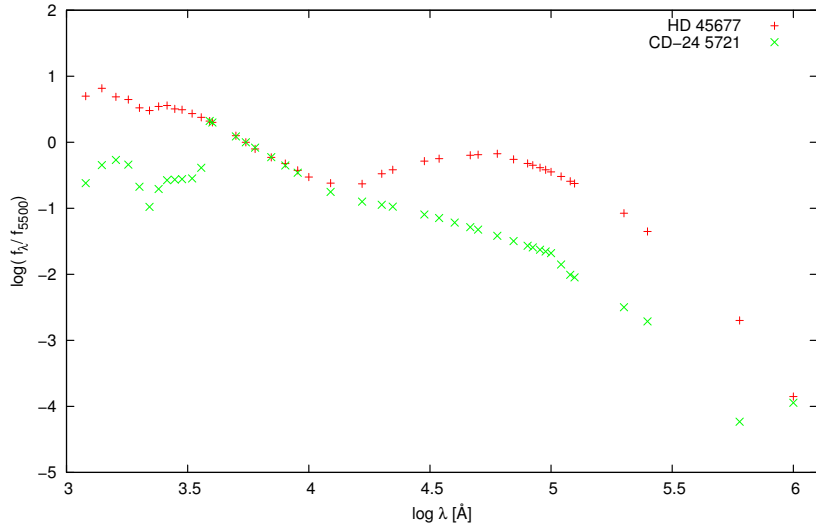


Figura 2. Distribución de energía observada de dos objetos B[e]

4. Comentarios

Presentamos aquí un modelo de envoltura simple que nos permite describir, en base a un conjunto de parámetros libres, la distribución de energía observada en estrellas que presentan envolturas de gas y polvo, como por ejemplo los objetos con fenómeno B[e]. La confrontación de los resultados de este modelo con datos observacionales, nos permitirá estimar propiedades globales de las estrellas y sus envolturas (Cidale et al. 2001). También, hará posible discutir la contribución de la envoltura gaseosa y del polvo circunestelar a la emisión en el infrarrojo y calcular su distancia (Zorec 1998). Dado que no existen observaciones simultáneas de estrellas B[e] que cubran el amplio rango espectral estudiado por nuestro modelo, hemos recopilado datos espectroscópicos y fotométricos, propios y existentes en la literatura, para componer la distribución de energía desde el UV hasta el IR lejano. En la fig. 2 se muestra un ejemplo de tales distribuciones. Observamos que la distribución espectral teórica es cualitativamente similar a las distribuciones observadas.

Referencias

- Cardelli, Clayton & Mathis 1989, ApJ345, 245
- Cidale & Ringuelet 1989, PASP 101, 417
- Cidale et al. 2001, A&A368, 160
- Lamers et al. 1998, A&A340, 117
- Moujtahid et al., 1998a, A&AS 129, 289
- Moujtahid et al. 1998b, ESASP 413, 261
- Moujtahid et al., 1999, A&A349, 151
- Moujtahid et al. 2000, ASPC 214, 506
- Savage & Mathis 1979, ARA&A 17, 735.
- Zorec 1998, ASSL 233, 27

PRESENTACIÓN ORAL

Distribuciones de masas de estrellas PG, DO y DB: posibles conexiones evolutivas

J. A. Panei^{1,2}, L. G. Althaus^{1,2,3}, M. M. Miller Bertolami^{1,2}, E. García-Berro^{3,4}, A. H. Córscico^{1,2}, A. D. Romero^{1,2}, S. O. Kepler⁵ y R. D. Rohrmann⁶

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

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

(3) *Universitat Politècnica de Catalunya, España*

(4) *Institute for Space Studies of Catalonia, Barcelona, España*

(5) *Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil*

(6) *Observatorio Astronómico de Córdoba - UNC*

Abstract. A 20 % of white dwarf stars has hydrogen deficient atmospheres, known like no-DA white dwarfs. The results of this work allow for the first time to study a possible evolutionary connection between different low mass and hydrogen deficient post-AGB stars, like DO white dwarfs, PG 1159, O(He), DB and RCrB, among others.

Resumen. El 20 % de la población total de enanas blancas posee atmósferas deficientes en hidrógeno, conocidas como enanas blancas no-DA. Los resultados de este trabajo permiten, por vez primera, estudiar la posible conexión evolutiva entre los diversos grupos de estrellas post-AGB de baja masa y deficientes en hidrógeno, como por ejemplo las estrellas enanas blancas DO, PG 1159, O(He), DB y las RCrB, entre otras.

1. Introducción

Como es sabido, las enanas blancas (EBs) representan la etapa evolutiva final de la mayoría de las estrellas. En particular, en nuestra galaxia, el 97 % de las estrellas finalizarán su vida como EBs. Las EBs están clasificadas en dos grupos, las DA (con atmósferas dominadas por H) y las no-DA (atmósferas dominadas por He). Las no-DA se dividen en 5 tipos espectrales: DO, DB, DC, DQ y DZ. Las EBs DO muestran en sus espectros líneas intensas de HeII y las DB líneas de HeI. A medida que una DO evoluciona, el HeII se recombina para formar HeI, transformándose finalmente en DB. Usualmente se considera a las EBs DO como el resultado evolutivo de las PG 1159 (Dreizler & Werner 1996, Unglaub & Bues 2000, Althaus et al. 2005), estrellas deficientes en H que presentan atmósferas ricas en He, C y O. Se cree que una gran fracción de las PG 1159 es el resultado de un episodio *born-again*, producto de un pulso térmico muy tardío (VLTP: *Very Late Thermal Pulse*), el cual ocurre en la rama temprana de enfriamiento de las EBs. Como resultado, el remanente evoluciona hacia la región de la AGB (*Asymptotic Giant Branch*) en el diagrama H-R. Posteriormente se transforma

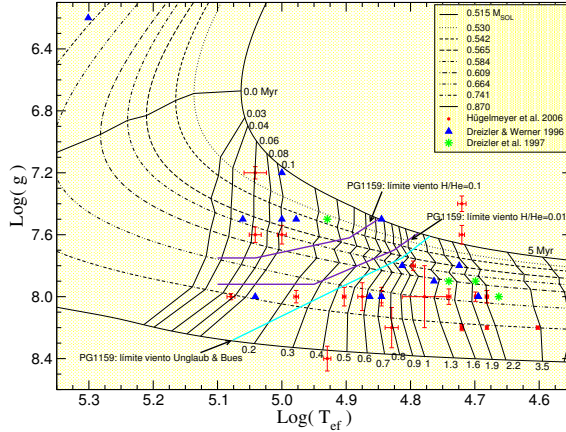


Figura 1. Plano $\log g - \log T_{ef}$ de EBs DO. Las líneas segmentadas representan isocronas ($T = 0$ para el máximo de T_{ef})

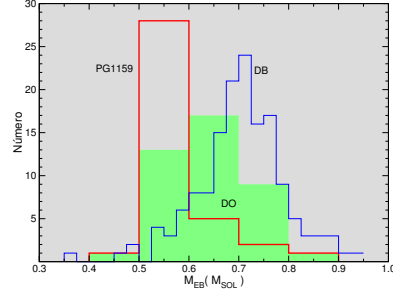


Figura 2. Histograma de DO, DB y PG1159. Notar la discrepancia entre las 3 medias.

en estrella central de nebulosa planetaria (ECNP), un objeto caliente deficiente en H. Una vez disipada la nebulosa se vuelve PG 1159. Luego, en las etapas tempranas de EB, el asentamiento gravitacional actúa haciendo que el He flote y los demás elementos se hundan logrando una superficie rica en He, transformándose de PG 1159 en DO y luego en DB (Althaus et al. 2005).

Canal 1: **ECNP** \longrightarrow **PG 1159** \longrightarrow **DO** \longrightarrow **DB**.

Estudiaremos la posible existencia de un canal alternativo para formar EBs DO.

2. Resultados y discusión

Los cálculos en este trabajo se realizaron con el programa de evolución estelar LPCODE (Althaus et al. 2005). Las secuencias evolutivas calculadas cubren todo el rango de masas de EBs deficientes en H observadas y todos los estados evolutivos, desde la región de las luminosas PG 1159 hasta el dominio de las EBs calientes DO, lo que permite determinar sus masas en forma consistente por vez primera.

En la figura 1 representamos secuencias evolutivas en el Plano $\log g - \log T_{ef}$. Las observaciones corresponden a DOs con temperaturas efectivas y gravedades superficiales determinadas espectroscópicamente -Hügelmeyer et al. (2006), Dreizler & Werner (1996) y Dreizler et al. (1997). El cero en edad es para la máxima temperatura efectiva en el Diagrama H-R. Las líneas quebradas son isocronas con edades de 10^6 años. Se indican los límites para los vientos de estrellas PG 1159 dados por Unglaub & Bues (2000) (línea celeste) y cuando la razón de abundancias superficiales H/He es igual a 0.1 y 0.01 (líneas en violeta). Esta región, marcada por los límites de vientos, es una zona de transición para las DA y DAO (DAO: son EBs DA que muestran líneas de H pero también de HeII). En objetos ricos en H con baja gravedad superficial, las líneas de He pueden ser detectables debido a la existencia de vientos con una tasa de pérdida de masa de $\dot{M} \gtrsim 10^{-12} M_*/yr$ que previenen o retardan el asentamiento gravitacional. En el caso de las PG 1159, se predice que evolucionan a DO una vez que el viento cae por debajo de $10^{-13} M_*/yr$. En la figura se observa que: **A**) el grueso de las

observaciones se encuentran entre 0.6 y 2.5 Myr. **B)** los miembros más calientes de la muestra, por ende más jóvenes, tienen edades de 0.10 Myr y menores y, en su mayoría, la masa es menor. **C)** para edades mayores que 0.4 Myr, la población de DOs con gravedades altas aumenta (para $\log T_{ef} \lesssim 4.9$).

En la figura 2 comparamos la distribución en masa de las DO representadas en la figura 1 con la distribución en masa de las estrellas PG 1159 (Miller Bertolami & Althaus 2006) y las DB más calientes que $T_{ef}=16000\text{K}$ (Kepler et al. 2007). Vemos que: **A)** las DOs masivas superan en número a las PG 1159. **B)** la masa media de las DO es de $0.644 M_{\odot}$, considerablemente mayor que la masa media de las PG 1159 que es $0.573 M_{\odot}$. Hemos analizado la muestra de 78 PG 1159+DO como un todo. Dividimos la muestra en dos grupos uno joven (J) y otro viejo (V). El joven, compuesto de todas las estrellas con edades menores a 0.3 Myr, esto incluye 37 PG 1159 y 12 DO jóvenes y, el viejo, con edades mayores que 0.4 Myr consituido por 29 estrellas DO (no hay PG 1159 en el grupo viejo). La elección de la división en 0.3-0.4 Myr para los dos grupos parece arbitraria pero es precisamente en donde Unglaub & Bues (2000) estudiaron los diferentes vientos. Esta división permite estudiar la posibilidad de que las PG 1159 y DO formen una secuencia evolutiva aislada. De la muestra observamos que: **A)** el grupo joven tiene una masa media de $M_J=0.584 M_{\odot}$ y varianza $\sigma_J=0.080 M_{\odot}$. **B)** el grupo viejo $M_V=0.655 M_{\odot}$ y $\sigma_V=0.087 M_{\odot}$. De aquí se desprende que la diferencia en la masa media teniendo en cuenta la varianza de cada muestra, es notable sugiriendo que ambas distribuciones de masa son significativamente diferentes. Esto es confirmado por el test de Kolmogorov-Smirnov. Dicho test nos dice que la probabilidad de que ambas muestras sean tomadas de la misma distribución de masa es muy pequeña del orden de $\sim 10^{-5}$. Esto sugiere que puede haber otro canal evolutivo operando dentro de la secuencia **PG 1159** \rightarrow **DO**. Por ejemplo, es posible que no todas las PG 1159 evolucionen en EBs calientes DO. En particular aquellas PG 1159 que son el resultado de un LTP (*Late Thermal Pulse*), se espera que evolucionen en EBs DA, evitando así el estado de DO. Cabe señalar que en el LTP los protones son diluidos obteniendo bajas abundancias superficiales, en el VLTP, son completamente quemados.

Se ha propuesto que algunas DO son el resultado de un canal evolutivo que involucra las estrellas deficientes en H, RCrB. Las RCrB son estrellas gigantes de He. Se cree que son el resultado del colapso de dos EBs, una de las cuales está compuesta principalmente de He y la otra de C y O (Iben & Tutukov 1984, Iben et al. 1996). El canal que involucra las RCrB con las DO (**Canal 2**) es el siguiente (ver Rauch et al. 1998, 2006):

RCrB \rightarrow **EHe (extreme He-stars)** \rightarrow **sdO(He)** \rightarrow **O(He)** \rightarrow **DO**

Las estrellas O(He) son un subtipo de las ECNP con espectros que muestran líneas de absorción dominadas por HeII (hay sólo 4 conocidas). Por el contrario, las PG 1159 nunca muestran abundancias superficiales dominadas por He.

Regresando a la figura 1, notamos que: **A)** el grupo joven de las DO se ubica por encima del límite para el viento para las estrellas PG 1159. Por encima de esta línea la pérdida de masa es lo suficientemente grande como para prevenir el asentamiento gravitacional. Por lo tanto, la transformación de PG 1159 en DO sería de esperar que ocurriera debajo de esta línea. **B)** Las DOs menos masivas no son descendientes de las PG 1159. Esto se desprende del hecho que para edades menores que 0.3-0.4 Myr, la población de las DO es marcadamente menos masiva

que las de mayores edades. Por lo tanto, tenemos que en las DO jóvenes, baja masa y en las DO viejas, mayor masa. C) Para las DO menos masivas, el número de las jóvenes supera al de las viejas. Esto puede ser indicio de que algunas DO de baja masa se transforman en DA. Esto sucede porque aquellas DO de baja masa con edades menores que 0.3-0.4 Myr, pueden presentar alguna traza de H en su envoltura, pero, a medida que evoluciona, el asentamiento gravitacional actúa de manera tal que el H asciende difundiendo el He hacia abajo. En el plano $\log T_{ef} - \log g$, esto podría suceder en la región marcada por las dos líneas violeta. En este caso, las DO (o más precisamente DAO) evolucionan en DA.

Finalmente, en la figura 2 la masa media de la distribución de DB tiene un valor de $0.711 M_{\odot}$, considerablemente mayor que la masa media de las DO de $0.644 M_{\odot}$. Esta diferencia entre ambas masas medias no tiene explicación, ya que las DO evolucionarían en DB. Sin embargo, es posible que las masas dadas para calcular la distribución de las DB pueden estar sobreestimadas. Kepler et al. (2007) proponen que un incremento en la gravedad superficial de las DBs (y por ende mayor masa), puede provenir de modelos de atmósfera con una física incorrecta o muy pobre. Otro factor en el cambio de gravedad puede deberse al hecho de la existencia de trazas de C en las atmósferas de las DB, ya que por ejemplo en EBs DQ, las gravedades superficiales derivadas de modelos de atmósferas con C son menores que las obtenidas en modelos con He puro.

3. Conclusiones

Mediante un análisis estadístico de las distribuciones de estrellas deficientes en H, PG 1159 y DO, y analizando su ubicación en el plano $\log T_{ef} - \log g$, hemos podido mostrar que debe existir otro canal alternativo para la formación de EBs DO, que el ya conocido **Canal 1**. Se presume pues que la otra vía para la formación de las EBs deficientes en H, DO, es el canal que involucra a las estrellas gigantes de He, las estrellas RCrB, esto es el **Canal 2**.

Referencias

- Althaus, L., Serenelli, A., Panei, J., Córscico, A., Garcia-Berro, E. & Scóccola, C. 2005, A&A, 435, 631
- Dreizler, S. & Werner, K. 1996, A&A, 314, 217
- Dreizler, S., Werner, K., Heber, U., Reid, N., & Hagen, H. 1997 in "The Third Conference on Faint Blue Stars" New York, L. Davis Press, 303
- Hügelmeier, S., Dreizler, S., Homeier, D., Krzesiński, J., Werner, K., Nitta, A., & Kleinman, S. 2006, A&A, 454, 617
- Iben, I., & Tutukov, A. 1984, ApJSuppl 54, 335
- Iben, I., Tutukov, A., & Yungelson, L. 1996, ApJ456, 750
- Kepler, S. O., Kleinman, S. J., Nitta, A., Koester, D., castanheira, B. G., Giovannini, O., Costa, A. F. M., Althaus, L. G., 2007, MNRAS, 375, 1315
- Miller Bertolami, M., & Althaus, L. 2006, A&A, 454, 845
- Rauch, T., Dreizler, S., & Wolff, B. 1998, A&A338, 651
- Rauch, T., Reiff, E., Werner, K., Herwig, F., Koesterke, L., & Kruk, J. 2006, ASP Conf. Ser., 348, 194
- Unglaub, K. & Bues, I. 2000, A&A, 359, 1042

PRESENTACIÓN ORAL

Espectroscopía del triplete del CaII de gigantes rojas del campo de la Nube Menor de Magallanes

M. C. Parisi¹, D. Geisler², A. J. Grocholski³, J. J. Clariá¹ y A. Sarajedini⁴

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

(2) *Universidad de Concepción, Chile*

(3) *Space Telescope Science Institute, USA*

(4) *University of Florida, USA*

Abstract. Using spectra obtained with the VLT (Chile), we determined the metallicity of ~ 360 red giant field stars surrounding 15 Small Magellanic Cloud (SMC) star clusters previously studied by us. Using this information, as well as that available for 13 other previously studied fields and for our 15 clusters, we found no evidence of metallicity gradient in the SMC. Besides, we observed a clear tendency for the field stars to be more metal-poor than the corresponding cluster they surround.

Resumen. Utilizando espectros obtenidos con el VLT (Chile), determinamos la metalicidad de ~ 360 gigantes rojas en campos circundantes a 15 cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes (NmM) previamente estudiados por nosotros. Utilizando esta información, conjuntamente con la disponible para otros 13 campos ya estudiados y para nuestros 15 cúmulos estelares, encontramos que no existe un gradiente de metalicidad en la NmM. Además, observamos una clara tendencia de las estrellas de campo de ser más pobres en metales que los cúmulos que circundan.

1. Velocidades radiales, anchos equivalentes y metalicidades

Usando el instrumento FORS2 del VLT (Very Large Telescope) de Cerro Paranal (Chile), obtuvimos espectros de ~ 360 estrellas gigantes rojas localizadas en los campos circundantes a 15 cúmulos estelares previamente estudiados por nosotros (Parisi et al. 2009, en adelante Paper I). Los espectros tienen una dispersión de ~ 0.85 Å/pixel y cubren un rango de ~ 1600 Å en la región de las líneas del triplete del CaII. La relación señal-ruido (S/R) de los espectros varía entre ~ 10 y 70 . Todos los datos fueron reducidos usando *IRAF*. Para medir anchos equivalente se utilizó un programa escrito en Fortran por Andrew Cole, el cual requiere el conocimiento de las velocidades radiales (VRs) para la corrección por efecto Doppler. Dichas velocidades fueron medidas con la tarea *FXCOR* de *IRAF*, mediante correlaciones cruzadas con espectros templates. Las metalicidades fueron determinadas usando el procedimiento descrito por Cole et al. (2004), con un error típico de 0.17 en la razón [Fe/H]. Nuestra muestra

de estrellas de campo está compuesta por las estrellas observadas en el CCD secundario, más aquéllas del CCD principal que fueron descartadas como miembros de los cúmulos de acuerdo a nuestros criterios de pertenencia (Paper I). Se consideraron como estrellas de la NmM aquéllas con VRs comprendidas entre 50 y 250 km s⁻¹ (Harris & Zaritsky 2006).

2. Gradiente de metalicidad

Para chequear la posible existencia de un gradiente de metalicidad, ajustamos funciones gaussianas a las distribuciones de metalicidad de cada uno de nuestros campos, derivando la metalicidad media en cada caso. En la Fig. 1 se muestra cómo varía la metalicidad media en función del semi-eje mayor a para los campos de nuestra muestra (círculos llenos). El valor de a corresponde al semieje mayor que tendría una elipse centrada en el centro de la NmM, alineada con la barra, con una relación de semiejes $b/a = 1/2$ y que coincida en un punto con la posición del campo (Piatti et al. 2007). No se advierte tendencia alguna en esta figura. Se dividió entonces la muestra en dos regiones: *interior* y *exterior* a 4° del centro de la NmM, encontrándose valores medios de $[Fe/H]$ de -0.99 ± 0.08 (d.e.) y -1.02 ± 0.07 (d.e.) para ambas regiones, respectivamente. Estos resultados refuerzan las conclusiones alcanzadas en el Paper I, en el cual se encontraron valores muy similares de -0.94 ± 0.19 (d.e.) y -1.00 ± 0.21 (d.e.), respectivamente, para nuestros 15 cúmulos y para 10 adicionales tomados de la literatura (Da Costa & Hatzidimitriou 1998, Glatt et al. 2008, Gonzalez & Wallerstein 1999). Todos estos cúmulos se muestran con distintos símbolos en la Fig. 1. Carrera et al. (2008) sugirieron la existencia de un gradiente en la NmM. Para comparar sus resultados con los nuestros, incluimos en la Fig. 1 los campos estudiados por estos autores (cuadrados). Como se aprecia, la evidencia de la existencia de un gradiente de metalicidad es completamente dependiente de sus dos campos externos. Hay 7 campos y 10 cúmulos localizados en la misma región, cuyas metalicidades medias son prácticamente indistinguibles del valor global de $[Fe/H] = -1.00$. Desde un punto de vista estadístico, creemos que es más probable la inexistencia de un gradiente de metalicidad, tal como encontrara Cioni (2009).

3. Comparación de los cúmulos con sus campos circundantes

Para comparar los cúmulos con sus campos circundantes, hemos graficado en la Fig. 2 la diferencia entre la metalicidad del campo y la del cúmulo en función de la metalicidad del cúmulo. La Fig. 2 revela una clara tendencia por parte de la diferencia de metalicidades de disminuir a medida que aumenta la metalicidad del cúmulo. Si bien existen posibles explicaciones a este hecho observado, la que nosotros preferimos es que la mayoría de las estrellas del campo se formaron en una época anterior a la que se formaron la mayoría de los cúmulos observados. En el Paper I mostramos que tanto los cúmulos como las estrellas del campo exhiben un enriquecimiento químico mínimo entre hace $\sim 10 \times 10^9$ y 3×10^9 años, con una metalicidad promedio de $[Fe/H] \sim -1$. A partir de hace $\sim 3 \times 10^9$ años la metalicidad aumentó notablemente. Puesto que la mayoría de los cúmulos observados son más jóvenes que $\sim 3 \times 10^9$ años, la relación Edad-Metalicidad ob-

servada en el Paper I explica naturalmente que las estrellas del campo resultan más pobres en metales que los cúmulos si la mayoría de los campos son más viejos que $\sim 3 \times 10^9$ años. Esto muestra buen acuerdo con los resultados encontrados por Sabbi et al. (2009), los cuales sugieren que la NmM formó estrellas de campo activamente durante un prolongado intervalo de tiempo hasta hace $\sim (2-3) \times 10^9$ años. Usualmente se acepta que la mayoría de las estrellas se forman en los cúmulos (Lada & Lada 2003), mientras que las estrellas del campo son el resultado de la posterior disolución de los mismos (Chandar et al. 2006). Sólo los cúmulos muy masivos pueden sobrevivir a los distintos mecanismos de disolución (fuerzas de marea, evaporación de estrellas, fricción dinámica, etc.). Por lo tanto, es posible que en una época anterior a los últimos 3×10^9 años, los cúmulos formados en la NmM tuvieran masas suficientemente bajas como para ser disgregados, mientras que los cúmulos más jóvenes fueron lo suficientemente masivos como para sobrevivir hasta el presente. Estos últimos no deberían haber contribuido significativamente al campo con estrellas jóvenes. Es evidente que para analizar más en detalle la evolución química del campo y poder compararla con la de los cúmulos, es necesario disponer de mayor información sobre las edades de los campos estelares circundantes a los cúmulos.

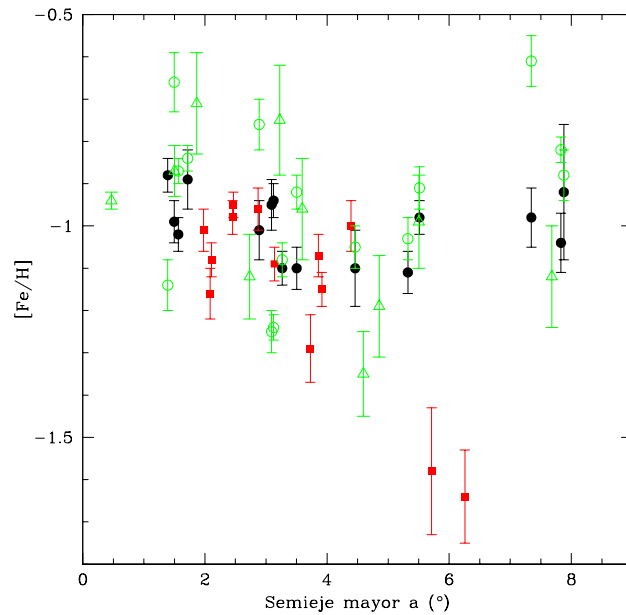


Figura 1. Metalicidad media vs. semi-eje mayor a para los campos de nuestra muestra (círculos llenos). Los círculos vacíos representan la muestra de cúmulos estudiados en el Paper I y los triángulos corresponden a la muestra adicional de 10 cúmulos (Da Costa & Hatzidimitriou 1998; Glatt et al. 2008, Gonzalez & Wallerstein 1999) también incluida en el Paper I. Los campos de Carrera et al. (2008) están representados por cuadrados.

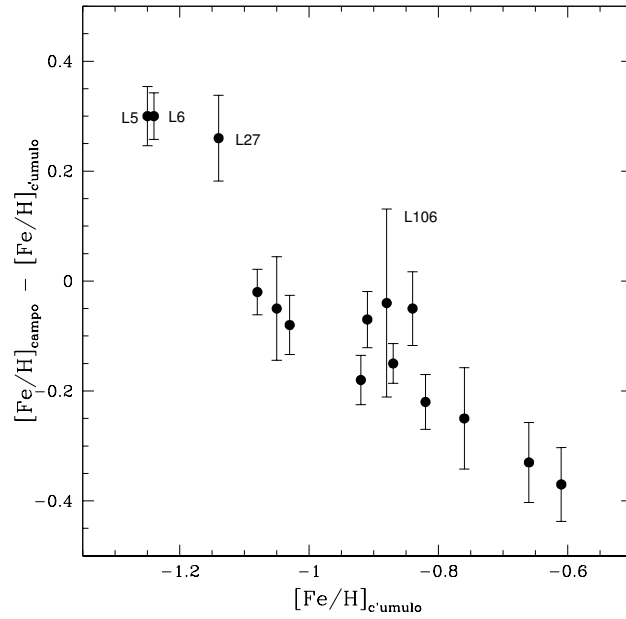


Figura 2. Diferencia entre la metalicidad del campo y la del cúmulo en función de la metalicidad del cúmulo.

Referencias

- Carrera, R., Gallart, C., Aparicio, A., Costa, E., Méndez, R.A., & Noël, N.E.D. 2008, *AJ*, 136, 1039
- Chandar, R., Fall, S.M., & Whitmore, B.C. 2006, *ApJ*, 650, 111
- Cioni, M-R.L., 2009, preprint (astro-ph 09043136)
- Cole, A.A., Smecker-Hane, T.A., Tolstoy, E., Bosler, T.L., & Gallagher, J.S. 2004, *MNRAS*, 347, 367 (C04)
- 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. 2006, *AJ*, 131, 2514
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, *ARA&A*, 41, 57
- Parisi, M.C., Grocholski A.J., Geisler, D., Sarajedini, A. & Clariá, J.J., *AJ*, 138, 517 (Paper I)
- Piatti, A.E., Sarajedini, A., Geisler, D., Clark, D., & Seguel, J. 2007, *MNRAS*, 377, 300
- Sabbi et al. 2009, *ApJ*, 703, 721

PRESENTACIÓN ORAL

Do circumstellar disks regulate rotation in young very low mass stars and brown dwarfs?

M. V. Rodríguez-Ledesma^{1,2}, R. Mundt¹, & J. Eislöffel³

(1) *Max Planck Institute für Astronomie, Heidelberg, Germany*

(2) *Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität, Göttingen, Germany*

(3) *Thüringer Landessternwarte Tautenburg, Germany*

Abstract. Rotational studies at a variety of ages and masses are important for constraining the angular momentum evolution of young stellar objects. Of particular interest are the very low mass (VLM) stars and brown dwarfs (BDs), because of the significant lack of known rotational periods in that mass range.

We present results of an extensive rotational study in the Orion Nebula Cluster from where 487 new rotational periods were measured. In order to investigate a rotation-disk correlation, we derived near infrared (NIR) excesses (from IJHK photometry) for a sample of 732 very low mass periodic variables.

We found a highly significant rotation-disk correlation for objects with masses between $0.4\text{-}0.075 M_{\odot}$, in which objects with NIR excess tend to rotate slower than objects without NIR excess. Interestingly we found no correlation in the substellar regime. We discuss possible scenarios which may explain the lack of rotation-disk connection in the substellar mass regime.

Resumen. El estudio de la rotación de cuerpos astronómicos en un rango amplio de masas y edades es esencial para intentar resolver el “problema del momento angular”. Es de particular interés el estudio de objetos de muy baja masa $\lesssim 0.4 M_{\odot}$, ya que muy poco se conoce sobre sus propiedades rotacionales.

Presentamos resultados de un amplio estudio rotacional en la nebulosa de Orión, a partir del cual se han determinado 487 nuevos períodos de rotación. Con el propósito de investigar una posible conexión entre rotación y presencia de discos circunestelares, se combinó la información rotacional con fotometría IJHK.

Encontramos evidencia de una conexión entre presencia de discos y velocidad de rotación sólo en estrellas de muy baja masa, no así en las enanas marrones. Posibles escenarios capaces de explicar los resultados obtenidos, en particular para las hasta ahora poco estudiadas enanas marrones, son discutidos en este artículo.

1. Introduction

In the last stages of star formation, PMS stars increase their mass by accreting material from the circumstellar disk. Accretion and ongoing contraction would contribute to a net spinning up of the PMS star, which is expected to rotate at nearly breakup velocity (e.g. Vogel & Kuhl, 1981). Nevertheless, numerous observations reveal that these objects rotate much slower, with typical rotational velocities of $\approx 10\%$ the breakup velocity (e.g. Herbst et al., 2007 and references therein) implying that considerable amounts of angular momentum are removed from the star/disk system during the accretion phase.

Various theories are usually proposed to explain this enormous removal of angular momentum, for example: *disk-locking* (Camenzind 1990; Königl 1991), *X-winds* (Shu et al. 1994; Ferreira et al. 2006), and *disk or massive stellar winds* working in conjunction with magnetospheric accretion (Matt & Pudritz 2005b). Irrespective of the specific model, there is a general consensus that circumstellar accretion disks are somehow responsible for the removal of angular momentum, and therefore accreting stars should on average rotate slower than non-accreting ones.

A large number of studies, which have explored the connection between the presence of disks and rotation in low and very low mass stars, are summarised in Herbst et al. (2007) and Bouvier (2007). The mayor aim of the study presented here is to constrain, for the first time, a possible rotation-disk connection in the substellar mass regime, and compare these results with higher mass objects. This study would not have been possible without the rotational period measurements of 124 BD candidates in Rodriguez-Ledesma et al. (2009).

2. Data and method

In Rodriguez-Ledesma et al. (2009) we confirmed the strong dependence of the rotational period on stellar mass found for higher mass stars by Herbst et al. (H2002) and extended it into the brown dwarf regime down to $\approx 20 M_{jup}$. We found that substellar objects tend to rotate faster than their stellar counterparts. In order to constrain a possible rotation-disk connection, in particular for the so far very poorly investigated very low mass and substellar regime, we analyse our sample of periodic variables from Rodriguez-Ledesma et al. (2009) which have available JHK colours to be used as disk indicators.

We use JHK data from three different sources: UKIDDS¹, VLT (MacCaughrean et al. in prep.), and 2MASS. 732 out of the 746 known periodic variables from Rodriguez-Ledesma et al. (2009) have an infrared counterpart for which data in J, H, and K are available. For a detailed discussion about the NIR data data and its errors see Rodriguez-Ledesma et al. (2009b).

The (unknown) extinction of the individual objects and the infrared excess from a circumstellar disk can not be easily disentangled in colour-colour diagrams. We used two disk indicators for our analysis; a conservative extinction free index

¹The UKIDSS project as defined in Lawrence et al (2007) uses the UKIRT Wide Field Camera (WFCAM; Casali et al. 2007).

Q_{JHHK} (Damiani et al. 2006) and, the widely used $\Delta(I-K)$ index. Although conservative by definition, the Q_{JHHK} index misses a large fraction of disks and it may be of limited use when trying to discern a difference in the rotation properties of stars with and without disks. Nevertheless, as stated in Rodriguez-Ledesma et al. (2009b), the found trends in each mass bin are consistent when any of the two indices is used to determine the presence of a circumstellar disk.

3. Results and conclusions

Our analysis was performed in three mass bins, namely objects with masses $> 0.4 M_{\odot}$, $0.4-0.075 M_{\odot}$, and $< 0.075 M_{\odot}$ (see Rodriguez-Ledesma et al. 2009

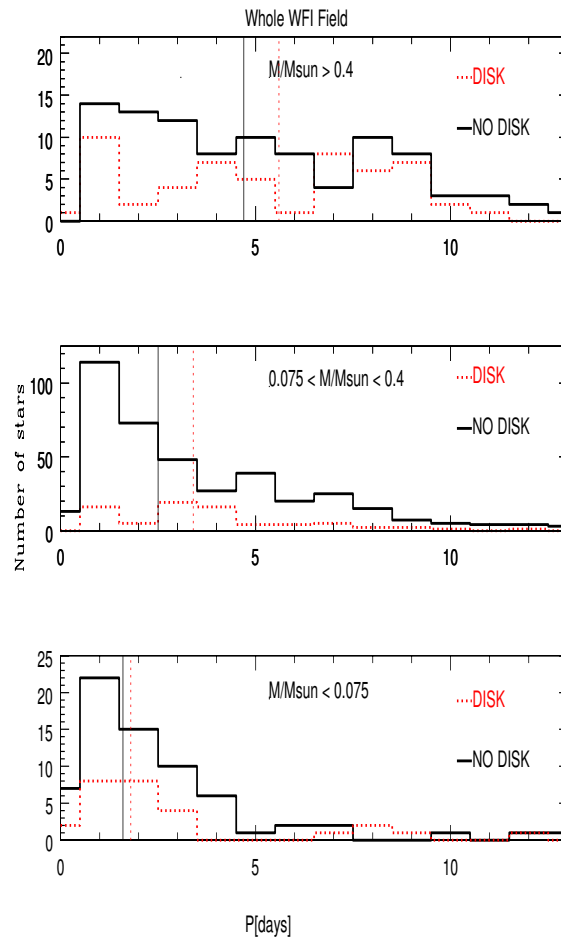


Figure 1. Period distribution for objects with (dotted lines) and without (solid lines) disks from the Q_{JHHK} index in the three mass bins investigated. Median rotational periods are shown as vertical lines.

for details). Fig. 1 shows the period distribution for objects with and without disks (based on the Q_{JHHK} index). We found a significant correlation between rotation and the presence of disks for the intermediate mass objects, in which objects with NIR excess tend to rotate slower than objects without NIR excess. In the highest mass bin there is a correlation at a 2σ level if the $\Delta(I-K)$ index is used, while from the Q_{JHHK} index the probability that the period distribution of objects with and without disks are different is of 85%. Interestingly and most important, we found no correlation in the substellar mass regime.

The three mass regimes studied show different rotation-disk behaviours which may be attributed to the different physical properties of objects in each mass bin. As discussed in detail in Rodríguez-Ledesma et al. (2009b) and references therein, there is strong observational evidence that the mass accretion rate \dot{M} for low mass stars and substellar objects is highly mass dependent ($\dot{M} \propto M_{star}^{2-2.8}$), and therefore one would expect that the ratio \dot{J}/J depends on mass in a similar manner. In light of these dependencies it is not surprising that no correlation between the NIR excess and the rotation rate was found in the substellar regime. Before reliable conclusions can be drawn, independent disk indicators (e.g. infrared excess at longer wavelengths) should be correlated with rotation and, if possible, future substellar samples should include objects at slightly different ages.

In addition, we found a highly significant correlation between the peak-to-peak (ptp) amplitudes and the NIR excess in the two mass bins ($0.4-0.075 M_{\odot}$, and $< 0.075 M_{\odot}$) with available ptp values, in which objects with circumstellar disks show on average a factor 2-3 larger ptp amplitudes than those without indications of a disk.

Acknowledgments. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, (University of Massachusetts, Infrared Processing and Analysis Center, NASA and the National Science Foundation). This work is based in part on data obtained as part of the UKIRT Infrared Deep Sky Survey.

References

- Bouvier, J. 2007 IAUS, 243, 231B
 Camenzind, M., 1990 RvMA, 3, 234.
 Casali, M., Adamson, A., Alves de Oliveira, C., Almaini, O., Burch, K., et al. 2007, A&A 467, 777C.
 Damiani, F., Prisinzano, L., Micela, G., Sciortino, S. 2006, A&A, 459, 477.
 Ferreira, J., Dougados, C., Cabrit, S. 2006 A&A, 453, 785F.
 Herbst, W., Bailer-Jones, C.A.L. Mundt R., Meisenheimer, K., Wackermann, R. 2002 ApJ, 396, 513.
 Herbst, W., Eisloffel, J., Mundt R. Scholz A., 2007 prpl.conf, 297.
 Königl, A. 1991 ApJ, 370, L39.
 Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., Edge, A. C., Hambly, N. C., et al. 2007, MNRAS, 379, 1599L.
 Matt, S., & Pudritz, R., E. 2005 ApJ 632 L135-L138.
 Rodríguez-Ledesma, M. V., Mundt R., Eisloffel, J. 2009, A&A, 502, 883.
 Rodríguez-Ledesma, M. V., Mundt R., Eisloffel, J. 2009b, A&A, accepted.
 Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S. et al., 1994 ApJ, 429, 781.
 Vogel, S. N., Kuhl, L. V. 1981, ApJ, 245, 960.

PRESENTACIÓN MURAL

Estudio en la región de Ara OB1

G. Baume¹, G. Carraro² y G.C. de Elía¹

(1) *FCAG (UNLP); IALP (Conicet-UNLP)*

(2) *ESO (Chile)*

Abstract. We present partial results of an investigation in the Ara OB1 region. This area includes several open clusters and embedded clusters as well as major H II regions. The study was based on photometric observations of our own ($UBVIH_\alpha$) and public data (infrared data from 2MASS and kinematic data from UCAC2). To date, the main objects studied in this region were the open clusters NGC 6167 and NGC 6193. The analysis has allowed to recalculate the fundamental parameters of these objects. We also have found several stars with possible H_α emission that could be identified as Be or PMS stars.

Resumen. Se presentan los resultados parciales de una investigación en la región de Ara OB1. En esta zona se hallan varios cúmulos abiertos y cúmulos inmersos, así como importantes regiones H II. El estudio se ha basado en observaciones fotométricas propias ($UBVIH_\alpha$) y datos públicos (datos infrarrojos 2MASS y datos cinemáticos UCAC2). Hasta el presente, los principales objetos estudiados han sido los cúmulos abiertos NGC 6167 y NGC 6193. El análisis realizado ha permitido recalcular los parámetros fundamentales de dichos objetos. Se han detectado además varias estrellas con probable emisión en H_α que podrían ser identificadas como estrellas Be o PMS.

1. Introducción

La región de Ara OB1 es una zona de activa formación estelar (Herbst & Havlen 1977). La misma se destaca por la presencia de numerosos objetos relativamente jóvenes, entre los que pueden mencionarse los cúmulos abiertos NGC 6204, NGC 6193 y NGC 6167, una importante región HII (RCW 108) y varios cúmulos inmersos en nebulosidades y/o detecciones infrarrojas.

En esta zona se han llevado a cabo numerosos estudios globales y sobre objetos particulares, aunque no existe a la fecha un relevamiento óptico homogéneo (ver Wolk et al. 2008a y 2008b para un resumen detallado de los estudios previos en la zona).

En el presente trabajo se presentan los resultados del análisis de observaciones fotométricas homogéneas llevadas a cabo sobre dos de los principales cúmulos abiertos (NGC 6193 y NGC 6167), procurando 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 $UBVIH_\alpha$ realizadas a lo largo de diferentes turnos de observación, calibradas utilizando estrellas estándar de Landolt (1992); b) datos del catálogo 2MASS consistente en fotometría JHK (Skrutskie et al. 2006); y c) datos del catálogo UCAC2, o sea posiciones y movimientos propios (Zacharias et al. 2004)

En particular, las observaciones $UBVI$ en la zona de NGC 6193 permiten cubrir este cúmulo, un importante campo circundante y varias fuentes infrarrojas: RCW 108IR; IRAS 16375-4854 e IRAS 16379-4856 (cobertura parcial). No obstante, en el presente trabajo sólo se hará énfasis en el estudio de los cúmulos NGC 6193 y NGC 6167.

3. Análisis

3.1. Tamaño de los cúmulos

Los perfiles radiales de densidad estelar brindan una herramienta objetiva para determinar los tamaños de los cúmulos, por lo que se han construido dichos perfiles para cada uno de ellos. En estos perfiles se adoptaron como centros geométricos las coordenadas indicadas en la Tabla 1 y los datos fotométricos tanto en el visible (V) como en el infrarrojo (K). De esta forma es posible detectar la influencia de posible material interestelar. De hecho, en ambos cúmulos se advierten diferencias entre los perfiles correspondientes a cada banda. Como consecuencia, los tamaños fueron estimados teniendo en cuenta principalmente la banda K .

3.2. Fotometría $UBVI$

Tanto para NGC 6193 como para NGC 6167, se construyeron los diagramas fotométricos correspondientes (ver Fig. 1) y se examinaron las posiciones individuales de todas las estrellas con $V < 14$ localizadas en las respectivas áreas adoptadas para cada cúmulo.

La comparación de los diferentes diagramas con la posición de la secuencia principal de edad cero (ZAMS) de Schmidt-Kaler (1982) y distintos grupos de isocronas (Girardi et al. 2000; Siess et al. 2000) permitió la estimación de varios de los parámetros fundamentales de los cúmulos (Tabla 1).

3.3. Fotometría H_α

Los diagramas fotométricos correspondientes han permitido detectar probables estrellas con emisión H_α que pueden interpretarse como posibles estrellas Be o de presecuencia (PMS). En particular, la distribución de este tipo de estrellas a lo largo del campo de NGC 6193 sugiere la presencia de una agrupación adicional a la propia del cúmulo, localizada a unos $9,5'$ al oeste de NGC 6193, en las proximidades de la interface NGC 6188 ($\alpha_{J2000} \sim 16 : 40 : 30$; $\delta_{J2000} \sim -48 : 44 : 20$) y con un diámetro de $\sim 2'$.

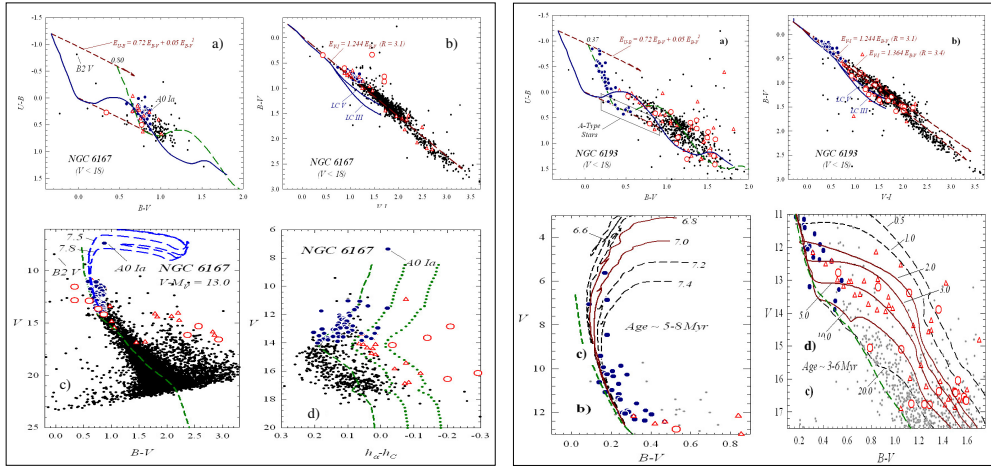


Figura 1. Diagramas fotométricos (no limpiados) de NGC 6167 (panel izquierdo) y de NGC 6193 (panel derecho).

Parámetro	NGC 6193		NGC 6167	
α_{J2000}	16 : 41 : 24	(16 : 41 : 20)	16 : 34 : 36	(16 : 34 : 34)
δ_{J2000}	-48 : 46 : 00	(-48 : 45 : 48)	-49 : 46 : 00	(-49 : 46 : 18)
Radio (adoptado)	9'	(7')	5,5'	(3,5')
$E(B - V)$	0,37	(0,475)	0,80	(0,779)
$V - M_V$	$11,8 \pm 0,2$		$13,0 \pm 0,2$	
$R = A_V / E(B - V)$	3,2		3,1	
$V_0 - M_V$	$10,7 \pm 0,2$		$10,5 \pm 0,2$	
Distancia	1260 - 1510 pc	(1155 pc)	1150 - 1380 pc	(1108 pc)
Edad nuclear	5 - 8 Myr	(6,0 Myr)	40 - 50 Myr	(77,1 Myr)
Edad de contracción	3 - 6 Myr		-	
$\mu_{\alpha} \cos(\delta) [mas/yr]$	-1.26	(-1.87)	-2.20	(-1.92)
$\mu_{\delta} [mas/yr]$	-4.26	(-4.16)	-2.21	(-2.23)
N_T (nro. de estrellas)	285	(271)	232	(145)
$\sigma [mas/yr]$	2.57	(2.71)	3.22	(3.08)
N_M (nro. de miembros)	70	(60)	94	(35)

Nota 1: Los valores entre paréntesis corresponden a los obtenidos en trabajos previos (Dias et al. 2002, 2006)

Nota 2: Los errores en los movimientos propios de los cúmulos vienen dados por $\Delta_{\mu} = \sigma / \sqrt{N_M}$.

Tabla 1. Parámetros de los cúmulos estudiados.

3.4. Movimientos propios

Se utilizaron los datos del catálogo UCAC2 disponibles para cada cúmulo, considerando los radios adoptados para cada objeto. Utilizando entonces sólo la información cinemática de estas estrellas (Vasilevskis et al. 1958; 1965), se seleccionaron los miembros más probables de cada objeto.

En la Tabla 1 se presentan los parámetros asociados para la zona de cada cúmulo.

Se advierte que al haber trabajado con un número mayor de estrellas que en el trabajo de Dias et al. (2006), pudo seleccionarse un numero mayor de miembros que en dicho trabajo.

4. Conclusiones

En el presente trabajo se ha realizado, por primera vez, un estudio fotométrico profundo, uniforme y multibanda, cubriendo dos importantes cúmulos abiertos de la zona de Ara OB1. Esto ha permitido: a) una determinación confiable de los parámetros de los objetos (enrojecimiento, distancia, edad y cinemática); y b) detectar varias fuentes con probable emisión en H_α las que podrían ser identificadas como probables estrellas Be o PMS.

En el caso particular de la zona de NGC 6193 fue posible además: a) realizar una estimación independiente de la edad del cúmulo a partir del estudio de su secuencia principal inferior (“edad de contracción”), encontrándose que es compatible con la “edad nuclear” obtenida a partir de la secuencia principal superior, aunque levemente menor; y b) hallar una concentración de estrellas con probable emisión en H_α cercana a la interface NGC 6188 que puede considerarse un posible cúmulo inmerso en nebulosidad.

Agradecimientos. En el presente trabajo se han utilizado datos obtenidos en los observatorios de Cerro Tololo (CTIO), Las Campanas (LCO) y El Leoncito (CASLEO) y en la base de datos del CDS.

Los autores agradecen al personal de los observatorios CTIO, LCO y CASLEO, como así también al árbitro por sus comentarios y sugerencias que permitieron mejorar la calidad de la presentación.

Referencias

- Dias W.S., Alessi B.S., Moitinho A. & Lépine J.R.D. 2002, *A&A* 389, 871
 Dias W.S., Assafin M., Flório V., Alessi B.S. & Líbero V. 2006, *A&A* 446, 949
 Feigelson E.D. & Kriss G.A. 1983, *AJ* 88, 431
 Girardi L., Bressan A., Bertelli G. & Chiosi C. 2000, *A&AS* 141, 371
 Herbst W. & Havlen R.J. 1977, *A&AS* 30, 279
 Landolt A.U. 1992, *AJ* 104, 340
 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
 Vasilevskis S., Klemola A. & Preston G. 1958, *AJ* 63, 387
 Vasilevskis S., Sanders W.L. & van Altena W.F. 1965, *AJ* 70, 806
 Wolk S.J., Comerón F. & Bourke T. 2008a in *Handbook of Star Formation Regions Vol II*, Astronomical Society of the Pacific
 Wolk S.J., Spitzbart B.D., Bourke, T.L., Gutermuth, R.A., Vigil M. & Comerón F. 2008b, *AJ* 135, 693
 Zacharias N., Urban S.E., Zacharias M.I. et al. 2004, *AJ* 127, 3043

PRESENTACIÓN ORAL

Estudio de agrupaciones estelares en NGC 300

G. Baume & C. Feinstein

FCAG (UNLP); IALP (Conicet-UNLP)

Abstract.

Stellar groups have been catalogued and analyzed from the observation of individual stars in the galaxy NGC 300. The research was conducted using images from the ACS/HST from the Space Telescope Science Institute (STScI). The analysis has been carried out by systematically searching star clusters. Their respective radial density profiles have been derived taking into account each star colour. Photometric diagrams of the clusters and their surrounding stellar fields have also been built. The data thus obtained has permitted us to make a detailed study of several previously catalogued clusters and to find some unknown ones. We have estimated some of the clusters' basic parameters as well as the characteristics of the stellar populations present in our target galaxy.

Resumen. Se han catalogado y analizado grupos estelares a partir de la observación individual de estrellas en la galaxia NGC 300. La investigación se realizó utilizando imágenes de la ACS/HST y del archivo del Instituto Científico del Telescopio Espacial (STScI). El análisis se llevó a cabo mediante la búsqueda sistemática de agrupaciones estelares, construyéndose los respectivos perfiles radiales de densidad, discriminando las estrellas por sus colores. Se construyeron además los correspondientes diagramas fotométricos de las agrupaciones y de los campos estelares circundantes. Todos estos elementos permitieron estudiar en forma detallada varias agrupaciones previamente catalogadas y encontrar varias otras desconocidas. Se estimaron algunos de los parámetros fundamentales de dichas agrupaciones estelares, junto con las características de las poblaciones estelares presentes en la galaxia estudiada.

1. Introducción

NGC 300 es una típica galaxia de tipo tardío (Tully 1988), la cual presenta varias regiones de formación estelar masiva. Esta galaxia tiene una orientación que minimiza los efectos de absorción y se encuentra a una distancia adecuada para permitir la identificación de cúmulos estelares (incluyendo sus miembros individuales) de una manera bastante directa, utilizando imágenes de telescopios que proveen excelente resolución angular.

Estas características explican la gran cantidad de observaciones realizadas durante el último tiempo, las cuales han permitido examinar diferentes aspectos de esta galaxia. En particular, cabe destacar los trabajos de: a) Pietrzyński et

al. (2001), quienes identificaron sistemáticamente 117 asociaciones OB en NGC 300 mediante fotometría *BVRI* desde tierra (utilizando la Wide Field Camera del telescopio ESO/MPI 2.2); y b) el estudio de regiones HII de Bresolin et al. (2009), el cual sugiere que la metalicidad de NGC 300 es menor a la solar y comparable a la de las Nubes de Magallanes

Una manera de entender la formación y evolución galáctica es a través de los estudios detallados de sus poblaciones estelares. Estos estudios son posibles con observaciones que permitan hacer fotometría estelar en una galaxia. O sea, es necesario disponer de observaciones con elevada resolución espacial ($< 0,05''$).

La finalidad del presente trabajo es obtener información adicional y detallada de una muestra importante de los grupos estelares en NGC 300, aprovechando la disponibilidad de datos de excelente calidad (ver, e.g., Bedin et al. 2005; Butler et al. 2004).

2. Observaciones y fotometría

La investigación se realizó utilizando imágenes de varios campos obtenidas con distintos filtros con la ACS/WFC del Telescopio Espacial Hubble (HST). Dichas imágenes se hallan disponibles en el archivo del STScI. La mencionada cámara posee dos CCDs con una escala de $0,049''/pixel$ que permiten cubrir un campo aproximado de $3,3' \times 3,3'$. La elevada resolución de las imágenes hace posible realizar fotometría estelar PSF sobre galaxias cercanas, facilitando además el estudio detallado sus diferentes poblaciones (ver, e.g., Weisz et al. 2008).

En particular, las imágenes utilizadas corresponden a las obtenidas en el ciclo 11 del HST (PI: Bresolin, Program: 9492). Las mismas cubren varios campos de la zona de NGC 300 en los filtros *F435W*, *F555W* y *F814W* (3 exposiciones de 360 segundos en cada filtro).

La fotometría estelar se realizó utilizando el paquete DOLPHOT (versión 1.0.3) adaptado para la cámara ACS (Dolphin 2000). Estos programas han sido especialmente diseñados para lidiar con las particularidades de la ACS, como son su distorsión geométrica de campo, las correcciones adecuadas de la CTE y un modelo no analítico de la PSF. Adicionalmente, con la finalidad de eliminar detecciones espúreas en el proceso, se asignó un nivel de detección mínima (“threshold”) de 4σ y, de la tabla resultante, sólo se retuvieron los objetos que fueron identificados en todas las imágenes y en todos los filtros (9 detecciones). A pesar de las restricciones impuestas, se alcanzó una magnitud límite $V(F555W) \approx 26$.

El catálogo obtenido contiene los siguientes datos de 754431 objetos: coordenadas (X,Y); fotometría en los filtros del *sistema instrumental del ACS/HST* y en el *sistema BVI*. Para la transformación de un sistema a otro se utilizaron las relaciones de Sirianni et al. (2005).

3. Búsqueda de agrupaciones estelares

Los grupos estelares se comenzaron a catalogar y analizar a partir de la observación individual de la gran cantidad de estrellas detectadas. El análisis se realizó mediante la búsqueda sistemática de agrupaciones estelares. La misma se llevó a cabo utilizando un algoritmo que analiza el contraste de densi-

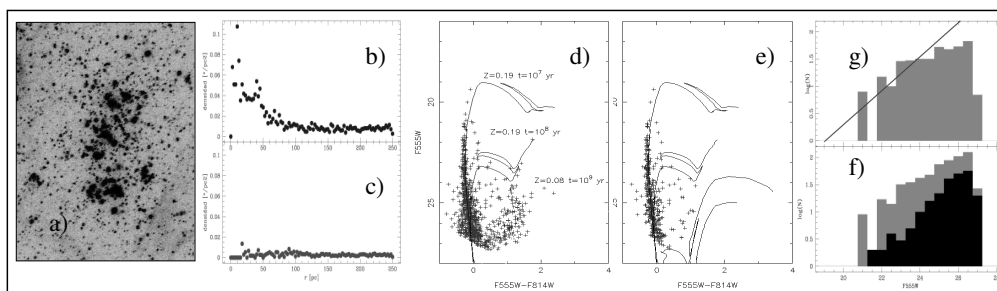


Figura 1. Ejemplo del análisis de una de las asociaciones estudiadas (*AS002c*): **a**) Carta de la asociación; **b** y **c**) Perfiles de densidad estelar de estrellas azules y rojas; **d** y **e**) CMDs de la región de la asociación y luego de sustraer estadísticamente la contaminación del campo; **f** y **g**) Función de Luminosidad de la asociación, del campo y su diferencia.

dad, comparando en forma automática la densidad estelar de estrellas azules ($F555W - F814W > 0,5$ y $F555W < 25$) en regiones superpuestas de 20 pc. Luego de hallar una posible agrupación de estrellas, el algoritmo recentra el probable cúmulo a partir de sus coordenadas estelares y vuelve a medir. El proceso continúa entonces analizando todos los datos de todas las imágenes observadas.

4. Análisis de las agrupaciones estelares

Una vez detectadas las agrupaciones, se construyeron: a) los respectivos perfiles radiales de densidad estelar, discriminando por el color de las estrellas; b) los diagramas fotométricos (CMDs) tanto de las agrupaciones estudiadas como de sus respectivos campos circundantes; y c) las funciones de luminosidad.

En este trabajo se consideró un comportamiento normal de la absorción ($R = 3,1$) y se adoptaron para NGC 300 los siguientes valores: $E(B - V) = 0,05 + 0,025 = 0,075$ (Gieren et al. 2004) y $V_0 - M_V = 26,43$ (Bresolin et al. 2005). Estos valores proporcionaron un muy buen ajuste de la Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS) en todos los gráficos realizados.

En particular, se asignó principal importancia al estudio detallado de las 47 asociaciones OB ya identificadas por Pietrzyński et al. (2001) localizadas en los campos cubiertos por las observaciones analizadas. Se encontró que, si bien la mayoría de dichas asociaciones resultaron confirmadas en el presente análisis, varias de ellas se revelaron como muy pobres y prácticamente indistinguibles de la población de campo de la galaxia. Adicionalmente, se identificaron varios cúmulos nuevos con diferentes características, permitiendo clasificarlos como: a) cúmulos abiertos conformados principalmente por estrellas azules que delinean una clara secuencia principal; b) cúmulos globulares con un elevado grado de concentración estelar que no permitió resolver sus componentes estelares, pero distinguible de las estrellas brillantes de campo por poseer curvas de crecimiento diferentes a las esperadas para una PSF; y c) agrupaciones de estrellas rojas aparentemente pertenecientes a la rama de las gigantes que se hallarían en proceso de disolución. Las diferencias de detección con Pietrzyński et al. (2001) se deben a los diferentes métodos de búsqueda utilizados en ambos trabajos.

En los CMDs se superpusieron las isócronas de Girardi (2006), encontrándose que las poblaciones jóvenes (azules) ajustan mejor cuando se considera una metalicidad solar ($z = 0,19$), mientras que las poblaciones viejas (rojas; $\log(edad) = 10^9$) se ven mejor representadas cuando se utilizan modelos de baja metalicidad ($z = 0,08$). Este último resultado es consistente con los estudios de metalicidad realizados por Bresolin et al. (2009).

5. Conclusiones

Se han estudiado varias agrupaciones estelares de la galaxia NGC 300: 45 asociaciones previamente catalogadas por Pietrzyński et al. (2001) y 373 nuevos cúmulos. Se han estimado además algunos de los parámetros fundamentales de dichas agrupaciones, juntamente con las características de las poblaciones estelares presentes en esta galaxia. Si bien todo el análisis fue realizado en base al *sistema instrumental del ACS/HST*, los valores en el *sistema BVI* permitirán en el futuro comparar los resultados con datos ya existentes, correspondientes a la Vía Láctea u otras galaxias.

Agradecimientos. Los datos en los que se basa este trabajo fueron obtenidos del MAST dependiente del STScI. El análisis fue efectuado utilizando facilidades de cómputo del IALP (Conicet - UNLP). Los autores agradecen los comentarios realizados por el árbitro y los editores.

Referencias

- Bedin L.R., Piotto G., Baume G., Momany Y., Carraro G., Anderson J., Messineo M. & Ortolani S. 2005, A&A 444, 831
- Bresolin F., Pietrzyński G., Gieren W. & Kudritzki R.-P. 2005 ApJ 634, 1020
- Bresolin F., Gieren W., Kudritzki R.-P., Pietrzyński G., Urbaneja M.A. & Carraro G. 2009, ApJ 700, 309
- Butler D.J., Martínez-Delgado D. & Brandner W. 2004, AJ 127, 1472
- Dolphin A.E. 2000, PASP 112, 1383
- Gieren W., Pietrzyński G., Soszyński I., Bresolin F., Kudritzki R.-P., Minniti D. & Storm J. 2005, ApJ 628, 695
- Girardi 2006, en preparación (ver <http://pleiadi.pd.astro.it/>)
- Karachentsev I.D., Grebel E.K., Sharina M.E., Dolphin A.E., Geisler D. et al. 2003, A&A 404, 93
- Pietrzyński G., Gieren W., Fouque P. & Pont F. 2001, A&A 371, 497
- Sirianni M., Jee M.J., Benítez N., Blakeslee J.P., Martel A.R., Meurer G., Clampin M., De Marchi G. et al. 2005 PASP 117, 1049
- Tully R.B., Pierce M.J., Huang J-S, Saunders, W, Verheijen M.A.W. & Witchalls P.L. 1998, AJ 115, 2264
- Weisz D.R., Skillman E.D., Cannon J.M., Walter F., Brinks E., Ott J. & Dolphin A.E. 2009, ApJ 691L, 59

PRESENTACIÓN ORAL

Fotometría infrarroja de NGC 604 con imágenes de Gemini Norte-NIRI

C. Fariña^{1,2}, G. L. Bosch^{1,2} y R. H. Barbá^{3,4}

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

(2) *IALP - CONICET*

(3) *ICATE - CONICET*

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

Abstract. NGC 604 is a giant HII region powered by more than 200 O stars. The observational evidence indicates that star-formation processes are currently taking place in this region. Aiming to characterize the youngest stellar population and its environment we are performing a study using near-infrared images taken with Gemini-North. We derived reliable *JHK* photometry for 3720 objects in the field and identify 221 sources showing infrared excess. More than 70% of the latter ones follow the distribution of neutral and molecular gas found by other authors, where the conditions are appropriate to host new bursts of star-formation. An extinction map obtained based on narrow-band images is also shown.

Resumen. NGC 604 es una región HII gigante ionizada por más de 200 estrellas O. La evidencia observacional indica que en esta región actualmente se están produciendo procesos de formación estelar. Con la idea de caracterizar la componente estelar más joven y masiva y su interacción con el medio interestelar, estamos realizando un estudio fotométrico con imágenes del telescopio Gemini-Norte. Realizamos fotometría *JHK* para 3720 objetos e identificamos 221 fuentes que presentan exceso infrarrojo, más del 70% de las cuales se encuentran ubicadas en zonas coincidentes con la distribución del gas neutro y molecular, zonas con condiciones propicias para la generación de un nuevo brote de formación estelar. Con imágenes obtenidas en banda angosta generamos mapas de extinción que permiten realizar una descripción morfológica del medio interestelar.

1. Introducción

Ubicada en la galaxia espiral M33 a 840 kpc, NGC 604, es la segunda región HII gigante más luminosa del Grupo Local, después de 30 Doradus en la Nube Mayor de Magallanes. Distintos estudios indican que el cúmulo central ionizante contiene al menos unas 200 estrellas de tipo espectral O (Hunter et al. 1996, Bruhweiler et al. 2003). La componente estelar conforma una estructura conocida como “*scale OB association*” (*SOBA*), caracterizada por una distribución de objetos muy extendida, sin un núcleo central definido, en contraste con la estructura de cúmulos como R136 (Maíz-Apellániz et al. 2004). En NGC 604,

estudios previos han identificado también estrellas tipo Wolf-Rayet, una gigante roja confirmada y varias candidatas, objetos con exceso infrarrojo (IR), etc (Conti & Massey 1981, Drissen et al. 1993, Terlevich et al. 1996, Barbá et al. 2009). La edad calculada por distintos autores para el cúmulo central está entre los 2.5 y 5 millones de años (Díaz et al. 1996, Hunter et al. 1996, González Delgado R.M. & Pérez, E. 2000, Bruhweiler et al. 2003). La componente gaseosa y su cinemática también han sido ampliamente estudiadas (Sabalisck et al. 1995, Tenorio-Tagle et al. 2000, Maíz-Apellániz et al. 2004, Relaño & Kennicutt 2009) y presenta una estructura muy compleja de cavidades interconectadas, filamentos y cáscaras en expansión, regiones con distinto grado de excitación, etc. Las nubes moleculares de CO se extienden hacia el sur, sur-este de la región (Tosaki et al. 2007). La fotometría en el IR cercano nos permite realizar un estudio muy profundo de la componente estelar masiva y joven de NGC 604, ya que este rango de longitudes de onda no es tan afectado por la extinción del polvo presente en el medio interestelar. Contamos también con imágenes en banda angosta ($\text{Br}\gamma$, $\text{Pa}\beta$ y H_2) con las cuales podemos estudiar la componente nebulosa de NGC 604.

2. Los datos

Las observaciones fueron realizadas con el *Near InfraRed Imager and Spectrometer* (NIRI) adosado al telescopio Gemini-Norte. La escala de las imágenes en la configuración utilizada es de $0.117'' \text{ pixel}^{-1}$, con un campo de $120'' \times 120''$. Se utilizaron tres filtros de banda ancha J , H y K_s y tres filtros de banda angosta $\text{Pa}\beta$, $\text{Br}\gamma$ y H_2 , estos últimos centrados en $1.282 \mu\text{m}$, $2.16 \mu\text{m}$ y $2.24 \mu\text{m}$, respectivamente. Las condiciones de observación fueron excelentes, obteniéndose en promedio un seeing de $0.35''$. La reducción de las imágenes se realizó con tareas específicas del paquete GEMINI-NIRI en IRAF. Las magnitudes de los objetos se obtuvieron por ajustes de *point-spread-function* (PSF) usando el programa DAOPHOT desarrollado por Stetson (1987) que funciona en IRAF. Los errores medios de las magnitudes son 0.09, 0.11 and 0.21 mags en J , H y K_s , respectivamente. Los límites de completitud de la fotometría están en 22 mags para J y 21 mags para H y K_s . La astrometría se realizó utilizando estrellas en común con el catálogo GSC-II, versión 2.3.2 (2006) en el ICRS, Equinoccio J2000.0.

3. Análisis y discusión

Un primer paso consistió en generar los diagramas color-color (CC) y color-magnitud (CM) con el fin de identificar objetos que presentan exceso IR intrínseco, candidatos a objetos masivos de pre-secuencia en formación. En la Figura 1 se muestran los diagramas CC y CM. En estos diagramas se han incluido ~ 2000 objetos pertenecientes a una región de ~ 200 pc de radio, centrada en NGC 604, y cuyos errores en las magnitudes son menores que la media del error más una vez la desviación estandar en cada filtro. Los cuadrados rojos a la derecha de ambos diagramas son los objetos con exceso IR que cumplen con la condición de que el error en $(H-K)$ es menor que la distancia que separa al objeto de la línea de enrojecimiento para una estrella O6-8 V. De este modo, puede asegurarse que tales fuentes presentan exceso IR, aún teniendo en cuenta su error en el color.

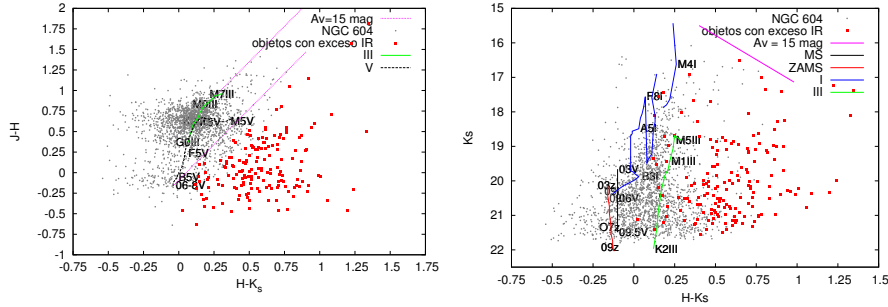


Figura 1. Diagrama CC (panel izquierdo) y CM (panel derecho), de objetos en un área de 200 pc de radio, centrada en NGC 604. Los cuadrados rojos a la derecha de ambos gráficos son objetos con exceso IR.

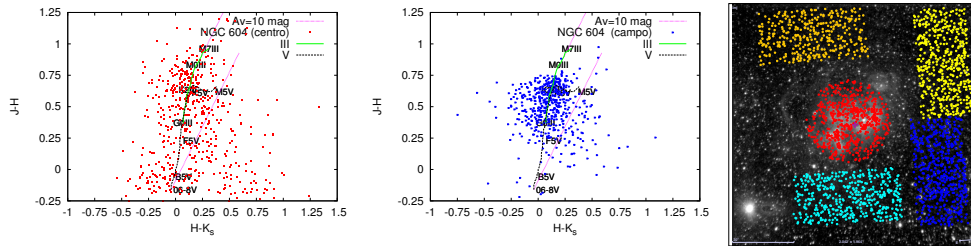


Figura 2. Diagrama CC de objetos en un área de 80 pc de radio centrada en NGC 604 (panel izquierdo) y de una zona de control al sur-oeste (panel central).

En la Figura 2 se muestran dos diagramas CC de dos regiones distintas del campo (con la misma superficie), una centrada en NGC 604 con un radio de ~ 80 pc (panel izquierdo) y la otra ubicada en el extremo sur-oeste de la imagen (panel central). Ambas regiones presentan diagramas CC bien diferenciados, siendo más del 20 % el número de objetos con exceso IR para la región centrada en NGC 604, mientras que es sólo un porcentaje menor al 5 % para la región de control. Resultados similares se obtuvieron con otras tres regiones de control tomadas en distintos sectores de la imagen (ver Figura 2, panel derecho).

En la Figura 3 (panel izquierdo), se han graficado los objetos con exceso IR que se encuentran agrupados en las regiones delineadas por los contornos de radio en 8.4 GHz de Churchwell & Goss (1999), los cuales son ~ 70 % del total. Estos resultados son coincidentes con los obtenidos por Barbá et al. (2009), reforzando la evidencia aportada por distintos estudios en favor de la posible generación de un nuevo brote de formación estelar en esas regiones (Tosaki et al. 2007, Barbá et al. 2009, Relaño & Kennicutt 2009). Para poder dilucidar la naturaleza de los objetos con exceso IR, se necesitan nuevas observaciones espectroscópicas. Lo mismo ocurre con todos aquellos objetos que se encuentran en el extremo más brillante del diagrama CM, ya que podrían ser objetos múltiples no resueltos (teniendo en cuenta que a $840 \text{ kpc } 1'' \sim 4 \text{ pc}$). En la Figura 3 (panel derecho)

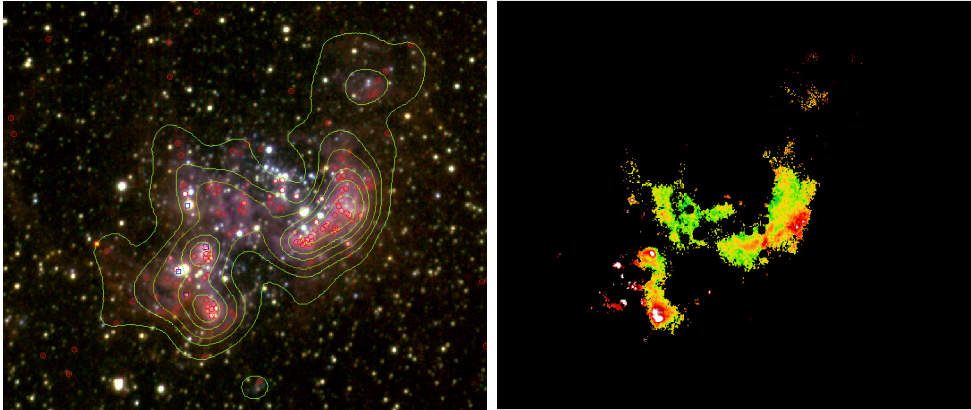


Figura 3. Panel izquierdo, ubicación de los objetos con exceso IR sobre una imagen compuesta, J (azul), H (verde) y K (rojo). Panel derecho, mapa de extinción $Br\gamma/H\alpha$, las zonas de mayor opacidad aparecen en rojo-blanco. Norte hacia arriba, Este hacia la izquierda.

se muestra un mapa de opacidad derivado del cociente de $Br\gamma/H\alpha$. La imagen de $H\alpha$ fue tomada de Bosch et al. (2002) .

Referencias

- Barbá, R.H., Maíz Apellániz, J., Perez, E., Rubio, M., Bolatto, A., Fariña, C., Bosch, G., Walborn, N. 2009, *2009Ap&SS.tmp..149B*
- Bosch, G., Terlevich, E., Terlevich, R. 2002, *MNRAS* 329, 481
- Bruhweiler, F.C., Miskey, C.L., Smith Neubig, M. 2003, *AJ*, 125, 3082
- Churchwell, E. & Goss, W.M. 1999, *ApJ*, 514, 188
- Conti, P.S. & Massey, P. 1999, *ApJ*, 249, 471
- Díaz, A.I., Terlevich, E., Terlevich, R., González-Delgado, R.M.; Pérez, E., García-Vargas, M.L. 1996, *ASP-CS*, 98, 399
- D’Odorico, S. & Rosa, M. 1981, *ApJ*, 248, 1015
- Drissen, L., Moffat, A.F.J., Shara, M.M. 1993, *AJ*, 105, 1400
- González Delgado, R.M. & Pérez, E. 2000, *MNRAS* 317, 64
- Hunter, D.A., Baum, W.A., O’Neil, E.J., Lynds, R. 1996, *ApJ*, 456, 174
- Maíz-Apellániz, J., Pérez, E., Mas-Hesse, J.M. 2004, *AJ*, 128, 1196
- Relaño, M. & Kennicutt, R.C. 2009, *ApJ*, 699, 1125
- Sabalisk, N.S.P., Tenorio-Tagle, G., Castaneda, H.O., Muñoz-Tunon, C. 1995, *ApJ*, 444, 200
- Stetson P.B. 1987, *PASP*, 99, 191
- Tenorio-Tagle, G., Muñoz-Tuñón, C., Pérez, E., Maíz-Apellániz, J., Medina-Tanco, G. 2000, *ApJ*, 541, 720
- Terlevich, E., Díaz, A.I., Terlevich, R., González-Delgado, R.M., Pérez, E., García Vargas, M.L. 1996, *MNRAS* 279, 1219
- Tosaki, T., Miura, R., Sawada, T., Kuno, N., Nakanishi, K., Kohno, K., Okumura, S.K.; Kawabe, R. 2007, *ApJ*, 664, 27

PRESENTACIÓN MURAL

Análisis espectroscópico-fotométrico de la estrella 44 del cúmulo IC 4651

E. Jofré¹, J. F. González^{1,2} y R. Petrucci¹

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

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

Abstract. We present a spectroscopic-photometric study of the IC 4651-44 Blue Straggler candidate. These objects present a contradiction between the estimated age from its position on the HR diagram and the age of the system which they belong to. The spectroscopic study reveals sinusoidal radial velocity variations of 32 km/s in amplitude whereas the rotational velocity curve presents periodic variations with a rise of 15 km/s during the first quadrature phase. The photometric analysis reveals variations of 0.01 magnitudes that may correlate with the radial and rotational velocity variations. This indicates that this object could be an ellipsoidal binary with a 1.118 days period, whose light variations respond to rotation along with deformation of the stellar components due to tidal forces.

Resumen. Presentamos un estudio espectroscópico-fotométrico de la estrella candidata a Blue Straggler IC 4651-44. Este tipo de objetos presenta una contradicción entre la edad que se obtiene de su posición en el diagrama HR y la edad del sistema al que pertenecen. El estudio espectroscópico revela variaciones sinusoidales de velocidad radial de 32 km/s de amplitud, mientras que la curva de velocidad rotacional presenta variaciones periódicas con un aumento de 15 km/s durante la fase de la primera cuadratura. El análisis fotométrico revela variaciones de 0.01 magnitudes que estarían en correlación con las variaciones de velocidad radial y rotacional. Esto indica que podría tratarse de una binaria elipsoidal con un período de 1.118 días, en la cual las variaciones de luz responden al efecto conjunto de rotación y deformación de las componentes por las fuerzas de marea.

1. Introducción

Existe una clase de estrellas, denominadas Blue Stragglers (BSs), las cuales aparentan ser anormalmente jóvenes en comparación a otras de su misma población, ya que permanecen sobre la secuencia principal (SP) un tiempo mayor al esperado de acuerdo a sus masas y a la teoría estándar de evolución estelar. Estos objetos permanecen por encima de la región del punto de desvío (PD) de la SP, sobre la prolongación de la misma, en los diagramas color-magnitud (CMD) de los cúmulos estelares (Figura 1, panel derecho). Si bien se esgrimen hoy variadas

hipótesis para explicar su origen (Stryker 1993), una de las más populares se basa en la transferencia de masa en sistemas binarios (McCrea 1964).

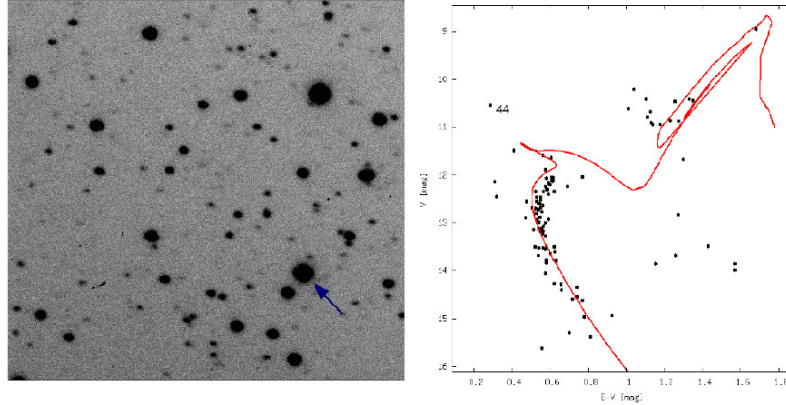


Figura 1. *Izquierda:* Imagen en la banda V de IC 4651, obtenida con el telescopio HSH. La flecha indica la posición de la estrella estudiada. *Derecha:* CMD de IC 4651. La isócrona corresponde a $\log \tau = 9.2$ y fue calculada usando $(m-M) = 10.03$, $E(B-V) = 0.10$ y $[Fe/H] = +0.1$, utilizando la base de datos WEBDA. La estrella 44 se marca con números.

Meibom et al. (2002) encuentran que IC 4651 presenta un enrojecimiento de $E(B-V) = 0.10$, está a una distancia de 1 Kpc ($(m - M)_o = 10.03 \pm 0.1$) y tiene una edad de 1.7 ± 0.15 Gyr. La masa del PD de la SP es de $1.8 M_{Sol}$ y alcanza solamente la magnitud $V=12$. La estrella IC 4651-44, de tipo espectral A5-7 IV, fue catalogada como candidata a BS por Ahumada & Lapasset (1995). Esta estrella, de magnitud aparente $V= 10.54$, puede observarse en el CMD de la Figura 1 a casi 1.5 magnitudes por encima del PD de la SP, posición que corresponde a una masa de $2.5 M_{Sol}$ y $\log \tau = 8.7$. La isócrona que mejor representa la edad del cúmulo corresponde, sin embargo, a $\log \tau = 9.2$. Estos valores fueron calculados usando la base de datos WEBDA (<http://www.univie.ac.at/webda/navigation.html>).

Desde hace tiempo se vienen realizando en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) mediciones de velocidades radiales (VRs) de estrellas brillantes en cúmulos abiertos, con el propósito de estudiar la frecuencia de binarias y determinar sus parámetros orbitales. En esta investigación previa, se encontró que la estrella candidata a BS IC 4651-44, presentaba variaciones sinusoidales de VR con un período de ~ 1.12 días. En este trabajo, además de sumar mediciones de VR, medimos velocidades de rotación proyectadas y magnitudes con el filtro V de Johnson, con el propósito de caracterizar este objeto y establecer las posibles causas de su variabilidad en VR.

2. Espectroscopía: mediciones de VR y $v \sin i$

En el presente trabajo analizamos 35 espectros de la estrella IC 4651-44, obtenidos entre febrero de 2000 y septiembre de 2008, usando el espectrógrafo REOSC

en el telescopio de 2.15 m del CASLEO. Estos espectros cubren el rango espectral 3600-5900 Å, abarcando 25 órdenes echelle, con una resolución de 13000 y una S/N típica de ~ 60 . Para la medición de las VRs, utilizamos el método de correlaciones cruzadas, usando la tarea *fxcor* de IRAF. A partir de las VRs absolutas obtenidas de IC 4651-44, calculamos su período orbital utilizando un periodograma de Lomb-Scargle (Press & Rybicki 1989), donde el pico más alto en la Figura 2 (izquierda) corresponde al período más probable para estos datos, esto es, $P=1.118$ días. Las variaciones de VR en función de la fase orbital calculada con este período, se muestran en la Fig. 2. En ella puede observarse una variación sinusoidal de VR con una semi-amplitud de 16 km/s.

Para la medición de velocidades de rotación, realizamos una calibración entre el ancho a mitad de profundidad del pico de correlación (FWHM) y la velocidad de rotación proyectada por la que fue ensanchado un espectro template de baja rotación, utilizando también la técnica de correlaciones cruzadas. A partir de esta calibración, calculamos velocidades de rotación para los 35 espectros de IC4651-44, a partir de la medición del FWHM de los picos de correlación. En la Fig. 2 (derecha) se muestran los valores obtenidos en función de la fase orbital.

3. Fotometría: observaciones y medición de magnitudes

Realizamos observaciones fotométricas de la estrella IC4651-44 con el filtro V, empleando el telescopio HSH de 60 cm del CASLEO, equipado con una rueda de filtros UBVR_I y un detector CCD de 512 x 512 pixeles. El tamaño de cada pixel es de 20 μm . La escala en el plano focal del telescopio es de 22.4''/mm, de manera que las imágenes obtenidas cubrieron aproximadamente una región de cielo de 3.8' x 3.8' (Figura 1, izquierda). Las observaciones del cúmulo IC 4651 se llevaron a cabo a lo largo de 26 noches, entre mayo de 2006 y mayo de 2007, y fueron reducidas utilizando el paquete de programas *IRAF*.

Para la medición de magnitudes, utilizamos la técnica de ajuste de perfil o PSF, usando el paquete *DAOPHOT* de IRAF. Para poder llevar todas las magnitudes al punto cero de calibración, realizamos fotometría diferencial, utilizando como comparación varias de las estrellas más brillantes (no variables) del campo. Finalmente, obtuvimos la curva de luz graficando las magnitudes en el sistema estándar en función de la fase orbital (Figura 2, derecha), calculada con el período espectroscópico encontrado previamente ($P = 1.118$ días). De esta curva pueden apreciarse variaciones sinusoidales de luz, con una amplitud de 0.01 magnitudes, las que indicarían que no se trata de una binaria eclipsante sino más bien de una variable de tipo elipsoidal. En estos objetos, las fuerzas de marea son responsables de elongar la estrella hacia la posición de la compañera, provocando variabilidad fotométrica como resultado de los cambios en el tamaño angular.

4. Resultados y conclusiones

A partir de la construcción de la curva de luz de IC 4651-44, encontramos que esta estrella presenta variaciones con una amplitud de 0.01 magnitudes, las cuales

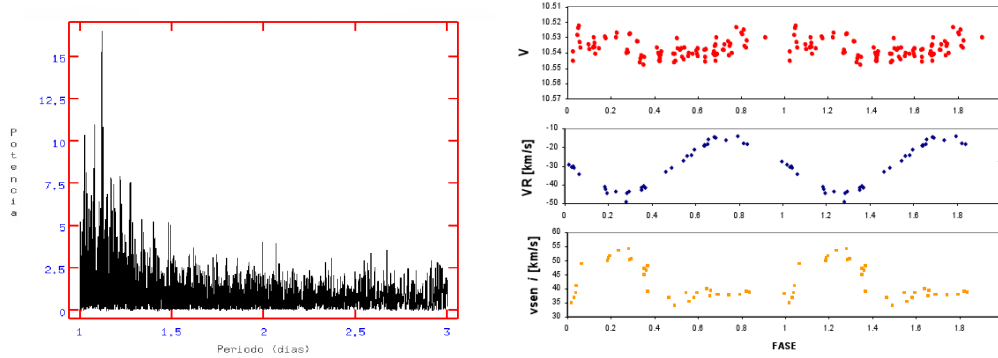


Figura 2. *Izquierda:* Periodograma de Lomb-Scargle de los datos de VR, cuyo pico principal se presenta en $P = 1.118$ días. *Derecha:* Variaciones de luz, velocidad radial y $v \sin i$ de la estrella IC 4651-44.

parecen estar en correlación con las variaciones sinusoidales que presenta la curva de velocidad radial de 32 km/s de amplitud. Esta correlación induce a pensar que IC4651-44 podría tratarse de una binaria de tipo elipsoidal, cuyas variaciones de luz responden al efecto de la rotación, conjuntamente con la deformación de las componentes estelares debido a fuerzas de marea. Además, encontramos que la curva de velocidad rotacional presenta variaciones periódicas, con un aumento de 15 km/s durante la fase de la primera cuadratura, hecho éste que está de acuerdo con la fotometría y las VRs, ratificando la hipótesis de binaria elipsoidal. Se hace notar que esta variación es de un 30 %, por lo cual, si se debe a la deformación de una de las componentes por fuerzas de marea, la diferencia entre el radio mayor y menor de esa estrella sería del mismo orden. Esto es habitual en binarias cercanas al contacto o cuando la otra componente es un objeto masivo compacto. Sin embargo, en la segunda cuadratura, a partir de fase 0.5, cuando se esperaba que la velocidad rotacional alcanzara nuevamente un máximo, la velocidad de rotación se mantuvo aproximadamente constante con la fase. No obstante, debido al escaso número de observaciones en la cercanía de las fases 0.5 y 1, los resultados de velocidad rotacional no brindan un apoyo seguro a la hipótesis de binaria elipsoidal, aunque tampoco la descartan. Esperamos obtener en el futuro, además de más datos fotométricos, nuevas observaciones espectroscópicas en el rango de fases 0.5 - 1, para dar apoyo confiable a la hipótesis de binaria elipsoidal.

Referencias

- Ahumada, J., Lapasset, E. 1995, A&A, 109, 375
 McCrea, W. H. 1964, MNRAS, 128, 147
 Meibom, S., Andersen, J., Nordström, B. 2002, A&A, 386, 187
 Stryker, L.L. 1993, PASP, 105, 1081
 Press, W., Rybicki, G. 1989, ApJ, 338, 277

PRESENTACIÓN MURAL

Caracterización de cúmulos abiertos a través de correlaciones cruzadas con librerías de espectros

F.F.S. Maia¹, J.F.C. Santos Jr.¹, W.J.B. Corradi¹ y A.E. Piatti²

(1) *Universidad Federal de Minas Gerais, Brasil*

(2) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Argentina*

Abstract. We present a characterization method based on spectral cross-correlation to obtain the physical parameters of the controversial stellar aggregate ESO 442-SC04. The data used was obtained with GMOS at Gemini-South telescope. Spectral types, effective temperature, surface gravity and metallicities parameters were determined using FXCOR to correlate cluster spectra with ELODIE spectral library and selecting the best correlation matches using the Tonry and Davis Ratio (TDR). Analysis of the results suggests that the stars in ESO 442-SC04 are not bound and therefore they do not constitute a physical system.

Resumen. En este trabajo presentamos un método de caracterización basado en la correlación cruzada de espectros de estrellas en el controvertido objeto ESO 442-SC04. Utilizamos espectros obtenidos con el multiespectrógrafo GMOS del telescopio Gemini Sur. Determinamos tipos espectrales, velocidades radiales, temperaturas efectivas y gravedades superficiales empleando la tarea FXCOR de IRAF, para correlacionar los espectros estelares observados con los de la librería ELODIE, en combinación con la razón Tonry-Davis para seleccionar el mejor ajuste. Un análisis de los resultados sugiere que las estrellas observadas en ESO 442-SC04 no constituyen un sistema físico.

1. Introducción

Como consecuencia de la evolución dinámica de los cúmulos abiertos, es de esperar que muchos de ellos se encuentren en diferentes estadios evolutivos: cúmulos bien definidos, concentrados, densas estructuras o cúmulos en vía de destrucción. De acuerdo al conocimiento que tenemos acerca de cómo esta evolución dinámica ocurre, las escalas de tiempo típicas de estos procesos indican que debería ser común encontrar cúmulos abiertos en estado de disolución (Portegies Zwart et al. 2001). Estos objetos son frecuentemente confundidos con ocasionales sobredensidades de estrellas del campo. Varios métodos han intentado descifrar sus características y descubrir su genuina naturaleza física (por ejemplo, Pavani & Bica 2007). ESO 442-SC04 fue identificado por Bica et al. (2001) como un posible remanente de cúmulo abierto y posteriormente fue clasificado por Carraro et al. (2005) como un asterismo. Maia et al. (2008) mostraron que las estrellas más brillantes en el campo del objeto no se encuentran ligadas dinámicamente.

2. Determinación de velocidades radiales

A partir de espectros de 36 estrellas seleccionadas en un campo de $5' \times 5'$ centrado en ESO 442-SC04, determinamos sus temperaturas efectivas, gravedades superficiales y metalicidades, a partir de técnicas de correlación cruzada. Los espectros de estas 36 estrellas conjuntamente con otros 6 de estrellas standards (Nordström et al., 2004), fueron obtenidos con el telescopio Gemini Sur y GMOS. Los espectros obtenidos cubren un rango espectral desde 3875 a 5300Å, con una resolución $R \approx 4000$ y una razón S/N en el rango 5 - 50. Los espectros patrones de las estrellas estándar los obtuvimos de la librería de espectros estelares ELODIE.3.1.

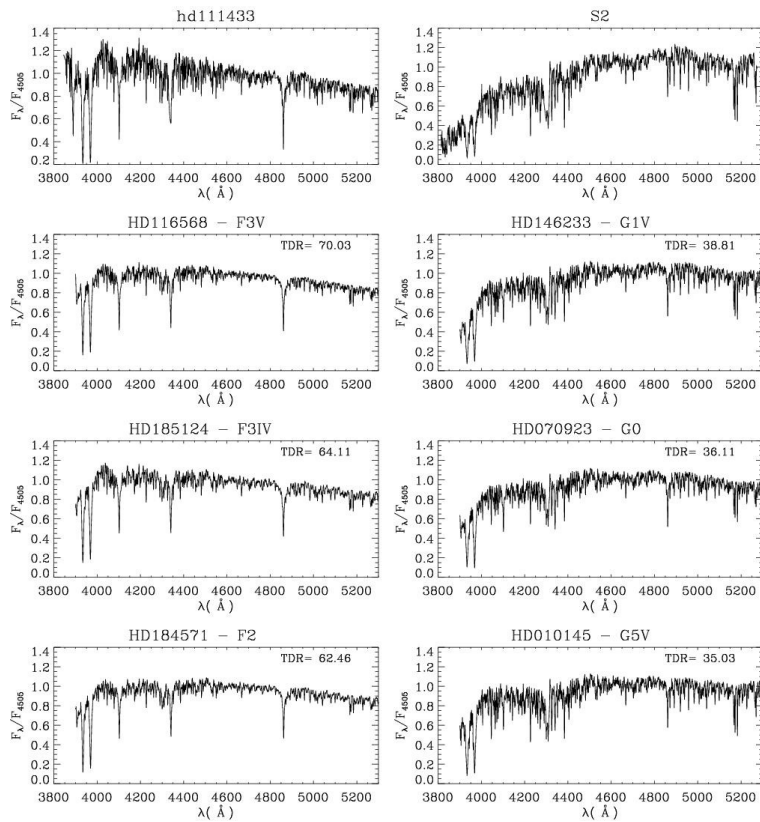


Figura 1. Espectros observados de HD 111443 (izquierda arriba) y de una estrella de programa (derecha arriba), comparados con los tres espectros de la librería ELODIE que más se le asemejan.

Utilizamos la tarea de IRAF FXCOR para calibrar en velocidad radial los espectros observados de las estrellas estándar. Inicialmente adoptamos los valores de velocidades radiales publicados en la literatura y luego obtuvimos soluciones autoconsistentes a partir de las correlaciones entre los espectros de todas las estrellas estándar entre sí, para realizar pequeñas correcciones a los valores iniciales. Los errores finales de las velocidades radiales obtenidas resultaron de

~ 5 km/s. Finalmente, utilizamos estos espectros estándar para obtener seis valores independientes de velocidades radiales de los objetos de programa que promediamos para derivar sus valores medios y dispersión.

3. Correlación cruzada con librerías de espectros patrones

Para determinar tipos espectrales MK, temperaturas efectivas, gravedades superficiales y metalicidades de las estrellas de programa, realizamos correlaciones cruzadas entre los espectros de las estrellas de programa y los espectros patrones provistos por la librería ELODIE. Para chequear la habilidad de este método, lo aplicamos en primer término a las seis estrellas estándar observadas. En todos los casos utilizamos la tarea FXCOR de IRAF y aplicamos el criterio de Tonry & Davis (1979) para seleccionar el espectro patrón que más se asemeja al espectro de la estrella observada. La Fig. 1 muestra (izquierda arriba) el espectro de la estrella estándar HD 111443 con su tipo espectral MK, y debajo del mismo, los tres espectros patrones que más se le asemejan con sus respectivos tipos espectrales. En los paneles de la derecha se muestra el espectro de una de las estrellas observadas en el campo de ESO 442-SC04, y debajo del mismo, los tres espectros patrones que mejor reproducen el de dicha estrella. Finalmente, los tipos espectrales MK, temperaturas efectivas, gravedades superficiales, y metalicidad de las estrellas estándar y de 17 estrellas de programa fueron determinados promediando los valores correspondientes a las diez estrellas patrones con espectros más parecidos a la estrella de interés. Los errores en dichos parámetros provienen de la desviación estándar del promedio, pesado por el valor de correlación dado por el criterio de Tonry & Davis. La Fig. 2 muestra la relación entre las temperaturas efectivas y metalicidades derivadas y aquéllas provenientes de la literatura para las estrellas estándar.

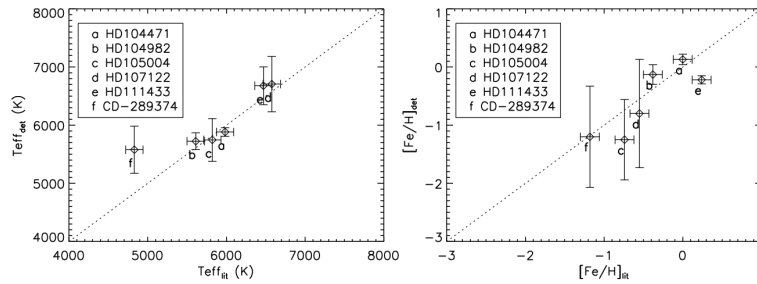


Figura 2. Comparación de los valores de temperatura efectiva y metalicidad tomados de la literatura y obtenidos en este trabajo para las estrellas estándar observadas.

4. Resultados

La Fig. 3 muestra (izquierda arriba) las posiciones relativas en el cielo de las estrellas observadas, conjuntamente con su diagrama color-magnitud ($J, J - K$) construido a partir de datos del 2MASS (derecha arriba) y la relación entre sus

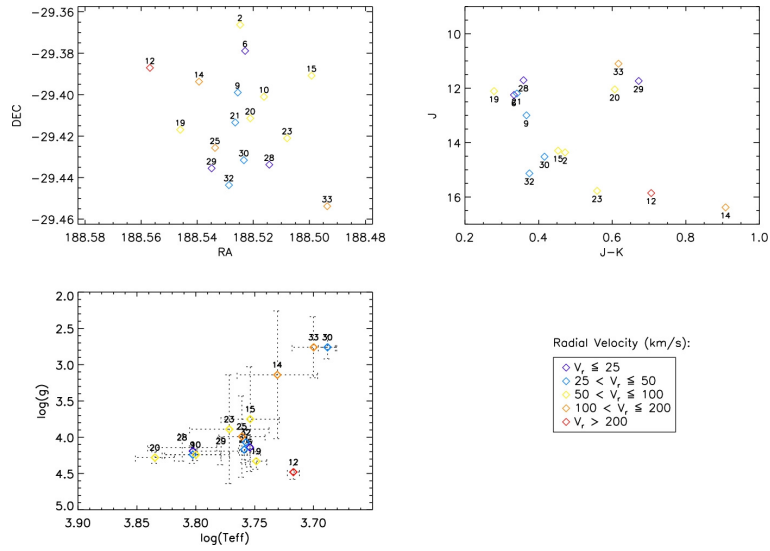


Figura 3. Mapa esquemático del campo observado (izquierda arriba), diagrama color-magnitud (derecha arriba) y relación entre la temperatura efectiva y la gravedad superficial de las estrellas observadas, para distintos intervalos (colores diferentes) de velocidades radiales.

temperaturas efectivas y gravedades superficiales derivadas (abajo izquierda). Hemos distinguido en cada panel estrellas con velocidades radiales en diferentes intervalos (abajo derecha). Las velocidades radiales y metalicidades muestran una dispersión mayor a 50 km/s y 0.6, respectivamente, lo cual sugiere que unas pocas estrellas, en el mejor de los casos, podrían estar físicamente ligadas. Por otro lado, aunque el diagrama color-magnitud parecería sugerir la existencia de una secuencia principal y *clump* de estrellas gigantes típicas de un cúmulo abierto de edad intermedia, nuestros resultados sugieren que ESO 442-SC04 no constituye un sistema físico.

Referencias

- Bica E. et al. 2001, A&A, 366, 827
 Carraro G., Dinescu D.I., Girard T.M., van Altena W.F. 2005, A&A, 433, 143
 Maia F.F., Santos J.F., Corradi W., Piatti A.E. 2008, BAAA 51, 113
 Nordström B., et al. 2004, A&A, 418, 989
 Pavani D.B., Bica E. 2007, A&A, 468, 139
 Portegies Zwart S.F., McMillan S.L.W., Hut P., Makino J. 2001, MNRAS, 321, 199
 Prugniel P., Soubiran C. 2001, A&A, 369, 1048
 Tonry J., Davis M. 1979, AJ, 84, 1511

PRESENTACIÓN MURAL

The edge of the galactic disc: first systematic approach

G. Perren^{1,4}, R. Vázquez², H. Navone^{1,3,4} & J. Nuñez⁵

(1) Instituto de Física de Rosario (CONICET-UNR)

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP,
IALP-CONICET

(3) Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura (UNR)

(4) Observatorio Astronómico Municipal de Rosario (OAMR)

(5) Facultad de Ingeniería, CIBA, Universidad Nacional de Jujuy
(UNJU)

Abstract. We report on a quantitative analysis strategy designed to disentangle the several stellar components of the young and old disc of our galaxy along the third galactic quadrant. More than ten selected areas covering 20x20 arcmin each have been observed in the UBV pass-bands. The U, B, V CCD photometry of the fields under study were obtained at the Cerro Tololo Inter-American Observatory with the 1.0 m telescope operated by the SMARTS consortium.

Resumen. Se presenta en una estrategia de análisis cuantitativo destinado a separar las diversas componentes del disco estelar joven y viejo de nuestra galaxia a lo largo del tercer cuadrante galáctico. Más de diez áreas seleccionadas que cubren 20x20 minutos de arco cada una se han observado en las *pass-bands* UBV. La fotometría CCD U, B, V de los campos estudiados se obtuvieron en el Observatorio Inter-Americano Cerro Tololo con el telescopio de 1.0 m operado por el consorcio SMARTS.

1. Introduction

In recent papers (Carraro *et al.* (2005); Moitinho *et al.* (2006); Vázquez *et al.* (2006)) we have unveiled a new, detailed picture of the structure of the Milky Way's disk in the third Galactic quadrant (3GQ). Our analysis of the young stellar population and molecular clouds that make up the Galactic thin disk has shown the following: **(1)** The Local arm apparently enters the 3GQ between $l = 220^\circ$ and 250° . It seems to remain close to the formal Galactic plane, $b = 0^\circ$, up to 5 kpc from the Sun, where it starts to descend abruptly, reaching $z = -1.5$ kpc below the plane at 9-11 kpc from the Sun. **(2)** This arm does not appear to be a grand design arm, but rather an interarm structure: a bridge emerging from the Carina-Sagittarius arm in the first quadrant and possibly reaching the Norma-Cygnus (outer) arm in the 3GQ. **(3)** The outer arm in the 3GQ is visible from $l = 200^\circ$ to 260° . We note that this picture bears some similarity to that sketched by Moffat *et al.* (1979) almost 30 years ago. **(4)** The presence of the Local and outer arms below the $b = 0^\circ$ plane is an effect of the warp of

the Galactic disk (for further description of the warp, see May *et al.* (1997), Momany *et al.* (2006), Moitinho *et al.* (2006), and references therein). (5) The Perseus arm (mostly visible in the second quadrant) is not clearly traced in the 3GQ. (6) The young stellar and molecular warp reaches its southern maximum at $l = 250^\circ$ - 260° . Evidence for the existence of an old population (4-10 Gyr) in the 3GQ has been reported by Bellazzini *et al.* (2004) and has been interpreted as a galaxy -the Canis Major (CMa) “galaxy”- undergoing an in-plane accretion onto the Milky Way. However there seems to be very good reasons to believe that this “galaxy” is nothing more than an effect caused by a warp of our Galaxy in that direction. The technique described next will be used to analyze 14 20×20 arcmin areas in the 3GQ, ranging from $b = 2^\circ$ to $b = -15^\circ$, in order to determine whether this warping effect actually exists.

2. Technique

The applied procedure has been adapted from one developed long ago (see Fenkart *et al.* (1987) and Becker W., (1962), (1965)) and is based on estimating the average reddening and distance of selected groups of stars according to the mean absolute magnitude of each group (see figure 1).

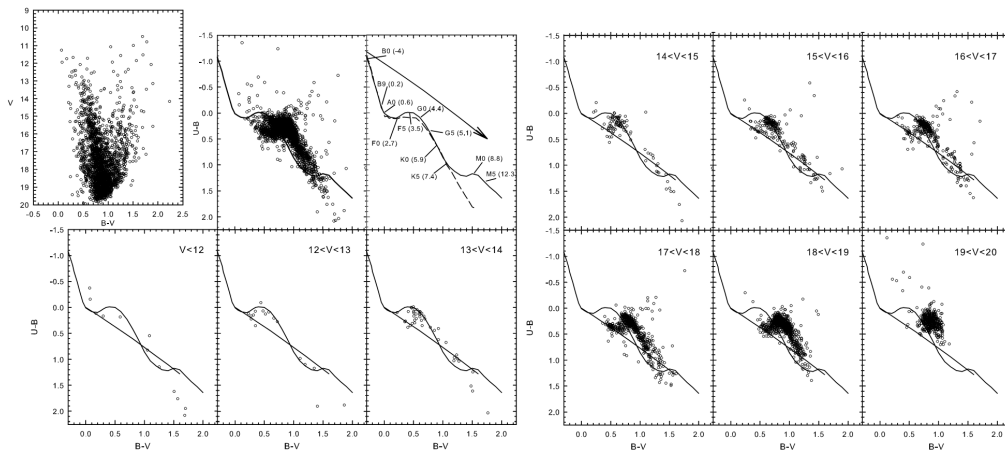


Figure 1. Detailed analysis of the population in the field of the open cluster **Auner 1**. Together with the cluster CMD, TCDs are shown at varying V magnitudes. Only stars with photometric errors lower than 0.1 in all the filters are shown.

An evident advantage of studying the stellar populations in magnitude bins is the simplicity of the morphology of the respective two-color diagrams (TCDs) in contrast to the complex appearance of the global TCD (figure 1, top middle panel). From Fenkart’s own article, we can extract a description: the method for the separation of the (photometric) stars groups and for the attribution of (statistical values of) absolute magnitudes to their members in the two-color diagrams (...) rests essentially upon: (i) the “de-blanketing-effect”, which shifts the metal poor stars into the *halo region* above the late branch of the (population I) main-sequence (...), and (ii) the “recession-effect” which shifts the absolutely

brightest disk main-sequence stars continually to fainter values along the main sequence as one proceeds to fainter intervals of the fractioned two-color diagrams due to the z -limit of the disk.

With this in mind, Dr. Josué Núñez has developed a FORTRAN code which simplifies the process of creating and analyzing all these two-color diagrams, by automating the selection of stars by visual magnitude and the assignment of excess color, metallicity, distance and spectral types (see figure 2).

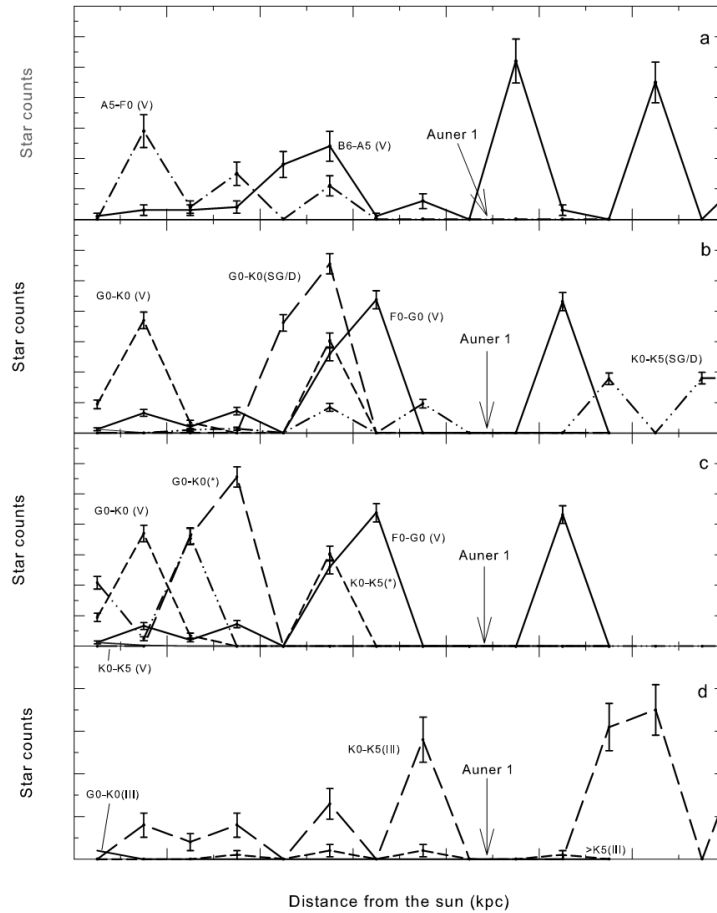


Figure 2. Trend of star counts as a function of heliocentric distance for stars of different spectral types in the direction of the old open cluster **Auner 1**.

A complete description of the analysis to be performed with this code is: **(1)** Construction of color-color (U-B, B-V) and color-magnitude (M_V , B-V) diagrams of each of the observed regions. **(2)** Sectioning the color-magnitude diagram in absolute magnitude intervals and build, for the stars in each of these intervals, the corresponding color-color diagrams. **(3)** Separation of giant and dwarf stars in the color-magnitude diagrams. **(4)** Overlay of the intrinsic lines of different metallicities to achieve the best fit of the studied population. **(5)** Estimate average color excesses, spectral types, distances and average absolute magnitudes by spectral range. And finally: **(6)** Build the luminosity function depending on

the height Z of the galactic plane. (7) Comparison of results with others showing the spatial distribution of gas (HI and CO).

3. Discussion and conclusions

By studying very young open clusters Alfaro *et al.* (1991) found a “dent” in the plane in the solar neighborhood (3GQ) with a depth of 200 pc which includes complexes of recent stellar formation (Efremov & Sitnik (1988)). Carney & Seitzer (1993) detected a large stellar overdensity in the 3GQ below the plane of the galaxy associated with the “warp” -twist of the plane. Momany *et al.* (2006) reached an identical conclusion. Combining 2MASS data with extinction values adopted from the 100μ map (Schlegel *et al.* (1998)) allowed to “re-discover” that stellar overdensity in the 3GQ and to interpret it as the nucleus of a galaxy: Canis Major (Bellazzini *et al.* (2004)). But there are controversies about the use of these maps of extinction (Ahumada *et al.* (2001); Bonifacio *et al.* (2000)), Rocha-Pinto *et al.* (2006), re-analyzed the 2MASS data and concluded that the Canis Major galaxy is an “artifact” created by bad reddening correction and that the stellar overdensity associated with it is an extension of the stellar group Argo, which probably includes the famous “Monoceros ring”.

Based on the findings by Carraro *et al.* (2005), Moitinho *et al.* (2006) and Vázquez *et al.* (2006), we will study the properties of the stellar component in the outer regions of the galaxy in this quadrant and determine the morphology of the plane, since it is most likely that there is a stellar warp in that region.

References

- Carraro, G., Vázquez, R. A., Moitinho, A., & Baume, G. 2005b, ApJ, 630, L153
 Moitinho, A., Vázquez, R. A., Carraro, G., Baume, G., Giorgi, E. E., & Lyra, W. 2006, MNRAS, 368, L77
 Vázquez, R. A., Carraro, G., May, J., Moitinho, A., Bronfmann, L., & Baume, G. 2006, ApJ, submitted
 Moffat, A. F. J., Jackson, P. D., & Fitzgerald, M. P. 1979, A&A, 38, 1973
 Momany, Y., Zaggia, S. R., Gilmore, G., Piotto, G., Carraro, G., Bedin, L., & de Angeli, F. 2006, A&A, 451, 515
 Bellazzini, M., Ibata, R. A., Monaco, L., Martin, N., Irwin, M. J., & Lewis G. F. 2004, MNRAS, 354, 1263
 Fenkart, R., Topaktas, L., Boydag, S., & Kandemir, G. 1987, A&A, 67, 245
 Becker W., 1962, Z. Astrophys. 54, 155
 Becker W., 1965, Z. Astrophys. 62, 54
 Alfaro et al. 1991, ApJ, 378, 106
 Efremov y Sitnik 1988 Pis'ma Astron.Zh 14, 817
 Carney B.W, Seitzer P., 1993, AJ, 105, 2127
 Momany et al., 2006, A&A, 421, L29
 Schlegel et al. 1998, ApJ, 500, 525
 Ahumada, et al., 2001, A&A, 377, 845
 Bonifacio et al., 2000, AJ, 120, 2065
 Rocha-Pinto et al., 2006, ApJ, 640 L.147

PRESENTACIÓN MURAL

Primer análisis fotométrico CCD *UBVI* del cúmulo abierto comparativamente brillante NGC 2587

A. E. Piatti^{1,4}, J. J. Clariá^{3,4} y 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. Using CCD *UBVI_{KC}* images obtained at Cerro Tololo Observatory (Chile) we show that NGC 2587 is a solar metallicity open cluster, somewhat younger than the Hyades, located at ~ 9.8 kpc from the Galactic center in a direction in which the interstellar extinction follows the normal law. Using previously published kinematic data we determine the mean cluster's proper motion. Recently, this paper has been extensively published in MNRAS, 397, 1073 (2009).

Resumen. Usando imágenes CCD *UBVI_{KC}* obtenidas en el Observatorio de Cerro Tololo (Chile), mostramos que NGC 2587 es un cúmulo abierto de metalicidad solar, algo más joven que las Hyades, ubicado a ~ 9.8 kpc del centro galáctico en una dirección en la cual la extinción interestelar sigue la ley normal. Usando datos cinemáticos previamente publicados determinamos el movimiento propio medio de NGC 2587. Recientemente, este trabajo ha sido publicado *in extenso* en MNRAS, 397, 1073.

1. Observaciones y dimensiones

NGC 2587 es un cúmulo abierto relativamente brillante sobre el cual no existe ningún estudio fotométrico previo. Si bien Bustos Fierro (2007, en adelante BF07) midió movimientos propios (MPs) dentro de un campo de $2^\circ \times 2^\circ$ en la región del cúmulo, no verificó la realidad física del mismo ni determinó sus parámetros básicos. Para clarificar su naturaleza, en el presente estudio usamos datos fotométricos de alta calidad obtenidos con el telescopio de 0.9 m y un CCD de 2048×208 pixeles del Observatorio de Cerro Tololo (Chile).

Las coordenadas del centro del cúmulo se determinaron a partir de ajustes gaussianos a los perfiles de densidad estelar en las direcciones X e Y, usando tareas de *IRAF* y aplicando el método estadístico descrito por Piatti et al. (2006). Las coordenadas resultantes son $(X_C, Y_C) = (1300 \pm 10, 1190 \pm 10)$ pixeles, equivalentes a $\alpha_{2000} = 8^h 23' 27''$, $\delta_{2000} = -29^\circ 30' 34''$. Si bien estos valores coinciden con los que resultan de una inspección visual, BF07 centró este objeto $5.9'$ al sureste de nuestro valor. El perfil de densidad estelar radial de NGC 2587

no presenta una forma típicamente gaussiana. Sin embargo, el 75 % de los miembros (ver Sección 3) se ubican dentro de $5'$ del centro. Como el miembro más alejado se ubica a $8'$ del centro, adoptamos este valor como una estimación del radio de NGC 2587.

2. Nuevo método estadístico para limpiar el diagrama color-magnitud

No parece fácil identificar con precisión la secuencia principal (SP) de NGC 2587 en los diagramas color-magnitud (CM) observados (Fig. 1). En los mismos se aprecian un par de aparentes "clumps" de gigantes rojas centrados en $(V, V - I) \simeq (12.5, 1.2)$ y $(13.2, 1.5)$ y sus contrapartes en el diagrama $(V, B - V)$. De las posibles SPs, la del cúmulo parece ser la que alcanza la magnitud más brillante y el color más azul. Sin embargo, para determinar los parámetros básicos de NGC 2587 hay que minimizar primero la contaminación por estrellas del campo. Nótese que tanto las estrellas del cúmulo como del campo parecen estar afectadas por aproximadamente el mismo enrojecimiento; de allí la superposición de las respectivas secuencias. NGC 2587 no parece un cúmulo concentrado. Por el contrario, su apariencia revela más bien unas pocas estrellas comparativamente brillantes desparramadas en el campo. Precisamente, debido a su baja densidad estelar y al campo relativamente poblado sobre el cual este objeto se proyecta, cualquier diagrama CM construido a partir de extracciones circulares alrededor de su centro resultará muy contaminado por estrellas del campo. Dado que NGC 2587 cubre la mayor parte del área de $13.6' \times 13.6'$ observada, desarrollamos un método alternativo para limpiar estadísticamente los diagramas CM. El mismo se basa en las siguientes suposiciones: (1) NGC 2587 tiene una baja densidad estelar. (2) Sus miembros se encuentran esparcidos en todo el área cubierta por el CCD. (3) El cúmulo está proyectado sobre un campo estelar muy poblado. Estas hipótesis, tomadas en conjunto, implican que cualquier diagrama CM extraído de área unitaria, en cualquier lugar del campo, debería estar principalmente representado por estrellas del campo. Dividimos entonces la región observada en 64 "cuadrados" de 250 píxeles de lado cada uno y construimos para cada uno de ellos los diagramas CM. A primera vista, se aprecian algunas diferencias entre estos diagramas, lo que revela cierta inhomogeneidad en la distribución espacial de los brillos y colores de las estrellas.

El método propuesto consiste en adoptar uno de esos 64 diagramas CM extraídos como "diagrama CM del campo" para descontaminar estadísticamente los restantes 63 diagramas. Este procedimiento de "limpieza" se repitió usando como diagrama CM del campo cada uno de los 64 diagramas CM. Al final de este proceso, cada diagrama CM extraído de cada cuadrado resultó individualmente limpiado usando cada vez un diagrama CM del campo diferente. La "limpieza" fue realizada usando cuadrados de $[\Delta V, \Delta(B - V)] = [\Delta V, \Delta(V - I)] = (1.0, 0.2)$ magnitudes. Esta misma "limpieza" fue realizada usando cuadrados de $(0.5, 0.2)$ y $(0.5, 0.1)$ magnitudes e incluso cuadrados de 500 píxeles² de área. Al comparar los 63 diagramas CM limpiados para un determinado cuadrado con el diagrama CM observado, resultan los correspondientes residuos y las características fiduciales del diagrama CM de ese cuadrado. En otras palabras, una estrella que aparece 63 veces en los diagramas CM limpiados de un determinado cuadrado

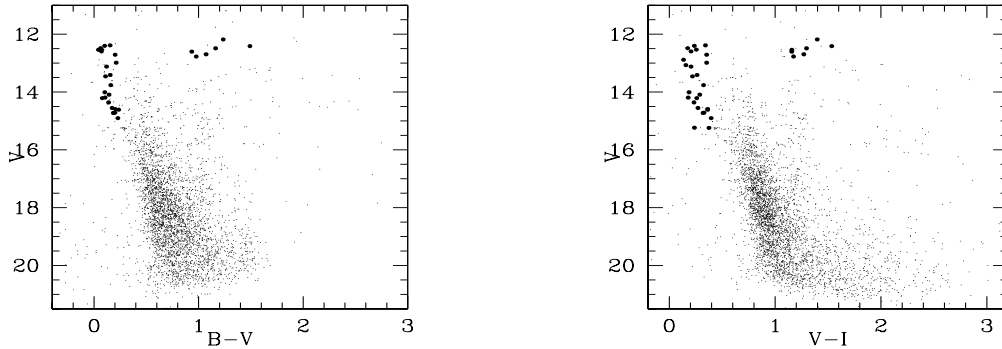


Figura 1. Diagramas CM observados. Los círculos negros representan probables miembros fotométricos

tiene muchas chances, estadísticamente hablando, de formar parte de las características intrínsecas del diagrama CM de ese cuadradito. Además, una estrella que es eliminada aproximadamente 63 veces tiene una magnitud y colores dentro de los valores típicos encontrados en los diagramas CM del campo. De esta manera, cuantas menos veces sea una estrella eliminada en un determinado cuadradito, mayor será la probabilidad de que constituya una característica inherente de ese cuadradito. Decidimos entonces adoptar como "probable miembro del cúmulo" una estrella que tenga 2 mediciones de $B - V$ y $V - I$ y que, además, haya sido eliminada menos del 20 % de las veces. De las 4406 estrellas medidas, un total de 32 satisfacen estos requisitos. La Fig. 2 muestra los diagramas CM limpiados. Entre las estrellas observadas más brillantes que $V = 12$, sólo HD 70927 tiene tipo espectral MK conocido. De acuerdo a Houck & Cowley (1975), se trata de una estrella F7/8 III. Luego, su magnitud absoluta visual es $M_V = -2.3$ (Straizys 1992). Si suponemos que la misma está afectada por el enrojecimiento del cúmulo, sería un objeto de primer plano, ya que su distancia sería en este caso ~ 1.4 kpc (ver Sección 3). Las posiciones en los diagramas CM de las restantes estrellas brillantes observadas indican que todas son probablemente no miembros.

3. Determinación de los parámetros fundamentales del cúmulo

Para determinar los parámetros fundamentales de NGC 2587 ajustamos isócronas teóricas de Lejeune & Schaerer (2001) a los diagramas CM en los cuales se ha minimizado la contaminación por estrellas del campo. Primero, ajustamos independientemente la Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS) a los diagramas $(V, B - V)$ y $(V, V - I)$ para cada metalicidad seleccionada y derivamos $E(B - V)$, $E(V - I)$ y $V - M_V$. El ajuste para $Z = 0.020$ es el que mejor reproduce la secuencia no evolucionada. Luego, seleccionamos isócronas para valores de $\log t$ mayores que 8.0 y usamos los pares de valores $[V - M_V, E(B - V)]$ y $[V - M_V, E(V - I)]$ derivados para estimar la edad del cúmulo. La isócrona correspondiente a $\log t = 8.70$ ($t = 5 \times 10^8$ años) es la que mejor reproduce las características del cúmulo. Para ajustar esta isócrona usamos $E(B - V) = 0.10$, $E(V - I) = 0.15$ y $V - M_V = 12.50$, obtenidos del ajuste de la ZAMS. En la Fig. 2 se muestra la ZAMS y la isócrona adoptada para $Z = 0.020$. Para fines de com-

paración, se muestran en líneas de puntos las isócronas para $\log t = 8.65$ y 8.75 . La razón $E(V - I)/E(B - V) = 1.50 \pm 0.40$ obtenida muestra buen acuerdo con la ley normal de enrojecimiento (Dean et al. 1978). Usando $R = A_V/E(B - V) = 3.2$ (Straizys 1992), resulta para NGC 2587 una distancia heliocéntrica de 2.7 ± 0.7 kpc y una distancia galactocéntrica de ~ 9.8 , si se adopta 8.5 kpc como la distancia del Sol al centro galáctico.

4. Análisis de los movimientos propios

BF07 midió MPs de 4172 estrellas en la región. Veinte de nuestros 32 miembros están en su lista. Excepto 2 estrellas con MPs bien diferentes, las 18 restantes tienen un MP medio de $\mu_\alpha = -4.3 \pm 3.6$ msa/año y $\mu_\delta = -2.5 \pm 3.4$ msa/año, valores que adoptamos para NGC 2587. HD 70927, no miembro de acuerdo a su M_V , tiene un MP que difiere en poco más de 2σ del MP medio del cúmulo. BF07 derivó probabilidades de pertenencia entre 50 % y 70 % para 23 estrellas por él consideradas miembros. Sin embargo, sólo 2 de ellas están sobre la isócrona adoptada. Los MPs medios determinados por BF07 representan entonces una mezcla de MPs del cúmulo y del campo.

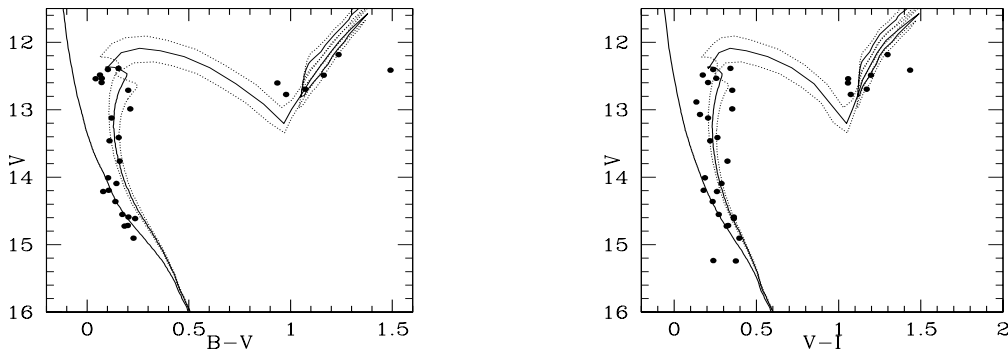


Figura 2. Diagramas color-magnitud con los probables miembros de NGC 2587. Las líneas llenas representan la ZAMS y las isócronas de Lejeune & Schaerer (2001). En líneas punteadas se muestran las isócronas asociadas a los errores en la edad del cúmulo.

Referencias

- Bustos Fierro, I.H., 2007, *Tesis Doctoral*, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.
 Dean, F.J., Warren, P.R., Cousins, A.W.J., 1978, MNRAS, 183, 569
 Houck, N., Cowley, A.P., 1978, University of Michigan Catalogue of Two-Dimensional Spectral Types for the HD stars
 Lejeune, T., Schaerer, D., 2001, A&A, 366, 538
 Piatti, A.E., Clariá, J.J., Ahumada, A.V., 2006, MNRAS, 367, 599
 Straizys, V., 1992, *Multicolor Stellar Photometry*, Pachart Publishing House, Tucson, Arizona

PRESENTACIÓN MURAL

Nuevos parámetros fundamentales de 5 cúmulos abiertos del tercer cuadrante galáctico: historia del gradiente radial de metalicidad en el disco

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

- (1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires
- (2) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba
- (3) Observatorio Europeo del Sur, Santiago, Chile
- (4) CONICET

Abstract. We present CCD UBVI_{KC} photometry in the regions of the open clusters (OCs) Berkeley 26, Czernik 27, Melotte 72, NGC 2479 and BH 37. We present possible solutions for the cluster fundamental parameters by matching theoretical isochrones to the cleaned color-magnitude diagrams. Based on the results obtained for the current cluster sample and using the recently updated version of the Dias et al.'s (2002) OC Catalogue, different relationships between the positions in the Galaxy of known OCs, their ages and their metallicities are reexamined.

Resumen. Presentamos fotometría CCD UBVI_{KC} en las regiones de los cúmulos abiertos (CAs) Berkeley 26, Czernik 27, Melotte 72, NGC 2479 y BH 37. En base al ajuste de isócronas teóricas a los diagramas color-magnitud "limpiados", presentamos posibles soluciones para los parámetros fundamentales de los cúmulos. Usando los presentes resultados y la versión actualizada del catálogo de CAs de Dias et al. (2002), reexaminamos diferentes relaciones entre las posiciones en la Galaxia de CAs conocidos, sus edades y sus metalicidades.

1. Nuevos parámetros fundamentales de 5 cúmulos abiertos

Usando el telescopio de 0.9 m y un CCD de 2048x2048 pixeles del Observatorio de Cerro Tololo (Chile), obtuvimos imágenes UBVI_{KC} de los CAs Be 26, Cz 27, Mel 72, NGC 2479 y BH 37. Los perfiles radiales de densidad fueron determinados usando el método descrito en Piatti et al. (2009). En base al mismo, estimamos los niveles de densidad del campo, los radios correspondientes al ancho medio a mitad de altura (r_{FWHM}) y el porcentaje de contaminación producido por el campo (Tabla 1).

Para determinar los parámetros fundamentales, aplicamos primero métodos estadísticos para minimizar la contaminación por estrellas del campo (Piatti et al. 2009). Las edades de Be 26, Mel 72 y NGC 2479 fueron determinadas usando el índice morfológico de edad (MAI) definido por Janes & Phelps (1994) y el índice ΔV de Carraro & Chiosi (1994). Luego, inferimos posibles soluciones para los CAs ajustando isócronas de Lejeune & Schaerer (2001) a los diagra-

mas color-magnitud (CM) observados. Para realizar estos ajustes, seleccionamos primero 5 valores de metalicidad ($Z = 0.040, 0.019, 0.008, 0.004$ y 0.001) y ajustamos la Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS) a cada diagrama CM. Determinamos así $E(B-V)$, $E(V-I)$ y el módulo de distancia $V-M_V$ para cada Z . Luego, para cada terna de valores $[E(B-V), E(V-I), V-M_V]_Z$, buscamos las isócronas que mejor ajustan los diagramas CM. Finalmente, comparamos los distintos ajustes obtenidos y adoptamos aquéllos que mejor reproducen las características observadas de cada objeto. Encontramos que Be 26 es muy viejo y pobre en metales, NGC 2479 es de edad intermedia, Mel 72 y BH 37 tienen una edad similar a las Hyades y Cz 27 es moderadamente joven (Tabla 2).

Tabla 1. Dimensiones de los cúmulos y contaminación del campo.

Nombre	Densidad del campo ^a (cuentas)	r_{FWHM} (pix.)	Contaminación (%) $r < r_{FWHM}$
Berkeley 26	3.6	140 ± 15	19
Czernik 27	4.3	125 ± 15	41
Melotte 72	5.0	200 ± 15	57
NGC 2479	5.0	150 ± 15	63
BH 37	5.0	180 ± 15	43

^a Normalizado a un área circular de 50 pixeles de radio.

Tabla 2. Parámetros fundamentales derivados.

	Berkeley 26	Czernik 27	Melotte 72	NGC 2479	BH 37
$E(B-V)$ (mag)	0.75	0.08/0.15	0.20	0.05	1.05
$E(V-I)$ (mag)	0.95	0.10/0.20	0.25	0.07	1.30
$V - M_V$ (mag)	15.50	13.40/14.3	13.00	11.00	15.25
Edad ($\times 10^9$ años)	4.00	0.7/1.1	0.60	1.00	0.70
[Fe/H]	-0.7	0.0	0.0	0.0	0.0

2. Historia del gradiente radial de abundancia en el disco

Usando los presentes resultados y los parámetros incluidos en la más reciente versión (Febrero 2009) del catálogo de Dias et al. (2002), investigamos la evolución en el tiempo del gradiente radial de abundancia en el disco. Usamos en total 170 CAs con distancias, edades y metalicidades conocidas. En la Fig. 1 se ilustra cómo varía la metalicidad ([Fe/H]) en función de la distancia galactocéntrica (R_{GC}) y la edad. Nótese que Be 26 es uno de los CAs ricos en metales del disco exterior ($R_{GC} > 10$ kpc). En las Fig. 2 puede apreciarse cómo cambia la metalicidad en función de R_{GC} y la distancia Z al plano galáctico, respectivamente, para CAs en 4 diferentes rangos de edad.

La mayor parte de los estudios relacionados con el gradiente radial de abundancia tienden a extrapolar la pendiente encontrada en el rango $5 < R_{GC}$ (kpc)

< 12 para el disco exterior (e.g., Friel et al. 2002, Salaris et al. 2004). Sin embargo, estudios recientes de CAs distantes sugieren que más allá de los 12 kpc, la metalicidad media es $[Fe/H] \approx -0.35$, con una leve tendencia de variación más allá de esta distancia (Carraro et al. 2004, 2007, Sestito et al. 2006). Como se aprecia en la Fig. 2 (izquierda), la relación $[Fe/H]$ vs. R_{GC} para los cúmulos más viejos que 3×10^9 años muestra una dispersión general en torno a $[Fe/H] \approx -0.5$, en buen acuerdo con el paradigma de una distribución de metalicidad aproximadamente constante. La variación con Z de estos cúmulos muy viejos revela que los mismos se observan indistintamente a bajos y elevados valores de $|Z|$, lo que se contrapone a la existencia de un gradiente de abundancia perpendicular al plano. Sin embargo, para un estudio más detallado del gradiente radial de abundancia resulta imperativo obtener información sobre los "lugares de formación" de los CAs, particularmente de aquéllos más viejos que $\sim 3 \times 10^9$ años. Para lograr esto, habrá que aumentar el número de CAs con velocidades radiales y movimientos propios conocidos. Sólo disponiendo de estos datos será posible calcular las órbitas galácticas hacia atrás en el tiempo (Tecce et al. 2006).

Para los CAs con edades en el rango $2 \times 10^9 < t$ (años) $< 3 \times 10^9$ (Fig. 2, izquierda), parece haber ocurrido un "período de transición" desde su primitiva formación hasta una época más reciente de formación estelar. Durante este período prevalece una dispersión general en los valores tanto de R_{GC} como de Z . Más tarde, durante los últimos 1000 millones de años, ocurrió un estallido de formación de CAs, el cual imprimió al disco claros signos de un gradiente de abundancia. El valor formal de este gradiente para este período es de $-0.10 \pm 0.04 \text{ kpc}^{-1}$, en muy buen acuerdo con los valores obtenidos en otros estudios (e.g., Piatti et al. 1995, Friel et al. 2002, Parisi et al. 2005). Téngase presente que los CAs jóvenes se formaron mucho más cerca del centro galáctico que los CAs viejos y dentro de un creciente rango de metalicidad. Sin embargo, la relación $[Fe/H]$ vs. R_{GC} resultante (Fig. 1) difícilmente pueda interpretarse en términos de una discontinuidad en R_{GC} kpc, como sugieren Twarog et al. (1997). Por otra parte, si bien algunos CAs formados en esta época se observan actualmente a valores de $|Z| > 0.5$ kpc, es probable que la mayoría se haya formado a valores más pequeños (Fig. 2, derecha). Finalmente, la historia más reciente de formación de CAs ($t < 10^9$ años) presenta una característica destacable la cual consiste en la formación continua de CAs para valores de $R_{GC} < 10$ kpc y $|Z| < 0.2$ kpc.

Referencias

- Carraro, G., Bresolin, F. et al., 2004, AJ, 128, 1683
 Carraro, G., Chiosi, C., 1994, A&A, 287, 761
 Carraro, G., Geisler, D., Villanova, S., Frinchaboy, M., Majewski, S.R., 2007, A&A, 476, 217
 Dias, W., Alessi, B.S., Moitinho, A., Lepine, J.R.D., 2002, A&A, 141, 371
 Friel, E.D., Janes, K.A., Tavarez, M., Scott, J., Katsanis, R., Lotz, J., Hong, L., Miller, N., 2002, AJ, 124, 2693
 Janes, K.A., Phelps, R.L., 1994, AJ, 108, 1773
 Lejeune, T., Schaerer, D., 2001, A&A, 366, 538
 Parisi, M.C., Clariá, J.J., Piatti, A.E., Geisler, D., 2005, MNRAS, 363, 1247

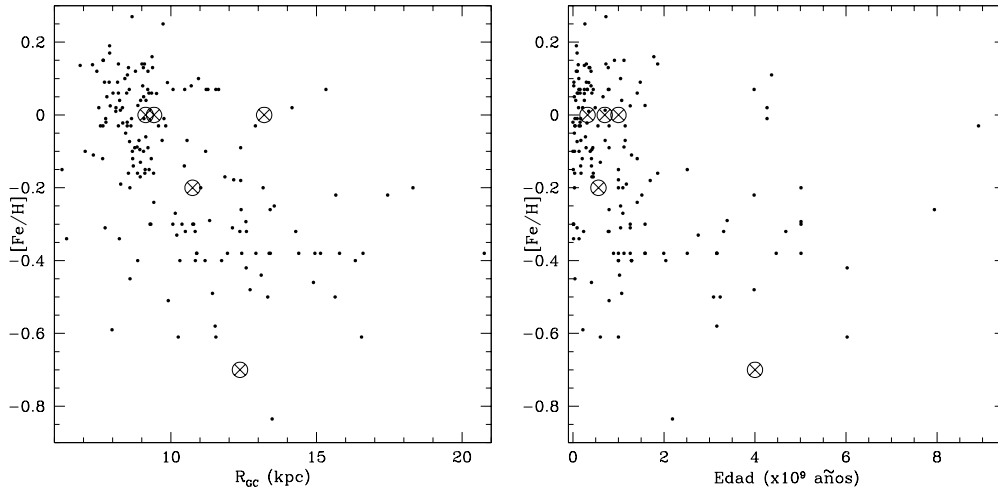


Figura 1. Variación de la metalicidad con la distancia Galactocéntrica R_{GC} (izquierda) y con la edad (derecha). Los círculos de mayor tamaño corresponden a los 5 cúmulos estudiados.

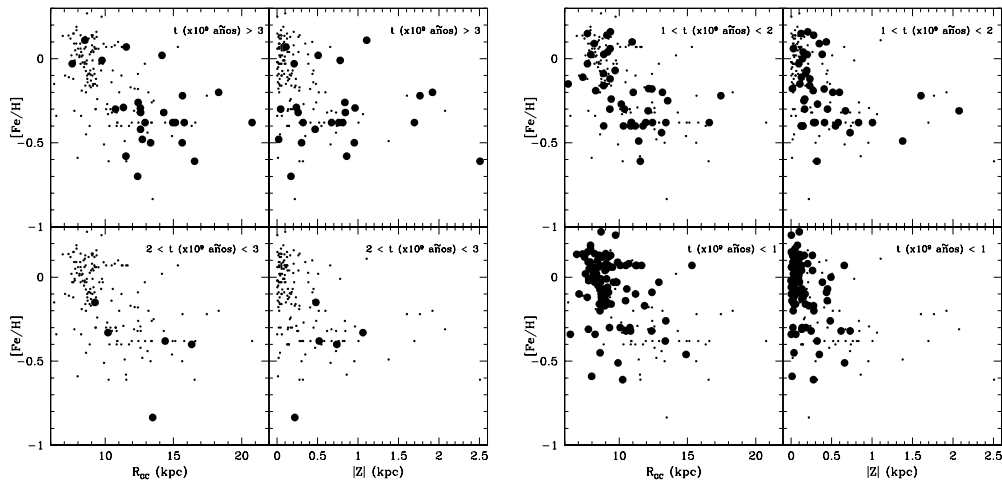


Figura 2. Relación de la metalicidad de los CAs con la distancia Galactocéntrica R_{GC} y con la altura al plano galáctico $|Z|$. Los círculos mayores corresponden a CAs con edades comprendidas dentro de los rangos de edad indicados en cada panel.

Piatti, A.E., Clariá, J.J., Abadi, M.G., 1995, *AJ*, 110, 2813

Piatti, A.E., Clariá, J.J., Ahumada, A.V., 2009, *MNRAS*, 397, 1073

Salaris, M., Weiss, A., Percival, S.M., 2004, *A&A*, 414, 163

Sestito, P., Bragaglia, A., Randich, S., Carretta, E., Prisinzano, L., Tosi, M., 2006, *A&A*, 458, 121

Tecce, T.E., Pelliza, L.J., Piatti, A.E., 2006, *RMAA, Conf. Series*, 26, 86

Twarog, B.A., Ashman, K.M., Anthony-Twarog, B.J., 1997, *AJ*, 114, 2556

PRESENTACIÓN ORAL

Evolución química en la Nube Mayor de Magallanes a partir de fotometría de Washington de cúmulos estelares

A. E. Piatti¹, D. Geisler², A. Sarajedini³ y C. Gallart⁴

(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Argentina

(2) Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile

(3) Department of Astronomy, University of Florida, USA

(4) Instituto de Astrofísica de Canarias, España

Abstract. From C, T_1 Washington photometry in the field of NGC 1697, SL 133, NGC 1997, SL 663, and OHSC 28, five mostly unstudied star clusters in the LMC, we estimate the cluster radii, ages and metallicities. With the exception of NGC 1697 (age = 0.7 Gyr, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ dex), the remaining four clusters are of intermediate-age (from 2.2 to 3.0 Gyr) and relatively metal-poor ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.7$ dex). We combine our sample with 49 clusters with ages and metallicities on a similar scale and examine relationships between position in the LMC, age and metallicity. We confirm previous results that clusters younger than ~ 1 Gyr were formed during an outside-in process; this occurred after a burst of cluster formation that took place mainly in the outer disk and peaked at ~ 2 Gyr ago. Finally, the cluster and field AMRs show evidence for a metallicity offset but do overlap, particularly on the upper envelope side of the cluster AMR.

Resumen. A partir de fotometría C, T_1 en el sistema de Washington en el campo de NGC 1697, SL 133, NGC 1997, SL 663, y OHSC 28, cinco cúmulos mayormente no estudiados en la Nube Mayor de Magallanes, estimamos los radios, edades y metalicidades de los mismos. Con excepción de NGC 1697 ($t = 0.7 \times 10^9$ años, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$), los restantes cuatro cúmulos son de edad intermedia ($2.2\text{-}3.0 \times 10^9$ años) y relativamente pobres en metales ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.7$). Combinamos nuestra muestra de cúmulos con otros 49 con edades y metalicidades en la misma escala y examinamos las relaciones entre la posición, la edad y la metalicidad. Mostramos que los cúmulos más jóvenes que 10^9 años fueron formados de afuera hacia adentro en la galaxia; esto ocurrió luego de un *burst* de formación de cúmulos, principalmente en el disco exterior, que alcanzó su pico 2×10^9 años atrás. Finalmente, las relaciones edad-metalicidad de los cúmulos y de las estrellas del campo, muestran evidencias de una diferencia en metalicidad, aunque se superponen parcialmente.

1. Determinación de los parámetros fundamentales de los cúmulos

Para ilustrar nuestra fotometría, hemos incluido en la Fig. 1,a el diagrama color-magnitud (DCM) observado de NGC 1697. Los radios de los cúmulos los obtu-

vimos a partir de recuentos de estrellas por unidad de área, para diferentes distancias desde el centro de los cúmulos (Fig. 1,b). Luego estimamos un valor para la densidad del campo y adoptamos como radio de los cúmulos el valor de la distancia para la cual el perfil de densidad del cúmulo intersepta el valor del campo.

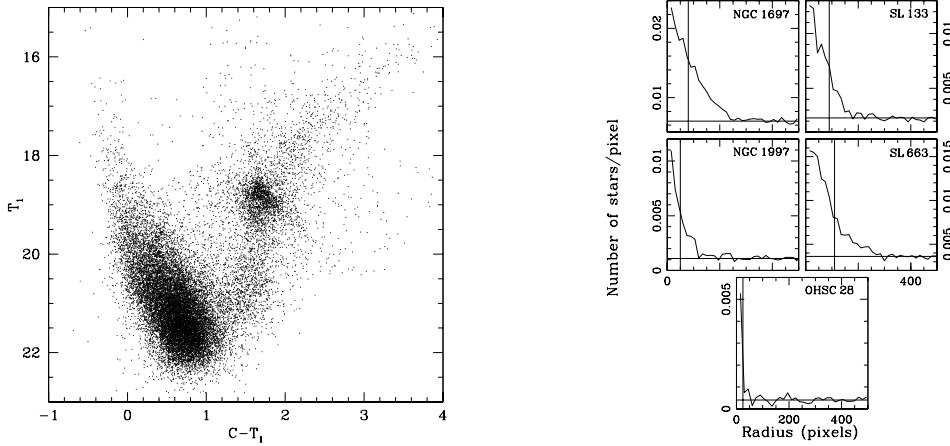


Figura 1. *a)* Diagrama $(C - T_1, T_1)$ para las estrellas medidas en el campo de NGC 1697. *b)* Perfiles de densidad estelar de los cúmulos. La línea horizontal corresponde al nivel del campo lejos del cúmulo, mientras que la línea vertical indica el radio a mitad de altura.

Para limpiar los DCM de los cúmulos de estrellas que potencialmente pertenecen al campo o tienen errores fotométricos grandes, sustrajimos de ellos el número correspondiente de estrellas contadas en los DCM del campo, para diferentes intervalos $[T_1, C - T_1] = (0.5, 0.2)$ mag. La Fig. 2,a ilustra este proceso: arriba, a la derecha, se muestra el DCM observado de la región central de SL 663, representado en el panel superior a la izquierda. El DCM del campo lejos de SL 663 se muestra abajo a la izquierda, mientras que abajo a la derecha incluimos el DCM limpio del cúmulo. Los parámetros de los cúmulos los derivamos utilizando estos DCM.

Los valores de los enrojecimientos de los cúmulos fueron estimados por interpolación en los mapas de extinción de Burstein & Heiles (1982), y adoptamos para todos los cúmulos un módulo de distancia de $(m - M)_o = (18.50 \pm 0.10)$ mag. Con estos dos parámetros, desplazamos apropiadamente las isócronas teóricas y adoptamos como edad de los cúmulos, la correspondiente a la isócrona que mejor reproduce las principales características de los DCM. La Fig. 2,b ilustra el resultado de estos ajustes. Para cúmulos más viejos que 1×10^9 años también estimamos sus edades a partir del índice $\delta(T_1)$ (Geisler et al., 1997). El acuerdo con las edades obtenidas a partir de los ajustes con isócronas teóricas resultó muy bueno. Finalmente, estimamos las metalicidades de los cúmulos utilizando el método de Geisler & Sarajedini (1999) y corregimos por efecto de edad los valores obtenidos de acuerdo a las prescripciones de Geisler et al. (2003). Las abundancias finalmente obtenidas están en excelente acuerdo con las asociadas a las isócronas que mejor se asemejan a los DCM de los cúmulos.

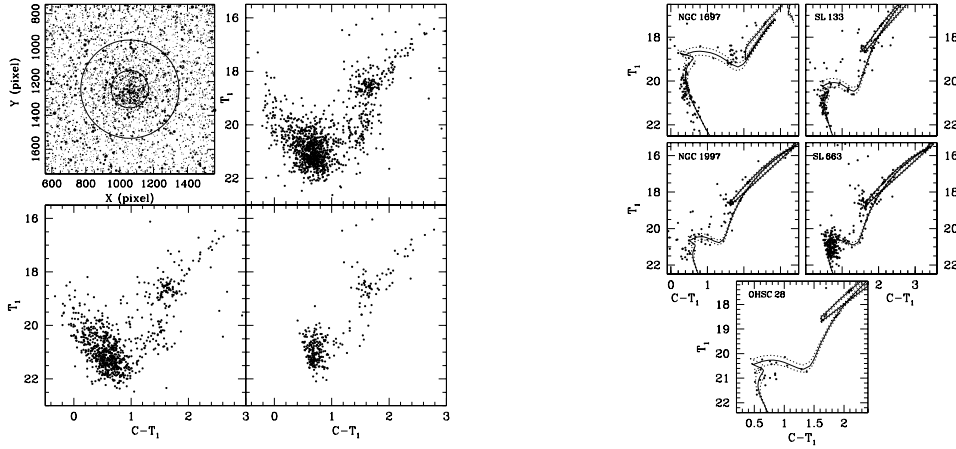


Figura 2. *a)* Región central de SL 663 (izquierda arriba), con tres DCM (ver detalle en el texto). *b)* DCM ($C - T_1$, T_1) de los cúmulos estudiados con las isócronas de Girardi et al. (2002) superpuestas. Las líneas continuas corresponden a la edad del cúmulo y las de puntos tienen en cuenta los errores asociados a las edades derivadas.

2. Análisis de la evolución química en la Nube Mayor de Magallanes

Para investigar la evolución química en la Nube Mayor de Magallanes (NMM), sumamos nuestra lista de cúmulos a otros 49 con edades y metalicidades derivadas en las mismas escalas del presente trabajo. El panel inferior de la Fig. 3,a revela que los cúmulos más ricos en metales se ubican preferentemente en el disco interior. Por el contrario, cúmulos con $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$ se encuentran en todo el disco y presentan un pico importante para $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.7$. De estos resultados podemos concluir que la sola distancia al centro de la NMM no parece ser la variable principal que describa la distribución espacial de las metalicidades de los cúmulos.

El panel superior de la Fig. 3,a muestra que los cúmulos más pobres en metales son también los más viejos. También es notable un período de quietud en la formación de cúmulos entre 11 y 3 mil millones de años, justo antes de que se formara un número importante de cúmulos de edad intermedia ($1-3 \times 10^9$ años). La ampliación en la figura muestra que la formación de cúmulos continuó hasta el presente, preferentemente en el disco interior.

La Fig. 3,b muestra la relación edad-metalicidad resultante tanto para los cúmulos como para las estrellas de la barra y el disco de la NMM. Desde la formación de la galaxia hasta aproximadamente 1×10^9 años, la relación correspondiente a las estrellas del campo parecería resultar la envolvente superior de la relación de los cúmulos. Este resultado está de acuerdo con modelos teóricos que sugieren que la barra y los cúmulos de edad intermedia se formaron como resultado de un encuentro cercano entre las dos Nubes de Magallanes hace $\sim 4 \times 10^9$ años, el cual generó la formación de una gran cantidad de cúmulos en ambas galaxias (Bekki & Chiba, 2005). Recientemente, Bekki (2008) propuso que el sistema de las Nubes de Magallanes tiene o bien un halo común producido

por un acople dinámico que comenzó 4×10^9 años atrás, o bien por un remanente de un pequeño grupo de galaxias destruidas por la influencia de la Vía Láctea. Desafortunadamente, no disponemos de datos suficientes para favorecer tanto uno como otro escenario. Sin embargo, dado que la relación edad-metalicidad de los cúmulos abiertos en nuestra Galaxia no muestra un aumento en la formación de cúmulos alrededor de los 2×10^9 años -como ocurrió en las Nubes de Magallanes- tal vez ambas Nubes hayan más bien interactuado, como un sistema binario, y no como miembros aislados de un grupo de galaxias en el que estaría incluida la Vía Láctea.

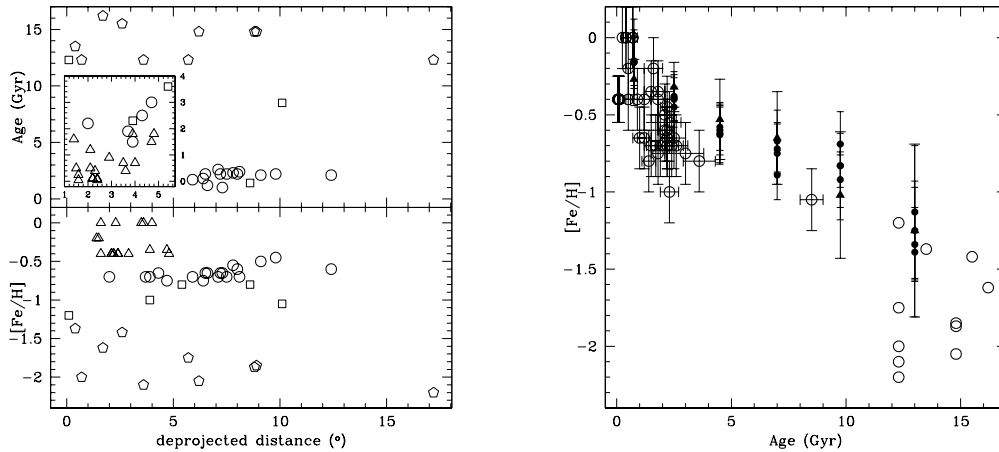


Figura 3. *a)* Relaciones entre las edades, metalicidades y distancias deproyectadas de cúmulos en la NMM para $[Fe/H] < -1.20$ (pentágono); $-1.20 < [Fe/H] < -0.80$ (\square); $0.8 < [Fe/H] < -0.4$ (\circ); $[Fe/H] > -0.4$ (\triangle). *b)* Relación edad-metalicidad para cúmulos en la NMM (círculos abiertos) y la derivada por Carrera et al. (2008) para estrellas de la barra (triángulos llenos) y del disco (círculos llenos).

Referencias

- Bekki K. 2008, ApJ, 684, L87
 Bekki K., Chiba M. 2005, MNRAS, 356, 680
 Burstein D., Heiles C. 1982, AJ, 87, 1165
 Carrera R., Gallart C., Hardy E., Aparicio A., Zinn R. 2008, AJ, 135, 836
 Geisler D., et al. 1997, AJ, 114, 1920
 Geisler D., Piatti A.E., Bica E., Clariá J.J. 2003, MNRAS, 341, 771
 Geisler D., Sarajedini A. 1999, AJ, 117, 308
 Girardi L. et al. 2002, A&A, 391, 195

PRESENTACIÓN MURAL

Evaluación de funciones de distribución de pares condicionales para objetos no interactuantes

E. Zurbriggen¹ y R. D. Rohrmann^{2,3,4}

- (1) Facultad de Matemática, Astronomía y Física - UNC
- (2) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba
- (3) Inst. de Cs. Astron., de la Tierra y del Espacio (ICATE)
- (4) CONICET

Abstract. Spatial distributions of objects are ubiquitous in astronomy (e.g., particles in a gas, stars in a cluster, galaxies in the Universe). Here, we introduce a novel function for the analysis of the spatial structures: a pair distribution function conditioned by information in which each object has a nearest neighbour to a specific distance. We show its application to randomly distributed, non-interacting objects.

Resumen. Distribuciones espaciales de objetos están omnipresentes en astronomía (e.g., partículas en un gas, estrellas en un cúmulo, galaxias en el Universo). Introducimos aquí una nueva función para el análisis de estructuras espaciales: una función distribución de pares (fdp) condicionada por la información de que cada objeto del par posee un vecino más cercano a una distancia específica. Mostramos su aplicación a objetos no-interactuantes distribuidos aleatoriamente.

1. Introducción

Las relaciones entre vecinos cercanos en una colección de objetos son de gran interés en varias ramas de la ciencia. En el campo de la astronomía, este interés comprende la evolución de sistemas estelares pequeños (Valtonen & Mikkola 1991), la formación de estrellas binarias (Aarseth & Heggie 1976), la fragmentación de nubes interestelares (Kiang 1966), el análisis de asociaciones de fuentes de Rayos X (Scott & Tout 1989), la evaluación de interacciones atómicas en gases (Hummer & Mihalas 1988), y el estudio de correlaciones en la distribución de materia en el Universo (ej., Kerscher et al. 1999), entre otros.

Recientemente se mostró que la estructura microscópica de un gas en equilibrio puede ser descripta por una partición del espacio (Rohrmann 2005), donde a cada partícula se le asigna un volumen v , llamado el *volumen disponible* (vd) de la partícula, tal que el número total N de partículas y el volumen V que ocupan se expresan $N = \int_0^V N_v dv$, y $V = \int_0^V v N_v dv$, donde $N_v dv$ es el número de partículas con vd entre v y $v + dv$. También se mostró allí que la partición N_v más probable puede deducirse con métodos habituales de la mecánica estadística.

Una distribución aleatoria de puntos es representativa de la distribución espacial que, en promedio, adoptan las partículas de un gas clásico perfecto o ideal.

Así, para un conjunto de partículas donde no media ningún tipo de interacción, las posiciones de las mismas en equilibrio termodinámico corresponden a una distribución de Poisson. Para un gas ideal en un espacio Euclídeo de dimensión d , el vd v de una partícula equivale a la *esfera d -dimensional de radio equivalente a la distancia entre los centros de la partícula y su vecina más cercana* (Rohrmann 2005), de manera que en el límite $V, N \rightarrow \infty$, con $n = N/V$ constante, objetos no-interactuantes poseen una densidad de partículas por unidad de volumen, con volúmenes disponibles entre v y $v + dv$, dada por $n_v dv = V^{-1} N_v dv = n^2 e^{-nv} dv$.

Nuestro objetivo aquí es avanzar en el desarrollo de funciones de distribución de objetos vecinos, con el uso de la estadística de volúmenes disponibles.

2. Funciones de distribución de pares condicionales

Sean las siguientes funciones de distribución de pares (fdp), $g(\omega)$, $g_v(\omega)$, $g_{vv'}(\omega)$, definidas tales que $[ng(\omega)d\omega]$ es el número medio de partículas ubicadas entre las superficies esféricas ω y $\omega + d\omega$ centradas en una partícula cualquiera, $[ng_v(\omega)d\omega]$ el número medio de partículas entre ω y $\omega + d\omega$ de una partícula con vd v , y $[n_{v'}g_{vv'}(\omega)dv'd\omega]$ el número medio de partículas con vd entre v' y $v' + dv'$ ubicadas entre ω y $\omega + d\omega$ de una partícula con vd v . Consecuentemente,

$$ng_v(\omega) = \int_0^V n_{v'} g_{vv'}(\omega) dv', \quad ng(\omega) = \int_0^V n_v g_v(\omega) dv. \quad (1)$$

$g(\omega)$ es la típica fdp ya conocida en teoría de fluidos. $g_v(\omega)$ y $g_{vv'}(\omega)$ son fdp

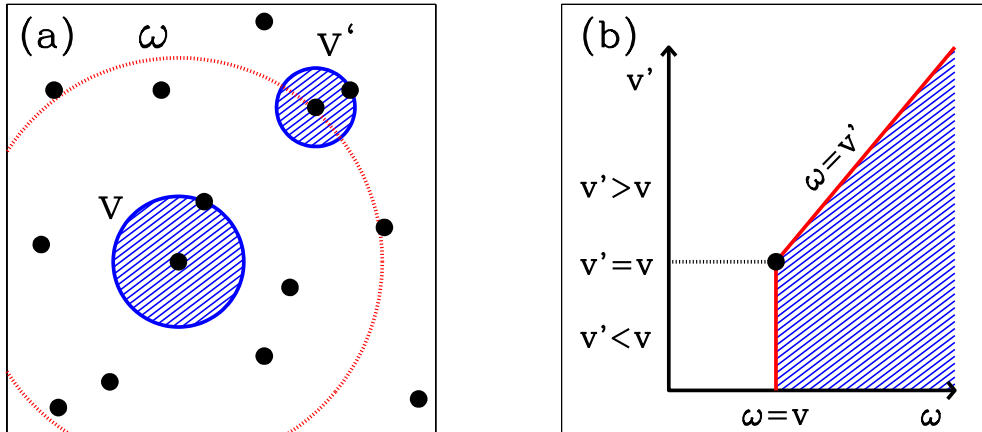


Figura 1. (a): Ilustración en $d = 2$ de un par de partículas con vd v y v' . Esta es una configuración típica usada en la evaluación de $g_{vv'}(\omega)$. (b): Plano v' versus ω , la región sin sombra corresponde a $g_{vv'}(\omega) = 0$.

condicionales, pues los pares de partículas tienen características específicas (los vd). $g_v(\omega)$ fue introducida para fluidos simples en Rohrmann (2005) y extendida a mezclas en Rohrmann & Zorec (2006). Para sistemas no-interactuantes,

$$g_v(\omega) = \frac{1}{n} \delta(\omega - v) + \Theta(\omega - v), \quad (2)$$

donde $\delta(x)$ es la función delta de Dirac y $\Theta(x)$ es la función escalón [$\Theta(x) = 0$ si $x < 0$ y $\Theta(x) = 1$ si $x > 0$]. Con (2) y $n_v = n^2 e^{-nv}$, la segunda relación en (1) expresa el resultado esperado para un gas perfecto: $g(\omega) = 1$. El objetivo actual es estudiar la forma de $g_{vv'}(\omega)$ para distribuciones Poisson de puntos.

La función $g_{vv'}$ expresa la densidad de probabilidad de encontrar una partícula con vd v' en la superficie de una esfera ω centrada en una partícula con vd v o, equivalentemente, la segunda partícula en la superficie de ω centrada en la primera partícula (ver Fig. 1a). Según (1) y (2), $g_{vv'}(\omega)$ verifica:

$$\int_0^V n_{v'} g_{vv'}(\omega) dv' = \delta(\omega - v) + n\Theta(\omega - v). \quad (3)$$

A partir de consideraciones sobre el significado de vd, conjuntamente con el conocimiento cuantitativo de $g_v(\omega)$ y la relación (3), es posible deducir la siguiente representación funcional para la fdp $g_{vv'}(\omega)$:

$$g_{v,v'}(\omega) = [A_v \delta(v - v') + B_{vv'}] \delta(\omega - v_{>}) + C_{vv'}(\omega) \Theta(\omega_{vv'} - \omega) \Theta(\omega - v_{>}) + \delta_{d,1} D_{vv'}(\omega) \delta(\omega - \omega_{vv'}) + \Theta(\omega - \omega_{vv'}). \quad (4)$$

Aquí, $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ y $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$, además $\omega_{vv'}$ es el valor de ω que representa la configuración en la cual v y v' , vistas como esferas centradas en sus respectivas partículas, se tocan en un punto ($\omega_{vv'} = v + v'$ en $d = 1$, $\omega_{vv'} = v + v' + 2\sqrt{vv'}$ en $d = 2$, etc.). Las funciones A_v , $B_{vv'}$, $C_{vv'}(\omega)$ y $D_{vv'}(\omega)$ son, en principio, bien comportadas y dependientes de d . De (4) vemos que $g_{vv'}(\omega) = 0$ si $\omega < v_{>}$ (región no sombreada en la Fig. 1b), indicando que no existen pares de objetos con vd v y v' donde $\omega < v_{>}$ con $v_{>} = \max\{v, v'\}$, pues ellos violarían el significado de vd. En mayor detalle, el primer término a la derecha de (4) indica que hay una contribución singular en $g_{vv'}$ producida por el vecino más cercano (vmc) de la partícula con el vd mayor (contorno izquierdo de la región sombreada en la Fig. 1b). Este término posee además la contribución del *vecino mutuo*, que ocurre cuando las partículas con vd v y v' son una la vecina más próxima de la otra. Dicha configuración es un punto en el espacio v - v' - ω (círculo en la Fig. 1b) y su contribución en $g_{vv'}$ involucra la delta de Dirac $\delta(v - v')$. El segundo sumando en (4) toma en cuenta que, por definición de vd, los primeros vecinos del par de partículas de interés no pueden estar en las porciones de v y v' que se intersectan, exceptuando los bordes de intersección. A menos que el par de partículas compartan al primer vecino, las configuraciones con intersección de v y v' deben ser menos probables de ocurrir, con cierto valor $C_{vv'}(\omega)$, que aquéllas sin intersección. El tercer sumando a la derecha de (4) señala que en $d = 1$, la probabilidad de la configuración $\omega = \omega_{vv'}$ se ve reforzada por las altas chances de que el par de partículas *compartan* al vmc. En $d = 2, 3, \dots$, por razones geométricas, un par de partículas pueden compartir al primer vecino aún para $\omega < \omega_{vv'}$; tales eventos son descriptos por la función $C_{vv'}$. El último término a la derecha de (4), expresa que si ω es suficientemente grande, las correlaciones entre pares de partículas (v, v') desaparecen ($g_{vv'}(\omega) \rightarrow 1$ en $\omega \gg v_{>}$).

3. Resultados y discusión

La forma funcional (4) es confirmada por simulaciones que representan distribuciones de Poisson de objetos. En los cálculos se usó un generador de números

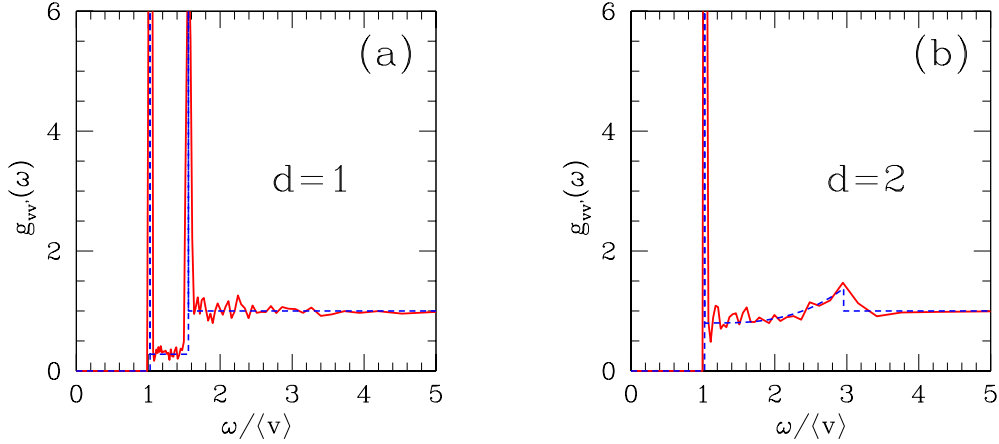


Figura 2. (a): Cálculo de $g_{vv'}$ como función de ω para una simulación numérica (línea continua) con $N = 3 \times 10^6$ partículas en $d = 1$, con $v = \langle v \rangle$ y $v' = 0,5\langle v \rangle$. La línea a trazos es un ajuste de la simulación con la Ec. (4). (b): Idem anterior, pero para $N = 2 \times 10^6$ partículas en $d = 2$.

aleatorios para distribuir espacialmente N partículas en un volumen V , representado por un cubo d -dimensional con lados de longitud unidad. Resultados correspondientes a dimensiones $d = 1$ y $d = 2$ se muestran en la Fig. 2, junto con ajustes realizados con la Ec. (4). En estos gráficos se eligió como unidad de volumen al valor medio del vd en el gas, $\langle v \rangle = n^{-1}$. Para $d = 1$, las simulaciones confirman: 1) la presencia de dos picos en $g_{vv'}(\omega)$, uno en $\omega = v_>$ y otro en $\omega = \omega_{vv'}$, 2) una caída de la probabilidad de ocurrencia de pares con ω intermedio a los dos picos mencionados, 3) la ausencia (dentro de los errores numéricos) de correlaciones entre pares (v, v') para $\omega > \omega_{vv'}$. De los resultados correspondientes a $d = 2$ se derivan conclusiones similares, pero con el segundo pico singular (delta de Dirac) reemplazado por un máximo local finito en $\omega = \omega_{vv'}$ y una estructura más compleja de la fdp en $v_> < \omega < \omega_{vv'}$.

Estudios adicionales están en progreso para un reconocimiento completo de los factores presentes en la expresión (4). Esta investigación permitirá disponer de una herramienta matemática útil para el estudio de relaciones entre objetos vecinos para distintos sistemas de interés en el contexto astronómico, tales como fluidos astrofísicos, agrupaciones estelares y estructuras en el universo.

Referencias

- Aarseth, S. J. & Heggie, D. C. 1976, A&A 53, 259
 Hummer, D. & Mihalas, D. 1988, ApJ 331, 794
 Kerscher, M. et al. 1999, ApJ 513, 543
 Kiang, T. 1966, Z. Astrophys. 64, 433
 Rohrmann, R. D. 2005, Physica A, 347, 221
 Rohrmann, R. D. & Zorec, J. 2006, Phys. Rev. E, 74, 041120
 Scott, D. & Tout, C. A. 1989, MNRAS 241, 109
 Valtonen, M. & Mikkola, S. 1991, ARAA 29, 9

Parte III

Medio Interestelar y Estructura Galáctica

PRESENTACIÓN ORAL

Estudio de una “supercáscara” de hidrógeno neutro galáctica centrada en $(l, b) = (305^\circ, +4^\circ)$

M. A. Corti^{1,2} y E. M. Arnal^{1,2}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), (CCT-La Plata) CONICET, Villa Elisa, Argentina.

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLaPlata, Argentina.

Abstract.

As part of a research program aiming at detecting neutral hydrogen (HI) shells in the interstellar medium of the Milky Way, in this paper we examined the genesis, physical characteristics and dynamics of a HI structure centered at $(l, b) = (305^\circ, +4^\circ)$ whose baricentral radial velocity is -25 km s^{-1} (LSR). The HI survey carried out at the IAR was used in this study.

Resumen.

Como parte de un programa de investigación orientado a detectar cáscaras de hidrógeno neutro (CHI) en el medio interestelar de la Vía Láctea, en este trabajo se analizan la génesis y las características físicas y dinámicas de una CHI que posee una velocidad radial baricentral de -25 km s^{-1} (LSR) y se encuentra centrada en $(l, b) = (305^\circ, +4^\circ)$. Para este estudio, se hizo uso de la base de datos correspondiente al relevamiento de HI llevado a cabo en el IAR.

1. Introducción

Las cáscaras de HI son usualmente identificadas en un rango de velocidad radial dado, como un mínimo en la distribución de la temperatura de brillo del HI, el cual se encuentra rodeado, total o parcialmente, por “paredes” de mayor temperatura de brillo. Este trabajo forma parte de una investigación global de cáscaras de HI en la Vía Láctea, en la cual se estudia la posible génesis de las mismas y los procesos de formación estelar que las cáscaras hayan podido inducir. Aquí presentamos el estudio de la cáscara de HI (GS305+04-25).

2. Resultados y discusión

Empleando el relevamiento de HI realizado en el IAR (Arnal et al., 2000), analizamos la región delimitada por $295^\circ \leq l \leq 315^\circ$ y $0^\circ \leq b \leq 8^\circ$, en la cual se encuentra la estructura de HI que presentamos en este trabajo. La misma fue descubierta accidentalmente luego de investigar la “supercáscara” GSH305+01-24 (McClure-Griffiths et al., 2002). En un trabajo previo (Corti & Arnal, 2008),

concluimos que no se trataría de una "supercáscara" centrada en $(l, b) = (305^\circ, 1^\circ)$ sino más bien de dos cáscaras, una de ellas ubicada al sur del plano galáctico, generada por WR 48 (Θ Muscae) (Cappa & Niemela, 1984), y la otra ubicada al norte del mismo. Esta última es la estructura a la que nos referiremos en el presente trabajo. La misma posee una velocidad radial baricentral $V = -25 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$ (LSR) y está centrada en $(l, b) = (305^\circ, 4^\circ)$, resultados éstos que mejoran los publicados por Corti & Arnal (2008). Tomando la distancia cinemática cercana dada por el modelo de rotación de Fich et al. (1989), se obtiene para la cáscara una distancia $d = 2,2 \pm 0,4 \text{ kpc}$. Se adopta la distancia cinemática cercana, pues la hipótesis a verificar es si las estrellas tempranas encontradas en la zona que poseen distancias en el rango de 2 a 2,5 kpc, podrían haber dado origen a la cáscara de HI. Denominamos a la misma GS305+04-25.

Con la distancia adoptada y los tamaños angulares medidos para los ejes mayor y menor de GS305+04-25, los tamaños lineales resultan: $D_M = 385 \pm 40 \text{ pc}$ y $D_m = 215 \pm 20 \text{ pc}$, respectivamente. Adoptando abundancias solares, la masa total obtenida para esta estructura de HI es $M_T = (22 \pm 4) \times 10^4 M_\odot$. A los fines de derivar la densidad del material (n) en estructura de HI, se consideró que el mismo se encontraba distribuido en un elipsoide de revolución cuya pared posee 1° de espesor. En estas condiciones $n = 0,9 \pm 0,4 \text{ cm}^{-3}$. A partir del uso de diagramas velocidad-posición, se deriva una velocidad de expansión $V_{exp} \sim 8 \text{ km s}^{-1}$. Empleando la teoría clásica (Weaver et al., 1977) de burbujas interestelares, se deriva para GS305+04-25 una edad cinemática (τ_{cin}) de $\tau_{cin} \sim 10^7$ años.

En base a sus dimensiones, GS305+04-25 puede clasificarse como una "supercáscara", con una energía cinética $E_k = (1,4 \pm 0,3) \times 10^{50} \text{ ergs}$. Para la génesis de GS305+04-25, se buscaron estrellas OB, cúmulos abiertos, pulsares y nubes de alta velocidad (NAV) que se encontraran proyectadas sobre los bordes o hacia el interior de GS305+04-25 y tuviesen una distancia catalogada compatible con la de la estructura de HI. Sólo se encontraron 5 estrellas tempranas, a saber: HD 112244 (O8.5Ia), HD 113012 (B0Ib), HD 112364 (B0.5Ib), HD 115473 (WC4) y CPD -57°5809 (O5V). Usando modelos evolutivos y la clasificación espectral de las mismas, la edad de las estrellas resultó notablemente inferior a la edad cinemática derivada para GS305+04-25. Por lo tanto, ninguna de ellas podría haber contribuido a la formación de la "supercáscara".

En la búsqueda bibliográfica no se han encontrado NAV en la zona, o cúmulos abiertos con una distancia comparable a la distancia asignada a la estructura de HI.

Tres pulsares, a saber: PSR J1253-5820 ($d = 2,2 \text{ kpc}$, $(l, b) = (303,2^\circ, +4,5^\circ)$), PSR J1334-5839 ($d = 2,4 \text{ kpc}$, $(l, b) = (308,5^\circ, +3,7^\circ)$), y PSR J1254-6150 ($d = 2,24 \text{ kpc}$, $(l, b) = (303,3^\circ, +1,02^\circ)$), se encuentran proyectados dentro o en las cercanías de GS305+04-25. La distancia de PSR J1253-5820 ha sido adoptada de Noutsos et al. (2008), en tanto que la de los otros pulsares del catálogo de Manchester et al. (2005).

En términos generales, puede argumentarse que si las estrellas que dieron origen a los pulsares fueron de gran masa, de secuencia principal, y se encontraban cerca del centroide de GS305+04-25, sus vientos estelares y sus posteriores explosiones como supernovas podrían haber contribuido a la formación de GS305+04-25. Las edades características (τ_c) de los pulsares son del orden de $\sim 2 \times 10^6$ años (PSR J1253-5820), $\sim 5 \times 10^6$ años (PSR J1254-6150) y ~ 8

$\times 10^7$ años (PSR J1334-5839), respectivamente (Manchester et al., 2005). Este último objeto posee una τ_c casi un orden de magnitud superior a τ_{cin} , lo que hace altamente improbable (aún considerando las incertidumbres presentes en la determinaciones de τ_c y τ_{cin}) que la estrella progenitora de PSR J1334-5839 haya jugado algún rol en la formación de GS305+04-25.

Dado que la radiación de los pulsares es altamente anisotrópica y que, en consecuencia, sólo son detectados aquellos pulsares cuyo cono de radiación se encuentra dirigido hacia el observador (Tauris & Manchester, 1998 y referencias allí citadas), puede especularse que la presencia de dos pulsares a una distancia compatible con la de GS305+04-25, podría tomarse como un indicio de la posible existencia (en el pasado) de una agrupación de estrellas tempranas (estrellas OB) en esa zona de la Vía Láctea. Los vientos estelares y posteriores explosiones como supernovas de unas pocas estrellas de esta hipotética agrupación, podrían haber dado origen a GS305+04-25. A efectos ilustrativos, haciendo uso del modelo estándar de burbujas interestelares (Weaver et al., 1977), adoptando la parametrización de Lamers & Leitherer (1993) y Leitherer et al. (1992) para la determinación de la tasa de pérdida de masa (\dot{M}) y la velocidad terminal del viento de cada estrella (v_∞), los modelos evolutivos de Schaller et al. (1992), los parámetros estelares de Vacca, Garmany & Shull (1996), y la eficiencia de conversión de energía mecánica inyectada por el viento estelar a energía cinética de la cáscara de gas originada por esa inyección de energía (Cappa, 2006), se encuentra que se necesitaría la presencia en el pasado de un número reducido de estrellas O (por ejemplo, una estrella O6V y 4-5 estrellas O7V) para dar cuenta de la energía cinética derivada para GS305+04-25.

La Figura 1 muestra una imagen de HI integrada entre las velocidades -22 y -31 km s^{-1} . GS305+04-25 es la estructura elíptica que puede apreciarse con facilidad. En dicha imagen se indica la ubicación de las estrellas tempranas y los pulsares proyectados sobre la "supercáscara".

De la Figura 1 puede apreciarse que tanto PSR J1253-5820 como PSR J1254-6150 se encuentran en una posición excéntrica respecto del centroide de GS305+04-25. Haciendo uso de las edades características y distancias angulares de los pulsares con respecto al centroide de GS305+04-25, pueden derivarse las velocidades tangenciales que tendrían que tener ambos pulsares para haberse desplazado del centroide de GS305+04-25 a su posición actual. Las velocidades tangenciales resultan ser de 36 ± 7 km s^{-1} (PSR J1253-5820) y de 27 ± 5 km s^{-1} (PSR J1254-6150), respectivamente. Dichas velocidades son totalmente compatibles con las velocidades espaciales de los pulsares (Cordes & Chernoff, 1998)

3. Conclusiones

- 1) Se ha estudiado una supercáscara de HI centrada en $(l,b) = (305^\circ, +4^\circ)$, a la que denominamos GS305+04-25, con las siguientes características: $V_{lsr} = -25 \pm 8$ km s^{-1} , $d = 2,2 \pm 0,4$ kpc, $D_M = 385 \pm 40$ pc y $D_m = 215 \pm 20$ pc y $E_k = (1,4 \pm 0,3) \times 10^{50}$ ergs.
- 2) Las estrellas HD 112244, HD 113012, HD 112364, HD 115473 y CPD - 57° 5809, no han desempeñado ningún papel en la génesis de GS305+04-25.

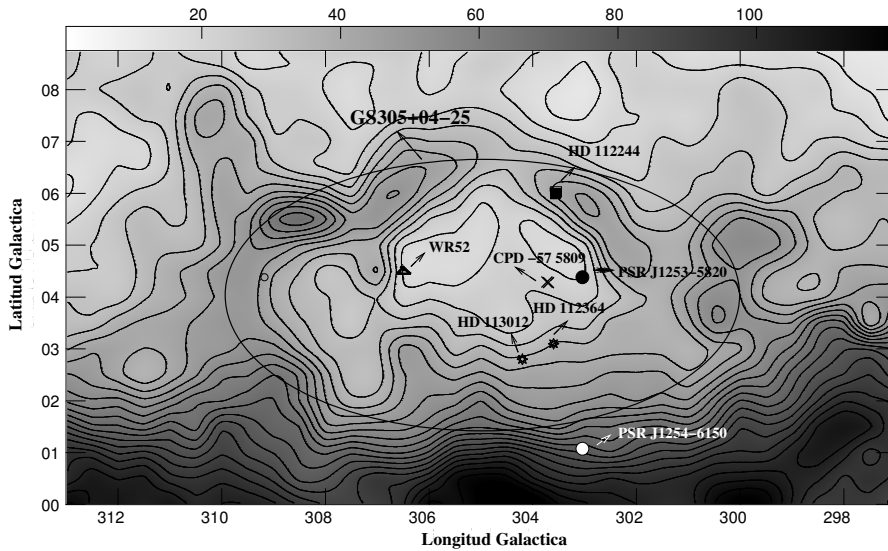


Figura 1. GS305+04-25, las estrellas tempranas y los pulsares proyectados sobre ella. El rango de grises representa la distribución de la temperatura media de brillo del H I. Los contornos de temperatura varían de 10 K a 110 K, con un espaciado de 10 K entre ellos.

- 3) Los dos pulsares que poseen distancias y edades características compatibles con parámetros similares de GS305+04-25, podrían representar los remanentes de un pequeño (por número de estrellas tempranas) agregado estelar en la zona. Los vientos estelares y explosiones de supernova de las estrellas de tipo espectral O de este agregado, podrían haber dado origen a GS305+04-25.

Referencias

- Arnal, E. M., Bajaja, E., Larrarte, J., Morras, R. & Poppel, W. 2000, *A&AS*, 142, 35.
 Cappa, C.E. 2006, *RMxAC*, 26, 9.
 Cappa, C. & Niemela, V. 1984, *AJ*, 89, 1398.
 Cordes, J.M. & Chernoff, D.F. 1998, *ApJ*, 505, 315.
 Corti, M. A. & Arnal, E. M. 2008, *BAAA*, 51, 189.
 Fich, M., Blitz, L. & Stark, A. A. 1989, *ApJ*, 342, 272.
 Lamers, H. J. & Leitherer, C. 1993, *ApJ*, 412, 771.
 Leitherer, C., Robert, C. & Drissen, L. 1992, *ApJ*, 401, 596.
 Noutsos, A., Johnston, S., Kramer, M. & Karastergiou, A. 2008, *MNRAS*, 386, 1881.
 Manchester, R.N., Hobbs, G.B., Teoh, A. & Hobbs, M. 2005, *AJ*, 129, 1993.
 McClure-Griffiths, N., Dickey, J., Gaensler, B., & Green, A. 2002, *ApJ*, 578, 176.
 Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G. & Meynet, A. 1992, *A&AS*, 96, 269.
 Tauris, T.M. & Manchester, R.N. 1998, *MNRAS*, 298, 625.
 Vacca, W.D., Garmany, C.D. & Shull, J.M. 1996, *ApJ*, 460, 914.
 Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P. & Moore, R. 1977, *ApJ*, 218, 377.

PRESENTACIÓN ORAL

Gas molecular en la nebulosa anillo alrededor de WR 16

N. U. Duronea^{1,2}, E. M. Arnal^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

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

Abstract. Using NANTEN ^{12}CO ($J=1 \rightarrow 0$) observations, the distribution of the molecular gas towards the multiple ring nebula surrounding the star WR 16 has been analysed. Two striking features associated with the star and the nebula, respectively, were identified. One of them, the external one, is interstellar molecular gas which has been wind shaped in an early stage of the star. The internal feature is only noticed in a very small velocity range and has probably a stellar origin. Physical parameters have been calculated and kinematical models have been constructed in order to explain the physical link between these features and the nebula.

Resumen. En este artículo se presenta un estudio del gas molecular llevado a cabo en la nebulosa anillo múltiple alrededor de la estrella WR 16, usando observaciones de la línea ($J=1 \rightarrow 0$) del ^{12}CO obtenidas con el radiotelescopio NANTEN. Se encontraron dos estructuras moleculares cuya morfología las asocia a la nebulosa. La estructura más externa podría haberse originado como resultado de la interacción con los vientos de la estrella en una etapa temprana de su evolución. La estructura interna parece estar formada por gas molecular originado en la atmósfera de la estrella en una etapa intermedia de su evolución y sólo es visible en un rango muy pequeño de velocidad radial. Para estas estructuras, se calcularon algunos parámetros físicos y se construyó un modelo cinemático que podría explicar su morfología y su relación con la estrella y la nebulosa.

1. Introducción

Las nebulosas anillo son objetos que se encuentran frecuentemente asociados a estrellas de gran masa. La existencia de nebulosas anillo alrededor de estrellas Wolf-Rayet (WR), es consistente con una evolución de la estrella desde la fase O hasta la fase WR en tres etapas, cada una de las cuales está caracterizada por un viento estelar con distintas propiedades (García Segura & Mac Low, 1995). Durante la fase O, los vientos rápidos evacúan el gas interestelar creando estructuras conocidas como Burbujas Interestelares (BI). Posteriormente, la estrella entra en la fase de Supergigante Roja (RSG) y sus vientos densos son lentamente depositados en la cavidad originada en la fase O. Más tarde, la estrella entra en la fase WR y sus vientos rápidos alcanzan a los vientos lentos de la fase RSG, interaccionando con éstos y creando una nebulosa anillo.

La nebulosa anillo alrededor de la estrella WR 16 fue descubierta por Marston *et al.* (1994). La misma consiste en un sistema de anillos múltiples, con un anillo interno ubicado a $\sim 5'$ (también visible en el lejano infrarrojo) y uno externo ubicado a $\sim 8'$ de la estrella. En la Figura 1 se muestra la imagen H_α e IR en $60 \mu\text{m}$ de esta nebulosa obtenida del relevamiento Super Cosmos y del relevamiento IRAS de alta resolución (HIRES), respectivamente.

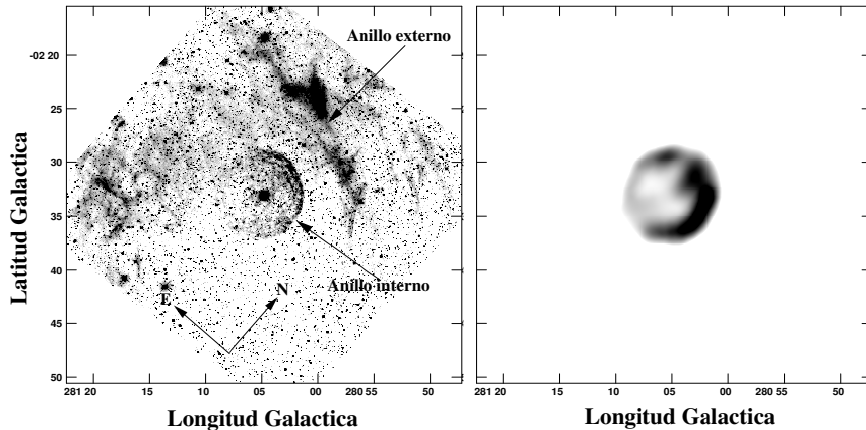


Figura 1. *Izquierda:* Imagen H_α obtenida del relevamiento Super Cosmos. *Derecha:* Imagen obtenida del relevamiento IRAS de alta resolución (HIRES). La estrella WR 16 se encuentra en el centro del campo.

Marston *et al.* (1999) realizaron un estudio de la línea ($J=1 \rightarrow 0$) del ^{12}CO usando datos obtenidos con el instrumento SEST (HPBW= $45''$) en una zona de $\sim 20' \times 14'$ alrededor de WR 16 (ver Figura 2). En este trabajo los autores reportaron la presencia de una componente molecular ubicada a una velocidad LSR de $V \approx -5$ km/seg, que se encuentra rodeando al anillo H_α interno y que poseería, según esos autores, una masa de entre 5 y $78 M_\odot$. Este valor llevó a los autores a concluir que esta componente es de origen estelar.

En este trabajo presentamos los resultados obtenidos del análisis del material molecular realizado alrededor de la estrella WR 16, utilizando observaciones de la línea ($J=1 \rightarrow 0$) del ^{12}CO (HPBW= $2',7$) obtenidas con el radiotelescopio milimétrico japonés NANTEN ("cielo austral"), perteneciente a la Universidad de Nagoya, el cual estaba instalado en el observatorio Las Campanas, Chile.

2. Resultados y discusión

En la Figura 2 se muestra la distribución del CO de las dos estructuras encontradas alrededor de WR 16. La primera de ellas es visible en el rango de velocidad de $-6,5$ a $-3,5$ km/seg y rodea externamente al anillo H_α interno desde el borde NE hasta el SO del mismo. Esta estructura sería la encontrada por Marston *et al.* (1999) y, de ahora en más, se la denominará Anillo Molecular Externo (AME). La otra estructura es visible en un rango muy pequeño de velocidades ($\sim -9,61$ a $-9,5$ km/seg) y parece estar íntimamente asociada a la región más brillante del

anillo H_α interno. A esta estructura se la denominará Anillo Molecular Interno (AMI). En la región SO del AMI es visible una pequeña estructura denominada A. Posteriores estudios cinemáticos determinaron que estas dos estructuras no estaban físicamente asociadas.

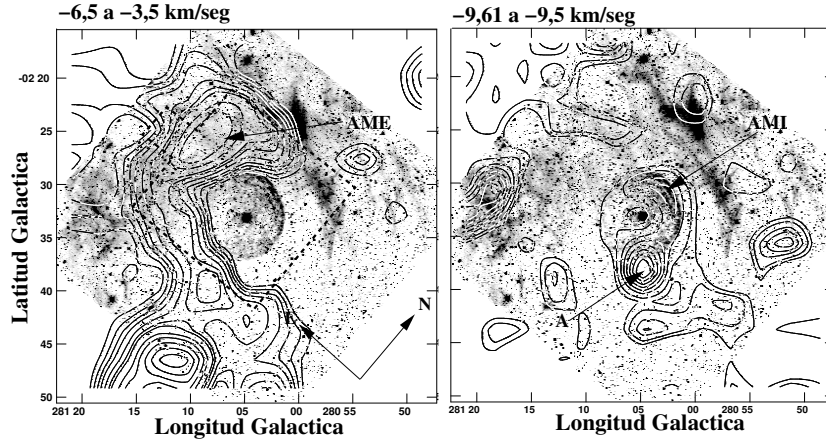


Figura 2. *Izquierda:* Emisión del CO en el intervalo de velocidades de $-6,5$ a $-3,5$ km/seg (contornos) superpuesta con la emisión H_α (tonos de grises). Los niveles de contornos van desde $0,42$ K ($\sim 10 \sigma$) hasta $0,7$ K con un espaciado de $0,15$ K, y desde $0,7$ K con un intervalo de $0,35$ K. La línea de puntos delimita la zona observada por Marston *et al.* (1999). *Derecha:* Idem en el intervalo de velocidad $-9,61$ a $-9,5$ km/seg. Los niveles de contorno van desde $0,45$ K ($\sim 2,5 \sigma$) hasta $1,12$ K en intervalos de $0,17$ K y desde $1,12$ K en intervalos de $0,35$ K.

En la Figura 3 se muestra el perfil de emisión obtenido realizando integraciones concéntricas alrededor de la posición de WR 16 (cruz en el centro) para la emisión de CO y del IR en $60 \mu\text{m}$ (convolucionada a un haz de $2',7$)

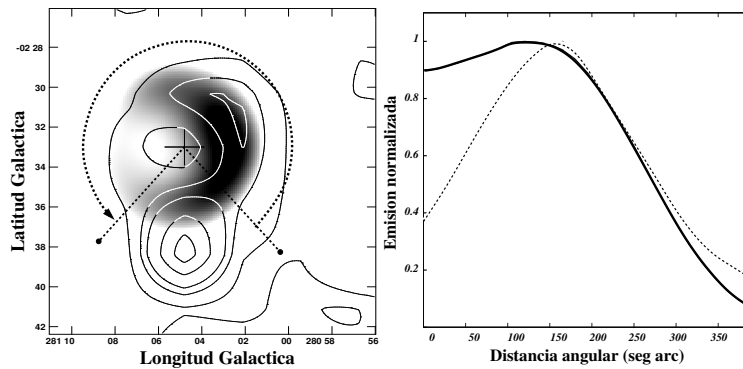


Figura 3. *Izquierda:* Superposición de la emisión de CO correspondiente al AMI con la emisión de $60 \mu\text{m}$ convolucionada a un haz de $2',7$. La flecha en línea de puntos indica la dirección de integración. *Izquierda:* Intensidad normalizada de la emisión promedio de CO (línea de puntos) y de $60 \mu\text{m}$ (línea continua).

De la Figura 3 puede observarse que la emisión promedio para estas frecuencias es muy similar, excepto para distancias angulares a la estrella menores

que 150 segundos de arco. Este exceso de emisión en el IR puede explicarse por la presencia de una estructura ubicada sobre el anillo en la dirección norte a $2'$ de la estrella. De este análisis deducimos que el AMI muy probablemente sea la contraparte molecular de la nebulosa anillo interna visible en H_α y $60 \mu\text{m}$.

La determinación de las propiedades y parámetros físicos correspondientes al AME y al AMI (Tabla 1) requirieron algunas suposiciones acerca del origen de los mismos, que fueron adoptadas en base a su disposición espacial alrededor de WR 16. En el caso del AME, la posición externa del mismo sugiere que su morfología se debe a una interacción entre una nube molecular de origen interestelar y el viento de la estrella en alguna fase temprana de la evolución (posiblemente la fase O), con lo cual la densidad de columna del AME puede calcularse de la misma manera que en el caso del gas molecular galáctico, usando la relación entre la densidad de columna (N_{H_2}) y la intensidad integrada de la línea (I_{CO}) dada por $N_{H_2} = (1,9 \pm 0,3) \times 10^{20} I_{CO}$ (Digel *et al.*, 1996). Por otro lado, la posición interna del AMI claramente remite a una estructura de origen estelar eyectada con posterioridad a la fase O, pero anterior a la fase WR, posiblemente la fase RSG. En este caso, suponiendo que el material molecular es ópticamente delgado, puede encontrarse que $N_{CO} \geq 7,5 \times 10^{14} I_{CO}$.

Tabla 1. Principales parámetros físicos calculados para el AMI y el AME. Para el cálculo de la masa se consideró una distancia $d = 2,37 \pm 0,9$ kpc, correspondiente a la estrella WR 16 (van der Hucht, 2001)

Parametro	AMI	AME
ΔV (kms^{-1})	~ 0.11	~ 3
I_{CO} K kms^{-1}	0.069 ± 0.006	4.7 ± 0.2
Ω (10^{-6} sr)	4.35	27 ± 1
N_{H_2} (10^{18}cm^{-2})	≥ 1.3	900 ± 100
$M_{tot H_2}$ (M_\odot)	≥ 0.07	3000 ± 2000
A_v (mag)	$\geq 1.4 \times 10^{-4}$	0.9 ± 0.1

El pequeño intervalo de velocidades en el que el AMI es detectado fue particularmente objeto de estudio en este trabajo. Para tal fin, se construyeron modelos dinámicos sencillos que indicaron que muy probablemente la estructura del AMI consista en un disco/anillo delgado, con un radio interno que es aproximadamente un 95 % del radio externo y que está casi en el mismo plano del cielo. Aún así, es necesario continuar estudiando esta estructura con nuevas observaciones a fin de seguir develando sus características.

Referencias

- Digel, S., Lyder, D., Philbrick, A., Puche D., Thaddeus, P., 1996, ApJ, 458, 561.
 García Segura, G., Mac Low, M., 1995, ApJ, 455, 145
 Marston, A., Welzmilller J, Brandsford M., Black J., Bergman P, 1999, ApJ, 518, 769
 Marston, A., Yocum, D., Garcia-Segura, G., Chu, Y, 1994, ApJS, 95, 151
 van der Hucht, K. A., 2001, NAR, 45, 135

PRESENTACIÓN MURAL

Sh2-206: medio interestelar y formación estelar

M.C. Martín¹ y C.E. Cappa^{1,2}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), CCT-La Plata,
CONICET

(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP

Abstract. The analysis of the interstellar matter around the HII region Sh2-206 shows extended emission in a region of more than 30 pc from the optical nebula detected both in the radio continuum and in the far IR. The distribution of dust, atomic and molecular gas, is compatible with the fact that the nebula is density bounded towards the east, and ionization bounded towards the south and west. This region is consistent with the *champagne model*.

Resumen. El análisis del medio interestelar en la región HII Sh2-206 muestra emisión extendida a más de 30 pc de la nebulosa óptica en el continuo de radio y en el IR lejano. La distribución del polvo y del gas neutro atómico y molecular es compatible con el hecho de que la nebulosa está limitada por densidad hacia el este, y limitada por ionización hacia el sur y el oeste. El *modelo de champagne* se ajustaría a esta región.

1. Introducción

Sh2-206 es una región HII evolucionada ubicada en el brazo de Perseo. En placas rojas aparece como una nebulosa de unos 20' de diámetro, surcada por regiones de absorción. El núcleo de la región HII tiene una geometría de tipo ampolla discutida por Icke et al. (1980). La estrella excitatriz es BD+50°886, clasificada como O5V (Georgelin et al. 1973, Sota et al. 2008 [GOS Catalog V2.2]). Su distancia espectrofotométrica es de 2.9 kpc.

El núcleo de la región HII fue observado en 1415 y 4995 MHz por Deharveng et al. (1976). La región es claramente térmica. El campo de velocidades del gas ionizado obtenido en base a la línea H α es complejo, con velocidades $V_{LSR} \sim -20 \text{ km s}^{-1}$ en la parte sur-este y $V_{LSR} \sim -30 \text{ km s}^{-1}$ en la sección nor-oeste del núcleo, y con una velocidad media $V_{LSR} = -26.5 \text{ km s}^{-1}$ (Deharveng et al. 1976). Israel (1980) encuentra gas molecular asociado en base a observaciones de la línea CO(1-0), con velocidades entre -24.3 y -34.5 km s^{-1} . De acuerdo al modelo de rotación circular galáctico, $V_{LSR} = -26.5 \text{ km s}^{-1}$ corresponde a gas ubicado a una distancia cinemática de $3.0 \pm 1.0 \text{ kpc}$, compatible con la distancia estelar.

En este trabajo analizamos la distribución del gas ionizado y neutro y del polvo interestelar asociado a Sh2-206, e investigamos la presencia de regiones de formación estelar en la vecindad.

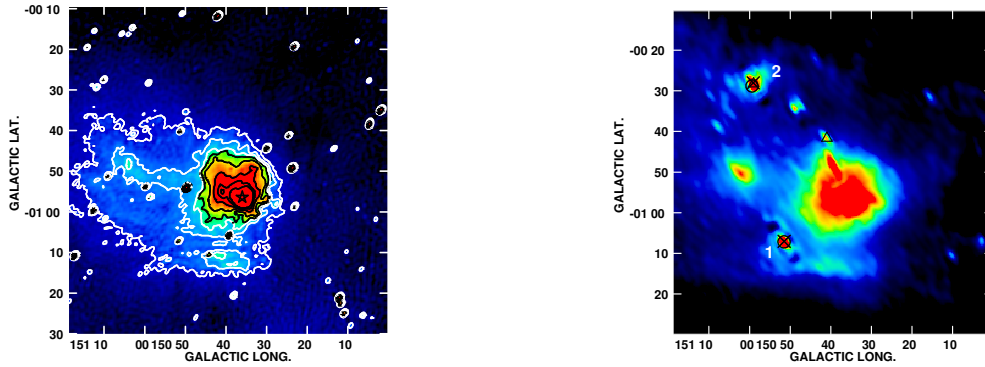


Figura 1. *Izquierda:* Emisión de Sh2-206 en el continuo de radio en 1420 MHz. Escala de colores y niveles (T_b): 6(azul)-50(rojo) K. La estrella indica la posición de BD+50°886. *Derecha:* Emisión infrarroja a 60 μm . Escala de colores: 10-100 mJy/ster. Se señalan regiones HII (círculos), cúmulos estelares (cruces) e YSOs (triángulos).

2. Bases de datos

Este estudio se basa en datos del Canadian Galactic Plane Survey (CGPS) que incluye observaciones en el continuo de radio en 408 y 1420 MHz y de la línea de 21 cm del HI (haz sintetizado: $\approx 1'$), datos del satélite IRAS en 12, 25, 60 y 100 μm (resolución angular: 0'5-2') y datos de la línea del CO(1-0) en 115 GHz (resolución angular: 7'5) (Dame et al. 2001). La búsqueda de objetos estelares jóvenes (YSOs) se llevó a cabo utilizando los catálogos de fuentes puntuales IR 2MASS, MSX e IRAS.

3. Emisión del gas ionizado y del polvo asociado

La Figura 1 (izquierda) muestra la emisión en el continuo de radio en 1420 MHz y de baja emisión. La parte central más brillante corresponde al núcleo de 3'. Esta región está rodeada de una zona de alta emisión de 17' de diámetro (que tiene contraparte en líneas ópticas) y de una zona de emisión débil en radio y óptico de 45'x35' de diámetro. La densidad electrónica rms y la masa ionizada de la región de débil emisión es 5 cm^{-3} y 3300 M_\odot mientras que para la región de mayor emisión de 17' se estima una densidad electrónica rms de 30 cm^{-3} y una masa de 3000 M_\odot (distancia adoptada = 2.9 kpc).

En base a datos del satélite IRAS, Pismis y Mampaso (1991) encontraron que la región HII es una intensa fuente en el rango 12 a 100 μm . Además de la intensa emisión de la nebulosa, en la imagen IR (Figura 1 derecha) se observan dos regiones brillantes pequeñas hacia longitudes galácticas crecientes: 1) Región HII compacta IRAS 04000+5052 con denso cúmulo estelar, relacionada a Sh2-206. Está asociada a gas molecular y se detecta en la banda A de MSX en 8.3 μm . La velocidad del gas en la línea CO(1-0) es de -30.5 km s^{-1} (Wouterloot y Brand 1989); 2) Región HII BFS 34 asociada a un cúmulo estelar (Blitz et al. 1982) embebido en gas molecular (Kumar et al. 2006). La velocidad de la

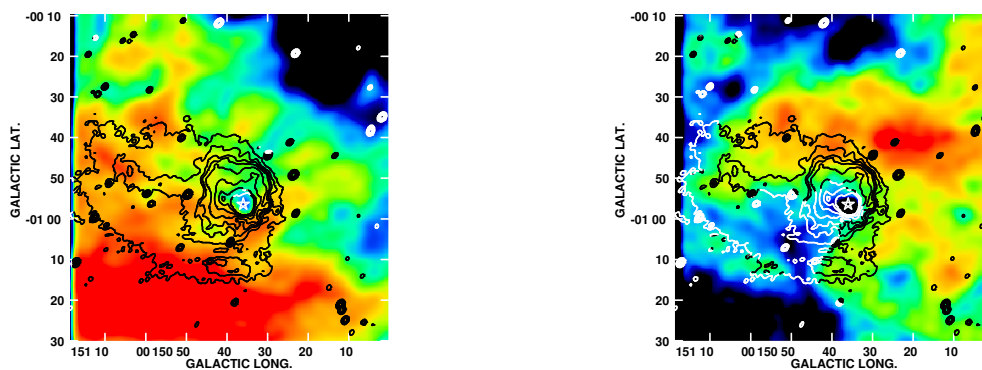


Figura 2. Distribución del HI. *Izquierda:* De -24 a -27 km s^{-1} . *Derecha:* De -32 a -36 km s^{-1} . Escala de colores (T_b): 80-110 K.

línea CO(1-0) es -27.7 km s^{-1} . En esta dirección se encuentra la fuente IRAS 04034+5116, clasificada como objeto estelar joven (YSO) (Szymczak et al. 2000).

4. Distribución del hidrógeno neutro

La distribución del gas atómico neutro en dirección a Sh2-206 es compleja (Figura 2). El HI asociado a la nebulosa tiene velocidades entre -19 y -37 km s^{-1} . Estas velocidades son similares a las del gas ionizado y del gas molecular. A ~ -26 km s^{-1} un filamento de HI bordea el sector más brillante de la nebulosa por el sur y el oeste, mientras que una nube de HI rodea la región de débil emisión por el S. A ~ -34 km s^{-1} , el HI limita la nebulosa por el norte, nor-este y oeste. Gas a estas velocidades se acerca al observador, como lo indica la presencia de absorción debida a la emisión del continuo de radio del núcleo de la región HII. La distribución del gas molecular se muestra en la Figura 2. La distribución del gas neutro atómico y molecular es compatible con el hecho de que la parte más brillante de la nebulosa está limitada por densidad hacia el este, y limitada por ionización hacia el sur y el oeste.

5. Formación estelar

Se seleccionaron fuentes 2MASS en base al diagrama (J-H) vs. (H- K_s), considerando una recta de enrojecimiento para una estrella tipo A (Straizys y Laugalys 2007). Para eliminar de la selección las estrellas masivas de secuencia, se establece un límite en el color (H- K_s) dependiente de la absorción interestelar. La extinción para cada fuente se estimó considerando un valor promedio en celdas de $2'$ (Lada et al. 1994). Las fuentes IRAS seleccionadas cumplen los criterios de Yunkes et al. (1993) para YOSs. objetos es

En la distribución de candidatas a YSOs (Figura 3), se observan concentraciones proyectadas sobre la parte más brillante de la nebulosa y sobre las regiones HII IRAS 04000+5052 y BFS 34. La mayoría de los candidatos a YSOs coinciden en posición con gas molecular.

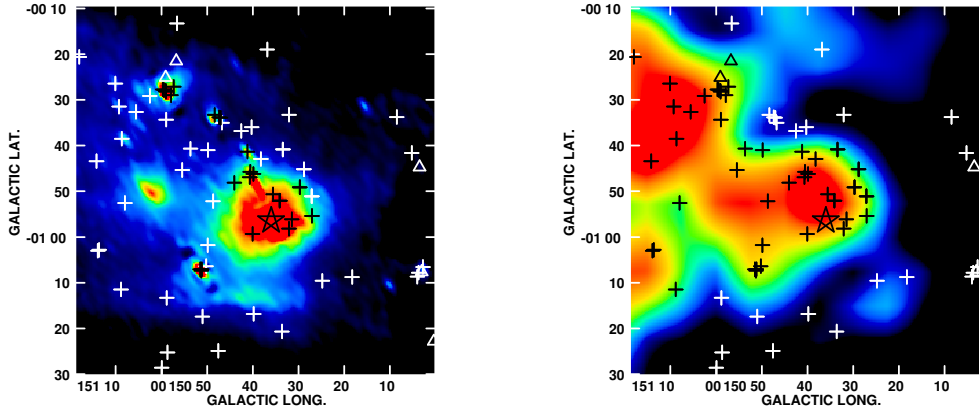


Figura 3. Candidatos a YSOs superpuestos a la imagen de $60 \mu\text{m}$ (izquierda) y a la emisión de la línea CO(1-0) en el intervalo -20 a -36 km s^{-1} . Escala de colores (T_b): 2-12 K. Las cruces indican la posición de las fuentes seleccionadas del catálogo 2MASS y los triángulos corresponden a las fuentes IRAS.

6. Conclusiones

Estos nuevos datos de la emisión en el continuo de radio permitieron detectar regiones ionizadas extendidas y de menor densidad pertenecientes a la nebulosa Sh2-206. Estas regiones de menor densidad se observan también en el infrarrojo lejano. La distribución del gas molecular sugiere que el *modelo de champagne* se ajusta a esta región (Tenorio-Table 1978). Se ha detectado gas HI asociado a la nebulosa, con velocidades similares a las del gas ionizado y molecular.

Las regiones de formación estelar se extienden hasta más de 30 pc del cuerpo principal de la nebulosa. Las candidatas a YSOs aparecen concentradas hacia los grupos de polvo interestelar y gas molecular. Esta distribución sugiere que la formación estelar ha sido inducida por la expansión de la región III.

Referencias

- Blitz, L., Fich, M., & Stark, A.A. 1982, ApJS, 49, 183
 Dame, T.M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, ApJ, 574, 792
 Deharveng, L., Israel, F.P., & Maucherat, M. 1976, A&A, 48, 63
 Georgelin, Y.M., Georgelin, Y.P., & Roux, S. 1973, A&A, 25, 337
 Icke, V., Gatley, I., & Israel, F.P. 1980, ApJ, 236, 808
 Israel, F.P. 1980, AJ, 85, 1612
 Kumar, M.S.N., Keto, E., & Clerkin, E. 2006, A&A, 449, 1033
 Lada, C.J., Lada, E.A., Clemens D.P., & Bally, J. 1994, ApJ, 429, 694
 Pismis, P., & Mampaso, A., 1991, MNRAS, 249, 385
 Sota, A., Maíz Apellániz, J., Walborn N.R., & Shida, R.Y. 2008, RMxAA Ser, 33, 56.
 Straizys V., & Laugalys, V. 2007, Baltic 16, 327
 Szymczak, M., Hrynek, G., & Kus, A.J. 2000, A&AS, 143, 269
 Tenorio-Tagle, G. 1978, A&A, 71, 59

PRESENTACIÓN ORAL

The environs of the infrared dust bubble N65

A. Petriella¹, S.A. Paron¹ & E.B. Giacani¹

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

Abstract. N65 is an infrared dust bubble with several signs of star formation activity around it. In this work we present a molecular and infrared study of the environs of N65 with the purpose of investigating the ISM around it. The molecular gas emission reveals that N65 is enclosed by a molecular cloud fragmented into smaller molecular clumps. By studying the infrared point sources in its vicinity we find several young stellar objects that are projected onto the molecular clumps. This results confirm that N65 may be triggering star formation through the “collect and collapse” process.

Resumen. N65 es una burbuja de polvo infrarroja con signos de formación estelar en sus alrededores. En este trabajo se presenta un estudio molecular e infrarrojo del entorno de N65 con el objetivo de explorar el MIE que lo rodea. La emisión del gas molecular revela la presencia de una nube molecular envolviendo a N65, que aparece fragmentada en grumos moleculares. Por otro lado, el estudio de las fuentes puntuales infrarrojas permite identificar varios objetos estelares jóvenes distribuidos a largo de los grumos moleculares. Estos resultados confirman que N65 puede estar disparando formación estelar a través del proceso de *collect and collapse*.

1. Introduction

It is known that during the supersonic expansion of an HII region, a dense layer of material can be collected between the ionization and the shock fronts (Emelgreen & Lada 1977). This layer can be fragmented in massive condensations that then can collapse to form new massive stars and/or clusters. Several recent observational studies indicate that this process, known as “collect and collapse”, triggers massive star formation (see e.g. Pomarès et al. 2009 and Zavagno et al. 2007, and references therein).

N65 is a galactic HII region cataloged by Churchwell et al. (2006) as an infrared dust bubble. It appears as a complete ring bordered by a photodissociation region (PDR), seen mainly at $8 \mu\text{m}$ (Fig. 1), which encloses ionized gas and hot dust observed at $24 \mu\text{m}$. Projected onto one of its borders lies the Extended Green Object (EGO) G35.03+0.35, which is a probable massive young stellar object driving outflows (Cyganowski et al. 2008). Close to N65 and adjacent to the EGO, lies the IR source IRAS 18515+0157, where several molecular lines tracers of star formation and maser emission were detected.

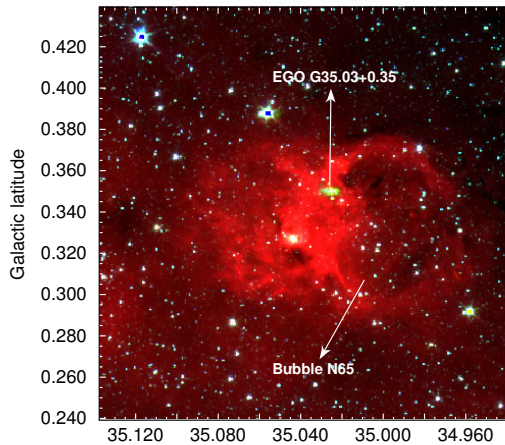


Figure 1. Mid-IR emission of the IR dust bubble N65: *Spitzer*-IRAC three color image ($3.5 \mu\text{m}$ = blue, $4.5 \mu\text{m}$ = green and $8 \mu\text{m}$ = red). The location of the EGO G35.03+0.35 is marked.

In this work, we present a molecular and IR study of the environs of N65 with the purpose of exploring the interstellar medium (ISM) around it and looking for further signatures of star formation.

2. Databases

We analyzed data extracted from three large-scale surveys: the Two Micron All Sky Survey (2MASS), 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 (3.6 , 4.5 , 5.8 , and $8 \mu\text{m}$, 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.

3. Results and discussion

3.1. Molecular study

We inspected the molecular gas around N65 using the GRS data in the whole velocity range (between -5 and 135 km s^{-1}) and found an interesting feature between 47 and 56 km s^{-1} . Figure 2 shows the integrated ^{13}CO J=1–0 emission in this range. The image reveals a molecular cloud with an arc-like appearance, open towards the south, which encircles the IR bubble. The molecular gas presents several clumps along the PDR. The distribution and morphology of this material suggests that the collect and collapse process might be occurring.

If we assume that the molecular cloud is physically associated with N65, we can adopt $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$ as the systemic velocity of the infrared dust bubble. As infrared dust bubbles at the near kinematic distance are more likely to be

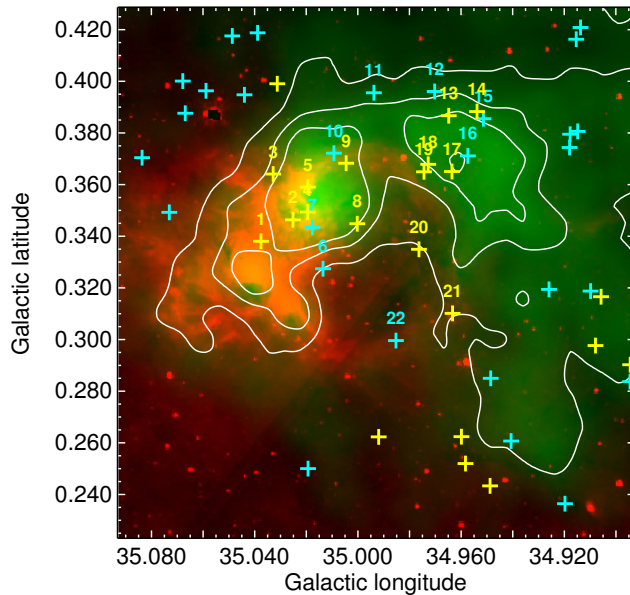


Figure 2. Two-color image towards N65: ^{13}CO J=1–0 emission integrated between 47 and 55 km s^{-1} (in green with the white contours 19, 23, and 33 K km s^{-1}) and 8 μm emission (in red). The yellow and light blue crosses are class I and II sources, respectively.

detected that at the far kinematic distance (see Churchwell et al. 2006), we assume the near distance of 3.5 kpc for N65 (being the far distance 10.5 kpc), according to the galactic rotation model of Fich et al. (1989). Considering local thermodynamic equilibrium (LTE) and an uniform excitation temperature $T_{\text{ex}} = 20$ K, we estimate the molecular mass and the density of the most intense molecular clump where the EGO G35.05+0.35 lies: $M_{\text{gas}} \sim 2 \times 10^3 M_{\odot}$ and $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

3.2. Infrared study

We analyzed the IR photometry of the point sources around N65 to look for young stellar objects (YSOs). The YSO candidates were selected from a [5.8]-[8.0] vs [3.6]-[4.5] color-color (CC) diagram (not presented here) constructed with data taken from the GLIMPSE Point Source Catalog in the *Spitzer*-IRAC bands. The stellar evolutionary stages are given by the criteria of Allen et al. (2004): class I sources are protostars embedded in massive circumstellar envelopes, class II are disk dominated objects, and class III are main sequence and giant stars.

Figure 2 shows the distribution of the class I (yellow crosses) and class II (light blue crosses) point sources around N65. We note the presence of a group of such sources projected onto the molecular clumps which surround the bubble. As molecular clouds are star birth places, we expect some of these sources to be YSOs whose formation could have been triggered by the expansion of N65.

We derived the spectral energy distribution (SED) of the YSO candidates. We fitted the IRAC and 2MASS fluxes using the tool developed by Robitaille et

al. (2007) and available online¹. We obtained a number of good fitted models and a range of physical parameters which define the evolutionary stage of the YSOs. We identify sources at the embedded stage as those which have $\dot{M}_{env} > 0$, where \dot{M}_{env} is the envelope accretion rate (see Poulton et al. 2008). They are sources 5, 6, 7, 10, 11, 12, 13, 15, 17, 18, 19, and 20. We call particular attention to sources 5, 15, and 20 as they are massive central sources (between 8 and 10 M_{\odot}) surrounded by envelopes of several solar masses (between 30 and 130 M_{\odot}).

Finally, we derive the SED of the EGO G35.05+0.35 by fitting the fluxes in the IRAC bands at 4.5, 5.8, and 8.0 μm , the SCUBA bands at 450 and 850 μm and the SIMBA band at 1,200 μm . By considering the selected model, we find that the total flux is completely dominated by a massive envelope, indicating that it is a protostar at its early stages of evolution. This result is consistent with the outflowing activity proposed by Cyganowski et al. (2006).

4. Concluding remarks

The study of the ISM around N65 shows that this infrared dust bubble is surrounded by a molecular cloud that appears fragmented into smaller molecular clumps along the PDR. Thus, the distribution and morphology of this molecular material suggest that the collect and collapse process may be occurring. By performing infrared photometry of point sources and fitting their SEDs, we find several YSO candidates projected onto the molecular clumps. We conclude that N65 is an active star forming region and another Galactic case of the collect and collapse process.

Acknowledgments. This work was partially supported by the CONICET grant PIP 112-200801-02166, UBACYT A023 and ANPCYT PICT-2007-00902.

References

- Allen, L.E., Calvet, N., D'Alessio, P. et al. 2004, ApJS, 154, 363
 Cyganowski, C.J., Whitney, B.A., Holden, E. et al. 2008, AJ, 136, 2391
 Emelgreen, B. G. & Lada, C.J. 1977, ApJ, 214, 725
 Fich, M., Blitz, L. & Stark, A.A. 1989, A&A, 342, 272
 Pomarès, M., Zavagno, A., Deharveng, L. et al. 2009, A&A, 494, 987
 Poulton, C.J., Robitaille, T.P., Greaves, J.S. et al. 2008, MNRAS, 384, 1249
 Robitaille, T.P., Whitney, B.A., Indebetouw, R. & Wood, K. 2007, ApJS, 169, 328
 Zavagno, A., Pomarès, M., Deharveng, L. et al. 2009, A&A, 472, 835

¹<http://caravan.astro.wisc.edu/protostars/>

PRESENTACIÓN MURAL

Catálogo de supercáscaras de hidrógeno neutro en la Vía Láctea

L. A. Suad¹, E. M. Arnal^{1,2} y S. Cichowolski³

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) (CCT-La Plata, CONICET), Villa Elisa, Argentina.*

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

(3) *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE, UBA), Buenos Aires, Argentina.*

Abstract. We present a number of neutral hydrogen supershells (SC-HI) found in the outer part of the Galaxy ($80^\circ \leq l \leq 130^\circ$ and $-50^\circ \leq b \leq 50^\circ$). These structures were indentified through visual inspection of the neutral hydrogen data cube and will be part of a catalog, which will complement the existing ones (Heiles 1979, McClure-Griffiths et al. 2002). We have only catalogued those structures whose linear diameters, at the SC-HI's kinematic distance, exceeds 200 pc. Using a least square method we have characterized the ellipse that best fits each structure.

Resumen. Se presentan supercáscaras de hidrógeno neutro (SC-HI) encontradas en la parte externa de la Galaxia ($80^\circ \leq l \leq 130^\circ$ y $-50^\circ \leq b \leq 50^\circ$). Estas estructuras fueron identificadas mediante la búsqueda basada en el reconocimiento visual de paquetes digitales de procesamiento de imágenes. Las mismas formarán parte de un catálogo que complementará los ya existentes (Heiles 1979, 1984, McClure-Griffiths et. al 2002). Sólo hemos catalogado aquellas estructuras cuyos diámetros lineales superan, a la distancia cinemática de la estructura, los 200 pc. Usando un método de mínimos cuadrados, hemos caracterizado la mejor elipse que ajusta cada estructura.

1. Introducción

Las supercáscaras de hidrógeno neutro (SC-HI) son grandes estructuras que se observan en el medio interestelar (MIE) de la Galaxia. Las mismas son observadas en la distribución de la emisión del hidrógeno neutro (HI) de la Vía Láctea como un mínimo de emisividad rodeado, total o parcialmente, por una cáscara que posee mayor temperatura de brillo. Las SC-HI se caracterizan por poseer grandes tamaños lineales, pudiendo alcanzar los mismos valores superiores al kpc, y por requerir para su formación una gran cantidad de energía ($E \geq 10^{52}$ erg). Estas estructuras se observan en un rango de velocidades radiales que puede variar entre un mínimo de 5 – 6 km/s y un máximo de 30 – 40 km/s . Las SC-HI pueden estar en estado estacionario o en expansión. Una SC-HI esférica (caso

ideal) en expansión, debería observarse en el plano del cielo a una velocidad radial dada (imagen posición-posición en la jerga radioastronómica) como un anillo de emisión de HI. A medida que la velocidad radial cambia, es esperable que su diámetro también cambie, siendo máximo para velocidades coincidentes con la velocidad baricentral de la estructura y mínimo para las máximas velocidades radiales (de acercamiento o alejamiento) de la misma.

El origen de estas estructuras es generalmente desconocido. El mismo podría deberse a la acción combinada de vientos estelares y explosiones de supernovas (Heiles, 1979), a la interacción de nubes de alta velocidad con el plano galáctico (Tenorio-Tagle, 1981, Santillán et al. 1999), o al proceso de formación de estrellas de quarks (Haensel & Zdunik, 2007).

2. Motivación del trabajo.

Al presente sólo existen dos catálogos de SC-HI galácticos. El más completo fue confeccionado por Heiles (1979), mientras que otro fue realizado por McClure-Griffiths et al. (2002). Las bases de datos usadas para su confección poseen diferentes resoluciones angulares, diferentes sensibilidades, y diferentes resoluciones en velocidad. Además, las técnicas y los criterios empleados en la identificación de las SC-HI son disímiles. Estos aspectos hacen que ambos catálogos no sean directamente comparables y que resulte complicado establecer la completitud de los mismos.

Usando el relevamiento de HI de todo el cielo confeccionado usando las bases de datos obtenidas en el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) y en Dwingeloo (Países Bajos) (Kalberla et al. 2005), se pretende elaborar un nuevo catálogo de SC-HI galácticas, que no adolezca de las limitaciones de los anteriores. La base de datos posee una resolución angular de $0^{\circ},5$, una resolución en velocidad $1,2$ km/s, y una sensibilidad $0,07$ K (3 rms). Este relevamiento se encuentra corregido por los efectos de radiación parásita (*stray radiation*).

3. Criterios de selección que deben satisfacer las estructuras de HI candidatas para ser catalogadas como SC-HI.

Las estructuras candidatas a ser SC-HI deben:

1. poseer un mínimo bien definido en la emisividad de HI, rodeado (total o parcialmente) por zonas de mayor emisividad. Dicho mínimo debe observarse en el cubo de datos en no menos de 5 planos consecutivos de velocidad radial.
2. tener un tamaño angular mínimo de 2° . Esta condición está vinculada a la resolución angular del relevamiento de HI que se utiliza.
3. poseer un tamaño lineal no inferior a los 200 pc.

4. Primeros resultados

En la Tabla 1 se detallan las SC-HI que han sido identificadas mediante una inspección visual de la zona del cielo comprendida entre $80^\circ \leq l \leq 130^\circ$ y $-50^\circ \leq b \leq 50^\circ$. Para determinar los parámetros característicos de cada supercáscara, se ajustó una elipse utilizando el método de mínimos cuadrados. Así obtuvimos la longitud (l_0) y latitud (b_0) galácticas del centro (columnas 2 y 3), los semiejes mayor (a) y menor (b) (columnas 4 y 5) y el ángulo de inclinación (θ) entre el eje mayor y el eje de longitud galáctica (columna 6). La distancia (D) a cada estructura fue estimada a partir de la velocidad sistémica (V_0), adoptando el modelo de Fich et al. (1989) (columnas 7 y 8). El tamaño lineal de los semiejes se tabula en las columnas 9 y 10, respectivamente. En la Figura 1 se muestra una de las estructuras encontradas, cuya designación se destaca en letras negras, listada en la Tabla 1.

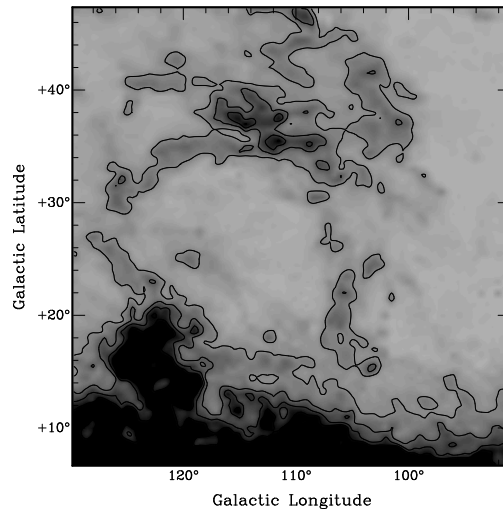


Figura 1. Supercáscara GSH115+26-63. Imagen promedio entre las velocidades -75 km/s y -59 km/s. Los contornos corresponden a 1, 2 y 3 K.

Referencias

- Fich, M., Blitz, L., & Stark, A. A. 1989, *ApJ* 342, 272.
 Haensel, P. & Zdunik, J. L. 2007, *astro-ph* 0701258v1.
 Heiles, C. 1979, *ApJ*, 229, 533
 Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, Dap, Arnal, E. M., Bajaja, E., Morras, R., Pöppel, W. G. L. 2005, *A&A* 440, 775.
 McClure-Griffiths N. M., Dickey, John M., Gaensler, B. M., Green, A. J. 2002, *ApJ* 158, 176.
 Santillán A., Franco J., Martos M., Kim J. 1999, *ApJ* 515, 657.
 Tenorio-Tagle, G. 1981, *A&A*, 94, 338.

Designación	l_0 ($^{\circ}$)	b_0 ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	θ ($^{\circ}$)	V_0 (km/s)	D (kpc)	a (pc)	b (pc)
GSH82+6-113	82,7	6,3	2,3	1,7	-0,5	-113	16,4	666	485
GSH82+8-82	82,8	8,9	1,2	0,9	0,1	-82	12	245	188
GSH84+9-65	84,7	9,9	4,2	2,7	-0,7	-65	9,1	670	427
GSH86-26-12	86,4	-26,4	11,9	10,3	-0,7	-12,4	3,3	700	600
GSH88-31-17	88,1	-31,3	7,7	5,6	-0,8	-17,5	4,1	565	410
GSH88+0-82	88,1	0,7	1,5	1,2	1,3	-82	10,7	275	225
GSH89+1-109	89,1	1,1	2,4	1,9	1,6	-109,2	14,5	598	490
GSH89-5-17	89,4	-5,1	2,9	1,7	0,1	-17,5	3,5	179	100
GSH90-4-69	90,7	-4,3	4,2	3,1	2,1	-69,1	8,8	643	474
GSH91+0-62	91,7	-0,4	2,3	1,2	-0,1	-62,8	7,9	312	165
GSH92-14-20	92,9	-14,1	5,8	4,9	-0,7	-20	3,3	336	284
GSH92+3-109	92,9	3,5	2,8	2,3	-0,3	-109,2	13,9	674	562
GSH94+19-112	94,3	19	12	6,5	-0,5	-112,3	18	3840	2060
GSH94-10-32	94,5	-10,2	9,7	8,4	0,3	-32	4,4	748	648
GSH96+5-130	96,2	5,2	4,7	2,1	0	-130,8	18,4	1503	673
GSH97+2-109	97,6	2,7	2,7	1,9	1,3	-109,2	13,4	624	457
GSH98-6-17	98,2	-6,6	4,7	4,0	2,3	-17,5	2,3	187	160
GSH98+9-40	98,5	9,8	4,3	1,7	0,4	-40,2	4,7	354	140
GSH100-2-117	100,1	-2,7	5,2	3,2	0,2	-117,5	15,2	1390	850
GSH100-1-40	100,6	-1,8	2,3	1,5	-0,6	-40,2	4,6	183	122
GSH101+2-111	101,8	2,9	2,5	1,5	-0,8	-111,3	13,6	585	353
GSH102+6-12	102,4	6,9	5,1	3,7	-0,6	-12,4	1,5	133	95
GSH102+30-22	102,9	30	4,6	1,9	-0,2	-22,7	2,8	227	98
GSH103+7-23	103,6	7,7	3,6	3,0	-0,2	-23,7	2,6	163	136
GSH105-3-58	105,1	-3,3	3,3	2,1	1,4	-58,7	5,9	340	215
GSH106+13-40	106,6	13,1	2,2	1,8	-0,7	-40,2	4,1	160	125
GSH107-3-21	107,5	-3,8	4	3,4	1,3	-21	2,1	146	124
GSH107-5-36	107,8	-5	3,3	1,9	1,9	-36,1	3,6	206	121
GSH109+3-133	109,3	3,1	2	1,8	0,5	-133,9	19,6	697	622
GSH109-4-63	109,5	-4,2	2,3	1,9	0,9	-63,9	6,3	250	212
GSH109+0-125	109,7	0,6	1,5	1,4	2,3	-125,7	17	454	403
GSH110+8-132	110,8	8,3	4,6	2,4	1	-132,3	19,5	1557	835
GSH111+1-101	111,3	1,4	1,8	1,4	-0,5	-101	11,5	377	283
GSH112-15-42	112,4	-15,4	5,7	3,2	0,8	-42,2	3,9	397	222
GSH114+24-32	114,7	24,4	11,1	8,9	0,9	-32	3,1	611	486
GSH115+26-63	115,0	26,1	10,2	8,9	-0,7	-63,9	6,8	1230	1070
GSH115+11-121	115,9	11,7	3,4	2,6	-0,1	-121,6	17,8	1056	800
GSH117-1-73	117,0	-1,9	2,2	1,4	0,1	-73,2	7,2	282	180
GSH117+1-45	117,3	1,5	1,9	1,5	0,7	-45	4	130	106
GSH118+11-60	118,1	11,3	3,9	2,2	-0,1	-60,8	5,8	403	226
GSH119-17-41	119,4	-17,6	4,5	3,7	1,8	-41,2	3,7	292	245
GSH122+12-114	122,4	12,5	4,6	3,3	0	-114,3	17,3	1396	990

Tabla 1. Parámetros característicos de cada supercáscara.

PRESENTACIÓN MURAL

Índice espectral tomográfico de la nebulosa de Gum

J. C. Testori^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

(2) *CONICET*

Abstract. We have used the radio continuum survey data at 408, 1420, 22800 and 33000 MHz in order to study the spectral index distribution in the Gum nebula region. After subtraction of the underlying thermal emission, we have applied the tomography technique and we found variations in the radio continuum temperature spectral index β between the IRAS Vela shell (IVS), that is a prominent ring-like feature, and the Gum nebula. These results would provide further support to the idea that both structures are different.

Resumen. Hemos utilizado los datos de los relevamientos en continuo de radio en 408, 1420, 22800 y 33000 MHz, con el fin de estudiar la distribución del índice espectral en la región de la nebulosa de Gum. Después de la substracción de la emisión térmica subyacente, hemos aplicado la técnica de la Tomografía y hemos encontrado variaciones en el índice espectral de temperatura β entre el IRAS Vela Shell (IVS), una prominente estructura en forma de anillo, y la nebulosa de Gum. Estos resultados darían más apoyo a la idea de que ambas son estructuras diferentes.

1. Introducción

La nebulosa de Gum es una de las más prominentes estructuras de cielo austral. Este enorme complejo cubre las constelaciones de Vela y Puppis. La nebulosa encierra interesantes estructuras, como los remanentes de supernova Vela XZY, su pulsar PSR 0833-45 y Puppis A, y una gran cantidad de regiones HII, como RCW 38, RCW 39, RCW 40, etc. La nebulosa está formada por débiles filamentos H α y posee un diámetro de 36° . Varios modelos básicos tratan de explicar el origen de esta estructura:

- Esfera fosil de Strömgren (Alexander, 1971).
- Un viejo remanente de supernova (Reynolds, 1976).
- Una región HII (Beuermann, 1973).
- Una superburbuja (Weber, 1977).

Energéticamente, los 4 modelos constituyen alternativas plausibles para la explicación del origen de la misma. La más probable sería la de una superburbuja producida por repetidas explosiones de supernovas (SN), como fue propuesto por Reynoso & Dubner (1997), basándose en estudios de HI. La distancia estimada es de 500 pc, con un diámetro de 150 pc. Embebida en la nebulosa, se

encuentra el IRAS Vela Shell (IVS), una prominente estructura en anillo que posee un diámetro de 15° y fué descubierta en el infrarrojo por Sahu (1992). La contraparte gaseosa en HI de la misma fue estudiada por Testori et al. (2006).

2. El índice espectral de temperatura

En la Figura 1 se muestran los mapas para las cuatro diferentes frecuencias (ver base de datos) donde se eliminó una componente difusa de la emisión, aplicando el método “Back Ground Filtering” (Sofue & Reich, 1979). Se define al índice espectral de temperatura β como $T_b(\nu) \sim \nu^{-\beta}$, donde $T_b(\nu)$ es la temperatura de brillo medida a la frecuencia ν . Para el cálculo del mismo y para aumentar la relación señal-ruido, los mapas fueron convolucionados a una resolución angular de 2° para la combinación en frecuencias 408/1420 MHz, mientras que para las combinaciones 1220/22800 y 1420/33000 MHz, se utilizó una resolución de 1° .

3. Base de datos

Fueron usadas tres bases de datos de continuo diferentes:

El relevamiento de todo el cielo en 408 MHz (Haslam et al. 1982).

El relevamiento del Hemisferio Sur Celeste en 1420 MHz. (Reich et al. 2001).

El relevamiento WMAP en 22800 y 33000 MHz (Bennett et al. 2003).

4. Contribución de la emisión $H\alpha$ a la radio-emisión

Debido a la contribución de la emisión $H\alpha$, el índice espectral obtenido será más chato que el real. Utilizando el método TT-plot para el cálculo de los índices espectrales y para cualquier tipo de combinación en frecuencias, en las regiones al norte del plano galáctico el índice es netamente no-térmico ($\beta=2,3-2,5$), mientras que a latitudes negativas predomina el índice espectral térmico ($\beta=2,1$), debido principalmente a la contribución $H\alpha$ del IVS. Para obtener un índice espectral más real, es conveniente sustraer la emisión $H\alpha$ en los mapas. Valls-Gabaud (1998) reportó la siguiente expresión para la relación entre la radio-emisión y la emisión $H\alpha$, en unidades de mK/R:

$$T^{ff}/H_\alpha = 8,396 \times 10^{-3} a \times \nu^{-2,1} T_4^{0,667} 10^{0,029/T_4} (1 + 0,08) \quad (1)$$

en la cual T_4 es la temperatura en unidades de 10^4 K, ν es la frecuencia en GHz y a el factor de Gaunt. Aplicando esta relación a la imagen $H\alpha$, obtenemos la contribución de dicha emisión para las cuatro frecuencias utilizadas, las que serán substraídas en cada una de las imágenes de radio-continuo.

5. La Técnica de la “Tomografía”

Este es un método utilizado por Katz-Stone & Rudnick (1997) que consiste en crear una serie de imágenes i para valores del índice espectral de temperatura $\beta=2,2; 2,3; \dots, 3,1$ de la siguiente forma:

$$Ti(\beta_i) = T_b(\nu_1) - T_b(\nu_2)(\nu_1/\nu_2)^{-\beta_i}, \quad (2)$$

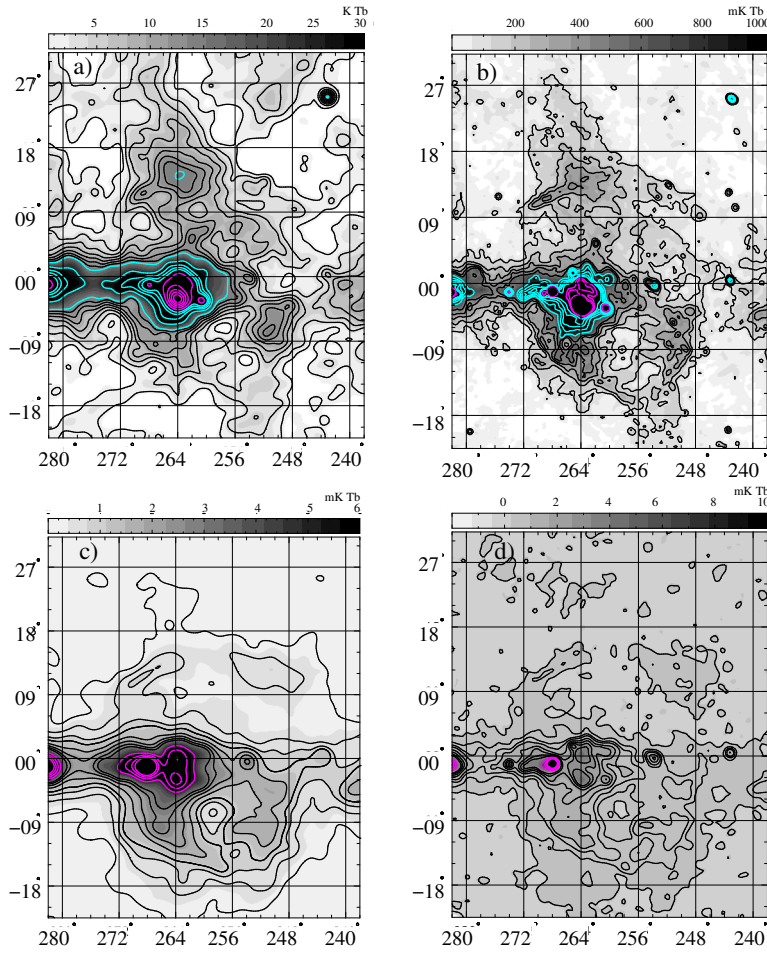


Figura 1. Mapas de la distribución de la temperatura de brillo en mK de la región de la nebulosa de Gum con la radiación de fondo substraída para las frecuencias a) 408 MHz, (Haz=58'), b) 1420 MHz (Haz=35'), c) 22,8 GHz. Haz=49',2 , d) 33 GHz (Haz=38'),

siendo T_b sólo la contribución de la temperatura de brillo no-térmica y donde ν_1 y ν_2 ($\nu_2 > \nu_1$) son las frecuencias utilizadas. Es posible obtener un valor de β_i para cada pixel n en una sola imagen, de acuerdo a la siguiente fórmula de Ladouceur & Pineault (2008):

$$\beta_n = \left(\sum_{i=1}^n \beta_i / T_i(\nu_i)^2 \right) / \left(\sum_{i=1}^n 1 / T_i(\nu_i)^2 \right) \quad (3)$$

6. Distribución del índice espectral

En la Figura 2 se muestra la distribución del índice espectral β para las tres combinaciones en frecuencia (408/1420, 1420/22800 y 1420/33000). En la Fig.

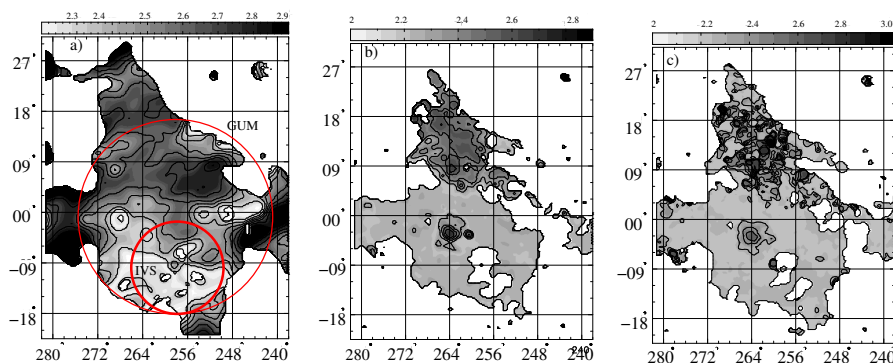


Figura 2. Distribución del índice espectral de temperatura β para las combinaciones en frecuencia a) 408/1420, b) 1420/22800 y c) 1420/33000 MHz. En la Fig. 2a) se muestran aproximadamente, los límites del IVS y de la nebulosa de Gum.

2a) se muestran aproximadamente los límites del IVS y de la nebulosa. Es posible aseverar que el IVS y la nebulosa de Gum son dos estructuras bien diferenciadas, tanto por el índice como por la distribución de los YSO. Luego de la substracción de la emisión térmica, encontramos que el índice espectral entre las diferentes combinaciones de frecuencias es, en promedio, $\beta \sim 2,5$ para las latitudes del norte. Sin la substracción, los valores obtenidos eran más chatos en $\Delta\beta \sim 0,1$. Para el IVS, los valores promedios varían desde $\beta \sim 2,25$ hasta 2,33, con un valor promedio anterior de $\beta \sim 2,1$ a 2,17 obtenido por el método de TT-plot.

Referencias

- Alexander, J.K., Brandt, J.C., Maran S.P., Stecher, T.P. 1971, ApJ, 167, 487
 Bennett C. L., Halpern M., et al. 2003. ApJS, 148, 1
 Beuermann, K. P. 1973. Ap. Space Sci, 20, 27
 Gaustad, J.E., McCullough, P.R., & Rosing, W., Van Buren, D. 2001, PASP, 113, 1326
 Haslam C.G.T., Wilson W.E., Graham D.A., Hunt G.C. 1974, A&AS, 13, 359
 Katz-Stone, D. M., & Rudnick, L. 1997, ApJ, 479, 258
 Ladouceur Y., Pineault S. 2008, A&A, 490, 197
 Reich P., Reich W. 1988, A&ASS 74, 7
 Reich P., Testori J.C., Reich W. 2001, A&A, 376, 861
 Reynoso E. M., Dubner G.M. 1997, A&ASS, 123, 31
 Reynolds, R.J. 1976, ApJ, 206, 151
 Sahu, M.S.: 1992, Tesis, Universidad de Groningen
 Testori, J.C., Reich, P., Bava, J.A. et al. 2001, A&A, 368, 1123
 Testori, J.C., Arnal, E. M., Morras, R., Bajaja, E., Poeppel, W.L.G., Reich, P. 2006, A&A, 458, 163
 Valls-Gabaud, D. 1998, PASA, 15, 111
 Wever, R., Mc Cray, C.T., Castor, J., Shapiro, P., Moore, R. 1977, ApJ, 218, 377

Parte IV

**Astronomía Extragaláctica y
Cosmología**

PRESENTACIÓN MURAL

Properties of long gamma ray bursts host galaxies in a cosmological Λ -CDM scenario

M. C. Artale¹, L. J. Pellizza¹ & P. B. Tissera¹

*(1) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET/UBA),
Pabellon IAFE, Ciudad Universitaria, Buenos Aires, Argentina*

Abstract. In this work, we present preliminary results on the study the nature of long gamma ray bursts host galaxies, applying different models for the progenitors of these phenomena in a cosmological hydrodynamical simulation for galaxy formation.

Resumen. En el siguiente trabajo se presentan resultados preliminares del estudio de la naturaleza de las galaxias huéspedes de gamma-ray bursts largos, aplicando diferentes modelos para los progenitores de estos fenómenos en una simulación cosmológica hidrodinámica de formación de galaxias.

1. Gamma Ray Bursts

Gamma ray bursts (GRBs) are short pulses of gamma-ray radiation observed, on average, once a day at random directions in the sky. Their redshifts ($z \sim 0 - 8$) confirm a cosmological origin, locating them at distances comparable to those of galaxies and distant quasars. GRBs that last more than 2s are called long GRBs (LGRBs), and observations suggest that their progenitors are massive stars. However, there is no consensus about the stellar properties (mass, metallicity, etc.) that trigger the production of these events (Woosley 1993; Fryer et al. 1999; Hirschi ; Meynet & Maeder 2005; Bisaldi et al. 2007). One way to investigate the properties of the progenitors is to analyse the stellar population of galaxies where LGRBs are observed (host galaxies, HGs). Combining models that describe the star formation history of galaxies with different scenarios for the progenitors of LGRBs, a synthetic population of HGs can be created. The comparison of this population with the observed hosts, allows us to test different scenarios for the progenitors. This method was applied by Nuza et al. (2007), using numerical simulations of galaxy formation, and by Chisari et al. (2009) and Campisi et al. (2009), using semi-analytic models. These authors found that observations are in agreement with a scenario where progenitors are low metallicity massive stars, although the upper metallicity limit is still unclear. It is important to note however, that these authors use different metallicity indicators. In this work, we use a method similar to that of Nuza et al. (2007) but with a higher resolution simulation to investigate the properties of the LGRB progenitors. This method has the advantage of providing a self-consistent description of the star formation history and chemical evolution of galaxies, which

allows us to estimate the metallicities of LGRB progenitors. The resolution of our simulations allows us to analyse HGs less massive than those of Nuza et al. (2007) and also to investigate the distribution of LGRBs inside galaxies.

2. Cosmological Simulations

The adopted cosmological model is the concordance Λ CDM. We use a cosmological simulation run with the hydrodynamical code Gadget-2 (Springel & Hernquist, 2002) which includes the chemodynamical code developed by Mosconi et al. (2001) and adapted to Gadget-2 by Scannapieco et al. (2005, 2006). The simulation corresponds to a cubic volume of $10h^{-1}$ Mpc side and was integrated numerically from $z \sim 30$ to $z = 0$, with initial gas and dark matter particle numbers of $N_{\text{gas}} = N_{\text{dm}} = 230^3$. The chemical evolution model allows the description of the enrichment of the baryons together with their dynamical evolution in a self-consistent form. Our simulation allows us to resolve stellar populations inside galaxies, and hence to investigate the dependence of LGRB production on their positions.

3. Semi-analytical model for LGRBs

We investigate three different models for the progenitors of LGRBs. In model 1, we consider as progenitors all stars with masses $m > 80M_{\odot}$. In model 2, the progenitors have masses $m > 8M_{\odot}$ and metallicities $Z < 0.1Z_{\odot}$. In model 3 the progenitors have masses $m > 54M_{\odot}$ and metallicities $Z < 0.6Z_{\odot}$. The mass limits for each metallicity cut-off were taken from Chisari et al. (2009), who derived them by fitting the LGRB rate observed by BATSE. For each model, we computed the number of LGRBs produced in each particle of the simulation with an age $t < 10^7$ yr using

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

where $m_p(z)$ is the mass of the particle p in the simulation, M_{\min} and M_{\max} are minimum and maximum progenitors masses respectively and $\psi(m)$ is the Salpeter (1955) initial mass function. For each galaxy in the simulation, we calculated the number of LGRBs produced at different redshifts. The detection probability of a HGs at redshift z is proportional to the number of LGRBs produced in it (Chisari et al. 2009), hence we computed the averaged HG properties (mass, metallicity, star formation rate) at a given redshift as

$$\langle X(z) \rangle = \frac{\sum_g n_{\text{LGRB}}(g, z) X(g, z)}{\sum_g n_{\text{LGRB}}(g, z)}$$

where X represent any of the above galaxy properties.

4. Preliminary Results

Our preliminary results indicate that observable HGs at all analyzed redshifts have masses between $10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$ for the three models, with a slight trend to decrease towards higher redshifts in agreement with the results of Chisari et al. (2009). The observable HGs have higher star formation rates than the global population in analyzed models. We also studied the mean metallicities of HGs. We find that HGs are, on average, more metal-rich than the mean of the global population. This is consistent with the fact that observable HGs tend to be more massive and with a higher SFR than the global population. Because of the high inhomogeneity abundances in the stellar populations of a given galaxy, we find only a weak dependence of the mean galaxy metallicity on that of the progenitor stars (see also Pontzen et al. 2009). In the future we will analyze in details the metallicity dispersion in HGs, performing higher numerical resolution simulations.

References

- Bissaldi E., Calura F., Mateucci F., et al., 2007, *A&A*, 471, 585.
Campisi M. A., De Lucia G., et al., 2009, *MNRAS*, 400, 1613.
Chisari E., Tissera P., Pellizza L., 2009 (submitted to *MNRAS*).
Fryer C. L., Woosley S. E., Hartmann D. H., 1999, *ApJ*, 526, 152.
Hirschi R., Meynet G., Maeder A., 2005, *A&A*, 443, 581.
Mosconi M. B., Tissera P. B., Lambas D. G., Cora S. A., 2001, *MNRAS*, 325, 34.
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., Hernquist L., 2002, *MNRAS*, 339, 649.
Woosley S. E., 1993, *ApJ*, 405, 273

PRESENTACIÓN ORAL

Radiogalaxies in the Sloan Digital Sky Survey: spectral index-environment correlations

C. G. Bornancini, A. L. O'Mill, D. García Lambas & S. Gurovich

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, IATE, Observatorio Astronómico, CONICET.

Abstract. We analyze optical and radio properties of radiogalaxies detected in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS). The sample of radio sources was selected from the catalogue of Kimball & Ivezić (2008). We construct a Hubble diagram of Ultra Steep spectrum (USS, $\alpha < -1$, where $S_\nu \propto \nu^\alpha$) radio sources in the optical r band and compare our results with those for normal galaxies and find that USS radio sources are about as luminous as the central galaxies in the maxBCG cluster sample and typically more than 4 magnitudes brighter than normal galaxies at $z \sim 0.3$. We also study correlations between the spectral index, richness and luminosity of clusters associated with radio sources. Our results suggest that clusters of galaxies associated with steeper than average spectra have higher richness counts and are populated by luminous galaxies in comparison with those environments associated to radio sources with flatter than average spectra.

Resumen. En este trabajo analizamos las propiedades en el óptico y en radio de radiogalaxias detectadas en el catálogo Sloan Digital Sky Survey (SDSS). La muestra de radiofuentes fue seleccionada del catálogo de Kimball & Ivezić (2008). Estudiamos el diagrama de Hubble en la banda r para radiofuentes con espectros empinados (USS, $\alpha < -1$, donde $S_\nu \propto \nu^\alpha$) y comparamos nuestros resultados con los obtenidos para galaxias normales y encontramos que las fuentes USS poseen luminosidades similares a las galaxias centrales en los cúmulos maxBCG y son, típicamente, 4 magnitudes más brillantes que las que las galaxias normales a $z \sim 0.3$. Estudiamos además, correlaciones entre el índice espectral, riqueza y luminosidad de los cúmulos asociados con las radiofuentes. Nuestros resultados sugieren que los cúmulos de galaxias asociados con fuentes con espectros más empinados poseen grandes riquezas de galaxias y están poblados por galaxias luminosas, en comparación con los cúmulos asociados con radiofuentes con espectros planos.

1. Introduction

Radio sources are frequently associated with massive systems at low and high redshifts. In the Local Universe these objects are usually identified with evolved red ellipticals and with luminous cD galaxies located at the centres of clusters

of galaxies (West 1994). Radio sources at high redshifts ($z \sim 4$) are identified with massive forming systems, i.e galaxies with diffuse UV morphologies and consistent with small substructures around a dominant bright galaxy (Miley et al. 2006). This evidence suggests that distant radio sources may represent the progenitors of the most massive galaxies observed in the Local Universe and are therefore important for the study of structure formation, such as clusters or groups of galaxies. In this work we analyze the optical and radio properties of radio sources with steep radio spectra, and we derive the main characteristics of clusters of galaxies associated with radio sources.

2. Radio and optical galaxy samples

The sample of radio sources was selected from the catalogue of Kimball & Ivezić (2008). This catalogue presents information in radio and optical bands taken from several surveys, including Faint Images of the Radio Sky survey (FIRST, 1400 MHz), NRAO VLA Sky Survey (NVSS, 1400 MHz), Westerbork Northern Sky Survey (WENSS, 325 MHz), Green Bank survey (GB6, 4850 MHz), and the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) optical survey. The flux density limits for each radio catalogue are 1, 2.5, 18 and 18 mJy for the FIRST, NVSS, GB6 and WENSS surveys, respectively. The SDSS catalogue contains flux densities of detected objects measured nearly simultaneously in the u, g, r, i, and z optical bands (Fukugita et al. 1996) with a limiting magnitude of $r < 22.2$. The sample of optical galaxies in the fields of radio sources was selected using the Catalog Archive Server Jobs System (CASJOBS) interface of SDSS, which allows the obtention of catalogues with parameters from the SDSS survey (DR6).¹ A more detailed description of the radio sample and the criteria used to merge catalogues can be found in Kimball & Ivezić (2008). Our sample of tracer galaxies for this work are drawn from the catalogue of galaxies with photometric redshifts of the DR6 catalogue (Oyaizu et al. 2008). In order to study and analyze the properties of clusters of galaxies associated with radio sources, we correlate the radio sources detected from the FIRST, NVSS and WENSS catalogues with clusters of galaxies selected from the maxBCG survey Koester et al.(2007) using a matching radius of $10''$.

3. Hubble diagram in the r band

In the last three decades the Hubble diagram in the K band ($K - z$ diagram) has been used to detect and study distant radio galaxies. In this work we perform a similar analysis in the optical r band. Figure 1, left panel shows the Hubble diagram using the r band (Petrosian magnitudes) vs. spectroscopic redshift. Filled circles represent measurements obtained for USS objects, big circles represent radio sources associated to maxBCG clusters. Light grey circles correspond to galaxies detected in the SDSS catalogue within the NOAO Deep Wide-Field Survey area, with photometric redshifts taken from Oyaizu et al. (2008). Dark grey points represent measurements of galaxies detected in the VIMOS VLT

¹<http://casjobs.sdss.org/CasJobs/>

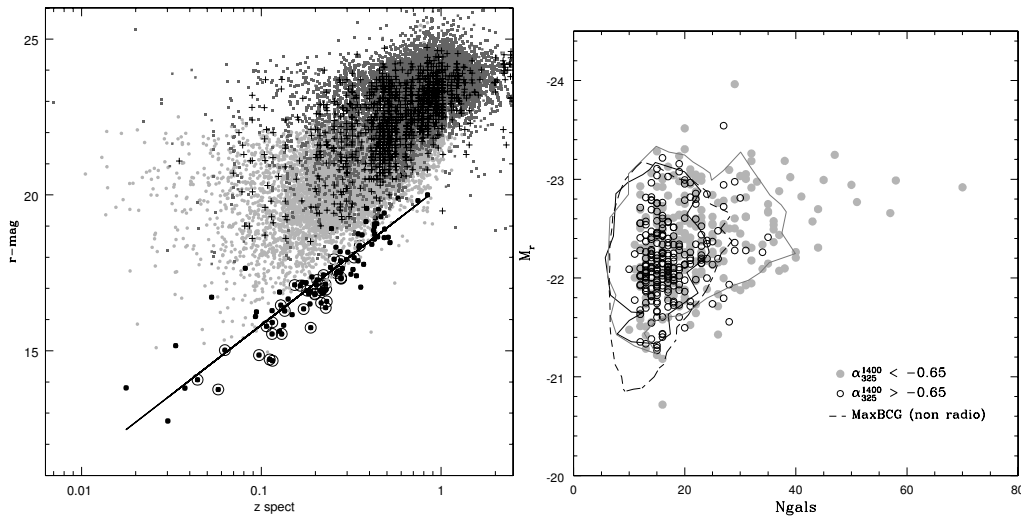


Figure 1. Left panel: Hubble diagram in the r band vs. spectroscopic redshift taken from the SDSS catalogue. Filled circles represent measurements obtained for USS objects. USS radio sources identified with maxBCG clusters are displayed as big circles. For more information, see the text. Right panel: Absolute magnitude in the r band of central maxBCG cluster galaxies as a function of galaxy richness (Ngals). Grey circles represent measurements for clusters associated with radio sources with $\alpha_{325}^{1400} < -0.65$ and black circles represent clusters identified with sources with $\alpha_{325}^{1400} > -0.65$. The contours represent 90% of the total objects (grey line for steep sources, solid line for flat sources and dashed lines for maxBCG clusters without radio emission).

deep survey (Le Fevre et al. 2005), with spectroscopic redshift and magnitudes converted to the SDSS system². Crosses represent spectroscopic measurements for galaxies identified in the Hubble Deep Field North region obtained in the ACS-GOODS survey (Cowie et al. 2004). The solid line represents the best fit obtained for the USS source sample, $r = (4.46 \pm 0.21) \times \log_{10}(z) + (20.28 \pm 0.16)$. As can be seen, USS radio sources are typically more than 4 magnitudes brighter than normal galaxies at $z \sim 0.3$.

4. Spectral index and richness

In order to study the nature of radio sources associated to clusters of galaxies we analyze possible correlations between the spectral index, the richness associated with each cluster and the luminosity properties of galaxies in these environments.

In Figure 1, right panel, we plot the absolute r band magnitude of central maxBCG cluster galaxies vs. richness (Ngals) for each cluster associated to radio sources with steeper than average, $\alpha_{325}^{1400} < -0.65$ (filled grey circles) and with flatter than average spectra, $\alpha_{325}^{1400} > -0.65$ (open circles), respectively. The contours represent the 90% of total objects (grey line) for steep sources, solid line

²<http://www.sdss.org/dr4/algorithms/sdssUBVRITransform.html>

for flat sources and dashed lines for maxBCG clusters without radio emission. We find that clusters of galaxies associated with steep spectrum sources have brighter central galaxies and have a high galaxy richness in comparison with clusters associated with flatter than average radio sources.

5. Conclusions

We have study optical and radio properties of radiogalaxies detected in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) with flux densities at 74, 325, 1400 and 4850 MHz, using the VLSS, WENSS, NVSS and GB6 radio catalogues. It is well known that a narrow relation exists between K-band and redshift as observed in Hubble diagrams (De Breuck et al. 2002). We construct a Hubble diagram of USS radio sources in the optical r band. Despite any k-correction and possible extinction effects, our r band Hubble diagram also clearly shows a tight correlation. We find that USS radio sources are as bright as central galaxies in the maxBCG cluster sample and typically more than 4 magnitudes brighter than normal galaxies at $z \sim 0.3$. We note that this result is not entirely new; for example De Breuck et al. (2002) also find that at redshifts $< \sim 1$ radio-loud galaxies define the luminous envelope using near infrared K-band magnitudes. At lower redshifts, we find that radio sources with steeper than average spectra are located in galaxy cluster environments. These clusters have a higher galaxy richness and are populated by brighter galaxies in comparison with clusters of galaxies associated to radio sources with flatter than average spectra. A natural explanation for these correlations is that radio emission in rich cluster of galaxies is pressure-confined in a high gas density environment. Radio lobes in galaxy cluster environment will expand adiabatically and lose energy via synchrotron and inverse Compton losses, resulting in a steeper radio spectra (Klamer et al. 2006).

Referencias

- De Breuck, C., van Breugel, W., Stanford, S. A., Röttgering, H., Miley, G., & Stern, D. 2002, *AJ*, 123, 637
- Cowie, L. L., Barger, A. J., Hu, E. M., Capak, P., & Songaila, A. 2004, *AJ*, 127, 3137
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., Doi, M., Shimasaku, K., & Schneider, D. P. 1996, *AJ*, 111, 1748
- Kimball, A. E., & Ivezić, 2008, *AJ*, 136, 684
- Klamer, I. J., Ekers, R. D., Bryant, J. J., Hunstead, R. W., Sadler, E. M., & De Breuck, C. 2006, *MNRAS*, 371, 852
- Koester, B. P., et al. 2007, *ApJ*, 660, 239
- Le Fèvre, O., et al. 2005, *A&A*, 439, 845
- Miley, G. K., et al. 2006, *ApJ*, 650, L29
- Oyaizu, H., Lima, M., Cunha, C. E., Lin, H., Frieman, J., & Sheldon, E. S. 2008, *ApJ*, 674, 768
- West, M. J. 1994, *MNRAS*, 268, 79

PRESENTACIÓN MURAL

Galaxias Enanas Ultra - Compactas (UCD) en el cúmulo de Antlia

J. P. Caso¹, L. P. Bassino^{1,2} y A. V. Smith Castelli^{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 preliminary results of the search for Ultra-compact dwarf galaxies in the central region of the Antlia cluster. This new kind of stellar system has brightness, mass and size between those observed in globular clusters and early-type dwarf galaxies, but their origin is not well understood yet.

Resumen. Se presentan resultados preliminares de la búsqueda de galaxias enanas ultra-compactas (UCD) en la zona central del cúmulo de Antlia. Este nuevo tipo de sistemas estelares posee brillo, masa y tamaño intermedios entre los de cúmulos globulares y galaxias enanas de tipo temprano, pero aún no se comprende exactamente cuál es su origen.

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 aquéllas situadas en los alrededores de NGC 3258 serían un grupo.

1.2. Galaxias enanas ultra-compactas (UCD)

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. 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.

Para realizar el procesamiento se realizó una primera selección de objetos puntuales con SExtractor sobre la imagen R, previa sustracción 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 enrojecimiento, se utilizaron los valores determinados por Dirsch et al. (2003). Junto a la calibración se convirtió el filtro R en T1 del sistema de Washington.

3. Selección de la muestra

Se acotó la selección a objetos con colores $0.8 < C-T1 < 2.3$, rango usual de los CGs (Dirsch et al. 2003, por ej.). Con éstos construimos dos muestras; la primera, correspondiente a los candidatos a CGs, contiene objetos con magnitudes entre $21 < T1 < 24$. En la segunda, consideramos candidatas a UCDs aquellos objetos en el rango $-13.5 < Mv < -11$ mag (Hilker 2009). Asumiendo que el módulo de distancia de Antlia es $(m-M) \approx 32.7$ y que la relación entre V y R para galaxias elípticas es $V-R = 0.6$ (Fukugita et al. 1995), las UCD poseerían magnitudes $18.6 < T1 < 21.1$ (**Figura 1**).

La muestra de candidatas a UCDs se compone de 211 objetos. En la **Figura 2** se muestra su distribución espacial proyectada, discriminando los candidatos rojos ($0.8 < C-T1 < 1.5$) y azules ($1.5 < C-T1 < 2.3$). Las galaxias dominantes están indicadas con sendos cuadrados rosados.

Para estimar la contaminación de fondo, se consideró una región triangular de 216 minutos cuadrados en la esquina sureste del campo. Debido a la cercanía de esta región con las zonas de estudio, podríamos estar estimando en exceso la contaminación; debido al reducido tamaño de la zona y la escasa cantidad de candidatas a UCDs, la estimación podría incluir errores apreciables.

4. Análisis de la muestra

4.1. Distribución espacial proyectada

En la **Figura 2** se observa que el sistema de candidatas en los alrededores de NGC 3268 es el más numeroso. Esto podría aportar algunos indicios acerca del origen de dichos objetos; recordemos que NGC 3268 sería, dentro de la estructura

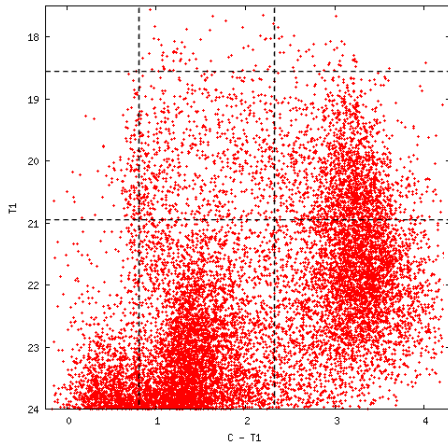


Figura 1. Diagrama color-magnitud; líneas punteadas delimitan la región donde se encuentran las candidatas a UCDs

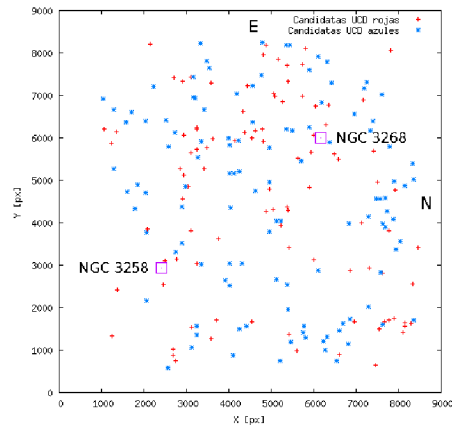


Figura 2. Distribución espacial proyectada de candidatas a UCDs en el campo central de Antlia

del cúmulo, la galaxia dominante de un cúmulo pequeño de galaxias, en tanto NGC 3258, lo sería de un grupo. Puesto que NGC 3258 posee el sistema de CGs más numeroso, esto podría indicar una falta de proporción entre los sistemas de CGs y UCDs.

4.2. Distribución radial

En el caso de las candidatas a UCDs en torno a NGC 3258, al corregir por contaminación de fondo, la población azul se pierde, en tanto la roja se reduce significativamente. Por esta razón, trabajaremos sólo con las poblaciones de candidatos a CGs y UCDs cercanas a NGC 3268.

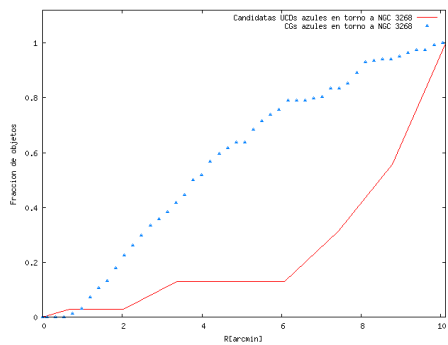


Figura 3. Distribución radial proyectada acumulativa de candidatas azules

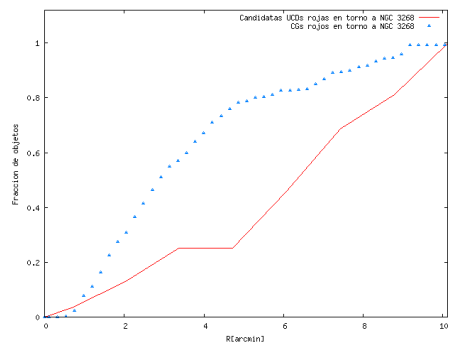


Figura 4. Distribución radial proyectada acumulativa de candidatas rojas

En la **Figura 3** se superponen las distribuciones radiales proyectadas de candidatas a UCDs y de candidatos a CGs azules ubicados a menos de $10'$ de NGC 3268, en tanto la **Figura 4** muestra aquellos objetos rojos. En ambos casos las poblaciones de CGs se encuentran más concentradas en torno a NGC 3268

que las candidatas a UCDs de colores equivalentes. Estimamos que tanto la distribución proyectada de los sistemas de CGs, como de las muestras de candidatas a UCDs, alcanzan en todos los casos al menos unos $10'$ en torno a NGC 3268.

Las candidatas a UCDs azules se encuentran menos concentradas que las rojas; apenas el 25 % de estos objetos se encuentra a distancias menores que $7'$ de NGC 3268, elevándose al 61 % cuando estudiamos los objetos rojos. Resultados preliminares indicarían que los objetos más brillantes dentro de la muestra de candidatas a UCDs, estarían más concentrados en torno a las galaxias dominantes que el resto.

4.3. Distribución de color

Tras corregir por contaminación de fondo, la distribución de color de candidatas a UCDs en torno a NGC 3268, aún presenta objetos en todo el rango de colores C-T1 usual en los CGs, aunque se observa un claro máximo en el intervalo de color más rojo. Parecería existir una distribución bimodal, pero su máximo en el rojo no concuerda con el que hemos encontrado para el sistema de CGs de esta misma galaxia. Calculamos la magnitud promedio de los objetos situados en cada intervalo y obtuvimos una tendencia a que objetos más rojos sean más brillantes, resultando una magnitud promedio de 20.1 para el intervalo $0.8 < C - T1 < 1.05$ y de 19.5 para el intervalo $2.05 < C - T1 < 2.30$

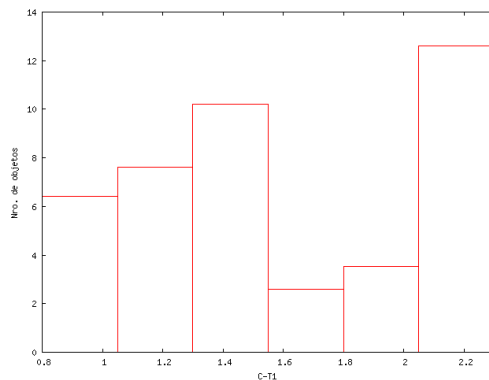


Figura 5. Distribución de color para candidatas a UCDs en torno a NGC 3268

Referencias

- Bassino L. P., Muzzio J. C., & Rabolli M. 1994, ApJ, 431, 634
 Dirsch B., Richtler T., & Bassino L.P. 2003, A&A 408, 929
 Fukugita M., Shimasaku K. & Ichikawa T., 1995, PASP, 106, 945
 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 ORAL

The Tully-Fisher relation in cosmological simulations

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

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

(2) *CONICET*

Abstract. In this work, we present preliminary results on the study of the origin and evolution of the stellar Tully-Fisher Relation (sTFR) by performing numerical hydrodynamical simulation in a cosmological frame-work. We found that the origin of the sTFR is closely related to the hierarchical growing up of the structure in the concordance cosmology paradigm in agreement with previous works. However, its evolution is strongly modulated by galactic winds, which play a fundamental role in the determination of the slope and normalization of the sTFR at different redshifts.

Resumen. En este trabajo, presentamos resultados preliminares de un estudio acerca del origen y evolución de la Relación de Tully-Fisher estelar (sTFR) mediante la realización de simulaciones numéricas hidrodinámicas en un contexto cosmológico. Encontramos que el origen de la sTFR se encuentra estrechamente relacionado al crecimiento jerárquico de la estructura en el paradigma cosmológico de concordancia en acuerdo con trabajos anteriores. Sin embargo, su evolución es fuertemente modulada por vientos galácticos, los cuales juegan un rol fundamental en la determinación de la pendiente y normalización de la sTFR a diferentes corrimientos al rojo.

1. Introduction

The Tully-Fisher Relation (Tully & Fisher 1977, hereafter TFR) has been the subject of numerous observational (e.g. Puech et al. 2008) and theoretical (e.g. Tissera et al. 1997; Portinari et al. 2007) works both, at low and intermediate and high redshifts. Many authors agree that the TFR evolves with time but it is not clear yet whether this evolution is in the slope, in the zero point or both. Moreover, it has been claimed that the level of evolution might depend on the adopted photometric band

In observational works, luminosity has been usually used as a surrogate for stellar mass because of the difficulties in measuring the latter. However, the stellar mass is considered a more fundamental parameter in galaxy evolution. With the advance of observational techniques, it has been possible to start studying the sTFR at $z > 0$. Puech et al. (2008), for example, determined the sTFR at $z \sim 0.6$ finding an evolution by ~ 0.36 dex with respect to the local one in such a way that galaxies with similar rotational velocities exhibit larger stellar masses

towards $z \sim 0$. Moreover, in a recent work, Cresci et al. (2009) found that the sTFR was already in place at $z \sim 2$, but displaced by ~ 0.49 dex towards lower stellar masses.

In the light of these results, it is indispensable to develop models which could provide clues for the origin and observed evolution of the sTFR. In this work, we try to assess this issue by performing numerical hydrodynamical simulations within a Λ CDM cosmology. In particular, we analyse the role of Supernovae (SN) feedback on the determination of the slope and normalization of the sTFR at different cosmic epochs.

2. Simulations and galaxy sample

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 GADGET-3 including treatments for metal-dependent radiative cooling, stochastic star formation and SN feedback (Scannapieco et al. 2006) was employed. We adopted the chemical model of Mosconi et al. (2001) adapted into GADGET by Scannapieco et al. (2005). We assumed a Salpeter Initial Mass Function with lower and upper mass cut-off of $0.1M_\odot$ and $40M_\odot$, respectively. 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.

Galactic systems were identified by combining a friends-of-friends technique with the algorithm SUBFIND (Springel et al. 2001). The mean properties of galaxies were estimated at the optical radius (R_{opt}), defined as the one which encloses 83 per cent of the baryonic mass of the systems.

We also applied a morphological cut-off to our sample in order to select a subsample of objects which can be considered a good representation of disc-like galactic systems. To do this in our model, we defined as '*disc galaxy*' every system which has more than 75 per cent of their total gas phase forming a rotationally support disc. Hereafter, we will refer to this subsample as DS. We note, however, that the stellar component does not form such good disc structures being generally dominated by the spheroid component.

3. Results and discussion

The sTFR could be considered the observed manifestation of a more fundamental correlation between the stellar mass and the depth of the dark halo potential wells of galactic systems. Henceforth, in order to analyse the origin of the sTFR, we will evaluate firstly the correlation between the stellar mass and circular velocity (defined as $(GM/R)^{0.5}$, where G is the gravitational constant and M is the enclosed total mass within R) of galaxies at the optical radius. By comparing the results from a model which includes treatments for SN feedback with another one in which these effects had been suppressed, we found that both models were able to describe the linear behavior of the observed TFR and its normalization (e.g. Atkinson et al. 2007), indicating that the sTFR arises naturally as a consequence of the hierarchical building up of the structure in a Λ CDM cosmology (Tissera et al. 1997; Steinmetz & Navarro 1999). However, we found

that SN outflows have an important influence on the shape and evolution of the simulated relation. The presence of galactic winds causes the steepening of the local sTFR from ≈ 3.0 to ≈ 4.2 as a result of the decrease in the stellar content of smaller galaxies because of the efficient action of SN feedback in shallower potential wells.

With respect to the redshift evolution, we found that up to $z = 2$ the wind-free model predicts variations smaller than 0.4 in the value of the slope. In the case of the SN-feedback model, the slope evolution is smaller than 0.1, which is of the order of the standard deviations. This finding is important as many authors assume a constant slope when studying the evolution of the TFR (e.g. Cresci et al. 2009; Puech et al. 2009). By fixing the slope at its local value, we obtained that the zero point evolves in such a way that, at a given rotational velocity, systems become more massive with time. In the case of the wind-free simulations, the zero point of the sTFR increases by ~ 1 dex in stellar mass between $z \sim 4$ and $z \sim 0$, while the SN-feedback model predicts variations of ~ 0.5 dex in the same redshift range. These discrepancies could be explained taken into account that SN-feedback injects energy into the interstellar medium causing a decrease in the star formation efficiency. Therefore, at a given potential well, the star formation process develops more efficiently if SN-feedback is suppressed leading to a more significant increase of the zero point of the sTFR with time. In the following, we will continue analysing the more realistic SN-feedback simulations.

Weiner et al. (2006) studied a new kinematic tracer $s_{0.5}$, defined as $s_{0.5}^2 = 0.5V_{\text{rot}}^2 + \sigma^2$, which accounts for disordered or noncircular motions as it combines in its definition the rotation velocity (V_{rot}) and velocity dispersion (σ) of a galaxy. Kassin et al. (2007) encountered that this estimator leads to a tighter Tully-Fisher Relation at $0.1 < z < 1.2$. We probed this estimator in our model by calculating V_{rot} and σ at the R_{opt} of simulated galaxies and comparing the sTFRs based in V_{rot} and $s_{0.5}$. We found that, at $z < 4$, $s_{0.5}$ describes a tighter correlation with a decrease in the overall dispersion of velocities, consistently with observations.

So far we have studied our whole sample of simulated galaxies. However, to a better comparison with observational results, hereafter we will restrict our analysis to the DS and study the evolution of the sTFR by using V_{rot} as kinematic indicator. We found that disk-like simulated galaxies exhibit a very tight sTFR following a linear behavior in agreement with observational works. With respect to the slope of the Local relation, different values have been reported in the literature but almost all range from 2.8 (e.g. Puech et al. 2008) to 4.5 (e.g. Bell & de Jong 2001) depending on the selected kinematic indicator and the technique used for estimating the stellar mass. The value of the local slope predicted by our simulation is around 3.3 showing no significant evolution with redshift, in concordance with observations.

In order to determine the sTFR, we defined the parameter Y_{100} as the stellar mass corresponding to $V_{\text{rot}} = 100 \text{ km s}^{-1}$ as predicted by the linear fit to the sTFR. We consider that it is more robust to study the evolution of the indicator Y_{100} rather than the zero point because the value Y_{100} is more representative of the stellar masses of our simulated galaxies. The sTFR obtained in our simulations evolves with time in such a way that, at a given velocity, stellar masses increase by 0.2 dex in the intervals $0 < z < 1$ and $1 < z < 2$. The mass

variations obtained between $z = 0$ and $z = 2$ are in agreement with the results reported by Cresci et al. (2009). At intermediate redshifts, Puech et al. (2008) found a stronger evolution with variations of approximately 0.36 dex between $z = 0$ and $z = 1$. However, these differences might be a result of the use of different kinematic estimators and will be analysed in more detailed in a future work (De Rossi et al. 2010, in preparation).

4. Conclusions

We have studied the influence of galactic winds on the evolution of the sTFR by employing numerical hydrodynamical simulations in a cosmological frame-work.

We found that galactic winds tend to increase the slope of the correlation between stellar mass and circular velocity reaching results more consistent with observations. We also found no significant evolution of this slope with time. This last result is very important as it is usually assumed by many authors when studying the dynamical evolution of galaxies. With respect to the zero point, the simulated relation evolves with time in such a way that, at a given rotational velocity, systems become more massive at lower redshifts. SN feedback has a fundamental role on the regulation of the star formation process in galaxies. When SN outflows are including in the model, the level of evolution of the normalization the of sTFR decrease from 1 dex to half this value.

In the light of these results, we can conclude that the determination of the zero point and slope of the sTFR at different cosmic times might contribute a great deal to constrain theoretical models of SN feedback and galactic winds. This issue will be studied in more detail in a future work (De Rossi et al. 2010, in preparation).

Acknowledgments. We are grateful to CONICET, PICT 32342 (2005) and PICT 245 (2006). The authors would like to thank the Argentinian Astronomical Society for its financial support to attend this meeting.

References

- Atkinson, N., Conselice, C. J., Fox, N. 2007 (astro-ph/0712.1316)
 Bell, E. F. & de Jong, R. S. 2001, 550, 212
 Cresci, G., et al., 2009 ApJ, 697, 115
 Kassin, S. A., et al. 2007, Apj, 660, 35
 Mosconi, M. B., Tissera, P. B., Lambas, D. G. & Cora, S. A. 2001, MNRAS, 325, 34
 Puech, M., et al. 2008, A&A, 484, 173
 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., White, S. D. M., Tormen, G. & Kauffmann, G. 2001, MNRAS, 328, 726
 Steinmetz, M. & Navarro, J. 1999, ApJ, 513, 555
 Tissera, P. B., Lambas, D. G. & Abadi, M. G. 1997, MNRAS, 286, 384
 Tully, R.B. & Fisher, R.J. 1977, A&A, 54, 661
 Weiner, B.J., et al. 2006, ApJ, 653, 1027

PRESENTACIÓN MURAL

Milky Way type galaxies in numerical simulations of structure formation

M. E. De Rossi^{1,2}, P. B. Tissera^{1,2}, G. De Lucia³ & G. Kauffmann³

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

(2) *CONICET*

(3) *Max-Planck-Institut für Astrophysik*

Abstract. In this work, we make use of the Millennium Simulation to study the chemo-dynamical evolution of Milky Way type galaxies within a Λ CDM cosmology. We find that these systems might be described by a main progenitor which evolves by acquiring smaller substructures. Supernovae feedback regulates the evolution of these galaxies principally at high redshifts when the potential wells are shallower, while, at lower redshifts, the efficiency of star formation is mainly determined by AGNs. Our results suggest that the dispersion detected in the mass-metallicity plane for these galaxies reveals differences in their formation histories. However, statistically, we find evidences to support the Milky Way as a typical Sb/Sc galaxy, constituting a suitable benchmark to constrain numerical models of galaxy formation in the same mass range (De Rossi et al. 2009).

Resumen. En este trabajo, hacemos uso de la simulación del Millennium para estudiar la evolución químico-dinámica de galaxias tipo Vía Láctea dentro de una cosmología Λ CDM. Encontramos que estos sistemas pueden ser descritos por un progenitor principal que evoluciona acretaando subestructuras más pequeñas. La retroalimentación al medio por Supernovas regula la evolución de estas galaxias principalmente a corrimientos al rojo altos cuando los pozos de potencial eran menos profundos, mientras que, a corrimientos al rojo menores, la eficiencia de formación estelar se encuentra principalmente determinada por AGNs. Nuestros resultados sugieren que la dispersión de estas galaxias en el plano masa-metalicidad revela diferencias en sus historias de formación. Sin embargo, estadísticamente, encontramos evidencias que indican que la Vía Láctea es una galaxia Sb/Sc típica, constituyendo una adecuada referencia para acotar los modelos numéricos de formación de galaxias en el mismo rango de masas (De Rossi et al. 2009).

1. Introduction

Over the last decade, many research projects have tried to link the chemical and dynamical features of galaxies with the aim at finding clues about their evolution. In the local Universe, there is a clear correlation between the stellar

mass and metallicity of galaxies in the sense that brighter and more massive systems are more metal-enriched (e.g. Tremonti et al. 2004; Lee et al. 2006). Moreover, this correlation seems to evolve with time in such a way that, at a given stellar mass, galaxies exhibit lower abundances in the past (e.g. Erb et al. 2006; Maiolino et al. 2008).

With the advent of more sophisticated numerical codes (e.g. Mosconi et al. 2001) and semi-analytical models (e.g. De Lucia et al. 2004), it has been possible to tackle the problem of galaxy formation and chemical enrichment from a theoretical point of view. In particular, Tissera et al. (2005) and De Rossi et al. (2007) performed wind-free numerical simulations within a Λ CDM scenario showing that the mass-metallicity relation (MZR) arises naturally in a hierarchical framework.

In this work, we take advantage of the public archive of the Millennium Simulation, which is one of the largest simulation of structure formation ever carried out, to study the chemo-dynamical evolution of galaxies, focusing on Milky Way-type systems with the aim at explaining how they got to the location on the M-Z plane that they occupy at $z = 0$.

2. Simulations and galaxy sample

The Millennium Simulation (Springel et al. 2005) follows $N = 2160^3$ particles of mass $8.6 \times 10^8 M_\odot h^{-1}$ in a comoving periodic box of $500 \text{ Mpc } h^{-1}$ on a side, and with a spatial resolution of $5 \text{ kpc } h^{-1}$ in the whole box. The cosmological model is consistent with the first-year data from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (Spergel et al. 2003): $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_b = 0.045$, $h = 0.73$, $\Omega_\Lambda = 0.75$, $n = 1$, and $\sigma_8 = 0.9$. The galaxy catalogue was generated by using the semi-analytical model described in Croton et al. (2006) and De Lucia & Blaizot (2007). It includes treatment for star formation, gas cooling, metal enrichment, mergers, Supernova feedback and active galactic nuclei (AGN).

In the present study, we selected central galaxies of their dark matter haloes with maximum circular velocities within the range $200 - 250 \text{ km s}^{-1}$, and $1.5 < \Delta M < 2.6$ with $\Delta M = M_{\text{bulge}} - M_{\text{total}}$ (Simien & de Vaucouleurs 1986). Hereafter we will refer to these systems as MW galaxies.

3. Results and discussion

For all model galaxies in the MW sample, we reconstructed the full merger trees by using the public database. We defined a main branch by connecting each galaxy to its most massive progenitor (the main progenitor) at each node of the tree. We found that, at $z = 0$, the total accreted stellar mass varies between 7 and 23 per cent of the total stellar mass of MW-type galaxies. On the other hand, the accreted cold gas represents only ~ 6 per cent of the final stellar mass. Thus, for galaxies in the MW sample, more than 80 per cent of the stars formed in the main branch which therefore provides a good representation of the galaxy history itself. Moreover, we found that only ~ 12 per cent of our model MW-type galaxies experienced a major merger during their lifetimes, and for only ~ 3.23 per cent of our sample this major merger was the last accretion event.

Therefore, in the following, we will focus on the analysis of the formation history of the main progenitors of MW-type systems.

We found that, at $z = 0$, the MZR of model MW-type galaxies has a dispersion of ~ 0.10 dex, in agreement with the observed results by Tremonti et al. (2004). Moreover, our results suggest that, at a given stellar mass, the main parameter determining this dispersion is the gas richness of the systems. Poorer or richer gas systems have higher or lower level of enrichment (respectively) than the mean. At $z = 3$, the MW sample exhibits metallicities ranging from -1 to 0.7 dex and stellar masses covering the range from 10^8 to $10^{11} M_{\odot} h^{-1}$, but all these systems get to a tighter relation by $z \sim 0$. Therefore, small stellar systems have to evolve more importantly than massive stellar ones during this time interval. We found that gas-poor progenitors evolve more smoothly from $z = 3$ to $z = 0$ because of their lower specific star formation rates due to the fact that they have already transformed most of their gas into stars and they have already accreted most of their mass by $z \sim 3$. On the other hand, gas-rich progenitors at $z \sim 3$ exhibit significant chemical evolution between $z \sim 3$ and $z \sim 1$ as a consequence of their higher specific star formation rates and the fact that they accreted a factor of two more stellar mass than gas-poor progenitors.

With respect to the evolution of the baryonic partition function of galaxies, the model is able to describe four phases: hot gas, cold gas, stellar mass and ejected gas (due to galactic outflows). Our results suggest that, at lower redshifts, most of the baryons are in the hot and stellar phases, while the cold and ejected gas components dominate at very high redshifts. In particular, the ejected mass reaches a maximum at $z \approx 2.6$. In the case of cold gas mass, it has a maximum at $z \approx 1.5$, when the cold gas fraction is around 0.4. At $z < 3$, we obtained a dominant hot gas mass component. This is in part due to the cooling flow suppression by AGN feedback used to build up the galaxy catalogue. Croton et al. (2006) tuned the model to reproduce the local relation between the mass of the bulge and the mass of the black hole and it is known that the MW black hole is offset from this relation. Then, as expected, for our MW-type galaxies we obtained a mean central black hole mass of $4.8 \times 10^7 M_{\odot} h^{-1}$, which is one order of magnitude above the observational estimations for the MW galaxy. Also, Supernovae (SNe) feedback contributes to build up the hot phase. Although at lower redshifts SNe are not the main source of heating, the excess of hot gas might suggest that the combination of both types of feedback and their relative importance need to be revised. We note however, that recent observational studies have shown evidence for the existence of a hot halo gas surrounding spiral galaxies.

4. Conclusions

We have studied the assembly and chemical evolution of MW-type galaxies. In the galaxy catalogue built by De Lucia & Blaizot (2007) for the Millennium Simulation, we selected MW-type galaxies by imposing circular velocity and bulge-to-disc ratio constrains.

The main results are:

(1) Most of the final stellar mass of model MW-type galaxies is formed in situ within the main progenitors of MW-type systems. About 15 per cent of the

final ($z \sim 0$) stellar mass is formed in smaller substructures that are accreted over the lifetime of these systems. Only ~ 12 per cent of our MW-type galaxies experienced a major merger during their lifetime, and for only 3.23 per cent of our sample this major merger was their last accretion event.

(2) The distribution of baryons in different components is regulated by feedback processes. At $z > 4$, the potential wells are shallower leading to a more efficient action of galactic winds triggered by SN feedback in ejecting large fractions of the gas outside the haloes. By $z \sim 1$, a large part of this gas has been re-incorporated and the suppression of cooling flows by AGN feedback starts playing a more important role, keeping an important fraction of the baryons in the hot phase.

(3) If we restrict the modeled MW galaxies to satisfy also observational constraints on stellar mass and gas fractions, the obtained subsample exhibits similar trends than our complete MW sample indicating that formation history of galaxies is mainly modulating by the hierarchical aggregation of dark matter halos. The dispersion found in the MZR seems to be the result of different formation histories. However, our results suggest that the Galaxy may be considered a typical Sb/Sc galaxy in the same mass range, providing a suitable benchmark for numerical models of galaxy formation. For further details about this work see De Rossi et al. (2009).

Acknowledgments. MEDR and PBT would like to thank the Argentinian Astronomical Society for its financial support to attend this meeting. This work was partially supported by the European Union's ALFA-II programme, through LENAC, the Latin American European Network for Astrophysics and Cosmology. We acknowledge support from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas and Agencia de Promoción de Ciencia y Tecnología, PICT 245 Max Planck (2005). The Millennium Simulation databases used in this paper and the web application providing online access to them were constructed as part of the activities of the German Astrophysical Virtual Observatory.

References

- Croton, D.J., et al. 2006, MNRAS, 365, 11
 De Lucia, G., Kauffmann, G., White, S.D.M. 2004, MNRAS, 349, 1101
 De Lucia, G. & Blaizot, J. 2007, MNRAS, 375, 2
 De Rossi, M.E., Tissera, P.B. & Scannapieco, C. 2007, MNRAS, 374, 323
 De Rossi, M.E., Tissera, P.B., De Lucia, G. & Kauffmann, G. 2009, MNRAS, 395, 210
 Erb, D.K., Shapley, A.E., Pettini, M., Steidel, C.C., Reddy, N.A. & Adelberger, K.L. 2006, ApJ, 644, 813
 Lee, H., et al. 2006, ApJ, 647, 970
 Lemson, G. & the Virgo Consortium, astro-ph/0608019
 Maiolino, R., et al. 2008, MNRAS, 488, 463
 Mosconi, M.B., Tissera, P.B., Lambas, D.G., Cora, S.A. 2001, MNRAS, 325, 34
 Simien, F. & de Vaucouleurs, G. 1986, ApJ, 302, 564
 Springel, V., et al. 2005, Nat, 435, 629S
 Tissera, P.B., De Rossi, M.E. & Scannapieco, C. 2005, MNRAS, 364L, 38
 Tremonti, et al. 2004, ApJ, 613, 898

PRESENTACIÓN MURAL

The influence of supernova feedback on the chemical enrichment of baryons

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

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

(2) *CONICET*

Abstract. In this work, we analyse the role of galactic winds on the evolution of the mass-metallicity relation (MZR) of galaxies by performing cosmological hydrodynamical simulations which include Supernova (SN) feedback. Our model is able to reproduce the observed patterns of the MZR since $z \sim 3.5$ and the slope of the yield-mass relation in the Local Universe. However, these simulations fail to describe the observed level of chemical evolution at a given stellar mass, suggesting that simulated galactic winds are too strong and that their efficiency needs to be revised. Nevertheless, it is encouraging that SN feedback acts in the right way ejecting metals towards the intergalactic medium (IGM) and generating a correlation between circular velocity and stellar mass, in general agreement with observations.

Resumen. En este trabajo, analizamos el rol de los vientos galácticos en la evolución de la relación masa-metalicidad (MZR) de las galaxias realizando simulaciones cosmológicas hidrodinámicas que incluyen retroalimentación al medio por Supernovas (SNs). Nuestro modelo es capaz de reproducir los rasgos observados de la MZR desde $z \sim 3,5$ y la pendiente de la relación eyecta-masa en el Universo Local. Sin embargo, estas simulaciones fallan en describir el nivel observado de evolución química a una dada masa estelar, sugiriendo que los vientos galácticos simulados son demasiado fuertes y que su eficiencia necesita ser corregida. No obstante, es alentador que la retroalimentación al medio por SNs actua en el sentido correcto eyectando metales hacia el medio intergaláctico (IGM) y generando una correlación entre la velocidad circular y masa estelar, en acuerdo general con las observaciones.

1. Introduction

The chemical evolution of galaxies is the result of the joint action of several physical processes such as mergers, gas inflows, SN feedback and active galactic nuclei (AGN) activity, among others. Although it is not easy to disentangle the effect of each individual process, the analysis of the chemical abundances of galaxies might provide important clues on the evolutionary histories of these systems (e.g. Chiappini et al. 2003; Tissera et al. 2005; De Rossi et al. 2007; De Rossi et al. 2009; Matteucci et al. 2009).

In the Local Universe, there is a clear correlation between the luminosity and the metallicity of galaxies (LZR), in such a way that brighter systems tend to be more metal rich. This correlation seems to evolve with time so that, at a given metallicity, galaxies were brighter in the past (e.g. Kobulnicky & Kewley 2004; Shapley et al. 2004).

Luminosity is usually used as a surrogate of stellar mass because of the difficulties in measuring the latter. However, the MZR seems to be a more fundamental relation. Tremonti et al. (2004, T04) found a strong correlation between gas-phase metallicities and stellar masses for a sample of star-forming galaxies in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS). The MZR shows a linear growth between $\sim 10^{8.3} M_{\odot} h^{-1}$ and $10^{10.35} M_{\odot} h^{-1}$, flattening for larger stellar masses. Savaglio et al. (2005) estimated a relative evolution of 0.10-0.15 dex at $z \sim 0.7$ with respect to the local MZR of T04, while Erb et al. (2006a) found a relative evolution of ~ 0.30 dex for the MZR of galaxies at $z \sim 2.5$. Recently, Maiolino et al. (2008) reported that the MZR is already in place at $z \sim 3.5$, exhibiting a much stronger evolution than that observed at lower redshifts.

In the light of these results, it is indispensable to develop theoretical models which could provide clues for the origin and evolution of the MZR. In particular, Tissera et al. (2005, T05) and De Rossi et al. (2007, DR07) performed cosmological hydrodynamical simulations finding that the MZR appears naturally in a Λ CDM Universe and that its shape could reflect the fingerprints of the hierarchical building up of the structure. In this work, we extend this first study by analysing the role played by galactic outflows on the chemical evolution of galaxies and the IGM.

2. Simulations and galaxy sample

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 GADGET-3 including treatments for metal-dependent radiative cooling, stochastic star formation and SN feedback (Scannapieco et al. 2006) was employed. We used the chemical model developed by Mosconi et al. (2001) and adapted by Scannapieco et al. (2005) into GADGET. This model follows the ejection of chemical elements by SNII and SNIa. We adopted a Salpeter Initial Mass Function with lower and upper mass cut-off of $0.1 M_{\odot}$ and $40 M_{\odot}$, respectively. 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 phases, respectively.

Galactic systems were identified by combining a friends-of-friends technique with the algorithm SUBFIND (Springel et al. 2001). The mean properties of galaxies were estimated at the optical radius (R_{opt}), defined as the one which encloses 83 per cent of the baryonic mass of the systems.

3. Results and discussion

T05 claimed that the MZR can be reproduced in a Λ CDM Universe with a shape reflecting fingerprints of the hierarchical aggregation of the structure. However, their wind-free model was not able to describe the low mass end of the MZR

predicting larger metallicities than observed ones. In this work, we found that a consistent treatment of galactic winds in our simulations leads to a tighter correlation between stellar mass and gas-phase chemical abundances since $z = 3.5$, which exhibits similar patterns to the observed one. In general, we detected a decrease in the zero point value by around ~ 0.26 dex with respect to the results reported by DR07 based in their wind-free simulations, showing the efficiency of galactic outflows to eject metals outside the central regions of galaxies. In particular, the MZR predicted by our simulations fits pretty well the shape of the observed MZR obtained by Maiolino et al. (2008) at $z \sim 3$. This decrease in the metal content of simulated galaxies originated by SN outflows allows us to describe the observed MZR at high redshifts, but fails to represent the local level of enrichment.

As there is no observational consensus about the exact value of the zero point of the MZR, it is more useful to study its level of evolution. In this sense, at a given stellar mass, the model which includes SN feedback predicts a smaller evolution than the observed one. In fact, although the feedback model is able to describe better the dynamical and the chemical enrichment of galaxies, the winds used in these simulations seem to be very strong, producing an important decrease in the chemical content of the systems. Similar results are obtained by studying the MZR derived from stellar metallicities.

With respect to effective yields (y_{eff}) of local galaxies, DR07 found that, contrary to observations (e.g. Garnett 2002), smaller galaxies tend to exhibit larger y_{eff} supporting the claim for the need of stronger SN outflows in their simulations. In this work, we found that the inclusion of galactic winds solves the problem of the slope of the yield-mass relation in the Local Universe. These results suggest that SN feedback might be responsible for the correlation between the baryonic mass of galaxies and y_{eff} at $z \sim 0$, as suggested by Tremonti et al. (2004).

We also studied the gas fractions as a function of stellar mass at different cosmic times for the simulations which include galactic winds. Although there is an important dispersion, we found that there is no significant evolution of the mean gas fractions with time in contradiction with observations (e.g. Erb et al. 2006b). Our findings indicate that our SN feedback is very efficient in heating the gas and seems to be inhibiting the star formation process. These conclusions are consistent with the little level of evolution obtained for the MZR. Nevertheless, it is worth noting that simulated gas fractions are consistent with observational results (e.g. Zhang et al. 2009). Furthermore, the SN feedback model is able to predict a correlation between stellar masses and circular velocities of the gas component in agreement with the observed Tully-Fisher Relation (De Rossi et al. 2010, in press).

Our simulations predict that galactic winds also allow for important ejection of metals to the IGM. We evaluated the fraction of metals located between 1 and 5 optical radius. We found that this fraction grows with time reflecting again the influence of very strong galactic outflows. Although the dispersion is important, the mean fraction of metals outside galaxies reaches around 50 per cent at $z \sim 0$. Note, however, that the fraction of metals can be regulated by varying the parameters of the SN models. Currently, we are trying to ad-

just these parameters in order to reproduce the observed chemical evolution of galaxies.

4. Conclusions

We have studied the MZR by using cosmological hydrodynamical simulations which include metal-loaded galactic winds. We found that this model is able to reproduce the general patterns of the observed correlation since $z = 3.5$, but fails to describe the level of chemical evolution. We suggested that, although the winds act in the right way, ejecting metals towards low density regions, they are too strong and so their efficiency needs to be revised.

We are currently testing the SN feedback efficiency in the model with the aim at reproducing the observed level of evolution of the MZR. Nevertheless, it is worth noting that this model is able to describe the observed features of MZR at high redshifts and reproduce the dependence of yield on stellar mass in the Local Universe (De Rossi et al. 2010, in preparation).

Acknowledgments. We are grateful to CONICET, PICT 32342 (2005) and PICT 245 (2006). The authors would like to thank the Argentinian Astronomical Society for its financial support to attend this meeting.

References

- Chiappini, C., Matteucci, F. & Meynet, G. 2003, *A&A*, 410, 257
- de Rossi, M. E., Tissera, P. B., Scannapieco, C. 2007, *MNRAS*, 374, 323
- de Rossi, M. E., Tissera, P. B., De Lucia, G., Kauffmann, G. 2009, *MNRAS*, 395, 210
- Garnett, D. R. 2002, *ApJ*, 581, 1019
- Kobulnicky, H. A. & Kewley, L. J. 2004, *ApJ*, 617, 240
- Erb, D. K., Shapley, A. E., Pettini, M., Steidel, C. C., Reddy, N. A., Adelberger, K. L. 2006a, *ApJ*, 644, 813
- Erb, D. K., Shapley, A. E., Pettini, M., Steidel, C. C., Reddy, N. A., Adelberger, K. L. 2006b, *ApJ*, 646, 107
- Larson, R. B. 1974, *MNRAS*, 169, 229
- Maiolino, R. et al. 2008, *A&A*, 488, 463
- Matteucci, F., Spitoni, E., Recchi, S & Valiante, R. 2009, *A&A*, 501, 531
- Mosconi, M. B., Tissera, P. B., Lambas, D. G. & Cora, S. A. 2001, *MNRAS*, 325, 34
- Savaglio, S. et al. 2005, *ApJ*, 635, 260
- 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
- Shapley, A. E., Erb, D. K., Pettini, M., Steidel, C. C. & Adelberger, K. L. 2004, *ApJ*, 612, 108
- Springel, V., White, S. D. M., Tormen, G. & Kauffmann, G. 2001, *MNRAS*, 328, 726
- Tissera, P. B., De Rossi, M. E., Scannapieco, C. 2005, *MNRAS*, 364, L38
- Tremonti, C. et al. 2004, *ApJ*, 613, 898
- Zhang, W., et al. 2009, *MNRAS*, 397, 1243

PRESENTACIÓN MURAL

Identificación de cúmulos de galaxias utilizando datos fotométricos

M. F. Duplancic Videla^{1,2}, D. García Lambas^{1,2} y L. Sodré Jr³

(1) *Instituto de Astronomía Teórico Experimental (IATE)*

(2) *CONICET*

(3) *Instituto de Astronomía Geofísica y Ciencias Atmosféricas, Universidad de San Pablo (IAG-USP)*

Abstract. We analyzed the seventh photometric release of the Sloan Digital Sky Survey in order to perform a systematic search of galaxy clusters at intermediate redshifts ($z \sim 0,3$). Cluster category was given to systems that verify conditions over galaxy members colors, projected distance to cluster center, radial velocity difference to the center and number of members within 0,5 Mpc. We compare the obtained sample with additional samples of galaxy clusters obtained in similar way.

Resumen. Analizamos el séptimo relevamiento fotométrico del Sloan Digital Sky Survey para realizar una búsqueda sistemática de cúmulos de galaxias a redshifts intermedios ($z \sim 0,3$). Para considerar a un sistema cúmulo imponemos condiciones sobre los colores de las galaxias miembro así como sobre la distancia proyectada de éstas al centro del cúmulo, la diferencia de velocidad radial respecto a dicho centro y la cantidad de miembros dentro de 0,5 Mpc. Se compara la muestra de cúmulos obtenida con otras muestras de cúmulos de galaxias obtenidas de manera similar.

1. Introducción

El Sloan Digital Sky Survey (SDSS) es un relevamiento fotométrico y espectroscópico que en su última versión (DR7) cubre un área de 11663 grados cuadrados del cielo y posee espectroscopía para aproximadamente 1650000 objetos. Se han realizado muchos trabajos sobre los datos del SDSS en la búsqueda de cúmulos de galaxias. Entre quienes han utilizado datos espectroscópicos, se destacan los trabajos de Goto (2005), Merchán & Zandivarez (2005), Weinmann et al. (2006), Miller et al. (2005), entre otros. Sobre el catálogo fotométrico podemos citar la técnica maxBCG desarrollada por Annis et al. (1999), la técnica HMF de Kim et al. (2002) y el método CE desarrollado por Goto et al. (2002). En los últimos años tuvo gran impacto el trabajo de Koester et al. (2007) quienes generaron el catálogo MaxBCG. Muy recientemente, Wen, Han & Liu (2009) (WHL) utilizaron redshifts fotométricos y generaron un catálogo de 39716 cúmulos con $0,05 < z < 0,6$, identificados en la sexta publicación del SDSS.

En este trabajo se analiza detalladamente un campo de 5 grados cuadrados del SDSS-DR7, buscando desarrollar y realizar diversos tests a algoritmos de

detección de cúmulos de galaxias, utilizando sus datos fotométricos y redshifts fotométricos determinados por Oyaizu et al. (2008).

2. Análisis

Proponemos realizar una combinación de técnicas que utilizan sobredensidades y técnicas que imponen restricciones en colores, de manera de obtener un catálogo de cúmulos de galaxias a redshifts intermedios. Sobre el campo de prueba se detectaron 8 cúmulos de galaxias MaxBCG y, para cada sistema, se identificaron galaxias candidatas a miembro, dentro de 1 Mpc y dos intervalos de diferencia en redshift en relación a la galaxia central ($dz=0,0133$ y $dz=0,057$). La figura 1 muestra los diagramas color-magnitud, color-color, las distribuciones de $(M_g - M_r)$ y de redshift (z_{phot}) para las galaxias candidatas a miembros de estos 8 sistemas MaxBCG.

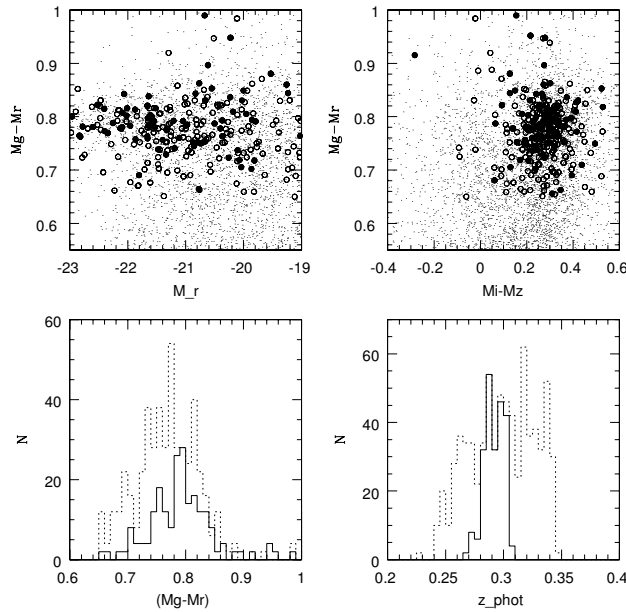


Figura 1. Los círculos llenos muestran las galaxias en cúmulos con $dz < 0,013$ y los círculos vacíos aquellas con $dz < 0,057$. La línea continua muestra galaxias con $dz < 0,013$ y la línea de puntos aquellas con $dz < 0,057$

En el diagrama color-magnitud se observa que las galaxias con $M_r < -21$ están en el intervalo $0,7 < M_g - M_r < 0,9$. Asimismo, el diagrama color-color suma la tendencia de las galaxias en cúmulos a poseer $(M_i - M_z) > 0,1$. Teniendo en cuenta estas restricciones realizamos la distribución de magnitudes absolutas M_r para diferentes muestras con cortes en colores (Figura 2). Podemos observar que la restricción sobre el índice de color $(M_g - M_r)$ suaviza la función de luminosidad en la región de magnitudes débiles.

Para la detección de cúmulos, se tomó un intervalo en redshift $0,25 < z < 0,35$ y galaxias más luminosas que $M_r = -20,5$. Se realizó la siguiente restricción sobre

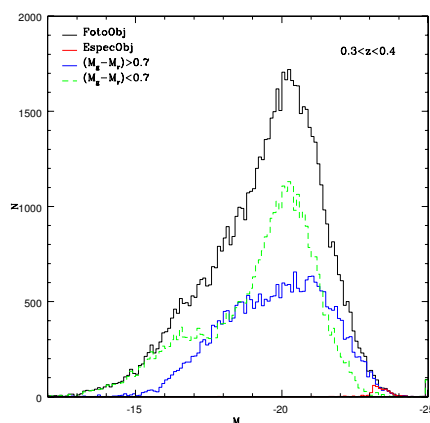


Figura 2. Distribución de M_r para las galaxias del campo analizado. La leyenda FotoObj hace referencia a los objetos con fotometría y SpecObj a los que poseen espectroscopía

los colores de las galaxias: $0,7 < (M_g - M_r) < 0,9$ y $(M_i - M_z) > 0,1$ y se seleccionaron galaxias más brillantes que $M_r = -23$, como marcadoras de posibles centros de cúmulos de galaxias. En un campo de 1Mpc desde el centro, las galaxias candidatas a miembro deben verificar $dz = |(z - z_{centro})| < 0,057$. Se tomaron como cúmulos aquellos sistemas que poseen más de tres miembros dentro de 0,5 Mpc de distancia proyectada al centro ($N05 > 3$).

Para evitar identificación doble se consideró como un mismo cúmulo aquellos sistemas cuyos centros se encontraran a menos de 1Mpc de distancia proyectada, realizando una correlación iterativa y re-calculando la posición del centro, como centro geométrico pesado por $N05$ (cúmulos-merger). De esta manera se obtuvieron 52 cúmulos, de los cuales 8 son cúmulos-merger, con un total de 635 galaxias miembros (cúmulosBG).

Se identificaron en el campo bajo estudio 42 sistemas WHL con $0,25 < z < 0,35$. Para realizar una comparación correcta con los cúmulosBG se trabajó con una submuestra de 39 cúmulosBG con $N05 > 4$, de manera de obtener aproximadamente igual cantidad de sistemas que los identificados por WHL en el campo. En la correlación se impuso que los centros WHL se encontraran a menos de 1Mpc de distancia de los centrosBG. Se identificaron así 18 cúmulos comunes (BGWHL). Luego existen 23 cúmulos WHL que no son cúmulosBG (WHLnoBG) y 21 cúmulosBG que no son WHL (BGnoWHL).

Posteriormente, se realizó un análisis de la riqueza, definida como la cantidad de miembros dentro de 1Mpc ($N1$). Se calculó $N1$ para los cúmulos WHL según el criterio definido en la selección de miembros de los cúmulosBG. La Figura 3 muestra la distribución de $N1$ para los 42 cúmulos WHL en el campo, los WHLnoBG, los BGWHL y los BGnoWHL. En línea continua se marca la distribución de $N1$ obtenida utilizando el criterio presentado en este trabajo y en línea discontinua el valor de $N1$ dado por WHL. Se observa que la restricción en colores hace que los sistemas sean sistemáticamente menos ricos que los definidos por WHL.

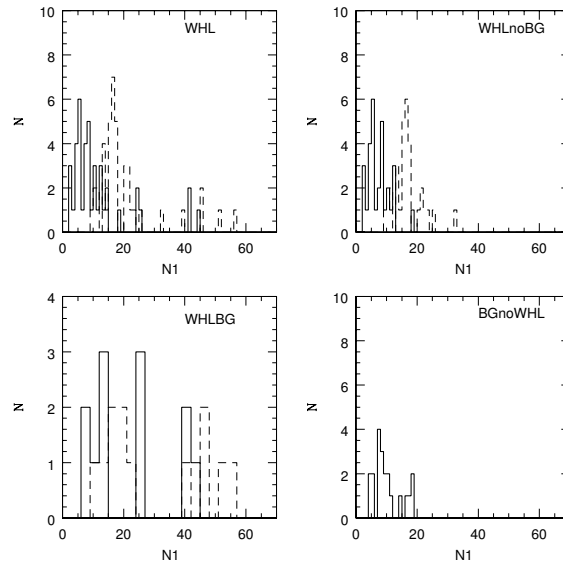


Figura 3. Distribución de $N1$. Se observa que la restricción en colores hace que los sistemas sean sistemáticamente menos ricos que los definidos por WHL

3. Conclusiones

En este trabajo llevamos a cabo un análisis de datos fotométricos en un campo de 5 grados cuadrados del SDSS DR7. La finalidad es estudiar diferentes criterios de identificación de cúmulos, su estabilidad y aspectos relacionados con la construcción de catálogos de cúmulos, libres de efectos sistemáticos y con alta completitud. Los tests realizados muestran que una preselección, utilizando criterios de color, aporta a una más eficaz identificación de sistemas. Asimismo, el uso de galaxias brillantes como marcadoras de posibles centros de cúmulos, sumado a los criterios correctores posteriores, constituyen una base sólida para la construcción de algoritmos de búsqueda de cúmulos de galaxias utilizando datos fotométricos.

Referencias

- Annis, J. et al., 1999, BAAS, 31, 1391
 Goto, T., 2005, MNRAS, 359, 1415
 Goto, T. et al, 2002, AJ, 123, 1807
 Kim, R. et al., 2002, AJ, 123, 20
 Koester, B. P., et al., 2007, ApJ, 660, 239
 Merchán, M. & Zandivarez, A., 2005, ApJ, 630, 759
 Miller, C. et al., 2005, AJ, 130, 968
 Oyaizu, H., et al., 2008, ApJ, 674, 768
 Weinmann, S. et al., 2006, MNRAS, 366, 2
 Wen, Z. L. et al., 2009, ApJS, 183, 197

PRESENTACIÓN MURAL

Exploración con GEMINI-GMOS del sistema de cúmulos globulares de NGC 5044

F. R. Faifer^{1,2}, S. A. Cellone^{1,2}, A. V. Smith Castelli^{1,2}, L. P. Bassino^{1,2}
y J. C. Forte^{1,3}

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

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

(3) *CONICET*

Abstract. We present preliminary results of the first photometric study of the globular cluster system associated to the elliptical galaxy NGC 5044, the dominant object in the homonymous group. These results are based on data recently (semester 2009A) obtained with the Multi Object Spectrograph GMOS at the Gemini South telescope.

Resumen. Presentamos resultados preliminares de la primera caracterización fotométrica del sistema de cúmulos globulares de la galaxia elíptica NGC 5044, objeto dominante del grupo homónimo. Estos resultados se basan en datos obtenidos recientemente (semestre 2009A) con el espectrógrafo multiobjeto GMOS montado en el telescopio Gemini Sur.

1. Población de galaxias y medio intergaláctico

NGC 5044 es una galaxia elíptica brillante ($M_B = -21.2$), situada a una distancia de ~ 35 Mpc (Willick et al. 1997). Es el objeto central de un grupo identificado por Humason et al. (1956). Unos 150 miembros, en su mayoría galaxias enanas, fueron catalogados por Ferguson & Sandage (1990). Algunas de las galaxias del grupo han sido estudiadas en detalle por varios autores, tanto en el óptico (Cellone 1999; Khosroshahi et al. 2004; Cellone & Buzzoni 2001, 2005; Mendel et al. 2008, 2009) como en radio (McKay et al. 2004; Sengupta et al. 2007), revelando un grupo dinámica y morfológicamente maduro.

Estudios con ROSAT, Chandra, XMM-Newton y Suzaku, muestran que el grupo de NGC 5044 es muy brillante en rayos-X, con una morfología suave y casi esféricamente simétrica a gran escala, aunque con notable subestructura a menores escalas (David et al. 1994 ; Gastaldello et al. 2008).

Sin embargo, la propia galaxia NGC 5044 ha sido poco estudiada. Brough et al. (2007) encuentran un gradiente de metalicidad muy suave, sugiriendo que esta galaxia ha sufrido un evento de fusión (*merger*) disipativo. Un posible núcleo activo (AGN) de baja luminosidad, se ha propuesto como responsable de la subestructura detectada en rayos-X en el medio intragrupo (David et al. 2009).

2. El sistema de cúmulos globulares de NGC 5044

La población de cúmulos globulares (CG) asociada a NGC 5044 no ha sido aún explorada. Esto es llamativo, dado que el estudio de los sistemas de cúmulos globulares (SCGs) se ha convertido en una importante herramienta para delinear la historia de formación de las galaxias (ej. Brodie & Strader, 2006). Asimismo, se ha mostrado que los CGs pueden usarse como trazadores del contenido estelar (Forte et al., 2005, 2007, 2009) y de la masa total de galaxias de tipo temprano (Bridges et al, 2006). En este contexto, iniciamos un proyecto tendiente a obtener información fotométrica y espectroscópica del SCG de NGC 5044. Nuestros resultados constituyen la primera caracterización fotométrica del SCG de NGC 5044. Tratándose de la galaxia dominante de un sistema considerado intermedio entre grupos ricos y cúmulos menos poblados, nuestros resultados ayudarán a completar el panorama que intenta dar cuenta de la evolución de galaxias antes y después de la formación de los grandes cúmulos de galaxias.

3. Observaciones

Las imágenes se obtuvieron con la cámara GMOS del telescopio Gemini Sur (programa GS-2009A-Q-46, PI: S. Cellone, 8 hs en Banda II). Dicha cámara consiste en un arreglo de 3 chips de 2028×4068 píxeles, con una escala de $0.0727''/\text{pix}$ y un campo de $330 \times 330''^2$. Se tomaron imágenes de cuatro campos de la región central del grupo NGC 5044, en los filtros g' , r' e i' del sistema fotométrico del SDSS (Fukugita et al 1996), calibrándolas de acuerdo al sistema g , r , i de Thuan & Gunn (1976) mediante un conjunto de objetos en común con Cellone & Buzzoni 2005. Se empleó un *binning* de 2×2 , lo cual produce una escala de $0.146''/\text{pix}$. La reducción de los datos se llevó a cabo mediante el paquete `gemini/gmos` bajo IRAF. Las exposiciones individuales se combinaron utilizando la tarea `imcoadd`, obteniéndose imágenes co-adicionadas, que luego fueron utilizadas para la fotometría.

4. Resultados preliminares

En las Figuras 1a, b y c se presentan los diagramas color-color y color-magnitud de las fuentes puntuales identificadas en los campos 1, 2 y 4. Los candidatos a CGs fueron identificados en los rangos de colores $0.1 < (g - i) < 1.1$, $0.0 < (g - r) < 0.6$, y $0.0 < (r - i) < 0.65$ y magnitudes $g > 21.2$ ($M_V > -11$).

En la Figura 1d se muestran las posiciones de los 2290 candidatos con $g < 25.7$, los cuales evidencian una importante concentración hacia NGC 5044. Se aprecia también que el SCG de esta galaxia es más extendido que la cobertura espacial alcanzada en este trabajo (~ 66 kpc). El SCG perteneciente a la galaxia elíptica de luminosidad intermedia NGC 5046 ($M_B \simeq -18$) se destaca como una pequeña acumulación de objetos en torno a la posición de esta galaxia.

Por su parte, la Figura 2a presenta los histogramas (líneas de puntos) y la distribución suavizada de colores integrados (líneas sólidas), para dos rangos galactocéntricos diferentes. La apariencia de los mismos es similar, sin que se advierta un gradiente de color. Por último, la figura 2b presenta los histogramas correspondientes a tres rangos de magnitudes. Puede apreciarse que la distri-

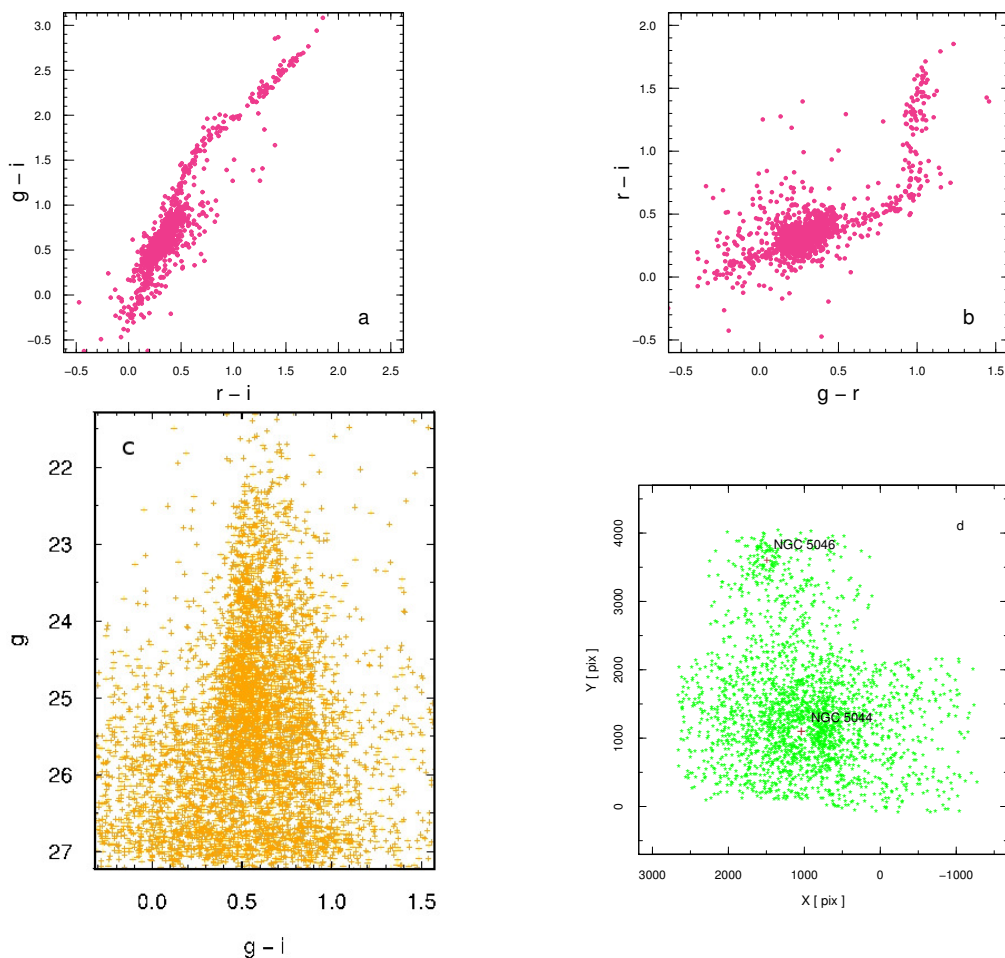


Figura 1. Diagramas color-color (*a*, *b*) y color-magnitud (*c*) para todas las fuentes puntuales detectadas en los tres campos GMOS. Los candidatos a CGs se evidencian como una aglomeración de fuentes puntuales alrededor de $g-i \sim 0.6$, $g-r \sim 0.3$ y $r-i \sim 0.325$. *d*: Posiciones de los 2290 candidatos seleccionados según los límites en magnitud y color (ver texto).

bución de los objetos más brillantes es prácticamente unimodal, con un pico en $(g-i) = 0.56$ y una “cola” hacia el rojo. Las distribuciones de los objetos en los restantes intervalos de magnitud muestran una población azul dominante con un pico en $(g-i) = 0.52$ y una población roja menos conspicua centrada en $(g-i) = 0.83$. Suponiendo que la distribución de colores para objetos con $g > 23.4$ es la misma que la de aquéllos por encima de esta magnitud, esperaríamos sólo 45 ± 7 y 34 ± 6 CGs en $g-i = 0.81$ y $g-i = 0.86$, respectivamente. Sin embargo, en dichas regiones se observan entre 72 y 90 objetos, evidenciando la presencia de bimodalidad como un exceso de más de 2σ por encima de lo esperado. Fenómenos similares han sido observados en otras galaxias elípticas masivas (ej. M87, NGC 1399, y NGC 3258: Dirsch et al. 2003; Bassino et al. 2006, 2008; Forte et al. 2007).

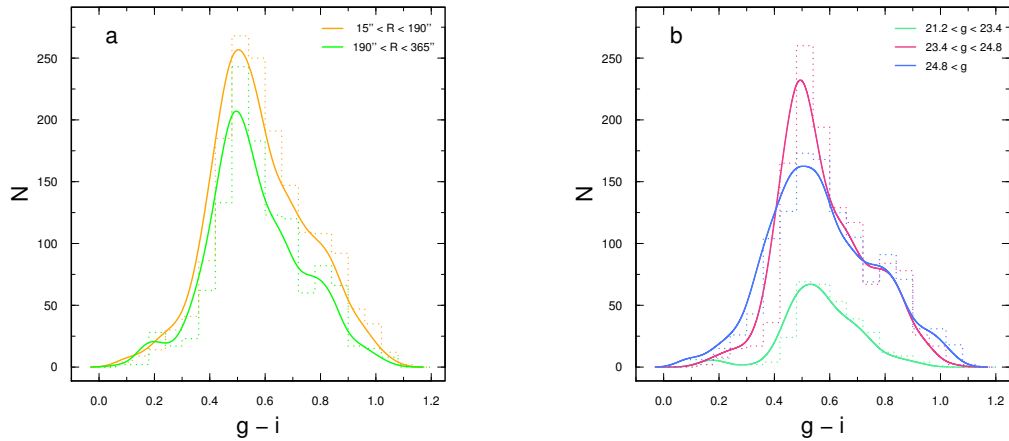


Figura 2. Histogramas (líneas de puntos) y distribución suavizada de colores integrados (líneas sólidas), para dos rangos galactocéntricos diferentes (*a*) y para tres rangos de magnitudes (*b*).

Referencias

- Bassino, L. P., Faifer, F. R., Forte, et al. 2006, *A&A*, 451, 789
 Bassino, L. P., Richtler, T., & Dirsch, B. 2008, *MNRAS*, 386, 1145
 Bridges, T. et al. 2006, *MNRAS*, 373, 157
 Brodie, J. P., & Strader, J. 2006, *ARA&A*, 44, 193
 Brough, S., et al. 2007, *MNRAS*, 378, 1507
 Cellone, S. A. 1999, *A&A*, 345, 403
 Cellone, S. A., & Buzzoni, A. 2001, *A&A*, 369, 742
 Cellone, S. A., & Buzzoni, A. 2005, *MNRAS* 356, 41
 David, L. P., Jones, C., Forman, W., & Daines, S. 1994, *ApJ*, 428, 544
 David, L. P., et al. 2009, *ApJ*, 705, 624
 Dirsch B., et al. 2003, *AJ*, 125, 1908
 Ferguson, H. C., & Sandage, A. 1990, *AJ*, 100, 1
 Forte, J. C., Faifer, F. R., & Geisler, D. 2005, *MNRAS*, 357, 56
 Forte, J. C., Faifer, F. R., & Geisler, D. 2007, *MNRAS*, 382, 1947
 Forte, J. C., Vega, E. I., & Faifer, F. R. 2009, *MNRAS*, 397, 1003
 Fukugita, M., et al. 1996, *AJ*, 111, 1748
 Gastaldello, F. et al. 2009, *ApJ*, 693, 43
 Humason, M. L., Mayall, N. U., & Sandage, A. R. 1956, *AJ*, 61, 97
 Khosroshahi, H. G., et al. 2004, *MNRAS*, 349, 527
 McKay, N. P. F., et al. 2004, *MNRAS*, 352, 1121
 Mendel, J. T., Proctor, R. N., Forbes, D. A., & Brough, S. 2008, *MNRAS*, 389, 749
 Mendel, J. T., et al. 2009, *MNRAS*, 396, 2103
 Sengupta, C., Balasubramanyam, R., & Dwarakanath, K. S. 2007, *MNRAS*, 378, 137
 Thuan, T. X. & Gunn, J. E. 1976, *PASP*, 88, 543
 Willick, J. A., et al. 1997, *ApJS*, 109, 333

PRESENTACIÓN MURAL

Propiedades generales de radiogalaxias y galaxias centrales de cúmulos con el SDSS espectroscópico

S. Gurovich, C. G. Bornancini, M. Lares, A. L. O'Mill, D. G. Lambas y M. Dione

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

Abstract. We investigate spectral properties for a sample of radiogalaxies and brightest cluster galaxies derived from SDSS DR7, using fitted quantities from the catalog of Jarle Brinchman with which we calculate AGN galaxy properties that we correlate to radio properties. We show that radiogalaxies and brightest cluster galaxies appear to have different spectral characteristics that depend on the environment in which they formed and evolve.

Resumen. Presentamos resultados de un estudio de las propiedades espectroscópicas de una muestra de radiogalaxias y galaxias brillantes de los centros de cúmulos (BCG) del catálogo SDSS. Usamos valores de flujos de líneas del catálogo de Jarle Brinchman, con los cuales calculamos propiedades de los núcleos activos y de las radiofuentes asociadas a las galaxias BCG. Encontramos que las radiogalaxias y las galaxias brillantes de los centros de cúmulos difieren en sus características espectroscópicas, debido a la densidad del medio en que ambas se formaron y evolucionan.

1. Introducción

Las radiofuentes extragalácticas están frecuentemente asociadas con sistemas masivos, tanto para grandes como para bajos corrimientos al rojo (z). A $z \sim 4$, las radiofuentes se asocian con sistemas masivos en formación, usualmente con objetos de estructuras difusas en el ultravioleta que contienen una galaxia masiva central y otras menos masivas que la rodean (*e.g.* 14; 12; 13). Sin embargo, en el Universo local, los sistemas masivos frecuentemente se identifican con Es rojas evolucionadas, y con galaxias dominantes cD en los centros de los cúmulos. Estos sistemas más evolucionados también suelen contener gas ionizado y estructuras alineadas, evidencia de que las radiofuentes distantes representan los progenitores de los sistemas más masivos del Universo Local (11). Por lo tanto, el estudio de estos sistemas es importante dentro del contexto de la formación y evolución de estructuras de galaxias.

2. Muestras de galaxias en el óptico y en radio

Para entender con mayor detalle la evolución y formación de galaxias masivas a bajo z , investigaremos correlaciones entre algunas propiedades de las mismas. Entre ellas, nos interesa examinar cómo se relacionan las propiedades en radio con poblaciones estelares asociadas, reveladas por medio del análisis de sus espectros. Las muestras utilizadas comprenden: las radiogalaxias de (3), BCG con radio emisión, BCG sin radio emisión y todas galaxias del SDSS DR7 que cumplen con nuestro criterio a seguir. Las muestras fueron tomadas del catálogo de Kimball & Ivezić (9), el cual contiene información de flujos en radio y en el óptico. En el siguiente análisis, imponemos un criterio de selección y sólo

incluimos galaxias con razón S/R (flujos de líneas/error en el flujo) ≥ 1 . Fijamos este límite por la sensibilidad que tienen otros valores límites, en pruebas, sobre las distribuciones de los diagramas de diagnóstico (BPTs 1). Cuando fijamos un límite de S/R mayor que 1.0, se pierde un número significativo de galaxias con líneas débiles.

3. Propiedades espectroscópicas derivadas del SDSS

Para las muestras de la Sec. 2., usamos parámetros espectroscópicos del SDSS DR7 de Brinchmann¹ de las líneas de emisión de nubes de gas ionizado y valores de dispersiones de velocidades (σ) de la componente estelar. Obtenemos diagramas BPT (1), utilizando los valores de los flujos de las líneas [OIII5007], [H β], [NII6548], [H α], [SII6716], [SII6731] y [OI6300] para las muestras definidas en la Sec. 2.. Estos flujos usualmente se utilizan para clasificar las galaxias, indicando si el gas es excitado por la formación estelar (galaxias *starburst*) o por la acreción a un agujero negro masivo (galaxias con AGN). Calculamos luminosidades de [OIII5007] ($\mathcal{L}_{[\text{OIII}5007]}$) y, con los flujos [H α] y [H β], corregimos estos valores por el enrojecimiento interno de cada galaxia con los métodos de Kauffmann et al. (8) y (2). Interpolamos la relación de (6) \mathcal{M}_{bh} vs σ y calculamos tasas de acreción ($\mathcal{L}_{[\text{OIII}5007]}/\mathcal{M}_{\text{bh}}$) de los agujeros negros mediante los dos métodos. Se adoptó el modelo cosmológico Λ CDM: $\Omega_M=0.3$, $\Omega_\Lambda=0.7$ y $H_0=70 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$.

4. Resultados y conclusiones

En la Fig. 1, presentamos diagramas BPT para las muestras sin corte en z : contrapartes de radiofuentes del SDSS (magenta), contrapartes BCG de radiofuentes en cúmulos (círculos transparentes) y contrapartes de radiofuentes que no son BCG (en amarillo). Incluimos la línea de demarcación entre las *starburst* y las AGN de (7) (panel izq.) y la densidad normalizada de las 315 329 galaxias del DR7 espectroscópico que conforman nuestro criterio, en escala de colores (contornos). Puede observarse en la Fig. 1 (panel izq.) que, en su mayoría, las radiofuentes se encuentran a la derecha de la línea de (7). Es decir, la fuente principal de ionización se provee probablemente por un núcleo activo y no por estrellas jóvenes. Por definición, éstas son candidatas AGN tipo II. Se destaca que las muestras de radiogalaxias y BCG con AGN contienen valores de [OIII5007]/[H β], [NII]/[H α], ([SII6716]+[SII6731])/[H α] y [OI]/[H α] sistemáticamente más grandes que los valores de la muestra de todas las galaxias. Destacamos también que si aplicamos un corte en $z > 0.1$, desaparecen la gran mayoría de las contrapartes *starburst* de las radiofuentes (quedan sólo 6), seguramente por un efecto de selección causado porque las líneas del gas ionizado por estrellas jóvenes son más débiles que las ionizadas por AGN (ver 4). En la Fig. 2 mostramos las distribuciones normalizadas de $\mathcal{L}_{[\text{OIII}5007]}$ (en unidades solares), corregidas por polvo, y $\mathcal{L}_{[\text{OIII}5007]}/\mathcal{M}_{\text{bh}}$ de los agujeros negros usando los métodos de Kauffmann et al. (8) y Bassani et al. (2) para todas las galaxias (primera fila), BCG sin radio contrapartes (segunda fila), BCG contrapartes de radiofuentes (tercer fila) y todas las radiogalaxias (cuarta fila). Las distribuciones se repiten para $z > 0.2$. En la Fig 2 notamos que para $z > 0.2$, la muestra de todas las galaxias contiene una distribución bimodal de $\mathcal{L}_{[\text{OIII}5007]}$ (en unidades solares): una población de

¹www.mpa-garching.mpg.de/SDSS/DR7/raw_data.html

starburst y otra, con valores de $\mathcal{L}_{[\text{OIII}5007]} \sim 1$ dex más grande, de AGN. El componente de los AGN parecería tener más dispersión que la dominada por *starbursts*, siendo éste un resultado a confirmar. Posiblemente, la contribución relativa reducida de *starbursts* se atribuye al sesgo de selección impuesto por el criterio de (flujos de líneas/error en el flujo) que se acentúa con z . Además, destacamos que la distribución de los valores de $\mathcal{L}_{[\text{OIII}5007]}$ y $\mathcal{L}_{[\text{OIII}5007]}/\mathcal{M}_{\text{bh}}$ de las BCG con y sin radio contrapartes típicamente son ~ 0.5 y ~ 0.8 dex por debajo de las contrapartes de radiogalaxias, respectivamente. Acentuamos que, aunque este resultado es especulativo y necesitaría ser verificado separando las AGN(BCG) de las *starburst* y con pruebas estadísticas, parecería indicar que estas diferencias que, se mantienen para $z > 0.2$, se deben a que la población de AGN asociadas con BCGs es significativamente diferente de la población AGN típica de radiogalaxias: con valores de tasas de acreción más bajos, posiblemente porque las BCG tienen AGNs más evolucionados.

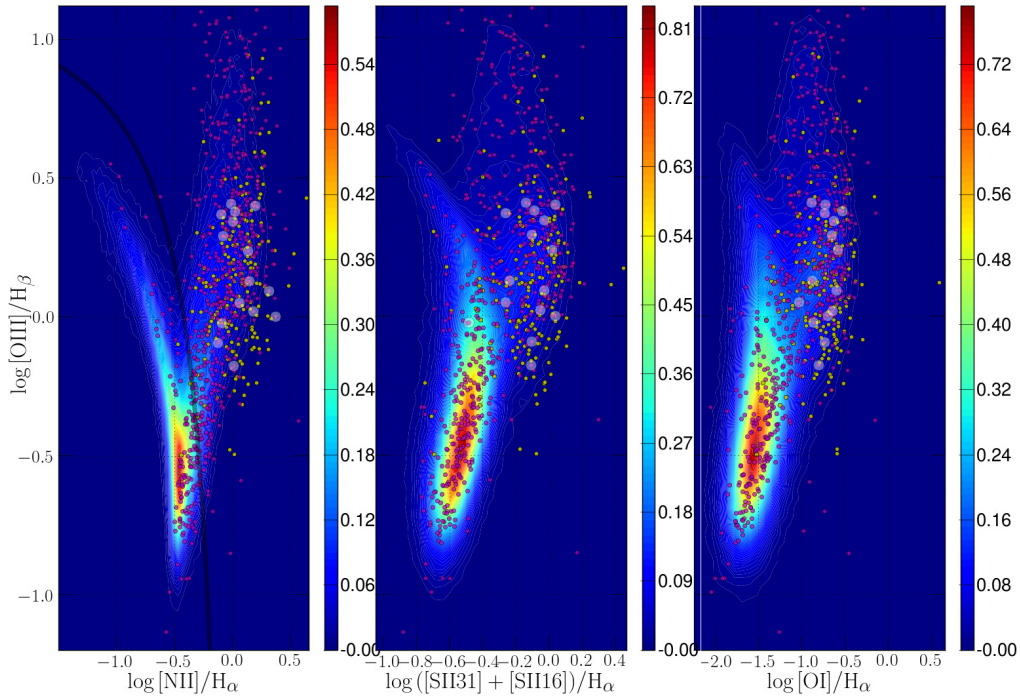


Figura 1. Diagramas BPT para contrapartes de radiogalaxias (puntos en magenta u oscuro), para contrapartes de radiogalaxias no asociadas a BCGs (puntos claros) y para contrapartes BCG de radiogalaxias (círculos transparentes) con contornos de la distribución normalizada de las 315 329 galaxias. La demarcación entre candidatos AGN tipo II y *starburst* de Kauffmann et al. (7) se indica (línea oscura) en el panel de la izquierda

Referencias

- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, PASP, 93, 5
 Bassani, L., Dadina, M., Maiolino, R., Salvati, M., Risaliti, G., della Ceca, R., Matt, G., and Zamorani, G. 1999, ApJS, 121, 473
 Bornancini, C., O'Mill, A. L., Gurovich, S., García Lambas, D., enviado

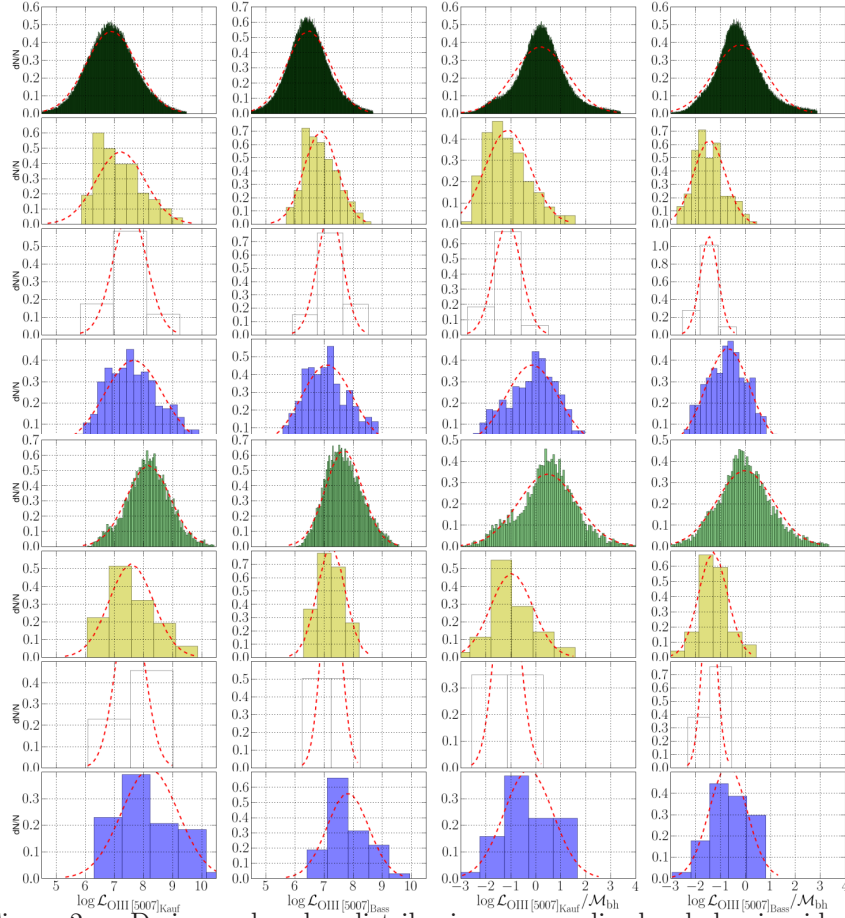


Figura 2. De izq. a derecha, distribuciones normalizadas de luminosidades de [OIII5007] corregidas por polvo (en unidades solares), y tasas de acreción de los agujeros negros, usando Kauffmann et al. (8) y Bassani et al. (2), sin corte en z para galaxias SDSS (primer fila), BCG sin radio contrapartes (segunda fila), BCG con radio contrapartes (tercer fila) y radiogalaxias (cuarta fila), con ajustes (Gaussianas). Las distribuciones se repiten para $z > 0.2$

- Condon, J. J. and Broderick, J. J., 1988, AJ, 96, 30
 Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., Doi, M., Shimasaku, K., & Schneider, D. P. 1996, AJ, 111, 1748
 Gültekin, K., et al. 2009, ApJ, 698, 198
 Kauffmann, G., et al. 2003a, MNRAS, 346, 1055.
 Kauffmann, G., et al. 2003b, MNRAS, 341, 33.
 Kimball, A. E., & Ivezić, Ž. 2008, AJ, 136, 684
 Koester, B. P., et al. 2007, ApJ, 660, 239
 West, M. J. 1994, MNRAS, 268, 79
 Miley, G. K., et al. 2006, ApJ, 650, L29
 Venemans, B. P., et al. 2002, ApJ, 569, L11
 Villar-Martín, M., et al. 2007, MNRAS, 378, 416

PRESENTACIÓN ORAL

The bright end of the color-magnitude relation

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

(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)*

Abstract. We investigate the origin of the color-magnitude relation (CMR) followed by early-type cluster galaxies by using a combination of cosmological N -body simulations of cluster of galaxies and a semi-analytic model of galaxy formation (Lagos, Cora & Padilla 2008). Results show good agreement between the general trend of the simulated and observed CMR. However, in many clusters, the most luminous galaxies depart from the linear fit to observed data displaying almost constant colors. With the aim of understanding this behaviour, we analyze the dependence with redshift of the stellar mass contributed to each galaxy by different processes, i.e., quiescent star formation, and starbursts during major/minor and wet/dry merger, and disc instability events. The evolution of the metallicity of the stellar component, contributed by each of these processes, is also investigated. We find that the major contribution of stellar mass at low redshift is due to minor dry merger events, being the metallicity of the stellar mass accreted during this process quite low. Thus, minor dry merger events seem to increase the mass of the more luminous galaxies without changing their colors.

Resumen. Investigamos el origen de la relación color magnitud (RCM) observada en galaxias de tipo temprano residentes en cúmulos, combinando una simulación cosmológica de N -cuerpos y un modelo semianalítico de formación de galaxias (Lagos, Cora & Padilla 2008). Obtenemos un buen acuerdo entre la tendencia de la RCM simulada y observada. Sin embargo, en muchos cúmulos, las galaxias más luminosas de la relación se separan del ajuste lineal realizado a los datos observados, mostrando colores casi constantes. Con el objetivo de entender este comportamiento, analizamos la dependencia con el corrimiento al rojo de la masa estelar aportada a cada galaxia por diferentes procesos: formación de estrellas debido al gas frío disponible, y brotes estelares durante fusiones menores/mayores y secas/húmedas, y durante eventos de inestabilidad de disco. Se investigó también la evolución de la metalicidad de la componente de masa estelar contribuida por cada uno de estos procesos. Encontramos que la mayor contribución a la masa estelar de las galaxias es debida a las fusiones secas menores, siendo bastante baja la metalicidad de la masa estelar acreetada

por la galaxia. De este modo, las fusiones secas menores parecen agregar masa estelar a las galaxias más masivas sin alterar los colores de las mismas.

1. Introduction

It has long been known that there exists a bimodal distribution of galaxies in the color-magnitude plane, separated into a tight color-magnitude relation (CMR) and a “blue cloud”. The first one, also known as the “red sequence”, is populated prototypically by early-type galaxies which are gas-poor and have low levels of star formation, while late-type galaxies are typical objects of the blue cloud. The color-magnitude relation can be understood as a mass-metallicity relation; the more luminous, and consequently, the more massive galaxies in this relation have deep potential wells capable of retaining the metal content released by supernovae events and stellar winds. The CMR seems to be quite universal since it is followed by galaxies in the field as well as in groups and clusters (Bower et al. 1992), being the fraction of red galaxies larger in denser environments. Generally, a linear relation has been used to fit the correlation between luminosity and color of cluster galaxies lying in the red sequence; however, different fits have been suggested (e.g., Janz & Lisker 2009). The CMR constitutes one of the major tools for testing galaxy formation models. Dry mergers are considered as the prime candidates to account for the strong mass and size evolution of the stellar spheroids at $z < 2$ (van der Wel et al. 2009). As noted by Bernardi et al. (2007), the galaxy color is not expected to change during dry mergers, since there is no associated star formation, thus galaxies move in the CMR as the mass of the system increases, but the color remains fixed. Skelton et al. (2009) presented a simplified model in which dry mergers of galaxies already on the red sequence mildly change the CMR slope at higher luminosities, reproducing the change of slope observed in the bright end of the CMR for the galaxies of the Sloan Digital Sky Survey. Their model and results relies on a strong assumption on the gas fraction threshold chosen to distinguish between dry and wet mergers. In this article, we use a semi-analytic model of galaxy formation (Lagos, Cora & Padilla 2008, (LCP08)), to investigate the change of slope in the bright end of the CMR of early-type cluster galaxies, taking into account the mass of stars and metals contributed to each galaxy by quiescent star formation and starbursts during merger and disc instability events.

2. The Red Sequence

Our model reproduces very well the general trend of the CMR of cluster galaxies, as becomes evident from the comparison of the results obtained from a simulated cluster with virial mass $\approx 1.3 \times 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$, and early-type galaxies observed in the central region of the Antlia cluster (Jiménez et al. 2008). We find that the more massive and luminous galaxies ($-23 \leq M_{T_1} \leq -19$, in the Washington photometric system) do not follow the linear fit to observational data, but show bluer colors ($C - T_1 \approx 1.7$) instead, as detected in other clusters (see Figure 1). We divided the simulated CMR in bins of one magnitude from $M_{T_1} = -16$ to $M_{T_1} = -23$, in order to investigate the different processes that explain the bluer

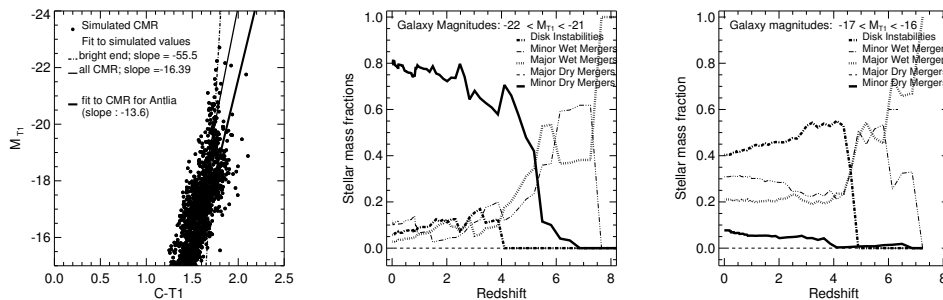


Figure 1. *Left panel:* Simulated CMR (filled circles) with linear fit to the three brightest magnitude bins (dashed-dotted line), and fit to the observed CMR for Antlia cluster (solid line). *Middle panel:* Stellar mass fractions due to the different processes that lead to galaxy formation for the brightest magnitude bin in the CMR ($-22 \leq M_{T_1} \leq -21$). *Right panel:* Idem as middle panel but for the faintest magnitude bin ($-17 \leq M_{T_1} \leq -16$).

colors of the brighter galaxies in our simulation. We analyse the evolution of mass and metallicity of the stellar component contributed by different processes: quiescent star formation and starbursts during major wet, major dry, minor wet and minor dry merger, and disc instability events. Mergers are classified as minor or major according to the ratio between the baryonic mass of the galaxies involved; if this ratio is less than 0.3, the merger is classified as a minor one. These mergers are then distinguished between dry or wet depending on the amount of cold gas available in the remanent galaxy; if it is less than 60 % of the baryonic mass, the merger is considered dry. During dry mergers there is no star formation. This choice allows us to reconcile observational data with the synthetic galactic populations given by the model of LCP08.

We compute the stellar mass fraction contributed by the different processes at all magnitude bins, without taking into account quiescent star formation, which is the process that provides the major contribution at all magnitude bins at all redshifts. The evolution with redshift of these fractions is shown in Figure 1. We can see that, for a set of very luminous galaxies ($-22 \leq M_{T_1} \leq -21$), the most important process that contribute to the stellar mass at low redshifts is dry merger. Minor wet merger events and disc instabilities are also important but in lower degree. As we move in the CMR to lower magnitude bins, the relative importance of these processes changes. For the least luminous galaxies ($-17 \leq M_{T_1} \leq -16$), we find that the most relevant process for $z \lesssim 4$ is disc instability, followed by minor wet mergers, minor dry mergers and major dry mergers. This last process is the least relevant one for all magnitude bins.

We also explore the metallicity of the stars accreted during different events and estimate the average at each magnitude bin (Figure 2.) The average is estimated for two different sets of processes, quiescent star formation and disc instability, on the one hand, and merger event processes, on the other. Processes in the former set can be considered as internal ones giving rise to galaxy evolution in isolation, while those in the latter, are responsible for the external contributions to the metal content of the galaxies.

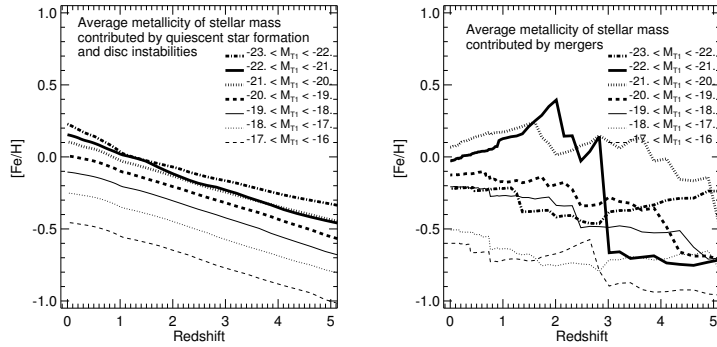


Figure 2. *Left panel:* Average metallicity for each magnitude bin as a result of star formation for quiescent star formation and disc instability events. *Right panel:* Idem as left panel, but for all types of merger events.

For galaxies departing from the linear fit to observed data ($-19 \leq M_{T_1} \leq -23$), the average metallicities due to internal processes increase monotonically with decreasing redshift reaching values comprised in the range $0 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.25$ at $z = 0$. We note that in this case, the more luminous the galaxy, the higher the achieved metallicity. Conversely, the stellar mass contributed by external processes have mainly subsolar metallicities ($-0.22 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.1$), being the most massive galaxies the one receiving the least amount of metals (cf. Figure 2). Hence, as a consequence of mergers, the final metallicity of the more luminous galaxies along the CMR ($0 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.15$ at $z = 0$), is lower than the one that would have if only internal processes were acting.

3. Conclusions

We find that the major contribution of stellar mass to the more luminous galaxies of the CMR at low redshift is due to minor dry mergers (see Figure 1), being the metallicity of the accreted stellar mass quite low. In this way, assuming that colors are mainly driven by metallicity, it seems that the departure of the bright end of the CMR from a linear fit can be explained by the effect of minor dry mergers; they would increase the mass of the galaxies without changing their colors.

References

- Bernardi, M., Hyde, J. B., Ravi, S. K., Miller, J. C., Nichol, R. C. 2007, ApJ, 133, 1741
 Bower, R. G., Lucey, J. R., & Ellis, R. S. 1992, MNRAS, 254, 601
 Janz, J., Lisker, T. 2009, ApJ, 696, 102L
 Jiménez, N., Cora, S. A., Bassino, L. P., Smith Castelli, A. 2008, BAAA, 51, 263
 Lagos, C., Cora, S. A., & Padilla, N. D. 2008, MNRAS, 388, 587
 Skelton, R. E., Bell, E. F., Somerville, R. S. 2009, ApJ, 699, 9L
 van der Wel, A., Bell, E. F., van den Bosch, F., Gallazzi, A., Rix, H. W. 2009, ApJ, 698, 1232

PRESENTACIÓN ORAL

Propiedades estadísticas de galaxias de baja luminosidad en cúmulos: distribuciones de luminosidades y colores

M. Lares^{1,2} y D. García Lambas^{1,2}

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

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

Abstract. We use the spectroscopic and photometric galaxy catalogues from the SDSS (DR7) to study galaxy overdensities around the locations of galaxy clusters identified in redshift space. We applied a background subtraction method to obtain luminosity and color distributions. We find that luminosity distributions show a noticeable rise in the faint-end ($M_r > -16.$), which can not be described with a single Schechter component. The faint-end slope of the faint Schechter component is as steep as $-2.9 \lesssim \alpha \lesssim -1.7.$

Resumen. Se utilizan los catálogos fotométrico y espectroscópico de galaxias del SDSS (DR7), para estudiar excesos de galaxias en campos centrados en grupos de galaxias con confirmación espectroscópica. Se aplica el método de substracción estadística del fondo para obtener distribuciones de luminosidad y de índices de color. Las distribuciones de luminosidad de galaxias muestran un notable aumento en la región débil ($M_r > -16$) que se aparta de un único ajuste de Schechter y es consistente con un ajuste de una función doble de Schechter, con una componente de pendiente aproximadamente plana y otra con una pendiente empinada del orden de $-2.9 \lesssim \alpha \lesssim -1.7.$

1. Cúmulos de galaxias en el contexto cosmológico

La formación de galaxias tiene lugar en los pozos de potencial de los halos de materia oscura, e incluso en la subestructura de los mismos. No todos los subhalos, sin embargo, constituyen las semillas para la formación de galaxias. El estudio de esta subestructura y de los mecanismos que generan o inhiben la formación de nuevas galaxias, está íntimamente relacionado con las propiedades de poblaciones de galaxias de luminosidad relativamente baja. En este trabajo, utilizamos el catálogo fotométrico de galaxias obtenido del Sloan Digital Sky Survey en conjunción con el catálogo espectroscópico, para obtener, mediante la técnica de decontaminación de la muestra de galaxias, las distribuciones de magnitud de galaxias en grupos, en el rango de magnitudes $-19.0 < M_r < -13.0.$ La aplicabilidad del método se basa en la identificación en el espacio de *redshifts* de sistemas de galaxias, en los cuales se estudian posteriormente las propiedades de las galaxias de baja luminosidad.

2. Muestra de galaxias de baja luminosidad

Se utilizó la muestra NYU-VAGC (Blanton et al. 2005), basada en la séptima liberación de datos del relevamiento Sloan. La misma consta de dos catálogos, uno espectroscópico y otro fotométrico, para los cuales se utilizaron las magnitudes límites $r = 17.5$ y $r = 21.5$ respectivamente, con el objeto de asegurar la completitud de las muestras. Se identificaron grupos de galaxias en el catálogo espectroscópico siguiendo la prescripción de Merchán & Zandivarez (2005) y se estudiaron los campos de galaxias del catálogo fotométrico centrados en dichos grupos. Dado que la fracción de galaxias de cada grupo es pequeña en comparación con el número total de galaxias del campo, se llevaron a cabo ensambles y se obtuvieron resultados de validez estadística, gracias al gran volumen de datos. La muestra de grupos comprende el rango de *redshift* $0.09 < z < 0.1$, con lo cual pueden obtenerse propiedades de galaxias hasta la magnitud $M_r \sim -14.$, la cual constituye una muestra de luminosidad relativamente baja en comparación con estudios espectroscópicos y estadísticos. Se detectaron excesos de densidad proyectada de galaxias alrededor de los centros de los sistemas identificados en el catálogo espectroscópico, aunque el exceso de galaxias con $g - r < 0.0$ respecto del fondo promedio es escaso (Figura 1). Además, se evitó utilizar galaxias muy rojas, más abundantes entre las galaxias del fondo, por lo que se utilizó el intervalo $0.0 < g - r < 1.0$ para calcular las distribuciones de luminosidad.

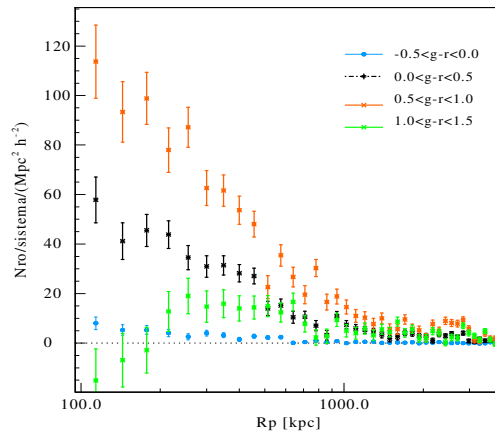


Figura 1. Densidad radial proyectada de galaxias del ensamble y sus variaciones en función del índice de color $g - r$.

3. Aplicación del método y resultados

En los alrededores de un cúmulo de galaxias se observan, en proyección, las galaxias pertenecientes a dicho cúmulo que estén dentro de la ventana observacional, superpuestas con las que forman parte de las estructuras cercanas en la línea de la visual. El método aplicado sigue las prescripciones para la obtención de las propiedades de galaxias satélites alrededor de primarias brillantes, implementadas por Lares & Lambas (2009). Este método resulta confiable cuando se

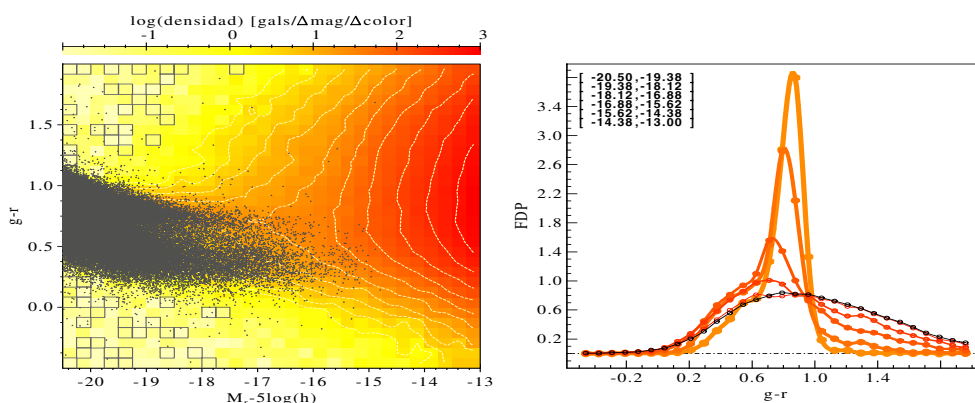


Figura 2. Mapa de excesos de galaxias en el plano color-magnitud (*izquierda*), los rectángulos indican valores negativos y los puntos corresponden a galaxias satélite de la muestra espectroscópica. *Derecha*: Proyecciones en color para distintos intervalos de magnitud. A medida que se toman intervalos de menor luminosidad (indicados arriba), la distribución de colores se ensacha.

tienen centros confirmados de cúmulos de galaxias y permite acceder a propiedades estadísticas de galaxias hasta la magnitud límite de la muestra fotométrica, $m_r \sim 22$. Dadas las fluctuaciones de densidad de las galaxias de fondo en la región cercana a cada cúmulo, se utilizó una estima local de la densidad de galaxias contaminantes, en un área comprendida entre los 3Mpc y 4Mpc de distancia radial proyectada al centro de cada cúmulo. El anillo interior utilizado para sumar la señal, se extiende hasta 1Mpc, y excluye la región interior a 100kpc para evitar recuentos de objetos espúrios que surgen de problemas en el algoritmo de identificación del catálogo. El ensamble se llevó a cabo teniendo en cuenta las distintas magnitudes absolutas alcanzadas a distintos *redshifts* y aplicando las correcciones correspondientes. La distribución de luminosidades se calculó a partir de los valores de las magnitudes absolutas, para lo cual se les asignó a todas las galaxias de cada campo el *redshift* del cúmulo correspondiente, sumando en cada intervalo de magnitudes sólo aquellos campos que contribuyen con completitud. El método permite hacer estudios multiparamétricos, con los cuales se encuentra que la distribución de colores se ensancha hacia las magnitudes más débiles, como puede apreciarse en la Figura 2. Los cúmulos más masivos presentan mayores excesos de galaxias, lo cual también se aprecia discriminando por multiplicidad de galaxias espectroscópicas. Se obtiene además evidencia de que los halos con más subestructura, muestran una parte débil más empinada en la distribución de luminosidades. Se encuentra que las galaxias más rojas tienen una mayor fracción de objetos débiles que en las galaxias azules (Figura 3, izq.). Se ve también que en la región central aumenta la componente más luminosa de la distribución de luminosidades (Figura 3, der), lo cual es consistente con los modelos de formación y evolución de estructuras y galaxias en grupos.

Las distribuciones de luminosidad son consistentes con una suma de dos funciones de Schechter, como puede verse de los ajustes en la Figura 3. Los parámetros, fundamentalmente la pendiente de la parte débil, dependen de las características de las muestras de galaxias y de grupos utilizadas. La doble fun-

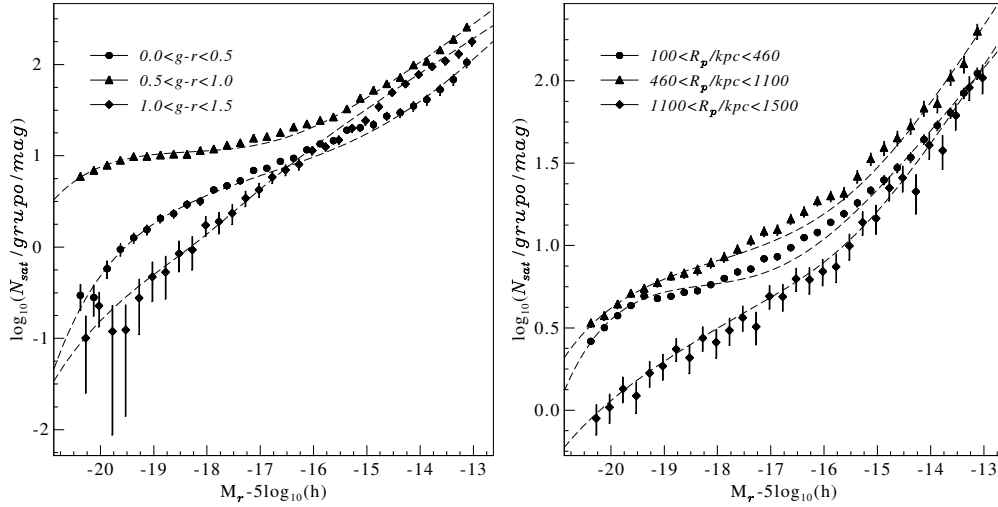


Figura 3. Distribuciones de luminosidad de galaxias en grupos, en función del índice de color (*izq.*) y de la distancia radial al centro del grupo (*der.*)

Muestra	α_b	α_f	Muestra	α_b	α_f
$0.0 < g - r < 0.5$	-1.32	-2.46	baja subestructura	-1.31	-2.50
$0.5 < g - r < 1.0$	-0.80	-2.08	alta subestructura	-1.15	-2.89
$100 < R_p / kpc < 460$	-0.75	-1.98	$M_{vir} / 10^{13} M_\odot < 1.3$	-1.29	-2.89
$460 < R_p / kpc < 1100$	-1.12	-2.29	$1.3 < M_{vir} / 10^{13} M_\odot < 2.5$	-1.27	-1.12
$1100 < R_p / kpc < 1500$	-1.43	-2.3	$0.25 < M_{vir} / 10^{13} M_\odot$	-1.37	-2.89

Tabla 1. Definición de muestras y ajustes de las pendientes de la parte débil de la distribución de luminosidad. Para la muestra total, se obtienen $\alpha_b = -1.08$ (parte brillante) y $\alpha_f = -2.16$ (extremo débil).

ción de Schechter se requiere para dar cuenta del notable incremento de galaxias más allá de $M_r \sim -16$, aproximadamente el límite alcanzado en estudios de muestras espectroscópicas. La componente débil de Schechter presenta una pendiente $-2.0 \lesssim \alpha \lesssim -1.7$, según las características de las submuestras. Los valores que resultan de los ajustes de las pendientes de la parte débil se detallan en la Tabla 1. Estos resultados contrastan llamativamente con aquéllos obtenidos con una técnica similar en sistemas caracterizados por una galaxia central brillante y galaxias satélites (Lares & Lambas 2009), en donde una función de Schechter con pendiente plana es una descripción satisfactoria de las distribuciones de luminosidad.

Referencias

- Blanton, M.R., Schlegel, D.J., Strauss, M.A. et al. 2005, AJ, 129, 2562
 Lares, M., Thesis doctoral, Famaf, UNC, 2009
 Merchán, M.E. & Zandivarez, A., 2005, ApJ, 630, 759

PRESENTACIÓN MURAL

La función de luminosidad de supercúmulos de galaxias

H. Luparello³, M. Lares^{1,2,3} y D. García Lambas^{1,2}

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

(2) *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC*

(3) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC*

Abstract. We study superstructures on the SDSS-DR7 spectroscopic galaxy catalogue, by constructing a smoothed density map and applying minimum threshold and connectivity criteria. For several threshold values between 4 and 8 times the mean luminosity density, we contrast results with a Mock catalogue by comparing the multiplicity function. We then compute the supercluster luminosity function, and find that observed space density of superstructures is underpredicted by the standard cosmological Λ CDM model.

Resumen. A partir de la construcción de mapas de densidad de luminosidad para el catálogo espectroscópico de galaxias de la séptima liberación de datos del SDSS (Abazajian et al., 2009) y para un catálogo sintético, se identificaron superestructuras en ambos, aplicando un criterio de sobredensidad mínima y conectividad. Se exploró la dependencia entre el número de estructuras halladas y el umbral de densidad utilizado, variándolo entre 4 y 8 veces la densidad de luminosidad media de cada muestra. Luego de la identificación de los supercúmulos de galaxias, se calculó su luminosidad total, con la que se estimó la Función de Luminosidad de Supercúmulos en observaciones y simulaciones. La comparación entre ellas arroja un exceso de sistemas luminosos en las observaciones con respecto a lo predicho por el modelo de concordancia.

1. Introducción

Las mayores estructuras gravitacionalmente ligadas presentes en el Universo son los supercúmulos de galaxias, formados por galaxias, grupos y cúmulos. Conectados a través de filamentos débiles de galaxias, conforman la estructura en gran escala del universo. Dado que estas estructuras son sumamente extensas, llegando a alcanzar un poco más de 100Mpc, resulta difícil conseguir una muestra estadísticamente significativa de objetos. El catálogo de supercúmulos más reciente (Einasto et al., 2007) se confeccionó en base al relevamiento 2dFGRS (Maddox et al., 1998), quienes encuentran buen acuerdo entre las propiedades generales de los supercúmulos observados, como morfología, extensión, etc, con las predicciones teóricas arrojadas por simulaciones numéricas. Einasto et al. (2006) encuentran discrepancias entre las funciones de luminosidad de supercúmulos y destacan que la teoría no reproduce los supercúmulos más luminosos

($L_{sc} \simeq 10^{14} L_{\odot}$) presentes en las observaciones. Estos resultados, sin embargo, tienen un significado estadístico limitado al volumen del 2dFGRS. Haciendo uso del catálogo SDSS, puede analizarse un volumen mucho mayor del Universo, con una consecuente mejora estadística. Contando con un catálogo sintético de características similares al SDSS, pueden analizarse además las propiedades teóricas de los supercúmulos para una confrontación entre el modelo cosmológico y las observaciones. En este trabajo se realiza una identificación sistemática de grandes estructuras sobre el catálogo espectroscópico SDSS-DR7 y el catálogo sintético construido a partir del modelo semianalítico de De Lucia et al. (2007) y se calcula la función de luminosidad de supercúmulos en ambos.

2. Selección de Datos

Se utilizó el catálogo de galaxias del SDSS-DR7, el cual cubre un área de unos 9380 grados cuadrados distribuidos en una región elíptica del hemisferio norte y una serie de franjas pequeñas del hemisferio sur, con magnitud límite $m_r = 17.77$. Provee desplazamientos al rojo (z) espectroscópicos y fotometría en 5 bandas para 929555 galaxias, con un z medio de $z \sim 0.1$. Los catálogos sintéticos que contienen información sobre el modelo cosmológico adoptado en su construcción, son de gran utilidad para la confrontación entre predicciones teóricas y características del Universo observado. Por este motivo, el presente análisis se complementa con un catálogo sintético (De Lucía & Blaizot, 2006), construido a partir de las simulaciones numéricas Millenium (Spriengel et al., 2005). Provee posiciones tridimensionales y angulares, desplazamientos al rojo, magnitudes aparentes, correcciones K y velocidades peculiares entre otros datos, para cada una de las galaxias. Sobre ambos catálogos se seleccionaron muestras de galaxias limitadas en magnitud aparente en la banda r con $m_{rlim}=17.5$ y con un corte en z de $0.009 < z < 0.15$. Aplicando la corrección K (Blanton et al., 2003) y con distancias de luminosidad calculadas a partir del modelo Λ CDM, se obtuvieron las magnitudes absolutas de cada galaxia.

3. Método de identificación de Supercúmulos

El método aplicado consiste en obtener el campo de densidad de luminosidad. Si se dispone de catálogos limitados en flujo, como en este caso, el primer paso es aplicar una corrección de completitud. Se estima la distribución de luminosidades a partir de la distribución de magnitudes aparentes y asumiendo una función de luminosidad, teniendo en cuenta las galaxias fuera de la ventana observacional: $L_{tot} = L_{obs} W_L = L_{\odot} 10^{0.4(M_{\odot} - M)} W_L$.

El factor de corrección por completitud W_L se define a través de la función de luminosidad de galaxias $\Phi(L)$: $W_L = \int_0^{\infty} L \Phi(L) dL / \int_{L_1}^{L_2} L \Phi(L) dL$, donde las $L_i(M_i)$ corresponden a los límites de la ventana observacional para la distancia de la galaxia considerada: $M_{min/max}(z_i) = m_{min/max} - 25 - 5 \log(DL(z_i)) - K(z_i)$, (Blanton et al., 2003) donde $m_{min/max}$ corresponde a las magnitudes límites del catálogo utilizado. En este cálculo se utilizó la función de luminosidad de galaxias determinada por Blanton et al. (2003) para el SDSS. El siguiente paso para caracterizar el ambiente global en el que las galaxias residen, es aplicar

un suavizado del campo. Para esto se utiliza un kernel, usualmente gaussiano. Otro tipo de kernel, adecuado para evitar un suavizado excesivo debido a las alas de la gaussiana, es el kernel Epanechnikov: $k(r) = \frac{3}{4r_0} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]$. El radio de suavizado r_0 debe ser elegido apropiadamente, de acuerdo al tipo de sistema que se desea identificar. En el caso de supercúmulos, donde es necesario conocer las características globales del ambiente, se seleccionó $r_0=8\text{Mpc}/h$. Finalmente, se procede a calcular el mapa de densidad propiamente dicho, definiendo una partición regular del espacio tridimensional compuesta por celdas cúbicas de $2\text{Mpc}/h$ de lado y estimando la densidad de luminosidad en cada celda.

Se realiza la identificación de estructuras fijando un umbral de densidad $\rho_{min} = T_d \times \bar{\rho}$ y eligiendo las celdas que tengan una densidad mayor que este valor, las que de estar en contacto, forman parte de la misma estructura. Para ello, se aplica un algoritmo de percolación del tipo *Amigos de los Amigos* que vincula las celdas que tienen al menos un vértice en común. El parámetro más importante del análisis sucesivo es la densidad umbral T_d , a partir de la cual se seleccionan las celdas candidatas a formar parte de un sistema. Se realizaron varias identificaciones con $4 < T_d < 8$, en intervalos de 0.5, incluyendo el valor $T_d = 4.6$, adoptado por Einasto et al. (2006).

4. Función de Luminosidad de Supercúmulos

Con los supercúmulos identificados por el método de densidad de luminosidad, se procedió con el cálculo de su función de luminosidad acumulada en las observaciones y en el modelo teórico. Para ello, se estimó la luminosidad total de cada supercúmulo sumando sobre las celdas que lo conforman. Mediante conteos en rangos de luminosidad se confeccionó el histograma acumulado, normalizado al volumen total de cada muestra. En cada rango de luminosidad se incluyen todos los supercúmulos con luminosidad mayor o igual que la media correspondiente. Luego del cálculo de la función de luminosidad acumulada para ambas muestras, en cada umbral de densidad, se comparan los resultados en la figura 1. Los errores fueron calculados aplicando el método JackKnife.

5. Conclusiones

La muestra de galaxias analizada comprende casi 700000 galaxias en un volumen de $91105317(\text{Mpc}/h)^3$, en donde se identificaron entre 400 y 1100 supercúmulos de acuerdo al umbral de densidad de selección, con luminosidades totales en el rango $10^{11}L_{\odot} \leq L \leq 10^{14}L_{\odot}$. También encontramos que la función de luminosidad de los supercúmulos es similar a la de galaxias, con una luminosidad característica de $\simeq 3 \times 10^{12}L_{\odot}$, con un máximo de luminosidad de $\simeq 10^{14}L_{\odot}$. Los resultados obtenidos para el catálogo observacional son, en general, comparables a los encontrados en el catálogo sintético. Notamos, sin embargo, un marcado exceso de sistemas luminosos en las observaciones con respecto al modelo de concordancia. Este exceso de grandes estructuras ya había sido sugerido por Einasto et al. (2006, 2007) en estudios realizados sobre el catálogo espectroscópico de galaxias 2dF.

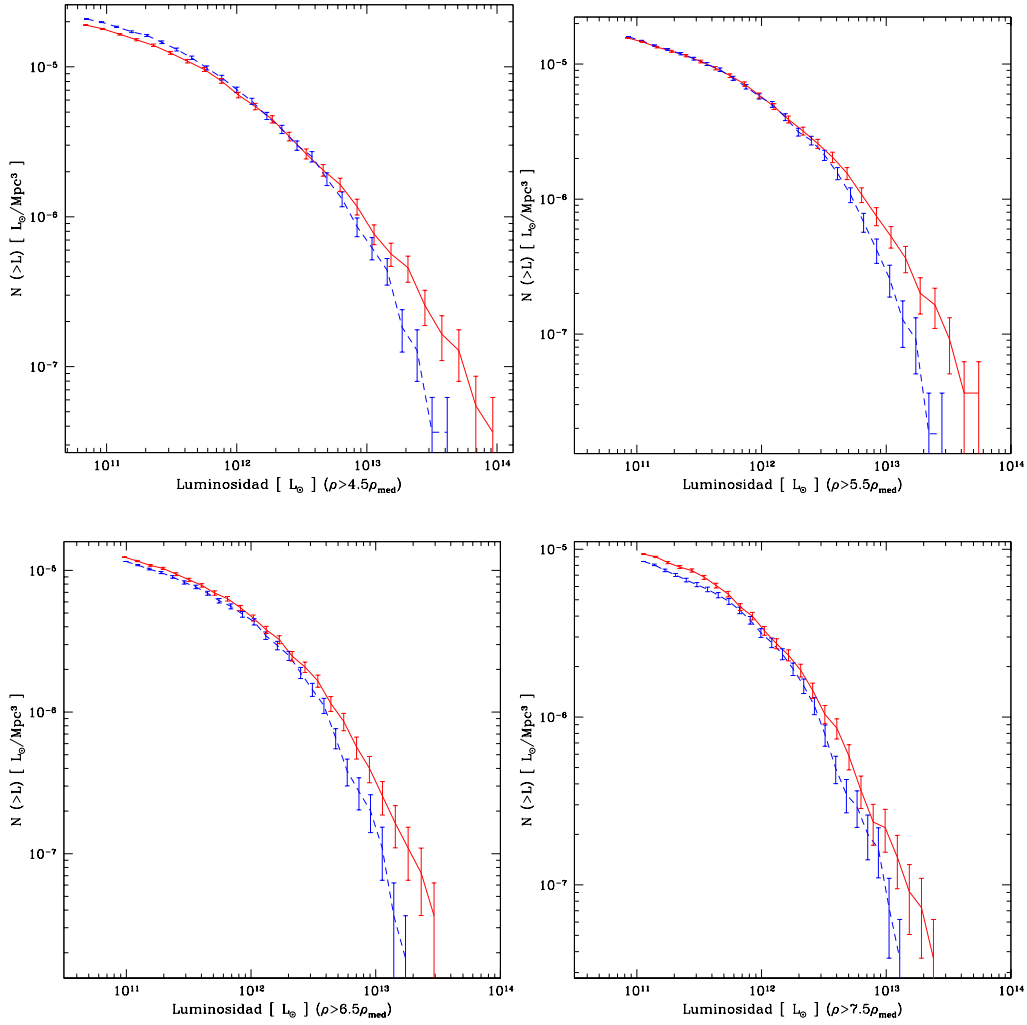


Figura 1. Comparación de Funciones de Luminosidad para el SDSS-DR7 (línea continua) y el catálogo sintético (línea punteada).

Referencias

- Abazajian et al., 2009, ApJS 182,543.
 Blanton et al., 2003, AJ, 125, 2348.
 Blanton et al., 2003 ApJ 592, 819.
 De Lucia, G.; Blaizot, J., 2007, MNRAS, 375, 2.
 Einasto, J. et al., 2006, A&A, 459, 1.
 Einasto, J. et al., 2007, A&A, 462, 811.
 Maddox et al., 1998lsst.conf...91M
 Springel, V. et al., 2005, Nature, 435, 629.

PRESENTACIÓN MURAL

Cinemática y masas de agujeros negros en galaxias activas del tipo Narrow Line Seyfert 1

G. Oío¹, E. Schmidt¹ y L. Vega Neme^{1,2}

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

(2) Departamento de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso

Abstract. We apply a spectral synthesis method to Narrow Line Seyfert 1 active galaxies with public spectra available. Our goal will be to obtain the stellar velocity dispersions, and then the central black hole masses via the Tremaine relation. We comment several problems we found in fitting this type of objects and the possibility of obtaining masses through the emission lines.

Resumen. Aplicamos un método de síntesis espectral de poblaciones estelares en galaxias activas del tipo *Narrow Line Seyfert 1*, a partir de espectros disponibles en la web. Nuestro objetivo a largo plazo será obtener dispersiones de velocidades estelares, las cuales son indicativas de la masa del agujero negro central, a través de la relación de Tremaine. Comentamos asimismo algunos de los problemas con los que nos encontramos en dichos ajustes para este tipo de objetos y la posibilidad de obtener masas a través de las líneas de emisión.

1. *Narrow Line Seyfert 1*

Las galaxias Seyfert son típicos AGN (núcleos activos de galaxias) en el universo cercano. Se clasifican según la presencia (Seyfert 1) o ausencia (Seyfert 2) de líneas permitidas anchas en el espectro óptico. Esta diferencia puede ser explicada con el “Modelo Unificado” (Antonucci, 1993), en el cual la región de líneas anchas es rodeada por un toro de polvo. Las *Narrow Line Seyfert 1* (NLSy1, Osterbrock y Pogge, 1985) constituyen una subclase de núcleos Seyfert que tienen las siguientes propiedades:

- El ancho a mitad de altura (FWHM) de la línea $H\beta$ es menor que 2000 km/seg
- Las líneas permitidas son apenas más anchas que las líneas prohibidas
- La relación $[OIII]\lambda 5007/H\beta < 3$ (criterio que distingue las Seyfert1 de las Seyfert2)
- Hay altos grados de ionización y fuertes líneas de emisión de FeII (propio de las Seyfert1)

2. Código de Síntesis Espectral

El método que usamos se basa en ajustar el espectro observado de la galaxia como una combinación lineal de espectros (síntesis empírica) de poblaciones estelares simples o SSP (síntesis evolutiva). El código resultante se denomina Starlight (Cid Fernandes, 2005) y ha sido utilizado con éxito en espectros de SDSS (Cid Fernandes, 2005, 2008), Seyfert 2 (Vega Neme et al, 2009) y Liners (Vega Neme, 2009). Una descripción del mismo puede encontrarse en Vega et al (2008). Básicamente, Starlight surge de una ecuación del tipo

$$\frac{M(\lambda)}{M(\lambda_0)} = \sum_{j=1}^{N_\star} x_j \left(\frac{L_j(\lambda)}{L_j(\lambda_0)} \right) r(\lambda) \otimes G(v_\star, \sigma_\star) \quad (1)$$

donde \otimes denota una convolución y x_j son las componentes del “vector de poblaciones”: proporción con que cada elemento de la base contribuye al espectro observado en λ_0 . Matemáticamente, los ajustes se realizan mediante la minimización global de $\chi^2 \equiv \chi^2(\vec{x}, M(\lambda_0), A_V, v_\star, \sigma_\star) = \sum_{\lambda_i}^{N_f} (O(\lambda) - M(\lambda))^2 \omega(\lambda)^2$, donde $\omega(\lambda)$ es una función peso que es la inversa del error en cada λ , y $O(\lambda)$ es el espectro observado a ajustar. La minimización de χ^2 provee una solución para el espacio de parámetros, es decir N valores correspondientes al vector de poblaciones \vec{x} , y las 4 cantidades $M(\lambda_0)$, A_V , v_\star y σ_\star .

3. Resultados

Realizamos ajustes espectrales teniendo en cuenta varios factores

- Máscaras espectrales de las regiones que puedan dificultar los ajustes (líneas de emisión, rayos cósmicos, píxeles en mal estado, etc.), para cada galaxia en particular. Además, las NLSy1 contienen una gran cantidad de emisión debida al Fe varias veces ionizado: mascaramos estas emisiones basándonos en la lista del trabajo de Zhang et al (2005), en donde se detallan todas las líneas de emisión de la nebulosa planetaria NGC 7027.
- Base estelar de 150 poblaciones estelares simples (25 edades y 6 metalicidades) obtenidas según se describe en Vega et al (2008) y Vega (2009).
- Inclusión de leyes de potencia que tengan en cuenta la contribución no-estelar debida al núcleo activo, del tipo $F_\lambda \propto \lambda^{-\alpha}$. Llevamos a cabo varios ajustes para cada galaxia con $\alpha=0.5$ y 1.0 (representativa de NLSy1).

Para el primer punto, se realizaron ajustes en dos pasos. En un primer paso se usó una máscara general, como la mostrada en la Tabla 1. Estos primeros ajustes sirvieron como base para evidenciar las líneas de emisión de cada galaxia en particular, a fin de realizar máscaras individuales para cada objeto, lo que constituye el segundo paso. Con la confección de estas máscaras individuales, y teniendo en cuenta las características de cada espectro en particular, se realizó el ajuste individual para cada objeto.

La Figura 1 ilustra un ejemplo de síntesis espectral de la galaxia MRK 110. Vemos que el ajuste resultante es de buena calidad ($\chi^2 \sim 0.6$), obteniéndose un

Inicio	Fin	Peso	Línea	λ_0
4300.0	4400.0	0.0	H γ	4340.000
4455.0	4495.0	0.0	HeI	4471.000
4650.0	4750.0	0.0	HeII	4685.710
4805.0	4945.0	0.0	H β	4861.325
4948.0	4970.0	0.0	[OIII]	4958.911
4986.0	5040.0	0.0	[OIII]	5006.843
5150.0	5210.0	0.0	Fe	5140+5180
5840.0	5934.0	0.0	HeI	5875.666

Tabla 1. Máscara espectral general usada en los ajustes de NLSy1.

modelo representativo del continuo y líneas de absorción estelares además de la contribución del continuo debido al núcleo activo.

Uno de nuestros objetivos es la medición de las dispersiones de velocidades estelares. Comprobamos que nuestros ajustes proveen una eficiente manera de obtener directamente de ellos este parámetro cinemático. Sin embargo, hemos notado que la obtención de un adecuado ajuste espectral a objetos del tipo NLSy1, es una tarea delicada y única para cada objeto en particular. Aún con un código tan robusto como Starlight existen complicaciones debido a la elevada cantidad de líneas de emisión y, en menor medida, al valor del índice espectral para cada galaxia. Para afrontar estos problemas y, a fin de mejorar aún más nuestros ajustes, estamos trabajando en la inclusión de templates debido a las emisiones del Fe y en la modelización con índices espectrales dentro de un rango mayor al considerado hasta ahora.

Una alternativa válida para la obtención de masas de agujeros negros es la medición del ancho de las líneas de *emisión* (debidas al gas ionizado) a través de la relación $\sigma_{gas} = FWHM/2.3548$ y usar σ_{gas} como un sustituto de σ_* , lo cual ha resultado de utilidad (Vega et al, 2009). Aún en estos casos, Starlight puede proveer un buen template a partir del cual obtener espectros residuales R_λ y extraer de ellos las dispersiones de velocidades del gas ionizado. Estamos trabajando en dichos residuos y los primeros resultados obtenidos concuerdan con algunos valores de la literatura para H β y [OIII] λ 5007.

Referencias

- Antonucci (1993) ARAA 31, 473A
 Cardelli, Clayton, Mathis (1989) ApJ 345, 245
 Cid Fernandes et al (2005) MNRAS 358, 363C
 Cid Fernandes et al (2008) MNRAS 391, 29S
 Osterbrock & Pogge (1985) ApJ 297, 166
 Schmidt (2009) Trabajo Especial de Astronomía - En preparación
 Tremaine et al (2002) ApJ 574, 740

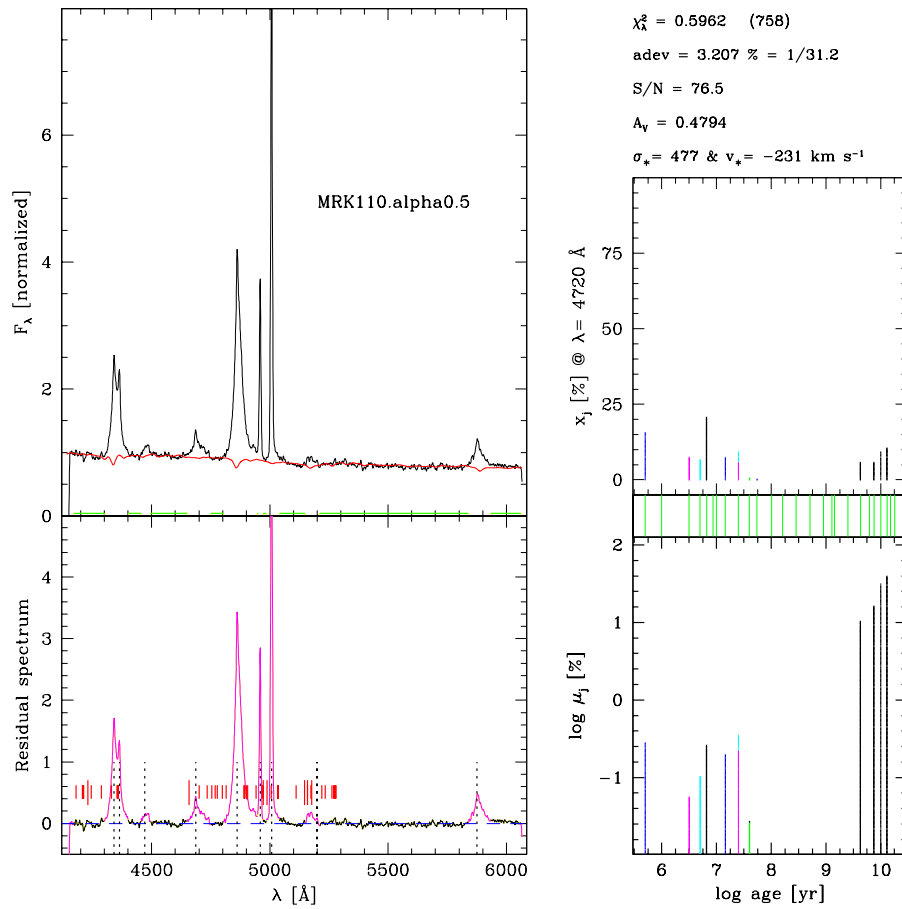


Figura 1. En cada Figura en el panel superior izquierdo presentamos los espectros observado O_λ (en negro), y modelizado M_λ (en rojo). En el panel inferior izquierdo presentamos el espectro residual $R_\lambda \equiv O_\lambda - M_\lambda$ (en negro) con algunas regiones mascaradas (en magenta) y regiones que se encuentran a más de 3σ distancia del R_λ . En el panel de la derecha, se muestran las fracciones de cada componente de la base, en flujo (arriba) y en masa (abajo), en función del logaritmo de la edad (diferentes colores denotan diferentes metalicidades). Arriba, a la derecha, se listan los productos directamente obtenidos de la síntesis: χ_λ^2 (χ^2 reducido), “adev” ($(O_\lambda - M_\lambda) / M_\lambda$) “S/N” (relación Señal Ruido calculada alrededor de 4020), “AV” (extinción en la banda V), σ_* (dispersión radial de velocidades estelares) y v_* (velocidad radial sistémica).

Vega et al (2008) Anales de las Primeras Jornadas de Astrofísica Estelar

Vega (2009) Tesis Doctoral - UNC

Vega et al (2009) MNRAS

Zhang et al (2005) A&A 442, 249

PRESENTACIÓN MURAL

Galaxy satellites, building blocks and the hierarchical clustering paradigm

N.D. Padilla¹, C. Lagos^{1,2} & S.A. Cora³

(1) *Departamento de Astronomía y Astrofísica, Universidad Católica de Chile, Chile*

(2) *Institute for Computational Cosmology, University of Durham, United Kingdom*

(3) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP, Argentina*

Abstract. We study the properties of building blocks (BBs, i.e. accreted satellites) and surviving satellites of present-day galaxies using a semi-analytic model of galaxy formation in the context of a concordance Λ Cold Dark Matter (Λ CDM) cosmology. We consider large numbers of dark-matter (DM) halo merger trees spanning a wide range of masses ($\sim 1 \times 10^{10}$ to $2.14 \times 10^{15} M_{\odot}$). Our simulated galaxies show higher metallicities for BBs with respect to surviving satellites, an effect produced by the same processes responsible for the build-up of the mass-metallicity relation. We prove that these metallicity differences arise from the higher peak in the density fluctuation field occupied by BBs and central galaxies which have collapsed into a single object earlier than surviving satellites. BBs start to form stars earlier, during the peak of the merger activity in the universe, and build up half of their final stellar mass (measured at the moment of disruption) up to four times faster than surviving satellites. Surviving satellites keep increasing their stellar masses rather quiescently from their formation until $z \sim 1$. The difference between the metallicities of satellites, BBs and central galaxies depends on the host DM halo mass, in a way that can be used as a further test for the concordance cosmology.

Resumen. En este trabajo estudiamos las propiedades de progenitores (o satélites acretados) y satélites sobrevivientes de galaxias usando un modelo semi-analítico de formación de galaxias dentro del contexto de una cosmología de concordancia de materia oscura fría con una constante cosmológica. Consideramos un gran número de historias de fusiones de halos caracterizados por un rango de masas muy amplio (de $\sim 1 \times 10^{10}$ a $2.14 \times 10^{15} M_{\odot}$). Encontramos metalicidades más altas para los progenitores que para los satélites actuales, y notamos que esto se debe al mismo proceso que produce una relación masa-metalicidad. Demostramos que esto surge de la mayor altura del pico de densidad que ocupan los progenitores junto con la galaxia final en el campo de densidad de materia, que hace que éstos colapsen antes a un objeto único, en comparación con la época en la que los satélites terminan su colapso. Encontramos que los progenitores comienzan a formar estrellas antes, durante el pico de la

actividad de fusiones en el universo, y que acumulan la mitad de su masa estelar final hasta cuatro veces más rápido que los satélites actuales. Estos últimos aumentan su masa estelar de forma pasiva desde el momento de su formación hasta $z \sim 1$. Las diferencias entre las metalicidades de satélites, progenitores y galaxias centrales depende de la masa del halo de materia oscura que estos habitan; este resultado puede ser usado como una prueba adicional de la cosmología de concordancia.

1. Introduction

The study of the Milky Way (MW) halo and its satellites has allowed the construction of models for the formation of the Galaxy (e.g. Searle & Zinn, 1978). This has become more feasible taking into account the current consensus on the scenario where the stellar halo is actually a collection of stars from the tidal disruption of satellites accreted onto the MW (Ibata, Gilmore & Irwin, 1994), and the large amount of data on metallicities of halo stars and MW satellites gathered during the past several years (see a compilation by Geisler et al., 2007).

The current data shows that the metallicities of the MW satellites do not resemble those of the halo stars, indicating that the accreted satellites, here termed building blocks (BBs), of the MW were probably different from the present-day satellites. Therefore, any successful model of galaxy formation will need to fulfill this observational result, namely an evolution in the properties of satellites of a given galaxy.

There are other observational results that also point in the same direction, for instance the fact that the stellar mass function shows an evolution with redshift (Drory et al., 2005) would indicate that the population of galaxies evolved with time, also in agreement with the change in the average stellar formation rate (SFR) in the Universe (e.g. Hopkins et al., 2005), or the different formation epochs of galaxies of different masses, where low mass objects seem to have formed only recently, and large galaxies started their collapse at much earlier epochs (e.g. Cowie, Songaila & Cohen, 1996).

In this poster presentation we summarise a recent work by Lagos, Padilla & Cora (2009) where the process of satellite accretion by central galaxies is followed in the semi-analytic model of galaxy formation by Lagos, Cora & Padilla (2008). The main assumption in this work is that the BBs are the dominating contribution to the stellar content of the halo. This study allows a direct comparison between observations and a cosmological galaxy formation model.

2. Building blocks and surviving satellites

Our main aim is to find out whether the present-day satellites can be regarded as representatives of the building block population.

In a first step, Lagos, Padilla & Cora (2009) compared the ages and metallicities of central galaxies and satellites, and found that satellites are less metal rich than their hosts, mainly due to the difference in age between these two galaxy types. In particular, this indicates that there is a clear relation between mass (M) and metallicity (Z) in the model galaxy population (the left panel

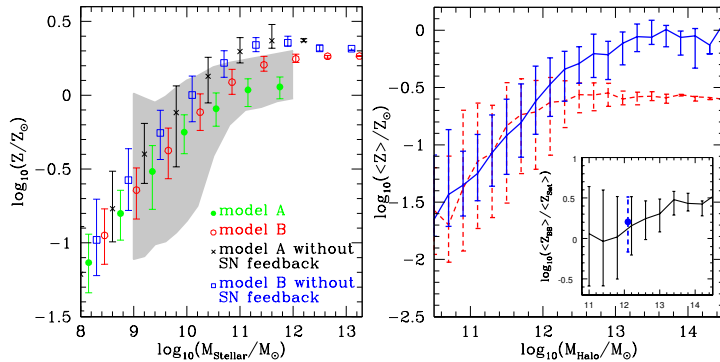


Figure 1. Left panel: Stellar M-Z relation at $z = 0$ of the full galaxy population for model A (with feedback from supernovae, SN, and active galactic nuclei, AGN), model B (same as model A without AGN feedback), and model A and B without SNe energy feedback (symbols are indicated in the figure key). Error bars correspond to the 10 and 90 percentiles. The observational relation determined by Gallazzi et al. (2005) is represented by the grey-shaded area. Right panel: Results from model A. Average metallicity for the present-day satellite galaxy population in individual DM haloes (dashed line) and for the BBs (solid line), as a function of the host DM halo mass. The inset shows the difference between the average metallicities of BBs and satellites as a function of DM halo mass. The filled blue circle with dashed error bars represents MW-type haloes.

of Figure 1 shows that the M-Z relation is always present even for different assumptions in the galaxy formation model).

What about the BBs? If these correspond to higher peaks in the density field (as they have collapsed earlier than surviving satellites), they should also be more metallic than the surviving satellites. This is demonstrated in the right panel of Figure 1, where this metallicity difference is clearly seen, particularly for DM masses above $10^{12} M_{\odot}$.

Figure 2, further shows that this difference originates in a faster growth of the stellar mass in BBs than in surviving satellites (left). The right panel confirms that the density fluctuation peaks occupied by BBs are higher.

3. Discussion

In this short article, we want to stress we have improved previous attempts to study this subject (Bullock et al., 2005, Font et al., 2006, Helmi et al., 2006), since we have used merger trees with few selection biases, requiring only that one merger has taken place and that there is at least one surviving satellite.

Bearing this in mind, our results can be summarised as follows:

- Halo stars forming from the disruption of BBs are expected to show different properties than those in surviving satellites. The halo is found to be more chemically enriched than the satellites, due to the earlier formation epochs and faster formation time-scales characterising BBs with respect

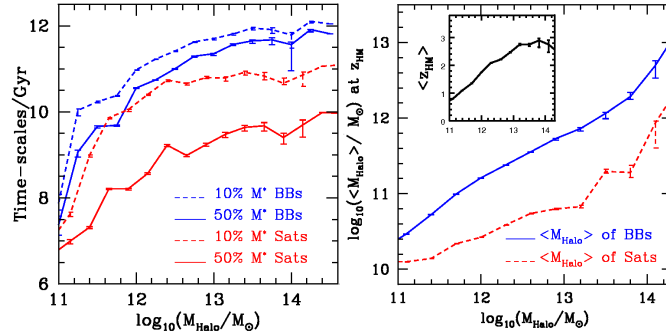


Figure 2. Left panel: Average look-back time to the formation of 10 and 50 per cent of the final stellar mass of BBs and surviving satellites as a function of DM halo mass (line types are indicated in the figure key). Right panel: Central halo mass at the redshift of merger with the parent haloes of BBs and the average mass of parent haloes of surviving satellite galaxies at the same redshift. The average redshift for the merger is shown in the inset.

to satellites. Additionally, BBs form near the peak of the merger activity in Λ CDM models.

- In agreement with observational results from the Milky Way (e.g. Geisler et al., 2007), in 70 per cent of the cases, the model Milky Ways show stellar haloes (i.e. BBs) more chemically enriched than their surviving satellites.

Acknowledgments. NP was supported by Fondecyt grant No. 1071006. The authors benefited from a visit of SC and Carlton Baugh to Santiago de Chile supported by Fondecyt grant No. 7080131. This work was supported in part by the FONDAF Centro de Astrofísica, and by PIP 5000/2005 from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina.

References

- Bullock J.S., Johnston K.V., 2005, *ApJ*, 635, 931
 Cowie L., Songaila A., Hu E., Cohen J.G., 1996, *AJ*, 112, 839
 Drory N., Salvato M., Gabasch A., Bender R., Hopp U., Feulner G., Pannella M., 2005, *ApJ*, 619, 131
 Font A.S., Johnston K.V., Bullock J.S., Robertson B.E., 2006, *ApJ*, 638, 585
 Gallazzi A., Charlot S., Brinchmann J., White S.D.M., Tremonti C.A., 2005, *MNRAS*, 362, 41
 Geisler D., Wallerstein G., Smith V.V., Casetti-Dinescu D.I., 2007, *PASP*, 119, 939
 Helmi A., Irwin M.J., Tolstoy E., et al., 2006, *ApJ*, 651, 121
 Hopkins A., Rao S., Turnshek D., 2005, *ApJ*, 630, 108.
 Ibata R.A., Gilmore G., Irwin M.J., 1994, *Natur*, 370, 194
 Lagos C., Cora S., Padilla N., 2008, *MNRAS*, 388, 587
 Lagos C., Padilla N., Cora S., 2009, *MNRAS*, 397, L31.
 Searle L., Zinn R., 1978, *ApJ*, 225, 357

PRESENTACIÓN ORAL

Effects of baryons on dark matter haloes

S. Pedrosa^{1,2}, P. B. Tissera^{1,2} & C. Scannapieco³

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

(2) *CONICET*

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

Abstract. We analyse the dark matter (DM) distribution in $\approx 10^{12}M_{\odot}$ mass haloes extracted from simulations consistent with the concordance cosmology. We study a set of simulations of intermediate numerical resolution where the physics regulating the transformation of gas into stars was allowed to change producing galaxies with different morphologies. Although in all cases the DM profiles get more concentrated as baryons are collected at the centre of the haloes compared to the pure dynamical case, DM-o, the total baryonic mass alone is not enough to fully predict the reaction of the profile. Our findings suggest that the response of the DM halo is driven by the history of assembly of baryons into a galaxy.

Resumen.

Se analiza la distribución de materia oscura en halos de $\approx 10^{12}M_{\odot}$ extraídos de simulaciones consistentes con la cosmología concordante. Se estudia un conjunto de simulaciones de resolución numérica intermedia, en que la física que regula la transformación del gas en estrellas podía variarse produciendo galaxias con distintas morfologías. Aunque los perfiles de Materia Oscura se concentran a medida que los bariones son acumulados en su centro, comparados con el caso puramente dinámico, la cantidad total de bariones no es suficiente para predecir correctamente la reacción del perfil. Nuestros resultados sugieren que la respuesta de los halos de Materia Oscura está determinada por la historia de formación de los bariones en la galaxia.

1. Introduction

We have studied in detail the effects of the galaxy formation on the DM distribution of $\approx 10^{12}M_{\odot}$ haloes within the framework of Λ CDM cosmology. The contraction of the DM haloes due to the infall and condensation of baryons in the central regions is a well accepted process (Tissera, P. B. et al. 1998, Gnedin, O.Y., et al. 2004). However, theoretical models based on the adiabatic contraction (AC) hypothesis miss the hierarchical characteristic of the structure assembly in a hierarchical scenario. Recent studies of cosmologically grown galactic haloes show that the final structure of the DM halo depends on the way baryons are put together and not solely on the amount of baryons gathered in the centre of haloes (Pedrosa et al. 2009). The accretion of satellites is found

to correlate with a decrease in the central DM concentration in agreement with previous works (Debattista, V. P. et al. 2008, Romano-Díaz, E. et al. 2008).

2. Analysis and Results

We have performed an extensive study of the effects of the galaxy formation on the DM halo that hosts it. We have analysed a set of simulations of $\approx 10^{12}M_{\odot}$ haloes of intermediate numerical resolution (Scannapieco et al. 2008), S08 from now on. The S08 set was run with an extended version of the code GADGET2 (Scannapieco et al. 2006) which includes a new multiphase model for the gas component, metal-dependent cooling, chemical enrichment and energy feedback by Supernovae (SN). The initial condition corresponds to a halo extracted from a cosmological simulation and re-simulated with higher resolution. The cosmological parameters assumed were: Λ CDM Universe with: $\Omega_{\Lambda} = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_b = 0.04$, $\sigma_8 = 0.9$, and $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, with $h = 0.7$. In this set, the DM particle mass is $1.6 \times 10^7 h^{-1} M_{\odot}$ while initially the gas mass particle is $2.4 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$. The maximum gravitational softening used is $\epsilon_g = 0.8h^{-1} \text{ kpc}$. We have also performed a pure gravitational run (DM-o) of the same initial condition. These simulations were all run with the same initial conditions but with different baryonic physics resulting in a variety of morphologies since the transformation of gas into stars has been regulated differently in each run, although they all follow the same underlying DM tree.

We calculated the spherically-averaged DM profiles between $3\epsilon_g$ and the virial radius, defined as the largest radius within which the mean enclosed density exceeds ≈ 200 times the critical density. We found that Einasto's model (Einasto 1965) provides the best fit in both sets. When baryons are present, the DM concentration increases in the central regions in all cases. Also almost all haloes in both sets present a nearly isothermal behaviour in the region dominated by baryons.

We have analysed in detail the level of concentration of the profiles in S08 and correlated this level with differences in the formation histories of each galaxy. We take two experiments as examples: NF (spheroid dominated) and E-0.7 (disk dominated). The galaxy in the NF run is dominated by old stars, determining a spatially extended spheroid with an outside-in formation, while the system in E-0.7 has a compact, old spheroid and an important disc component populated by younger stars. We found that the DM halo in E-0.7 is more concentrated than the NF one, although it hosts a galaxy a factor of two less massive. This might indicate that the response of the DM to the presence of baryons not only depends on the total amount collected within the central regions. To analyse this correlation, we calculated the concentration parameter $\Delta_{v/2}$ (Alam et al. 2002) as a function of redshift. This parameter measures the mean DM density normalized to the cosmic closure density within the radius at which the circular rotational speed due to the DM alone rises to half its maximum value. We found that all haloes increase their concentration as they grow with time, but follow different paths. As expected, the DM-o run has the lowest concentration, at all times. In general, the regions where the relation flattens agree with the close approaching of satellites. The NF run is always more concentrated than the DM-o one but it has a stronger flattening of the relation during the same period

of time. The E-0.7 run has a weaker flattening and then it evolves to a higher level of central concentration although the galaxy efficiency is always weaker than the NF run. The SN feedback has not only regulated the SF activity in the main galaxy but also in the satellite systems. In the NF case, the satellites are clearly more massive and have been able to survive further in the halo since stars are more gravitationally bounded. E-0.7 shows smaller stellar satellites. So the accretion of satellites could be associated with an expansion of the dark matter profiles, triggered by angular momentum transfer from the incoming satellites.

These results agree with those reported by Tissera et al. (2009) for the high resolution haloes of the Aquarius Project, where different initial conditions were used, producing a variety of formation histories. They found that the level of concentration of the profiles varies significantly from object to object.

We have analysed the velocity dispersion as a function of the radius. We found that, when baryons are included, the profiles increase in the central regions compared to their DM-o cases so that the “temperature inversion” typical of the NFW profiles is lost (e.g. Tissera et al. 1998; Romano-Díaz et al. 2008). The increased velocity dispersion in the central regions results in a final profile that decreases monotonically with radius, in contrast to the behaviour seen in DM-o simulations. A correlation between the inner slope of the velocity dispersion profile and the stellar mass in the simulated galaxies can be noticed, so that the higher the mass, the steeper the inner profile. Also, from the analysis of the profiles of the progenitor system as a function of redshift, we found that, in the runs with baryons, the inversion profile is never at place (Romano-Díaz et al. 2008).

We have calculated the phase-space density, which is related to the entropy distribution within haloes. The universality found by Taylor & Navarro (2001) holds only for pure dark matter haloes and is broken by the effects of baryons, which modify both the velocity dispersion and the density profiles of the dark matter. All our SPH haloes show a shallower relation than their DM-o counterparts or than the similarity solution predicted by Bertschingers (1985). Our results suggest that these haloes have been assembled non-adiabatically.

Finally, we have also compared our results with the theoretical predictions of the Adiabatic Contraction model. We have tested different prescriptions finding that Blumenthal et al. (1986) largely overpredicts the level of concentration, as expected, and also changes the shape of the DM distribution. The recipes of Gnedin et al. (2004) and Abadi et al. (2009) also overpredict the level of contraction in most cases, although the disagreement is not so large. In agreement with previous works, our results confirm the non-adiabatic contraction of the haloes and the key role played by the history of galaxy formation on the final distribution of DM at galactic scales.

Agradecimientos. This work was partially supported by PICT 32342(2005), PICT Max Planck 245(2006) of Foncyt, DAAD-Mincyt collaboration(2007) and PROALAR 07 (DAAD-Secyt collaboration)

References

- Abadi, M.G., Navarro, J.F., Fardal, M., Babul, A., Steinmetz, M. 2009, arXiv 0902.2477v1
- Alam, S. M., Bullock, J.S. and Weinberg, D.H. 2002, ApJ, 572, 34
- Blumenthal, G.R., Faber, S.M., Flores, R. & Primack, J.R. 1986, ApJ, 301, 27
- Debattista, V.P., Moore, B., Quinn, T., Kazantzidis, S., Maas, R., Mayer, L., Read, J., Stadel, J. 2008, ApJ, 681, 1076
- Einasto J. 1965, Trudy Inst. Astrofiz. Alma-Ata, 51, 87
- Gnedin, O.Y., Kravtsov, A.V., Klypin, A.A. & Nagai D. 2004, ApJ, 616, 16
- Navarro, J. F., Ludlow, A., Springel, V., Wang, J., Vogelsberger, M., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S., Helmi, A. 2008, arXiv 0810.1522v2
- Pedrosa, S., Tissera, P.B., Scannapieco, C. 2009, MNRAS, 395, 57
- Romano-Díaz, E., Shlosman, I., Hoffman, Y., Heller, C. 2008, ApJ, 685, 105
- Scannapieco, C., Tissera P.B., White S. & Springel V. 2006, MNRAS, 634, 70
- Scannapieco, C., Tissera P.B., White S. & Springel V. 2008, MNRAS, 389, 1137
- Taylor, J. E. & Navarro, J.F. 2001, ApJ, 563, 483
- Tissera, P.B. & Dominguez-Tenreiro, R. 1998, MNRAS, 297, 177
- Tissera, P.B., White, S. D. M., Pedrosa, S., Scannapieco, C., arXiv:0911.2316v1

PRESENTACIÓN MURAL

An Analysis of the Kalam cosmological argument

D. Pérez^{1,2} & G. E. Romero^{1,2}

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

(2) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) - CCT La Plata, CONICET*

Resumen. Se presenta un análisis formal de la versión del Argumento Cosmológico de Kalam defendida por W. L. Craig (Craig 1991). Se discuten ambas premisas del argumento considerando la lógica, semántica y cosmología modernas. Se concluye que bajo una interpretación usual del argumento es inconsistente.

Abstract. We present a formal analysis of the revised version of the Kalam Cosmological Argument advocated by W.L.Craig (Craig 1991). We discuss both premises of the argument in the light of modern logical, semantic and cosmological insights and conclude that under a strict interpretation the argument requires serious revision.

1. Introduction

The Kalam Cosmological Argument was first formulated by the medieval Muslim theologian al-Ghazali (1058-1111). He introduced a simple syllogism to support the idea that the Universe has a cause of its existence. This cause (the causal agent) was attributed to the existence of a Creator. On the basis of philosophical arguments, al-Ghazali was able to avoid an infinite, temporal regress of past events, which was one of the main drawbacks in Aristotelian Cosmological Arguments. Persuaded that the Universe begun to exist, al-Ghazali argued that it should have been causally originated as well. Whether the concept of cause can be applied to the Universe is an issue of considerable interest in current cosmology. As regards the remarkable progress in several fields of scientific research, this question could finally find an answer.

The purpose of our work is to analyze the structure of the argument removing any vagueness inherent to the natural language. We shall study the syntactic and semantic structure of the argument. First, the argument will be translated to purely syntactic formal language. Second, it will be interpreted on the basis of a semantics compatible with the basic standard ontology of scientific practice.

2. The Kalam Cosmological Argument

The traditional form of the Kalam Cosmological Argument is (Craig 1991):

1. Whatever begins to exist has a cause of its existence

2. The Universe began to exist
3. Therefore, the Universe has a cause of its existence

In logical notation:

$$P_1. (\forall x) (B(x)) (\exists y) (\mathfrak{C}(y, x))$$

$$P_2. B(\sigma)$$

$$C. (\exists y) \mathfrak{C}(y, \sigma)$$

This argument is syntactically correct ($P_1 \wedge P_2 \vdash C$). In order to make an interpretation of the argument, we need to assign meanings to all extra logical symbols, that is B , σ and \mathfrak{C} . We shall provide definitions that are compatible with the basic standard ontology of scientific practice and analyze whether the argument is semantically correct under such assumptions (i.e. whether $P_1 \wedge P_2 \models C$).

3. Ontological background

An ontology is a general theory about the nature of whatever exists.

The concept of individual is the basic primitive concept of any ontological theory. Individuals associate themselves with other individuals to yield new individuals. It follows that they satisfy a calculus, and that they are rigorously characterized only through the laws of such a calculus. These laws are set with the aim of reproducing the way real things associate. Specifically, it is postulated that every individual is an element of a set S in such a way that the structure $S = \langle s, \circ, \square \rangle$ is a *commutative monoid of idempotents*. In the structure S , s is to be interpreted as the set of all individuals, the element $\square \in s$ as the null individual, and the binary operation \circ as the association of individuals.

1. $\tilde{x} \in s$ is composed $\Leftrightarrow (\exists \tilde{y}, \tilde{z})_s (\tilde{x} = \tilde{y} \circ \tilde{z})$
2. $\tilde{x} \in s$ is simple $\Leftrightarrow (\nexists \tilde{y}, \tilde{z})_s (\tilde{x} = \tilde{y} \circ \tilde{z})$
3. $\tilde{x} \subset \tilde{y} \Leftrightarrow \tilde{x} \circ \tilde{y} = \tilde{y}$ (\tilde{x} is part of $\tilde{y} \Leftrightarrow \tilde{x} \circ \tilde{y} = \tilde{y}$)
4. $C(\tilde{x}) \equiv \{\tilde{y} \in s \mid \tilde{y} \subset \tilde{x}\}$

Real things are distinguished from abstract individuals because they have a number of properties in addition to their capability of association. These properties can be *intrinsic* (P_i) or *relational* (P_r). The intrinsic properties are inherent and they are represented by predicates or unary applications, whereas relational properties are represented by n -ary predicates, with $n \geq 1$, as long as non-conceptual arguments are considered.

An individual with its properties make up a thing x :

$$x = \langle x, P(x) \rangle$$

A thing is an individual with concrete properties, i.e. properties that can change in some respect.

The *state* of a thing x is a set of functions from a domain of reference M to the set of properties \mathcal{P} . The set of the accessible states of a thing x is the *lawful state space* of x : $S_L(x)$. The state of a thing is represented by a point in $S_L(x)$.

A *legal statement* is a restriction upon the state functions of a given class of things. A *natural law* is a property represented by an empirically corroborated legal statement.

The *ontological history* $h(x)$ of a thing x is a part of $S_L(x)$ defined by

$$h(x) = \{ \langle t, F(t) \rangle \mid t \in M \}$$

where t is an element of some auxiliary set M , and F are the functions that represent the properties of x .

$h(y/x)$: “history of the thing y in presence of the thing x ”.

Let $h(x)$ and $h(y)$ be the history of the thing x and y , respectively.

Then

$$h(y/x) = \{ \langle t, H(t) \rangle \mid t \in M \}$$

where $H = H(F, G) \neq F$ and F and G are the total state functions of x and y , respectively.

$x \triangleright y$: “ x acts on y ”

$$x \triangleright y \stackrel{def}{=} h(y/x) \neq h(y)$$

A *change* of a thing x is an ordered pair of states:

$$(s_1, s_2) \in E_L(x) = S_L(x) \times S_L(x)$$

A change is called an *event*, and the space $E_L(x)$ is called the *event space* of x .

4. Basic definitions: semantics

4.1. First premise

The meaning of the first premise depends on the definitions of “*begin to exist*” and “*cause*”. The usual meaning of these terms in scientific research are the following:

“*x begins to exist*” $\stackrel{def}{=}$ “ x exists at time t and there is a time interval $\Delta t \geq 0$ such that there are no instants of time prior to $t - \Delta t$ at which x exists”, see Romero (2004).

In formal notation:

$B(x)$: “ x begins to exists”

$$B(x) \stackrel{def}{=} \exists x \exists t_* (x(t_*), t_* \in \mathfrak{R}) \wedge \sim \exists t (x(t < t_* - \Delta t), t \in \mathfrak{R})$$

$$\Delta t \stackrel{def}{=} t_2 - t_1, t_2 \in \mathfrak{R}, t_1 \in \mathfrak{R}$$

Causality is a relation between events, *i.e.* a relation between changes of states of concrete things.

$\mathfrak{C}(y, x)$: “an event in a thing y is caused by an event in a thing x ”

$$\mathfrak{C}(y, x) \stackrel{def}{=} \exists e_y (e_y \in E_L(x)) \Leftrightarrow x \triangleright y.$$

Notice that causation is a form of event generation. The crucial point is that a given event in the lawful event space $E_L(x)$ is caused by an action of a thing y iff the event happens only conditionally to the action, *i.e.*, it would not be the case of e_y without an action of y upon x . Time does not appear in this definition, allowing causal relations in space-times without a global time orientability.

4.2. Second premise

The meaning of the second premise depends on the definition of Universe adopted. According to the scientific ontology used here (e.g. Bunge 1977, Perez-Bergliaffa et al. 1998), the Universe (σ) is the composition of all things:

$$\sigma = [\Theta] \Leftrightarrow (x \subset \sigma \Leftrightarrow x \in \Theta)$$

The set of all things is denoted by Θ . The symbol $[\]$ represents the operation of composition. Notice that composition is a relation among concrete things and should be not mistaken with ‘ \in ’, which is a relation between elements and sets (*i.e.* abstract entities). In particular, notice that the Universe is not the set of all things. The Universe is a physical entity with physical properties.

5. Does the Universe have a cause?

According to the definition of “cause”, the Universe should not include at least one thing in order to have a cause, but this contradicts the very definition of Universe. Then, the usual interpretation of the Kalam Cosmological Argument is not sound, since the meaning of \mathfrak{C} is different in the premise P_1 and in the consequence C . Then, $P_1 \wedge P_2 \models C$ is false. It follows that the argument is not valid.

References

- Bunge, M. 1977. *Treatise of Basic Philosophy. Ontology I: The Furniture of the World*, Reidel, Dordrecht.
- Craig, W.L. 1991, *Truth* 3, 85.
- Perez-Bergliaffa, S.E., Romero, G.E. and Vucetich, H. 1998, *Int. J. Theor. Phys.* 37, 2281.
- Romero, G.E. 2004, *Invenio* 13, 11.

PRESENTACIÓN ORAL

Effects of mergers and galaxy interactions at intermediate densities in the SDSS-DR4

J. Perez^{1,2,3}, P. B. Tissera^{2,3}, N.D. Padilla⁴, S. Alonso^{3,5} & D.G. Lambas^{3,6}

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

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

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

(4) *Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile.*

(5) *Complejo Astronómico El Leoncito, San Juan, Argentina*

(6) *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.*

Abstract. Recently, several observational works have provided evidence in favor of a pre-processing of galaxies at moderate environments. These evidences show that the transition of galaxies onto the red-sequence could take place in galaxy groups in the outskirts of clusters or in the infalling populations. Based on the evidence that interacting and merging systems are privileged found at intermediate densities, we use the SDSS-DR4 data to analyse the role of mergers and close galaxy interactions as environmental processes to lead to evolutionary transformations. We explore the properties of galaxy pairs and merging systems at different local and global density environments, comparing them with those of isolated galaxies in an unbiased control sample.

Resumen. Recientemente varios autores han aportado evidencia observacional que sugeriría que las galaxias son pre-procesadas en regiones de densidad intermedia, produciendo una gran transformación en las mismas. Estos resultados observacionales muestran que la transición de las galaxias hacia la secuencia roja se produciría en regiones periféricas de los cúmulos de galaxias. Por otra parte, existe evidencia tanto teórica como observacional que indicaría que las interacciones y fusiones de galaxias son particularmente frecuentes en estas regiones. En este trabajo analizamos el rol de las interacciones y colisiones de galaxias en regiones de densidad intermedia, utilizando para tal efecto galaxias del catálogo SDSS-DR4.

1. Galaxy Pair and Control Sample Catalogues.

From the SDSS-DR4 galaxy survey, we select a reduced redshift range sample ($0.01 < z < 0.1$) in order to avoid strong incompleteness at larger distances. The

AGN sources have been removed from our sample because their contributions to the emission spectral lines could affect our interpretation of results. According to observational criteria (Lambas et al 2003), we build a Close Galaxy Pair Catalogue (CGP) imposing thresholds in relative projected separations and radial velocities ($r_p < 25 \text{ kpc h}^{-1}$; $\Delta V < 350 \text{ km s}^{-1}$). For comparison, we build a CS constructed by selecting galaxies without a near companion within these thresholds. In order to avoid bias effects, it is required that galaxies in the CS match one-to-one redshifts, stellar masses, local densities and host halo masses of galaxies in pairs (Perez et al. 2009a). We also consider a merging systems (MS) sample, selecting galaxies from the CGP with clear morphological disturbances (Alonso et al. 2007).

In order to investigate the effect of galaxy interactions at different environments, we have characterized the different environmental regions by the projected density parameter (Σ , computed by using the projected distance to the 5th nearest brighter neighbour) and the host halo mass (M_{DM} , assigned following Zapata et al. (2009)) as local and global density estimators, respectively. For this study, we divided the local and global environments in three different bins. According to Perez et al. 2009b, the local environment was divided in Low: $\log \Sigma < -0.57$, Intermediate: $-0.57 < \log \Sigma < 0.05$ and High local densities: $\log \Sigma > 0.05$ (in units of $\text{Mpc}^{-2} \text{h}^{-2}$), and the global one in terms of different halo mass, Small: $M_{DM} < 13$, Medium: $13 < M_{DM} < 13.5$ and Large: $M_{DM} > 13.5$, (in units of $10^{10} M_{\odot} \text{h}^{-1}$).

2. Results and Conclusion.

In order to check the hypothesis that mergers and galaxy interactions are effectively frequent at moderate densities, we compute the cumulative fraction of galaxies in CGP, MS and CS as a function of local projected density. In agreement with previous works (Mihos 2004; Moss 2006) we find that while a 40% of close pairs (and 50% of merging systems) populates the intermediate local densities, only a 25% of isolated galaxies in the CS are found in the same local environment. This result motivates the study of galaxy interactions and the effects that they have on galaxy properties at this particular moderate environment.

With the aim of segregating the effect of galaxy interactions from other possible environmental processes, we compare the properties of galaxies with and without a near companion, inhabiting at the same local and global environments. Particularly, we analyse colours ($u-r$) and concentration indexes ($C = r_{90}/r_{50}$) of galaxies in the CGP and CS, at the same local projected density and with the same DM halo masses. Thus, we have removed any possible environmental bias, in consequence, we expect that properties of galaxies with and without a near companion behave similarly, unless tidal interactions cause some effects.

The analysis of the fraction of red ($u-r > 2.8$) and bulge-dominated systems ($C > 2.5$) as a function of local densities shows the expected underlying trends, with an increase of these fractions with Σ for both isolated and interacting systems, regardless of the DM haloes. However, galaxy interactions seems to have an special role particularly at low and intermediate Σ . At the lowest local densities, we find a blue excess of disc-dominated galaxies in pairs which could

be associated to the higher level of SF tidally induced. This result was previously reported by Alonso et al. (2006) and Ellison et al. (2009, private communication) among others. Besides, we also find signals of galaxy interactions at intermediate local density regions, where a larger fraction of red and bulge-like systems have a near companion (Perez et al. 2009b). It is interesting to note that this excess of red-sequence objects is detected for all DM haloes, suggesting that galaxies could be efficiently transformed at intermediate local densities by close galaxy interactions, and that this process might not be totally regulated by mechanisms which operate at large scales.

We remark that this red excess in close galaxy pairs might indicate a dust obscured star formation, in agreement with previous observational reports which show an excess of dusty SF in moderate density regions (Wolf et al. 2005; Gallazzi et al. 2008). However, other interpretations are also possible; i.e., galaxy interactions could operate on evolved systems in this environment. Infrared observations of galaxy pairs at moderate density regions could provide the key to better understand the problem.

Acknowledgments

This work was partially supported by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (PIP 6446), Agencia Nacional de Promoción Científica y Técnica (PICT 32342 (2005) and PICT Max Planck 245 (2006).

References

- Alonso M.S., Lambas D.G., Tissera P. and Coldwell G., 2006, MNRAS 367, 1029
Alonso M.S., Lambas D.G., Tissera P. & Coldwell G., 2007, MNRAS375, 1017
Gallazzi, A.; Charlot, S.; Brinchmann, J.; White, S.D.M.; Tremonti, C.A., 2005, MNRAS362, 41
Lambas D.G., Tissera P.B., Alonso M.S. & Coldwell G., 2003, MNRAS346, 1189
Mihos J.C., 2004, Clusters of Galaxies: Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution, Cambridge University Press, Edited by J.S. Mulchaey, A. Dressler, and A. Oemler, 2004, p. 277.
Moss C., 2006, MNRAS373, 167
Perez J., Tissera P. & Blaizot J., 2009, MNRAS397, 748 (Paper a)
Perez J., Tissera P., Padilla N., Alonso S. & Lambas D.G., 2009, MNRAS399, 1157 (Paper b)
Wolf C., Gray M.E. & Meisenheimer K., 2005, A&A 443, 435
Zapata T., Perez J., Padilla N. & Tissera P., 2009, MNRAS394, 2229.

PRESENTACIÓN ORAL

Two confirmed compact elliptical galaxies in the Antlia cluster

A. V. Smith Castelli^{1,2,3}, F. R. Faifer^{1,2,3}, L. P. Bassino^{1,2,3}, G. A. Romero^{1,4}, S. A. Cellone^{1,2,3} & T. Richtler⁵

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

(2) *CONICET, Argentina*

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

(4) *Universidad de Valparaíso, Chile*

(5) *Universidad de Concepción, Chile*

Abstract. We confirm the existence of two compact elliptical (cE) galaxies in the central region of the Antlia cluster through MAGELLAN-MIKE and GEMINI-GMOS spectra. Only about a dozen galaxies of this rare type are known today up to a distance of 100 Mpc. With this finding, Antlia becomes the nearest galaxy cluster harbouring more than one cE galaxy among its galaxy population. One of these galaxies shows evidence of interaction with one of the giant ellipticals that dominate the central region of the cluster.

Resumen. A través de espectros obtenidos con MAGALLANES-MIKE y GEMINI-GMOS, confirmamos la existencia de dos galaxias de tipo compacta elíptica (cE) en la región central del cúmulo de Antlia. Sólo se conocen alrededor de una docena de galaxias de este raro tipo hasta la fecha, y hasta una distancia de 100 Mpc. Con este hallazgo Antlia se convierte en el cúmulo de galaxias más cercano en presentar más de una cE entre sus galaxias miembro. Una de estas galaxias muestra evidencia de interacción con una de las galaxias elípticas gigantes que dominan la región central del cúmulo.

1. Introduction

1.1. The Antlia cluster

The Antlia cluster is the third nearest galaxy cluster after Virgo and Fornax. Dirsch et al. (2003) calculated a distance modulus of $(m - M) = 32.73$, which translates into a distance of 35.2 Mpc. Sandage (1975) described Antlia as a *beautiful small group dominated by the two equally bright E galaxies NGC 3258 and NGC 3268*. He noticed that *its galaxy population consists of a few spiral galaxies among its Es and S0s*. Ferguson & Sandage (1990, hereafter FS90) identified 375 galaxies within a projected area of $\sim 8 \text{ Mpc}^2$ that are listed in the FS90 Antlia Group Catalogue. Only 6% of these galaxies had redshift information at that moment. FS90 confirmed the elongated structure of Antlia, already

noticed by Hopp & Materne (1985). They also estimated that its central galaxy density is 1.7 times higher than in Virgo and 1.4 times higher than in Fornax.

Antlia's galaxy population was poorly studied until we began our Antlia Cluster Project. This is a long-term project aimed at performing a large-scale photometric and spectroscopic study of the galaxy content of the cluster. Our previous results refer to the globular cluster (GC) systems of NGC 3258 and NGC 3268 (Dirsch et al. 2003, Bassino et al. 2008), and to the early-type galaxy population in the central region of the cluster (Smith Castelli et al. 2008a,b, hereafter Paper I and Paper II, respectively; Smith Castelli 2008).

1.2. Compact elliptical galaxies

Compact elliptical (cE) galaxies constitute a very rare type of objects as only about a dozen have been identified up to a distance of 100 Mpc (e.g. Chilingarian et al. 2007, 2009; Price et al. 2009). The prototype of this class is M32 (but see Graham 2002) and their main characteristics are a high central and effective surface brightness for their luminosities, and a high degree of compactness. Most of the known examples are placed close in projection to giant galaxies. FS90 classified 11 objects as possible cE galaxies in the Antlia cluster. Two of them are members of the cluster but their morphologies do not match that of cE systems.

In this contribution we present two newly confirmed FS90 cE galaxies in Antlia (namely, FS90 110 and FS90 192). Each of them is close in projection to one of the giant ellipticals NGC 3258 and NGC 3268 (Fig. 1). A photometric analysis was presented in Paper II. In that work, both galaxies were considered as firm candidates to be genuine cEs due to their photometric characteristics, similar to those of confirmed cEs. It is interesting to find new members of this class in the nearby Universe as it has been proposed that cE galaxies are the low-mass counterparts of giant ellipticals (Kormendy et al. 2009).

2. Observations

MAGELLAN-MIKE echelle spectra of FS90 110 and FS90 192 were obtained at the CLAY telescope of Las Campanas Observatory in 2009 March 27 and 28 (program ID: LCO-CNTAC09A_042). Slits of 1 x 5 arcsec and binning 2 x 3 were used. The spectral coverage at the red side of the echelle spectrograph was 4900-10000 Å, with a resolution (fwhm) of ~ 0.35 Å. For FS90 110, two spectra of 900 sec and one of 2400 sec were obtained, and only one of 2400 sec for FS90 192. The reduction was performed using a combination of the `imred.ccdred.echelle` and `mtools` packages within IRAF.

We have also obtained GEMINI-GMOS multi-object spectra for three fields placed in the central region of Antlia. FS90 110 was located in one of these fields. The data were taken during January and March 2009 at the Gemini-South Observatory (program ID: GS-2009A-Q-25, PI: L. Bassino, 8 hours in Band I). We used a slit width of 1 arcsec, and the B600_G5303 grating blazed at 5000 Å with three different central wavelengths (5000, 5050 and 5100 Å) in order to fill in the CCD gaps. The wavelength coverage is 3500 - 7200 Å, depending on the positions of the slits, and the resolution (fwhm) is ~ 4.6 Å. The total

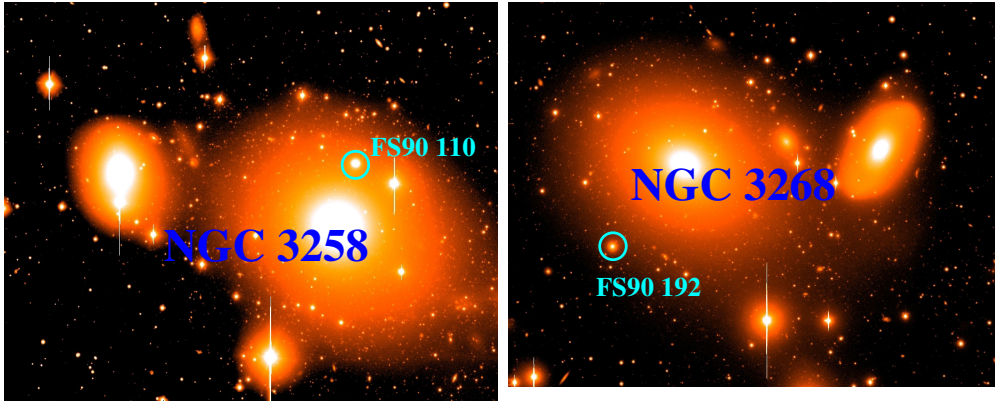


Figure 1. VLT-FORS1 images of NGC 3258 and FS90 110 (left), and NGC 3268 and FS90 192 (right) (Bassino et al. 2008). North is up, and east to the left.

on source integration time was 3.2 hours, comprising 5 exposures of 40 minutes each. Data reduction was performed in a standard manner using the `gemini.gmos` package within IRAF.

3. Preliminary Results

Through the identification of the more prominent absorption lines (i.e. H_α , Na and MgI) on the red side of the echelle spectra, we have obtained preliminary radial velocities of $\sim 2900 \text{ km s}^{-1}$ for FS90 110, the neighbour of NGC 3258, and $\sim 2500 \text{ km s}^{-1}$ for FS90 192, the cE companion of NGC 3268 (Fig. 2). We consider Antlia members those galaxies displaying radial velocities in the range $1200 - 4200 \text{ km s}^{-1}$ (Paper I, Faifer et al. 2008). The value obtained for FS90 110 has been confirmed through our GMOS spectra and it is consistent with the radial velocity of NGC 3258 ($\sim 2800 \text{ km s}^{-1}$, Paper I). It is interesting to recall that FS90 110 shows a low surface brightness *bridge* that seems to link it to NGC 3258 (Paper II). With these findings Antlia becomes the nearest galaxy cluster hosting more than one cE galaxy among its galaxy population. In addition, FS90 110 is the only cE showing clear evidence of interaction with its bright companion. We will present a detailed spectroscopic and additional photometric analysis of these new cE galaxies in a forthcoming paper (Smith Castelli et al. in preparation).

Agradecimientos. We are grateful to Nidia Morrell for teaching us how to reduce echelle spectra. This work was supported by grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET). G.A.R. was supported by ALMA FUND Grant 31070021.

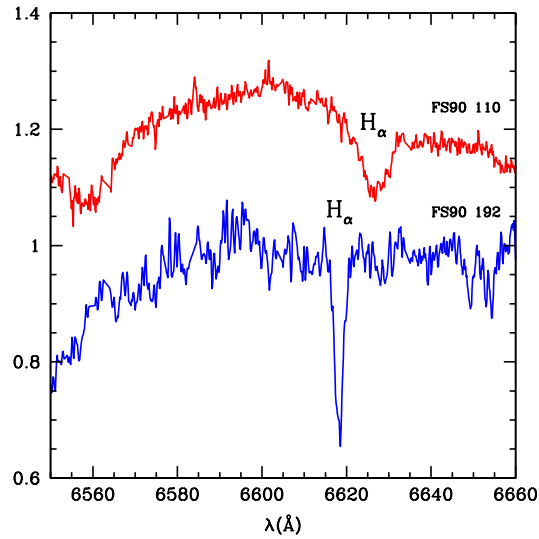


Figure 2. Echelle MAGELLAN-MIKE spectra of FS90 110 (top) and FS90 192 (bottom) showing the position displayed by H_{α} (6562.82 Å). The spectrum of FS90 110 is shifted upwards in order to avoid superposition with that of FS90 192. Both spectra are not flux calibrated.

References

- Bassino L. P., Richtler T., Dirsch B., 2008, MNRAS, 386, 1145
- Chilingarian I., Cayatte V., Chemin L., Durret F., Lagan' a T. F., Adami C., Slezak E., 2007, A&A, 466, L21
- Chilingarian I., Cayatte V., Revaz Y., Dodonov S., Durand D., Durret F., Micol A., Slezak E., 2009, Science, in press (arXiv0910.0293)
- Dirsch B., Richtler T., Geisler D., Forte J. C., Bassino L. P., Gieren W. P., 2003, AJ, 125, 1908
- Faifer F., Smith Castelli A.V., Bassino L.P., Richtler T., Cellone S.A., 2008, BAAA, 51, 227
- Ferguson H. C., Sandage A., 1990, AJ, 100, 1 (FS90)
- Graham A. W., 2002, ApJ, 568, L13 (erratum 572, L121)
- Hopp U., Materne J., 1985, A&AS, 61, 93
- Kormendy J., Fisher D.B., Cornell M.E., Bender R., 2009, ApJS, 182, 216
- Price J. et al., 2009, MNRAS, 397, 1816
- Sandage A., 1975, ApJ, 202, 563
- Smith Castelli A.V., 2008, Doctoral Thesis, UNLP, Argentina
- Smith Castelli A.V., Bassino L.P., Richtler T., Cellone S.A., Aruta C., Infante L., 2008a, MNRAS, 386, 2311 (Paper I)
- Smith Castelli A.V., Faifer F.R., Richtler T., Bassino L.P., 2008b, MNRAS, 391, 685 (Paper II)

PRESENTACIÓN ORAL

Effects of environment on the properties of cluster galaxies via ram pressure stripping

T. E. Tecce^{1,4}, S. A. Cora^{2,4}, P.B. Tissera^{1,4} & M. G. Abadi^{3,4}

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

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP and Instituto de Astrofísica de La Plata*

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

(4) *CONICET*

Abstract. Galaxies moving through the hot diffuse gas in galaxy clusters may lose a significant fraction of their cold gas via ram pressure stripping (RPS). Combining non-radiative N -body/SPH simulations of $10^{14} - 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ clusters and a semi-analytic model of galaxy formation which implements the RPS effect, we study its influence on galaxy colors, gas content, and star formation. RPS affects mainly $M_V \lesssim -17$ galaxies and starts becoming significant only at $z \lesssim 0.5$, strongly suppressing star formation in the affected galaxies and causing a marked dependence of the cold gas content with clustercentric radius. Colors are mildly affected, with an increase in the fraction of faint red galaxies. Galaxies in the cluster outskirts are relatively more gas-depleted in the RPS model than in a model without RPS.

Resumen. Las galaxias en cúmulos, al moverse a través del gas caliente difuso, pueden perder una fracción significativa de su gas frío por efecto de “ram pressure stripping” (RPS). Combinando simulaciones no radiativas N -body/SPH de cúmulos con masas $10^{14} - 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ con un modelo semianalítico de formación de galaxias en el que se implementa el efecto de RPS, estudiamos su influencia sobre los colores, contenidos de gas y formación estelar de las galaxias. RPS afecta principalmente a galaxias con $M_V \lesssim -17$, y empieza a ser relevante sólo a $z \lesssim 0.5$, suprimiendo fuertemente la formación estelar en las galaxias afectadas y causando una marcada dependencia del contenido de gas frío con la distancia al centro del cúmulo. Los colores son menos afectados, produciéndose un incremento en la fracción de galaxias rojas débiles. Las galaxias en la periferia de cúmulos son relativamente más pobres en gas en el modelo con RPS que en un modelo que no incluya este efecto.

1. Introduction

In the local universe, galaxies form two well-defined sequences in color-magnitude space: the “red sequence” of passive, bulge-dominated systems, and the “blue cloud” of star-forming discs. The fraction of galaxies in the red sequence shows

dependence on environment, with galaxy clusters having larger fractions of red galaxies than the field (e.g. Baldry et al. 2006). Star formation rates are also influenced by environment: star formation (SF) is strongly suppressed in denser environments for galaxies of all stellar masses (e.g. Kauffmann et al. 2004). A third quantity that depends on environment is the gas content of galaxies. An important fraction of cluster spirals are HI-deficient when compared to field galaxies of similar morphology (e.g. Solanes et al. 2001).

It is still unclear which physical mechanisms transform galaxies from one population into the other. Internal effects such as feedback by supernovae or active galactic nuclei (AGN) regulate SF, but external effects that suppress SF in dense environments, such as removal of the hot diffuse gas halo (“strangulation”, Larson et al. 1980) or “ram pressure stripping” (RPS) of galactic disc gas (Gunn & Gott 1972) may also play a role. RPS is the removal of cold disc gas as a consequence of the pressure exerted by the intracluster medium (ICM), and may be the origin of the population of dE galaxies in clusters (Boselli et al. 2008).

Semi-analytic models of galaxy formation include mergers and strangulation as standard ingredients, but RPS was included to date only in a couple of studies (Okamoto & Nagashima 2003; Lanzoni et al. 2005) which used dark-matter-only simulations and modelled the ICM using analytical approximations. Our objective is to improve upon previous implementations of RPS by using simulations that include gas physics. This allows us to construct a self-consistent model for RPS which takes into account the ICM dynamics.

2. Model

Our hybrid model combines non-radiative N -Body/SPH simulations of galaxy clusters (Dolag et al. 2005) with a semi-analytic model of galaxy formation (Lagos et al. 2008) that includes supernovae and AGN feedback, as well as chemical enrichment. We use 5 simulations of clusters with $M_{\text{vir}} \simeq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ (G14 clusters) and 3 clusters with $M_{\text{vir}} \simeq 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ (G15 clusters).

We include the RPS effect in the semi-analytic model using the criterion proposed by Gunn & Gott (1972): the disc gas is removed if the ICM pressure exceeds the gravitational restoring force,

$$\rho_{\text{ICM}} v^2 \geq 2\pi G \Sigma_{\text{disc}} \Sigma_{\text{cold}}, \quad (1)$$

with ρ_{ICM} the ICM density around the galaxy, v the galaxy velocity relative to the ICM and Σ_{disc} , Σ_{cold} the galaxy disc and cold gas surface densities, respectively. SPH simulations have shown that (1) gives a good description of RPS, with a time-scale for gas removal $\sim 10^7$ yr (e.g. Abadi et al. 1999). We determine ρ_{ICM} and v for each satellite galaxy in the cluster simulations by searching all gas particles in a sphere of radius $2.5r_{\text{vir}}$ around the galaxy’s position. If less than 32 particles are found, we take the closest 32 neighbours instead. Once all these particles are found, the higher density ones (corresponding to gas bound to substructures) are filtered out via an iterative procedure: we determine the median density ρ_m of selected particles, discard all those with $\rho > 2\rho_m$ and repeat until the median density converges, resulting in smooth ICM density distributions which match those determined from X-ray observations of clusters of similar mass (e.g. Vikhlinin et al. 2006). We then determine the galaxy velocity

relative to the mean motion of the remaining gas particles. Assuming exponential discs, we can derive from (1) an expression for the radius R_{str} beyond which the galaxy cannot retain its cold gas,

$$R_{\text{str}}/R_d = -\ln \left[\left(\frac{\rho_{\text{ICM}} v^2 \cos^2 i}{2\pi G \Sigma_{0,\text{disc}} \Sigma_{0,\text{cold}}} \right)^{1/2} \right], \quad (2)$$

where $\Sigma_{0,\text{disc}}$ and $\Sigma_{0,\text{cold}}$ are central surface densities. The factor $\cos^2 i$ is included to take into account the inclination of the galaxy's disc relative to the direction of motion (see Lanzoni et al. 2005). R_d is the disc scale radius calculated with the Mo et al. (1998) model, taking into account the effect of galactic bulges. As a galaxy moves through the ICM, the RPS removes all the gas beyond R_{str} ; we assume a single instantaneous stripping event, after which any remaining cold gas forms a sharply truncated disc. If this galaxy experiences a lower ambient ram pressure in a next timestep, no gas will be lost.

3. Results

To study the effect of including RPS in our galaxy formation model, we have run two sets of models, with and without RPS, with all the parameters involved in other physical processes remaining unchanged. Both models include strangulation (satellite galaxies cannot cool gas) so SF in satellites diminishes over time, but much more strongly in the RPS model. The value of ram pressure experienced by galaxies grows with time as the ICM builds up. In the cluster's inner region ($r/r_{\text{vir}} < 0.5$), RP grows by over one order of magnitude between $z = 1$ and $z = 0$, but in the cluster outskirts the RP stays roughly at the same value. For the G14 clusters the behaviour is similar, but lower RP values are reached. The average RP experienced by galaxies in G14 clusters at $z = 0$ is $\log[P_{\text{ram}}/\text{dyn cm}^{-2}] \simeq -11.3$; for G15 clusters it is one order of magnitude larger.

Figure 1 shows color-magnitude diagrams of the G15 clusters for two different redshifts and for both models. The dashed line separates both color sequences. For bright galaxies ($M_V > -17$), including RPS produces no significant difference when compared to the default model. For galaxies with $M_V \lesssim -17$, the much stronger suppression of SF in the RPS model causes satellite galaxies to evolve faster from the blue cloud to the red sequence, which is seen as a clearing of the intermediate region. Also due to the faster SF quenching, satellites in the RPS model are less luminous, building up the faint end of the red sequence. Both these effects, however, only start to become significant at $z \sim 0.5$; the leftmost panels in Figure 1 show almost no difference between both models at $z = 1$. This can also be seen in the right panels of Figure 1, where the fraction f_{red} of red galaxies within $2r_{\text{vir}}$ is plotted as a function of stellar mass. Solid lines show the RPS model and dashed lines the default model. In the latter, f_{red} shows little evolution with redshift, whereas for the RPS model f_{red} clearly increases over time. Again, the difference between both models becomes more significant for $z \lesssim 0.5$.

The suppression of SF is directly related to a strong depletion of the gas content of galaxies in the RPS model. Considering the fraction of galaxies that have lost all of their cold gas, we find that the fraction of fully gas depleted

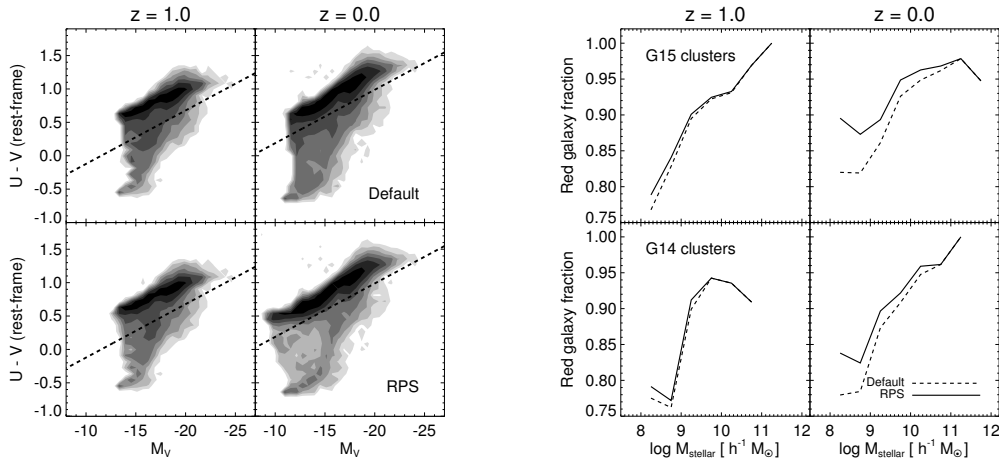


Figure 1. (Left) Color-magnitude diagrams of the G15 clusters, for the default (top) and RPS models (bottom). Contours indicate number density. (Right) Fraction of red galaxies within $2r_{\text{vir}}$ as a function of stellar mass for the G15 (top) and G14 clusters (bottom). Solid lines show the RPS model and dashed lines the default model.

galaxies increases significantly when RPS is acting, in comparison with the case where satellites gradually consume their cold gas reservoir. This effect is stronger for galaxies closer to the cluster centre. Even in the outskirts of clusters, there is still an increase in this fraction from $\sim 5\%$ to about 20%, although this situation is clearer in the case of the G15 clusters. This indicates that the environment has some effect even in less dense regions.

Acknowledgments. We thank Klaus Dolag for making the simulations available to us. This work was supported by grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica and Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

References

- Baldry, I. K., Balogh, M. L., Bower, R. G. et al. 2006, MNRAS, 373, 469
 Boselli, A., Boissier, S., Cortese, L. and Gavazzi, G. 2008, ApJ, 674, 742
 Dolag, K., Vazza, F., Brunetti, G. and Tormen, G. 2005, MNRAS, 364, 753
 Gunn, J. E. and Gott, J. R. 1972, ApJ, 176, 1
 Kauffmann, G., White, S. D. M., Heckman, T. M. et al. 2004, MNRAS, 353, 713
 Lagos, C., Cora, S. A. and Padilla, N. D. 2008, MNRAS, 388, 587
 Lanzoni, B., Guiderdoni, B., Mamon, G. A. et al. 2005, MNRAS, 361, 369
 Larson, R. B., Tinsley, B. M. and Caldwell, C. N. 1980, ApJ, 237, 692
 Mo, H. J., Mao, S. and White, S. D. M. 1998, MNRAS, 295, 319
 Okamoto, T. and Nagashima, M. 2003, ApJ, 587, 500
 Solanes, J. M., Manrique, A., García-Gómez, C. et al. 2001, ApJ, 548, 97
 Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W. et al. 2006, ApJ, 640, 691

PRESENTACIÓN ORAL

Stellar populations and ionization mechanism in low luminosity active galactic nuclei

L. R. Vega Neme^{1,2}, R. Cid Fernandes³ & R. González Delgado⁴

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

(2) *Departamento de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso*

(3) *Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis - Brazil*

(4) *Instituto de Astrofísica de Andalucía, Granada - Spain*

Abstract. We analyse the spectroscopic properties of a sample of Low Luminosity Active Galactic Nuclei (LLAGN) using spectral synthesis. We show that the Liner phenomenon occurs mainly in massive and metallic systems, with old stellar populations. We modelize the expected emission as a consequence of evolved stars and found that it is totally in agreement with the observed emission in most of the LLAGNs, without invoking the presence of a non-stellar continuum to explain its nature. These results would indicate that many of the LLAGN should not be considered properly as “active” nuclei.

Resumen. Analizamos las propiedades espectroscópicas de una muestra de 53 núcleos galácticos de baja actividad (LLAGN) mediante la síntesis espectral. Mostramos que el fenómeno Liner ocurre preferentemente en sistemas masivos, metálicos y de contenido estelar tardío. Modelizamos la emisión esperada proveniente de estrellas evolucionadas y encontramos que ésta es totalmente compatible con la observada en muchos LLAGNs, sin necesidad de un continuo no-térmico para explicar su naturaleza. Estos resultados indicarían que muchos LLAGN no deberían ser considerados estrictamente como “activos”.

1. Low Luminosity Active Galactic Nuclei

We use the acronym LLAGN for Low Luminosity Active Galactic Nuclei, in reference to Liners (Low Ionization Nuclear Emission-line Region; Heckman, 1980), Transition Objects (TO) and HII Nuclei. Liners have the following characteristics: $[\text{OII}]\lambda 3727 > [\text{OIII}]\lambda 5007$ and $[\text{OI}]\lambda 6300 \geq (1/3)[\text{OIII}]\lambda 5007$, $L_{H\alpha} < 10^{38-40}$ erg/s, and forbidden lines with FWHM of about 500 km/s or less, while the distinction between Liners, TO and HII is made according to $[\text{OI}]\lambda 6300/H\alpha > 0.25$, between 0.17 and 0.25, and between 0 and 0.17, respectively.

Both stellar content and (dominant) ionization mechanisms in these objects have been a source of great debate in the last 3 decades. Our goal is to disentangle these questions, and for this we carried out an spectroscopic survey in the optical of 53 LLAGN with the Nordic Optic Telescope. The sample was selected from

the catalog of Ho, Fillipenko and Sargent (1997) and is representative of the near Universe (distance \sim less than 100 Mpc).

2. Stellar Content

For spectroscopic observations of galaxies located outside of the Local Group, it is almost inevitable to include all the stellar content in our spectra, so indeed we will have a sort of “integrated” spectra. We usually treat them with the aim of the spectral synthesis method (Vega et al, 2008). We use the code Starlight (Cid Fernandes et al, 2005), which has proven to be very efficient in these situations (Vega, 2009). We generate a base of 150 Simple Stellar Populations (SSP) with Galaxev (Bruzual & Charlot, 2003), spanning six metallicities: $Z = 0.005, 0.02, 0.2, 0.4, 1$ and $2.5 Z_{\odot}$, with 25 different ages between 1 Myr and 18 Gyr. We use evolutive tracks Padova94 and initial mass function of Chabrier. The code deals with the equation $M(\lambda) = \sum_{j=1}^{150} x_j \cdot L_j(\lambda) \cdot r(\lambda) \otimes G(v_*, \sigma_*)$, where $M(\lambda)$ is the modeled spectrum, x_j are the components of the “population vector”: proportion of each element of the base contributing to the observed spectrum λ_0 , L_j are the SSPs, $r(\lambda)$ is the extinction law of Cardelli, Clayton and Mathis, and \otimes denotes a convolution with a gaussian of stellar velocity displacement v_* and stellar velocity dispersion σ_* . By means of the global minimization of $\chi^2 \equiv \sum_{\lambda_i}^{\lambda_f} (O(\lambda) - M(\lambda))^2 \omega(\lambda)^2$, where $O(\lambda)$ is the observed spectrum and $\omega(\lambda)$ is a weight function (inverse of the error in each λ), the code provides a solution for the population vector, as well as for the quantities $M(\lambda_0)$, A_V , ν_* y σ_* . Examples of this type of fit as well as the details of the parameters recovered by the code could be found in Vega (2009) and O’ío et al (2009).

From the contributions of each SSP we calculate the mean age and metallicity as $\langle \log(t) \rangle \equiv \sum_{j=1}^N x_j \times (\log(t_j))$ and $\langle Z \rangle \equiv \sum_{j=1}^N x_j \times (Z_j)$, respectively, and define the contributions x_{young} , x_{int} y x_{old} of young, intermediate and old populations, by putting the limits in 10^8 and $2 \cdot 10^9$ years. We also compute the spectral indexes W_K and Dn4000. In Figures 1 and 2 we show the behaviors of the contributions of the mean ages for each subtype of object. For very few galaxies the contribution of x_{old} is less than $\sim 10\%$. On the other side, few objects have very little contribution of young and intermediate stars at the same time, which means that essentially there is no pure “old” objects. Without taking into account objects with $x_{young} < 1\%$, $\sim 2/3$ of the remaining sample are in the range $x_{old} \sim 70 \pm 20\%$, while almost all have x_{old} between 10 and 90 %.

In general, Liners have greater contributions of ages greater than $2 \cdot 10^9$ years, while in TO the range of ages is wider. It is possible that many TO could be the result of a combination of a Liner plus circumnuclear HII regions spectra. In order to test this idea, we performed combinations of spectra of both types of objects and applied the syntesis method to the combined spectrum: as a result of this, we obtained many of the characteristics of the so-called “Transition Objects”. Besides, given the sensibility of the indexes W_K and Dn4000 to the presence of a young stellar population (Cid Fernandes et al, 2004; Vega et al 2009), it should be no surprisingly that their frequency distributions do agree with that of the mean age. The distributions for the mean metallicity and stellar velocity dispersions are different in Liners and TO, while that of the extinction is

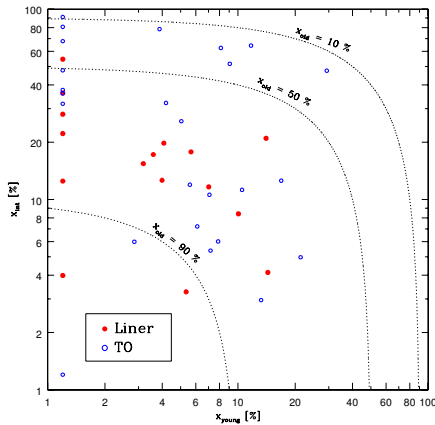


Figure 1. Intermediate vs Young stellar contributions for Liners (red solid points) and TO (blue empty points). Objects with $x_{young} < 1\%$ are represented by $x_{young} = 1.2$.

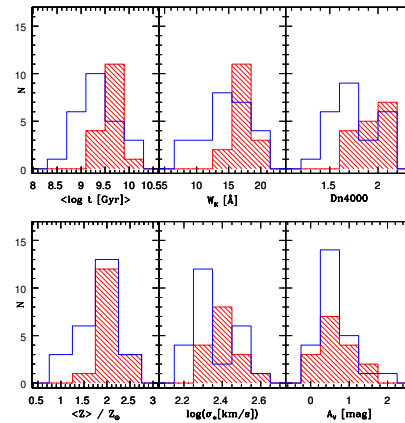


Figure 2. Distributions of frequencies of $\langle \log(t) \rangle$, W_K , Dn4000, $\langle Z \rangle / Z_{\odot}$, σ_* and A_V , for Liners (red dashed histograms) and TO (blue empty histograms).

nearly similar for both types of objects. Statistically, we obtain that the Liners appear in more massive and metallic early type galaxies than TO.

3. Stellar Ionization Mechanism

It is widely accepted that there is a connection between star formation and nuclear activity in many galaxies, in the sense that there seems to be a coexistence between the two phenomena. However, there are still great doubts about the emission line spectra in Liners, mainly whether it is a result of the active nucleus or if it is due to the recent star formation. A third possibility to take into account is the contribution of late type stars (Binette et al, 1994), which could deliver to the interstellar medium enough ionizing photons to explain the observed equivalent widths in H lines. To examine this, we computed with Starlight the expected $H\beta$ luminosity due to the populations of very evolved stars (post-AGB or white dwarfs). For this, we did not take into account the contributions of young stars, $L_{H\beta}^{exp, >8} = Q_H^{>8} \times h\nu_{H\alpha} / (3 \times 2.226)$, where “>8” refers to the stellar populations with ages older than 10^8 years, $Q_H^{>8}$ is the number (per second) of ionizing photons of H coming from the evolved stars, $h\nu_{H\alpha}$ is the energy of an $H\alpha$ photon, and the factor 3×2.226 means that every 3 ionizing photons responsible of the emission of $H\alpha$ only ~ 1 should also be responsible of the $H\beta$ emission, and that every ~ 2.226 ionizing photons of H, only 1 would produce a photon of $H\alpha$ in the recombination cascade, assuming no escape of ionizing photons in the galaxy. We computed $Q_H^{>8}$ from $Q_H^{>8} = M_{Tot} \times \sum_j \mu_j \cdot q_{H,j}$, where M_{Tot} is the mass (in solar units), that converted into stars in the whole life of the galaxy. The index j represents a SSP of age t_j and metallicity Z_j , so that $q_{H,j}$ are the numbers of photons per second and per solar mass with energies greater than

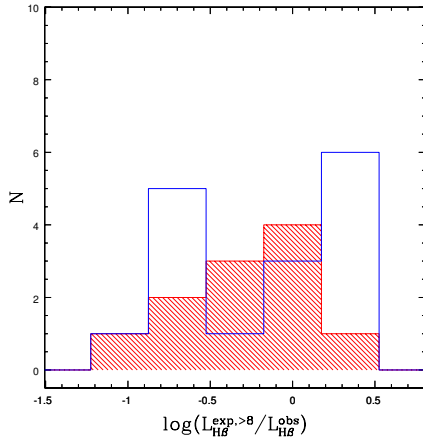


Figure 3. Expected to observed ratio of $L_{H\beta}$. Colors as in Figure 2.

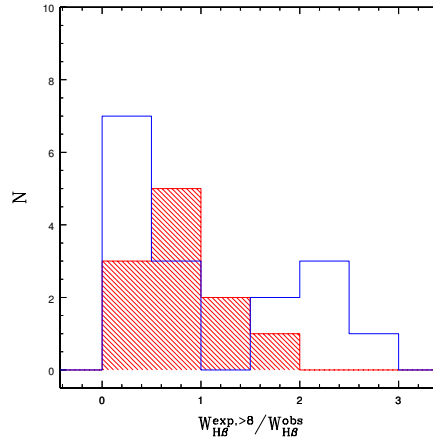


Figure 4. Expected to observed ratio of $W_{H\beta}$. Colors as in Figure 2.

13.6 eV produced by a SSP, and are combined according the fractions per unit mass μ_j . Finally, from the difference between the observed and the model, we measured the luminosities of the emission of $H\beta$ and corrected for extinction. In Figure 3 we show a histogram of $L_{H\beta}^{exp.>8}/L_{H\beta}^{obs}$: 8 out of 11 Liners and 10 out of 16 TO (with detected $H\beta$) are inside $\sim\pm 0.5$ dex. Within a factor of 3, the LLAGN are consistent with the model of “retired” galaxy (Stasińska et al, 2008), in which the star formation has been recently stopped. We also compared the expected and observed equivalent widths of $H\beta$ in Figure 4, showing again that more than a half of the sample (ratios greater than ~ 0.5) are a consequence of the contribution of late stars.

These results show that the contribution of very evolved stars to the ionizing continua of LLAGN is high enough to explain their nature, without invoking a non-stellar continuum, or even young stars as the ionizing mechanism. As a result, many Liners should not be considered as “active” nuclei.

References

- Binette et al (1994) A&A 292, 13
- Bruzual & Charlot (2003) MNRAS 344, 1000
- Cid Fernandes et al (2004) MNRAS 355, 273
- Cid Fernandes et al (2005) MNRAS 358, 363
- Heckman, T. (1980) ApJ 87, 152
- Ho, Fillipenko & Sargent (1997) ApJS 112, 315
- Oío, Schmidt & Vega (2009), BAAA 52 (this volume)
- Stasińska et al (2008) MNRAS 391, L29
- Vega et al (2008) Anales de las Primeras Jornadas de Astrofísica Estelar
- Vega (2009) PhD Thesis - UNC
- Vega et al (2009) MNRAS 393, 846

PRESENTACIÓN MURAL

Multiwavelength study of transition circumstellar disks

G. A. Romero^{1,2}, M. R. Schreiber¹, L. Cieza³, J. Swift³, J. Williams³, B. Merin⁴ & M. Orellana^{1,2}

(1) *Depto. de Física y Astronomía, Fac. de Cs., Univ. Valparaíso, Chile*

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

(3) *Institute for Astronomy, Univ. of Hawaii at Manoa, Honolulu, USA*

(4) *European Space Astronomy Centre*

Abstract. Circumstellar disks around Pre-Main-Sequence (PMS) stars are the sites of planet formation. Spectacular candidates for disks perhaps presently forming planets are the so-called **transition disk systems** with their optically thin inner disks and optically thick outer disks. Several mechanisms have been proposed to explain their inner opacity holes, i.e. *planet formation, grain growth, photoevaporation, tidal truncation in close binaries*, and their relative importance is currently completely unconstrained. Here, we present a project which consists of performing multiwavelength observations of newly discovered transition disks to distinguish between the four mentioned scenarios and identify candidates for hosting forming planets to be followed-up with Herschel and ALMA observational capabilities.

Resumen. Los discos circumestelares en estrellas de secuencia principal son los sitios ideales para la formación de planetas. Entre ellos, los llamados discos de transición son excelentes candidatos para la detección de planetas en formación. Estos sistemas tienen discos ópticamente delgados en su parte interna, y opacos en su exterior. Actualmente, existen varios mecanismos propuestos para explicar esta característica, a saber: *planetas en formación, crecimiento de los granos de polvo, fotoevaporación, truncamiento del disco por efecto de marea en sistemas binarios cercanos*. En este artículo se presenta un proyecto que consiste en llevar a cabo observaciones multifrecuencia de discos de transición, para distinguir entre los cuatro mecanismos mencionados. Teniendo como fin último, encontrar candidatos que alberguen regiones de formación planetaria para ahondar su estudio con las capacidades observacionales que ofrecen Herschel y ALMA.

1. Introduction

If we wish to understand the diversity of known, mature exoplanet systems and the history of the Solar System, we need to understand how and when planets form in the circumstellar disks. Observations of nearby star-forming regions show that the vast majority of pre-main-sequence stars are either accreting Clas-

sical T Tauri Stars (CTTSs) with excess emission, extending all the way from the near-IR to the millimeter, or non-accreting weak-line T Tauri Stars (WTTSs) with bare stellar photospheres. The fact that very few objects lacking near-IR excess show mid-IR or submillimeter excess emission implies that, once the inner disk dissipates, the entire disk goes away very rapidly (Wolk & Walter 1996; Andrews & Williams, 2007). The few objects that are caught in the short transition between typical CTTSs and bare stellar photospheres usually have optically thin inner disks and optically thick outer disks (i.e., they have disks with inner opacity holes). Many different mechanisms, all relevant to the overall evolution of circumstellar disks, have been proposed to explain the opacity holes of transition disks: planet formation, grain growth, photoevaporation, and tidal truncation in close binaries. *Understanding transition disks is key for understanding disk evolution and planet formation as they are the systems where the processes listed above have clear observable signatures.* As discussed by Najita et al. (2007), the different mechanisms potentially responsible for the holes in transition disks can be distinguished when disk masses, accretion rates and, multiplicity information are available.

The above mentioned mechanisms can be described as follows: **Giant planet formation:** Theoretical models of the dynamical interactions of forming giant planets with the disk (Artymowicz & Lubow 1994) predict the formation of inner holes and gaps. In the presence of a Jupiter mass planet, the accretion onto the star is expected to be reduced by factors of ~ 4 to 10 with respect to the accretion across the outer disk (Lubow & D'Angelo, 2006). **Grain growth:** Once primordial sub-micron dust grains grow into somewhat larger bodies, most of the solid mass ceases to interact with the radiation, and the opacity function decreases dramatically. Dullemond & Dominik (2005) find that grain growth is a strong function of radius. **Photoevaporation:** According to photoevaporation models (Alexander et al. 2006, MNRAS, 369, 229), chromospheric EUV photons ionize and heat the circumstellar hydrogen. As accretion rate drops in time, evaporation rate dominates, the outer disk is no longer able to supply the inner disk with material, the inner disk drains on a viscous timescale, and an inner hole is formed. **Close binaries:** are likely to have tidally truncated disks with ~ 1 -40 AU inner holes and hence could be classified as transition disks based on their SED.

2. Target Selection Criteria

Spitzer surveys of nearby star-forming regions have obtained IR SEDs of many thousands of PMS stars. We have systematically searched the catalogs of the *C2D*, *Gould Belt*, and *Taurus Spitzer* Legacy Projects (Evans et al. 2003; Padgett et al. 2006; Harvey et al. 2008) and selected a sample of 119 transition disk systems that: **a)** are located within ≈ 150 -250 pc (stellar forming regions: CrA, Lupus, Ophiuchus, Taurus, Serpens). **b)** have $S/N \geq 7$ in 2MASS and IRAC bands. **c)** have *Spitzer* colors suggesting optically thin inner disks and optically thick outer disks. **d)** have *well behaved* SEDs that are consistent with reddened stellar photospheres shortward of $4.5 \mu\text{m}$ and IR excess from a disk at larger wavelengths. We quantify the SED shape, adopting the two-parameter scheme (Cieza et al. 2008), which is based on the longest wavelength at which

the observed flux is dominated by the stellar photosphere, $\lambda_{turn-off}$, and the slope of the IR excess, α_{excess} , computed as $d\log(\lambda F)/d\log(\lambda)$ between $\lambda_{turn-off}$ and $24 \mu\text{m}$. Combining measured disk masses, accretion rates, and multiplicity information, the sample can be divided into the following categories: **a** Close binary: circumbinary disk. **b** Low disk mass and low accretion rate: likely to be a photoevaporating disk. **c** High disk mass and high accretion rate: likely to be a grain-growth dominated disk. **d** High disk mass and low accretion: likely to be a site of ongoing planet formation.

3. Observational resources

We run a large and coordinated follow-up program to distinguish between the four mechanisms that may cause the inner opacity holes in transition disk systems. We are obtaining disk masses (from submillimeter observations using single dish: SMA, APEX), accretion rates (from the velocity dispersion of the $\text{H}\alpha$ line using echelle spectroscopy: Clay/Mike, Du Pont/echelle), and multiplicity information (from Adaptive Optics imaging VLT/NaCo, Gemini, with 8 AU minimum binary separation at the distance of Ophiuchus).

4. Results

We have finished our study in Ophiuchus region (Cieza et al. 2010), presenting the results from the Adaptive Optics, submillimeter, and first-epoch echelle spectroscopy observations of 26 targets transition disks. Combining disk masses, accretion rates and multiplicity data with other information, such as SED morphology and fractional disk luminosity (L_{DISK}/L_*), allows to classify the disks as strong candidates for the following categories:

a) Grain growth-dominated disks (46% of the sample) (accreting objects, $\alpha_{excess} < 0$). *b*) Giant planet forming disks (15% of the sample) (accreting objects, $\alpha_{excess} > 0$). *c*) Photoevaporating disks (23% of the sample) (non-accreting objects with disk mass $< 2.5 M_{JUP}$, but $L_{DISK}/L_* > 10^{-3}$) *d*) Circumbinary disks (15% of the sample) (a binary tight enough to accommodate both components within the inner hole).

We are thereby achieving our two main scientific goals: One of them consist of establishing the relative importance of multiplicity, photoevaporation, grain growth, and planet formation on the evolution of circumstellar disks. To date, most disk evolution models have treated each one of the processes independently of each other. In reality, it is clear that some of these processes operate simultaneously or in sequence and affect one another. Hence, the relative importance of these processes for the overall evolution of disks still remains uncertain. Our project will provide the observational constraints needed to test more comprehensive, disk evolution models.

The other purpose is to identify candidates to host forming planets. In Fig.1 we present optical, infrared, and submm information of one target identified with strong evidence for ongoing giant planet formation. The present plan is to complete our search in CrA, Lupus, and Serpens regions to identify all the relevant

targets to represent a gold mine to be followed-up with Herschel and ALMA capabilities.

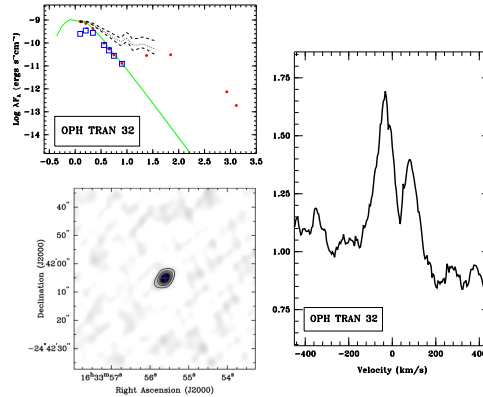


Figure 1. **Left Upper Panel:** The SED of a candidate to be a giant planet formation disk. The filled circles are extinction corrected values. The open squares correspond to the observed 2MASS and IRAC fluxes before being corrected for extinction. Spectral type and extinction were estimated by least-squares fitting of reddened stellar photospheres to the J,H,K, and 3.6 μm fluxes as described by Merín et al. (2008 ApJS, 177, 551). The dotted lines correspond to the median SED of K5-M2 CTTSs calculated by Furlan et al. (2006, ApJS, 165, 568). The dashed lines are the quartiles. **Left bottom Panel:** Dust emission of the target at 1.3 mm. Following Andrews & Williams (2007), we are estimating disk masses by modelling the full Spectral Energy Distributions of our targets. For this case, the distance is $d \sim 150$ pc, and based on the approximate relation between submm flux and disk mass given by Cieza et al. (2008), we obtained $11 M_{JUP}$. **Right Panel:** H α velocity profile of this accreting object. The width of this line measured at 10 % of its maximum is 300 km s^{-1} , corresponding to Mass accretion rate $10^{-9.9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (following procedure by Natta et al. 2004, A&A, 424, 603). Due to the large uncertainties associated with the accretion rates estimates and the intrinsic variability of accretion in PMS stars, this value should be considered order-of-magnitude estimates and in a qualitative way.

References

- Alexander, R.D., Clarke, C.J., & Pringle, J.E. 2006, MNRAS, 369, 229
 Andrews, S.M., & Williams, J.P. 2007, ApJ, 671, 1800
 Artymowicz & Lubow 1994, ApJ, 421, 651
 Cieza, L., Schreiber, M., Romero, G.A. et al., ApJ, accepted
 Cieza, L., Swift, J.J., Mathews, G. S., & Williams, J.P. 2008, ApJL, 686, 115
 Dullemond, C.P., & Dominik, C. 2005, A&A, 434, 971
 Lubow & D'Angelo, 2006, ApJ, 641, 526
 Evans, N. et al. 2003, PASP, 115, 965
 Lubow, S. H., & D'Angelo, G. 2006, ApJ, 641, 526
 Najita, J.R., Strom, S.E., & Muzerolle, J. 2007, MNRAS, 378, 369
 Harvey P. et al. 2008, ApJ, 680, 495
 Padgett D. et al. 2006, BAAS, 38, 947
 Wolk, S.J., & Walter, F.M. 1996, AJ, 111, 2066

PRESENTACIÓN MURAL

Hydrodynamical study of outbursts in protostellar accretion discs

M. Orellana^{1,2} & M. R. Schreiber¹

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

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP, Argentina*

Abstract. Low mass young stellar objects (YSOs) occasionally display large scale luminosity fluctuations. The standard explanation for these outbursts are global thermal instabilities in the accretion disc which occur if the inner regions are sufficiently hot for hydrogen to become ionized. However, early models (e.g. Bell & Lin 1994) require extremely low values of the viscosity parameter α to reproduce the observed time scales. Armitage et al. (2001) suggested that this issue might be resolved by combining a magnetically layered intermediate disc, gravitational instabilities in the outer disc, and thermal instabilities in the innermost disc. We intend to test this hypothesis by combining one-dimensional convective, vertical structure models with 1D time-dependent, radial diffusion models for the evolution of the disc in the vicinity of the star. Here we comment on our first results.

Resumen. Objetos estelares muy jóvenes, de baja masa, ocasionalmente presentan fluctuaciones a gran escala en su luminosidad. La explicación aceptada en forma estándar para estos “estallidos” es la propagación de inestabilidades térmicas en el disco de acreción, las cuales ocurren en las regiones internas donde la temperatura puede ser lo bastante alta como para ionizar el hidrógeno. Los primeros modelos (ej. Bell & Lin 1994) requieren sin embargo de valores extremadamente bajos del parámetro de la viscosidad α para poder reproducir las escalas de tiempo observadas. Armitage et al. (2001) han sugerido que este problema podría sortearse al combinar un disco estratificado en zonas intermedias, con inestabilidades gravitacionales en regiones exteriores y las inestabilidades térmicas en su parte central. Nos hemos propuesto testear esta hipótesis combinando modelos unidimensionales verticales con convección y modelos de la estructura radial dependientes del tiempo para la evolución de las propiedades físicas del disco en las cercanías de la estrella. En esta contribución comentamos sobre nuestros primeros resultados.

1. Eruptive phenomena in YSOs: Basic observational properties

Most pre-main sequence stars exhibit irregular brightness variations during the early phases of stellar evolution. Some objects, called EXors and the FUors (named after the prototypes EX Lupi and FU Orionis respectively) show more pronounced semiregular eruptions. In 1936 the prototype FU Orionis brightened by 6 mag within a year and since then remained essentially constant. Subsequent discoveries of this eruptive variables led to generally interpret them, from statistical grounds, as recurrent events which happen to protostars approx. every 10^4 years (see e.g Hartman 2009). On the basis of spectral features additional objects have been proposed as members of the class.

EXors normally remain at minimum light, but are subject to relatively brief (a few months to a few years) flare-ups of several magnitudes amplitude. The outbursts of EX Lup are repetitive. Historical data show that the variations were irregular and the star sometimes remained inactive at minimum light (B 14.7 mag) for years. Between 1995 and 2005 there were at least 4 outbursts reaching $m_V=11.5$ to 10.8. with an average duration of these outbursts of 127 days (Herbig, 2008).

The large extinctions and far-infrared emission of many eruptive YSOs suggest that they are still experiencing infall from protostellar envelopes. The estimated accretion rates during the peak of outbursts being some $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, are too large to be sustained for long. Additionally, the measurement of rotational velocities in spectroscopic lines has confirmed the presence of a Keplerian accretion disc. See Hartmann (2009) for a complete review of the topic.

2. Thermal instabilities in accretion discs and their numerical study

A ring of the disc is in thermal equilibrium when the vertically integrated heating rate (Q^+) and the surface cooling rate (Q^-) are in balance. In active discs the heat is provided by viscous friction, whereas the cool is radiative. In Figure 2 we show the characteristic S-curve which is the locus of equilibrium points in the $\Sigma-T_{\text{eff}}$ plane for a distance $r \sim 0.1$ AU from the center of a solar mass star, taken here as a typical YSO. Along the central branch of the S the equilibrium is not stable, and this unstable region can trigger a limit-cycle behaviour causing the disk to switch between the lower and upper stable branches. This disk instability model has been successfully used to explain dwarf nova outbursts occurring in some Cataclysmic Variables if a switch in α between a hot and a cold state is assumed¹.

It is usual to describe a disc as composed of concentric rings orbiting a central star at Keplerian angular speed. If we assume the disc to be geometrically thin and optically thick, we are allowed to decompose the disc equations in to their vertical and radial components. In the code by Hameury et al (1998), the hydrostatic vertical structure is solved for steady accretion flows, and stored into a grid. In this 1+1D scheme, for a given α , surface density Σ and central ($z = 0$)

¹This is the original context for which Hameury et al (1998) developed their code. We have considered the same prescription for $\alpha(T_c)$. Note that in our application, as we consider a non-binary YSO, tidal torques are not present.

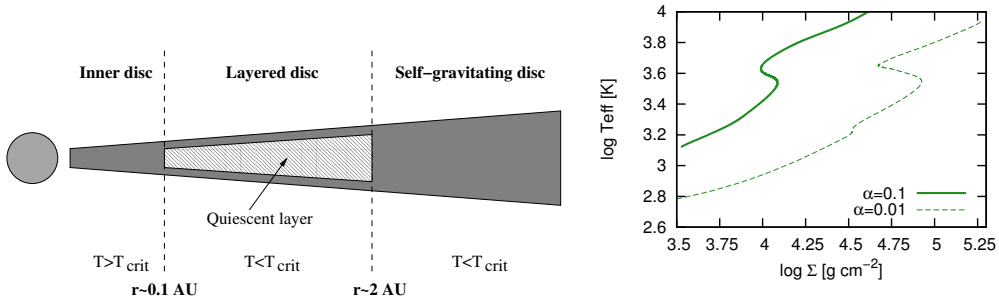


Figure 1. Illustration of the radial structure of the disc in the layered disc model (from Armitage et al. 2001). At small radii the temperature exceeds T_{crit} allowing the transport of angular momentum by Magneto-Rotational Instability (MRI) turbulence (i.e. the inner disc is active). At the right: computed equilibrium S-curves for $r \sim 0.1$ AU.

temperature T_c , there exists a unique solution describing the vertical structure for a fixed annuli. Radial-time dependent equations are then solved using the grid to compute the thermal imbalance.

Here we only need to consider the innermost region of the accretion disc, where the thermal instabilities can arise, and so fixed the outer radius as a fraction of AU. This inner part is fed by the outer disc which according to the layered disk model by Armitage et al (2001) can provide during long timescales ($\sim 10^4$

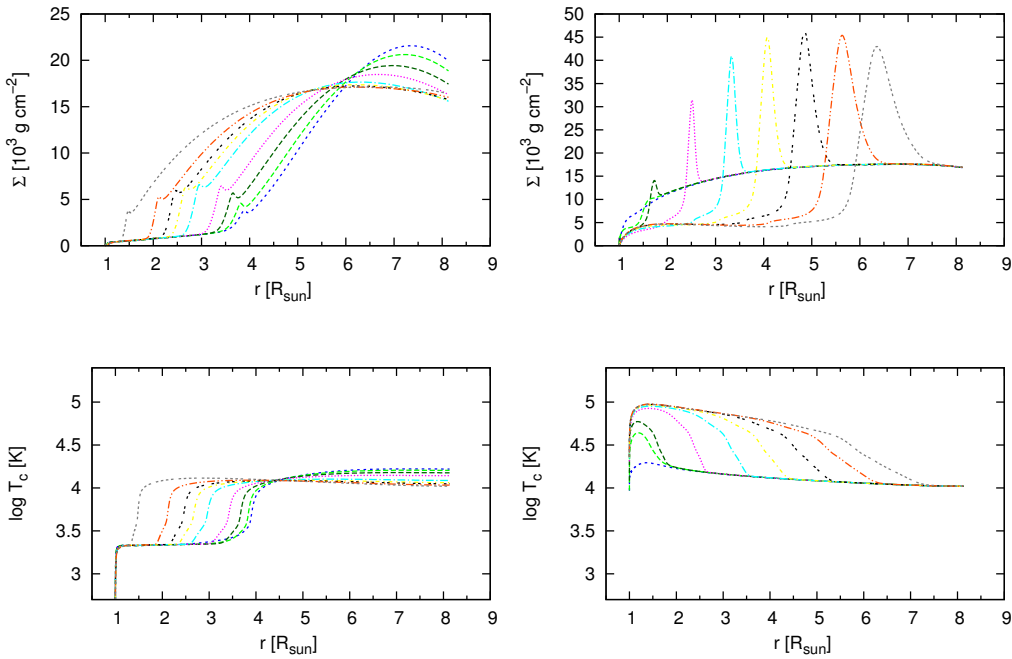


Figure 2. Typical radial profiles of the surface density and central temperature during the propagation of a cooling (left) and heating (right) fronts. Different colors are used for clarity. Separation between curves is ~ 10 days.

yr) an infall rate of $\dot{M} \sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. We used this value as input parameter for an implementation of the aforementioned code which conveniently adapted for this scenario. For illustration, a sketch of the layered disc model is shown in the Figure 1.

3. Preliminary results and prospects

In Figure 2 some of the obtained radial profiles of central temperature and surface density are shown. As an example of an outburst light curve predicted by our model we show in Figure 3, the evolution of the visual magnitude M_V for a young star with accretion rate $\dot{M} = 5 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, and an inner disc extending up to $\sim 8 R_{\odot}$. The magnitude is computed assuming that each annulus of the disc emits as a blackbody. Our first results are promising. The time scales of the predicted light curves resemble those of some EXor systems, in particular, those of Ex Lup and V114 Ori (e.g. Herbig, 2008 and references therein) seem attainable to our calculations. The mass accretion rate is by far the essential parameter. In a minor degree, the location of the matter injection place and so the radial extent of the disc may also affect the amplitude of the brightness variation. We expect to reproduce EXor and FUor visual light curves by assuming dramatic changes of the mass supply from the outer disc as suggested by the layered disc model.

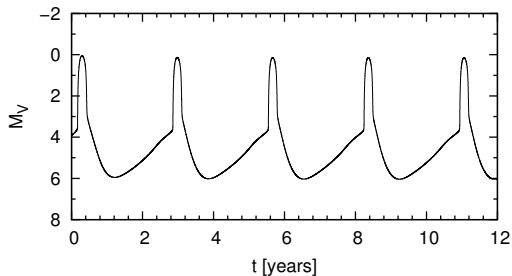


Figure 3. Example of an obtained optical light curve for a protostar with solar properties.

Acknowledgments. This work was supported by the ALMA-CONICYT: 31070021 project. Travel funds were provided by the Argentine agency ANPCyT (BID 1728/OC-AR PICT-2007-00848). We are grateful to J.-M. Hameury for valuable discussions. M.O. thanks Gisela Romero for her kind hospitality when installing Chile. We thank the anonymous referee for valuable suggestions.

References

- Armitage, P.J.; Livio, M.; Pringle, J.E.; 2001, MNRAS 324, 705
- Bell, K.R. & Lin, D.N.; 1994 ApJ, 427, 987
- Gammie, C.F.; 1996, ApJ, 457, 355
- Hameury, J.-M., et al; 1998 MNRAS, 298, 1048
- Hartmann, L.; Accretion Processes in Star Formation, 2009, Cambridge University Press
- Herbig, G.H.; 2008, AJ, 135, 637

PRESENTACIÓN MURAL

Pares de galaxias a *redshifts* intermedios en SDSS DR6 fotométrico

M. C. Pacheco^{1,2,3}, A. L. O'Mill^{3,4} y D. García Lambas^{2,3,4}

(1) *FaMAF*

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

(3) *IATE*

(4) *CONICET*

Abstract. In this work we have performed a visual inspection of approximately 10000 pairs of galaxies. We obtained a sample free of systematic effects and we analyzed the evolution of their principal features. We found that approximately 20% of the pairs are in merging phase.

Resumen. En este trabajo se llevó a cabo una inspección visual de aproximadamente 10000 pares de galaxias. Se obtuvo una muestra libre de efectos sistemáticos y se analizó la evolución de sus características principales. Se encontró que aproximadamente el 20 % de los pares están en pleno proceso de fusión.

1. Introducción

Numerosos trabajos realizados analizando muestras de pares de galaxias han mostrado que la tasa de formación estelar es mayor en galaxias en pares en comparación con las de campo (o aisladas) (Lambas et al., 2003; Ellison et al., 2008). Se han realizado también estudios sobre cómo afecta a una galaxia poseer una compañera, en lo que se refiere a: metalicidades, frecuencia de núcleos galácticos activos (AGNs, según su sigla en inglés), relación de masas, relación luminosidad-metalicidad (Ellison et al., 2008; Michel-Dansac et al., 2008, Alonso et al., 2007).

Los datos utilizados en este trabajo fueron seleccionados a partir de la muestra fotométrica del catálogo *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) DR6. Para analizar las consecuencias producidas en galaxias con compañeras, es necesario asegurar que los efectos de selección de la muestra de pares no contaminen la misma.

Uno de los objetivos de este trabajo consiste en limpiar la selección previa, ya que el catálogo SDSS posee detecciones espúreas. Para ello, se llevó a cabo una inspección visual de los pares como se realizó en trabajos previos (Alonso et al., 2007). Se considera además muy necesario analizar la muestra visualmente debido a que se cuenta con ‘corrimientos al rojo’ (*redshifts*) fotométricos (Oyaizu et al., 2008), en lugar de datos espectroscópicos.

La muestra inicial fue obtenida por la Lic. Ana Laura O'Mill mediante una selección automática de pares de galaxias, usando los siguientes criterios:

- Separación proyectada: $r_p < 25 \text{ kpc}$.
- Separación radial: $\Delta v < 3000 \text{ km/s}$
- Rango de *redshifts* fotométricos: $0.25 < z_f < 0.6$
- Magnitud Absoluta límite en la banda r: $M_r < -20.5$

2. Clasificación

En la inspección visual se aplicaron los siguientes criterios para determinar si un par de galaxias es o no físico:

- ENTORNO: se analiza si el par se encuentra en un ambiente subdenso.
- ALINEACIÓN: se examina si las galaxias se encuentran deformadas morfológicamente en la dirección que une al par.
- SIMILITUD: se observa si la galaxias poseen características similares (tamaño, color óptico integrado, morfología) o si es evidente que una galaxia es satélite de la otra.
- Se buscan, además, evidencias de interacción tidal o fusión entre las galaxias.

Se analizaron las propiedades visuales de los pares clasificados como "pares físicos". Estos pares se dividieron según la etapa de interacción en la que se encuentran:

- Etapa de fusión
- Etapa de interacción tidal
- Pares sin intercambio de material (nones)



Figura 1. Sistemas en distinto estado de interacción. *Panel izquierdo*: galaxias en fusión. *Panel central*: galaxias en interacción tidal. *Panel derecho*: galaxias sin intercambio de material.

Se clasificó también la multiplicidad, especificando si una galaxia pertenece a:

- Un par
- Un triplete
- Un múltiplete.

En la Fig. 1 se muestran ejemplos de pares en distinto estado de interacción, mientras que en la Fig. 2 pueden apreciarse sistemas con distinta multiplicidad.

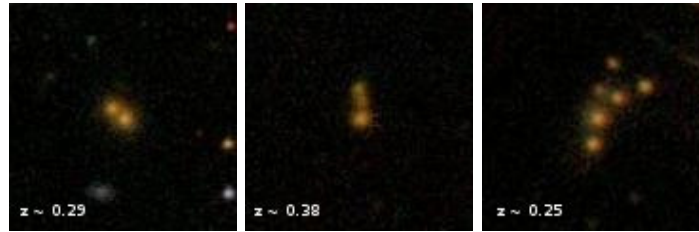


Figura 2. Sistemas con distinta multiplicidad. *Panel izquierdo*: Par de galaxias. *Panel central*: triplete de galaxias. *Panel derecho*: múltiplete de galaxias.

3. Resultados

En el panel izquierdo de la Fig. 3 se muestra la distribución de *redshifts* fotométricos de los pares analizados. Se dividió la muestra de pares en 7 submuestras de ancho $\Delta z = 0.05$, para analizar la evolución de los sistemas con el *redshift*.

Dentro del panel izquierdo de la Fig. 3 se muestra la curva teórica de distribución de *redshifts*, calculada a partir de la función de luminosidad de galaxias del SDSS DR6 espectroscópico con magnitud aparente límite $m_r = 17.77$ (Montero-Dorta & Prada, 2009). Extrapolando esta función para la magnitud aparente límite del catálogo SDSS DR6 fotométrico ($m_r = 22.2$), la muestra de galaxias resultaría completa hasta *redshift* 0.35. Además, resulta notable que la distribución de *redshifts* fotométricos de la muestra de pares luzca diferente de la esperada, como consecuencia de los errores asociados con los *redshifts* fotométricos. Por estas razones, en el presente trabajo se consideraron confiables las submuestras hasta $z = 0.45$ (*línea vertical en el panel derecho*).

Para las diferentes submuestras (según el rango de *redshift*), se realizó la clasificación visual de los pares y se calculó la frecuencia de ocurrencia de pares con distinto grado de interacción, como función del *redshift*. Los resultados se muestran en el panel derecho de la Fig. 3. Puede apreciarse que, hasta el límite considerado confiable, la fracción de pares en fusión varía suavemente: en la segunda submuestra ($0.3 < z_f < 0.35$) aumenta hasta un 25% y luego decrece monótonamente. Los pares en fusión representan $\sim 20\%$ de la muestra total de pares hasta $z = 0.45$.

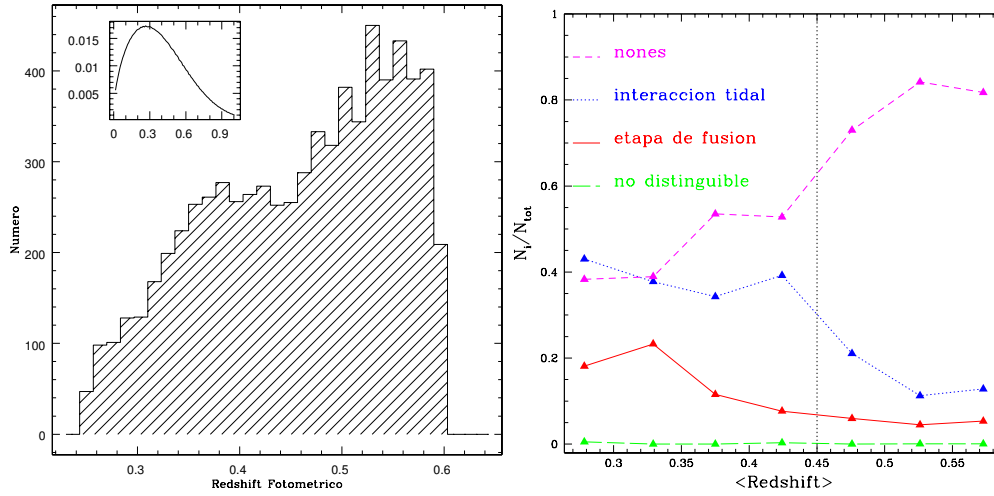


Figura 3. *Panel izquierdo:* distribución de *redshifts* fotométricos de los pares de galaxias en SDSS DR6. *Panel interior:* Curva teórica calculada a partir de la función de luminosidad de Montero-Dorta & Prada (2009). *Panel derecho:* Frecuencia de pares en distinto proceso de interacción en función del *redshift* medio de cada muestra.

4. Resumen y perspectivas

Mediante la inspección visual de la muestra de pares de galaxias seleccionados automáticamente del catálogo fotométrico SDSS DR6, logró obtenerse una submuestra de pares en proceso de fusión, libre de efectos sistemáticos, que representa aproximadamente un 20 % de la muestra original. Dicha submuestra será utilizada en futuros trabajos para estudiar la influencia de las fusiones en la tasa de formación estelar de las galaxias y en su actividad nuclear (AGN).

Referencias

- Alonso, M. S., Lambas, D. G., Tissera, P., & Coldwell, G. 2007, MNRAS, 375, 1017
 Ellison, S. L., Patton, D. R., Simard, L., & McConnachie, A. W. 2008, AJ, 135, 1877
 Lambas, D. G., Tissera, P. B., Alonso, M. S., & Coldwell, G. 2003, MNRAS, 346, 1189
 Michel-Dansac, L., Lambas, D. G., Alonso, M. S., & Tissera, P. 2008, MNRAS, 386, L82
 Montero-Dorta, A. D., & Prada, F. 2009, MNRAS, 399, 1106
 Oyaizu, H., Lima, M., Cunha, C. E., Lin, H., Frieman, J., & Sheldon, E. S. 2008, ApJ, 674, 768
 SDSS *website*: <http://www.sdss.org/>

Parte V

Astrofísica de Altas Energías

PRESENTACIÓN ORAL

Jet-cloud interactions in the BLR of Centaurus A

A. T. Araudo^{1,2}, V. Bosch-Ramon³ & G. E. Romero^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (CCT La Plata - CONICET)*

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

(3) *Universität de Barcelona*

Abstract. Active galactic nuclei present continuum and line emission. Some of these lines are broad, and would be produced by clouds located in a region close to the central black hole. Centaurus A is the nearest active galactic nuclei and it has an obscured nucleus likely harboring clouds. In this work, we study the interaction of these clouds with the jet and compute the produced non-thermal emission. The resulting radiation may be detectable.

Resumen. Los núcleos galácticos activos presentan emisión continua y de líneas. Algunas de estas líneas son anchas y podrían ser producidas por nubes que se encuentran cerca del agujero negro central. Centaurus A es el núcleo galáctico activo más cercano, con una región nuclear oscurecida donde podrían existir nubes. En este trabajo estudiamos la interacción de estas nubes con el jet y calculamos la emisión no-térmica producida. Esta radiación sería detectable.

1. Introduction

Active galactic nuclei (AGN) are extragalactic sources mainly composed by a super-massive black hole (SMBH), an accretion disk and bipolar relativistic jets. AGN present continuum radiation in the whole electromagnetic spectrum, from radio to γ -rays, and optical and ultra-violet line emission. Some of these lines are broad and could be formed in a clumpy region close to the SMBH: the Broad Line Region (BLR). Clouds in the BLR are ionized by photons (from the jets or from the disk) and then lines are emitted. These lines are broadened by the movement of the clouds around the SMBH.

Centaurus (Cen) A is the closest AGN, located at a distance ~ 3 Mpc. This source is classified as a Fanaroff-Riley (FR) I radio galaxy and as a Seyfert 2 optical object. The nuclear region of Cen A is obscured by a dense region of gas and dust, probably as a consequence of a recent merger (Mirabel et al. 1999). Although the BLR of Cen A has not been detected, we can assume that clouds with similar characteristic of those detected in FR II AGN are surrounding the SMBH of Cen A.

In this work we study the interaction of BLR clouds with the jets of Cen A. We estimate the main dynamical processes that take place as a consequence of the jet-cloud interaction and compute the non-thermal emission.

2. The physical scenario

We consider that clouds with a density and size $n_c = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ and $R_c = 10^{13} \text{ cm}$, respectively, are surrounding the SMBH of Cen A and one of these clouds penetrate into one of the relativistic jets. We assume that the jet has a Lorentz factor $\Gamma = 10$ (i.e. a velocity $v_j \sim c$), a radius $R_j = 0.1z$ (z is the height of the jet), and a kinetic luminosity $L_j = 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$.

The penetration time of the cloud into the jet is determined by $t_c \sim 2R_c/v_c = 2 \times 10^4 \text{ s}$, where $v_c = 10^9 \text{ cm s}^{-1}$ is the cloud velocity. As a consequence of the interaction of the jet material with the cloud, in the contact surface between them two shocks are formed. One of these shocks propagates back in the jet with a velocity $v_{bs} \sim v_j$, forming a bow shock. This bow shock reaches the steady configuration (i.e. at rest in the cloud reference frame) in a time $t_{bs} \sim x_{bs}/v_{bs}$, where the stagnation point is located at a distance $x_{bs} \sim R_c/5$ from the cloud. On the other hand, a shock propagates in the cloud at a velocity v_{sc} , and in a time $t_{cc} \sim 2R_c/v_{sc}$ the whole cloud is shocked. To determine v_{sc} we impose that $t_{cc} = 2t_c$, giving $v_{sc} = 5 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$.

The permanence of the cloud into the jet is determined by the passage time of the cloud for the jet, defined by $t_j \sim 2R_j/v_c$. However, the cloud could be accelerated by the jet material starting to move with the jet. The acceleration applied to the cloud is $g \sim v_j^2(\Gamma - 1)/(\chi R_c)$, where $\chi \equiv n_c/n_j$ and n_j is the jet density, and the acceleration timescale results $t_{acc} \sim \sqrt{R_c/g}$. As a consequence of this acceleration exerted by the jet in the cloud, Rayleigh-Taylor (RT) instability can develop in the cloud. In addition to that, Kelvin-Helmholtz (KH) instability can grow as a result of the high relative velocity between the jet shocked material and the cloud. In our first order of approximations, we obtain that RT and KH instabilities grow sufficiently to destroy the cloud in a timescale $t_{RT} \sim t_{KH} \sim t_{cc}$. Then, to estimate the lifetime of the cloud into the jet, we compare t_j , t_{acc} and t_{cc} . For that we have to know the interaction height z_{int} of the cloud into the jet and the jet density at z_{int} . Assuming that pressure equilibrium is established between the shocked jet and cloud regions, we obtain $n_j \sim 2.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and $z_{int} = 4.6 \times 10^{15} \text{ cm}$, resulting $t_j \sim 10^7 \text{ s}$ and $t_{acc} \sim 2 \times 10^4 \text{ s} \sim t_{cc}$.

3. Particle acceleration and losses

In addition to the dynamical processes described above, particles can be accelerated up to relativistic energies in the two shocks. However, being the bow shock the most efficient ($v_{bs} > v_{sc}$) for that, we will focus on the bow-shock particle acceleration in this work. We assume that the luminosity L_{nt} of the accelerated particles is the 20% of the jet luminosity that reach the bow shock, i.e. $L_{nt} = 0.2(\sigma_c/\sigma_j)L_j = 8 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, where σ_c and σ_j are the sections of the cloud and jet, respectively. Then, the energy density of relativistic particles

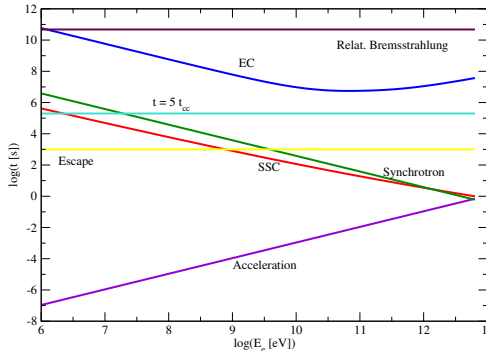


Figure 1. Acceleration and loss timescales for electrons.

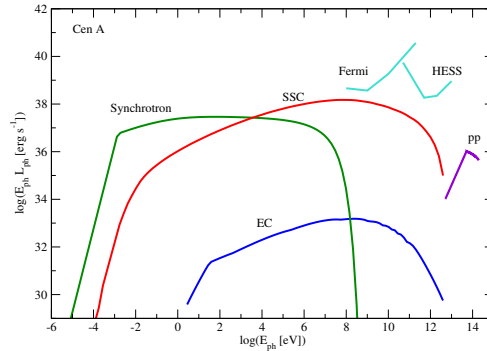


Figure 2. Spectral energy distribution.

is $U_{\text{nt}} \sim 8.5 \times 10^2 \text{ erg cm}^{-3}$. Considering that the magnetic energy density is $U_B = 0.1U_{\text{nt}}$, the magnetic field in the bow-shock region results $B \sim 10 \text{ G}$. The population of accelerated particles injected in the downstream region of the bow shock follow a power-law energy distribution:

$$Q_{e,p}(E_{e,p}) = K_{e,p} E_{e,p}^{-2.2} e^{-E_{e,p}/E_{e,p}^{\text{max}}}, \quad (1)$$

where e and p stands for electrons and protons, respectively. The maximum energy is $E_{e,p}^{\text{max}}$ and the normalization constant is $K_{e,p} \sim 1.2 \times 10^{38} \text{ erg}^{1.2} \text{ s}^{-1}$.

The radiative losses that affect the evolution of Q_e are synchrotron radiation, relativistic Bremsstrahlung, and synchrotron self-Compton (SSC) and external Compton (EC) scattering. For EC cooling we have considered target photons produced in the nuclear region with a luminosity $L_{\text{nuc}} = 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ and distributed in a sphere of radius $R_{\text{nuc}} = 10^{17} \text{ cm}$. In addition to radiative losses, the escape of relativistic electrons of the emitter (considered equal to the accelerator) also produce energy losses, with a timescale $t_{\text{esc}} \sim R_c/v_{\text{dj}}$, where $v_{\text{dj}} = v_j/3$ is the velocity of the jet shocked material. In Fig. 1 the lepton loss times are plotted together with the acceleration time. As we can see in the Figure, the maximum energy is determined by synchrotron losses, given $E_e^{\text{max}} \sim 1 \text{ TeV}$. We solve the kinetic equation (Ginzburg & Zyrovatskii, 1964) and we obtain that the steady state distribution of electrons, $N_e(E_e)$, is reached in a time $< t_{\text{cc}}$. $N_e(E_e)$ has a break at the energy $E_b \sim 1 \text{ GeV}$, where the escape losses are equal to synchrotron ones (see Fig. 1), and for $E_e > E_b$ the spectrum is $N_e(E_e) \propto E_e^{-3.2}$.

In the case of protons, these particles can lose energy via pp interactions in the bow-shock region but the diffusion losses are more important, constraining the maximum energy in $E_p^{\text{max}} \sim 3 \times 10^3 \text{ TeV}$. On the contrary of electrons, protons do not reach the steady state in the bow-shock region. The most energetic protons, $E_p \gtrsim 1 \text{ TeV}$, can diffuse up to the cloud before escape advected by the shocked material of the jet.

4. High-energy emission

In the bow-shock region, the most relevant radiative processes are leptonic. Using standard formulas (Blumenthal & Gould, 1970) we estimate the specific

luminosity $E_\gamma L_\gamma$ for synchrotron, SSC and EC emission. In the cloud, energetic protons that arrive from the bow-shock are not confined and escape from the cloud in a time $t_{cl} \sim R_c/c$, before radiate a significant part of their energy. Considering the the distribution of protons in the cloud is $N_p \sim Q_p t_{cl}$ we estimate the pp emission following the formulas giving by Kelner et al. (2006).

In Fig. 2 all the radiative processes mentioned above are plotted, together with the sensitivities of the γ -ray telescopes HESS and *Fermi*. The synchrotron emission is self absorbed at energies $E_{ph} \lesssim 10^{-4}$ eV, but at higher energies auto-absorption and $\gamma\gamma$ absorption are negligible. The achieved luminosity at energies $\sim 0.1 - 10$ GeV is $L_{SSC} \sim 2 \times 10^{39}$ erg s $^{-1}$, being less than the sensitivity of the mentioned instruments. However, Fig 2 shows the spectral energy distribution (SED) produced by the interaction of one cloud with the jet, but many clouds could simultaneously stay inside the jet.

The number of clouds in the whole BLR can be estimated as $N_c \sim L_{nuc}/L_c \sim 3.3 \times 10^6$, where $L_c \sim 3 \times 10^{35}$ erg s $^{-1}$ is the line luminosity of each cloud. We have estimated this value using the cooling function for emission lines and considering that the cloud has a temperature $\sim 10^4$ K. The number of clouds inside the jet is $N_{cj} = ffV_j/V_c$, where $ff = N_c V_c/V_{blr}$ is the filling factor of the clouds and V_j , V_c and V_{blr} are the jet, the cloud and the nuclear region volume, respectively. We obtain $N_{cj} \sim 10$. Then, the simultaneously interaction of ~ 10 clouds with the jet will produce a SED with a similar appearance than that shown in Fig. 2, but with a lumnisotity ~ 10 times larger, being now detectable by HESS and *Fermi* telescopes.

5. Conclusions

In the present contribution we study the interaction of clouds present in the nuclear region of Cen A with the jet. As a result of the interaction, a significant amount of high energy emission is produced, which could be detected by the current γ -ray observational facilities. The detection of this emission could give information on the properties of the obscured nuclear region and the jet base of Cen A.

Acknowledgments. A.T.A. and G.E.R. are supported by the grant PICT 2007-00848. V.B-R. and G.E.R. acknowledge support by DGI of MEC under grant AYA 2007-68034-C03-01, as well as partial support by the European Regional Development Fund (ERDF/FEDER)

References

- Blumenthal, G.R. & Gould, R.J. 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
 Ginzburg, V.L., Syrovatskii, S.I., 1964, The Origin of Cosmic Rays, Pergamon Press, New York
 Kelner, S.R., Aharonian, F.A. & Vugayov, V.V. 2006, Phys.Rev.D, 74, 4018
 Mirabel, I.F. et al. 1999, A&A, 341, 667

PRESENTACIÓN MURAL

On the nature of the episodic gamma-ray flare observed in Cygnus X-1

M.V. del Valle^{1,2}, G.E. Romero^{1,2} & M. Orellana^{2,3}

(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (CCT–La Plata, CONICET), Argentina.

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

(3) Departamento de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Chile.

Abstract. The high-mass microquasar Cygnus X-1, the best established candidate for a stellar-mass black hole, has been detected in a flaring state at very high energies, $E > 200$ GeV (Albert et al. 2007). The observation was performed by the Atmospheric Cherenkov Telescope MAGIC. It is the first experimental evidence of very high energy emission produced by a galactic stellar-mass black hole. The observed high energy excess occurred in coincidence with an X-ray flare.

The flare took place at orbital phase $\phi = 0.91$, being $\phi = 1$ the moment when the black hole is behind the companion star. In this configuration the absorption of gamma-ray photons produced by photon-photon annihilation with the stellar field is expected to be the highest.

We present detailed calculations of the gamma-ray opacity due to pair creation along the whole orbit, and for different locations of the emitter (height above the compact object). We discuss the location of the gamma-ray producing region in Cygnus X-1 and the energetics required to produce the flare.

Resumen. El microcuásar de gran masa Cygnus X-1, el candidato mejor establecido para agujero negro de masa estelar, ha sido detectado en un estado de fulguración en muy altas energías, $E > 200$ GeV (Albert et al. 2007). La observación fue realizada con el telescopio Cherenkov MAGIC (*Atmospheric Cherenkov Telescope*). Es la primera evidencia experimental de emisión de muy alta energía producida por un agujero negro de masa estelar galactico. El exceso de muy alta energía observado ocurrió en coincidencia con una fulguración en rayos X.

La fulguración tuvo lugar a fase orbital $\phi = 0.91$, siendo $\phi = 1$ el momento en el cual el agujero negro se encuentra por detrás de la estrella compañera. En esta configuración la absorción de fotones gama producida por aniquilación fotón-fotón con el campo estelar se espera que sea la más alta.

Presentamos cálculos detallados de la opacidad de rayos gama debida a creación de pares a lo largo de toda la órbita, y para diferentes posiciones del emisor (altura sobre el objeto compacto). Discutimos la posición de

la región de producción de rayos gama en Cygnus X-1, y la energética requerida para producir la fulguración.

1. Motivations

Cygnus X-1 is a high-mass microquasar and the best established candidate for a black hole in the galaxy. It is a widely studied object (e.g. Poutanen et al. 1997). Recently Albert et al. 2007 reported on the observations performed by the Cherenkov telescope MAGIC at very high energies (Figure 1). The emission occurred as a flare episode.

In this work we study the physical conditions where such a flare was generated and the resulting constraints on the possible production mechanism.

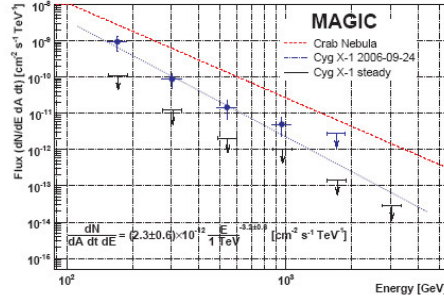


Figure 1. Cyg X-1 high-energy spectrum (Albert et al. 2007).

2. Absorption study

In this system the companion star generates an intense radiation field where gamma-rays are absorbed by photon-photon annihilation if, $\tau > 1$ then

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+. \quad (1)$$

The observed high energy flare occurred in superior conjunction, when the absorption is expected to be at a maximum.

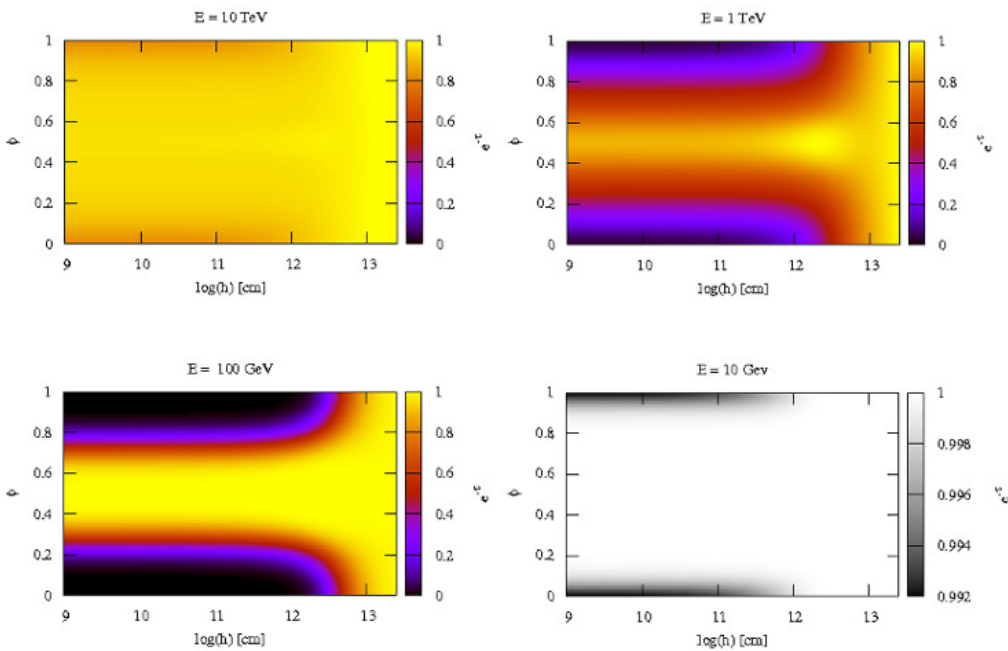
We calculated the gamma-ray opacity due to pair creation by photon-photon annihilation, along the whole orbit and for different heights h above the compact object (Dubus 2006, Romero et al. 2007). The parameters considered are shown in Table 1.

Figure 2 shows the obtained absorption maps ($\exp(-\tau)$) as a function of the orbital phase ϕ and height h above the orbital plane, for different energies E . In Figure 3 we show opacity maps as a function of the orbital phase ϕ and different energies E , for different heights h above the orbital plane.

In the superior conjunction the optical depth is greater than 1 for photons with energies between 30 GeV and 1 TeV for $h < 10^{12.5}$ cm.

Parameter	Adopted value
Stellar mass	$30 M_{\odot}$
Stellar temperature	$3.04 \times 10^4 K$
Stellar radius	$22.11 R_{\odot}$
Black hole mass	$20 M_{\odot}$
Semimajor axis	$3.4 \times 10^{12} \text{ cm}$
Orbital period	5.6 days
Inclination	35°

Table 1. Parameters.

Figure 2. Absorption map as a function of h , ϕ for different E .

3. Implications for gamma-rays production

The opacity results and the emitted luminosity calculated as deabsorbed luminosity (Figure 4), $L_{\text{emit}} = L_{\text{obs}} \times \exp(\tau)$, imply that the flaring emission occurred at distances larger than 10^{12} cm above the compact object (for similar conclusions see Bosch-Ramon et al. 2008). The jet-clump interaction scenario seems to be the most appropriate one to explain the generation of the gamma-ray flare (see Araudo et al. 2009).

Acknowledgments. M.V. d. V. thanks the Asociación Argentina de Astronomía for a fellowship. This work was partially supported by the Argentine agency ANPCyT (BID 1728/OC -AR PICT-2007-00848).

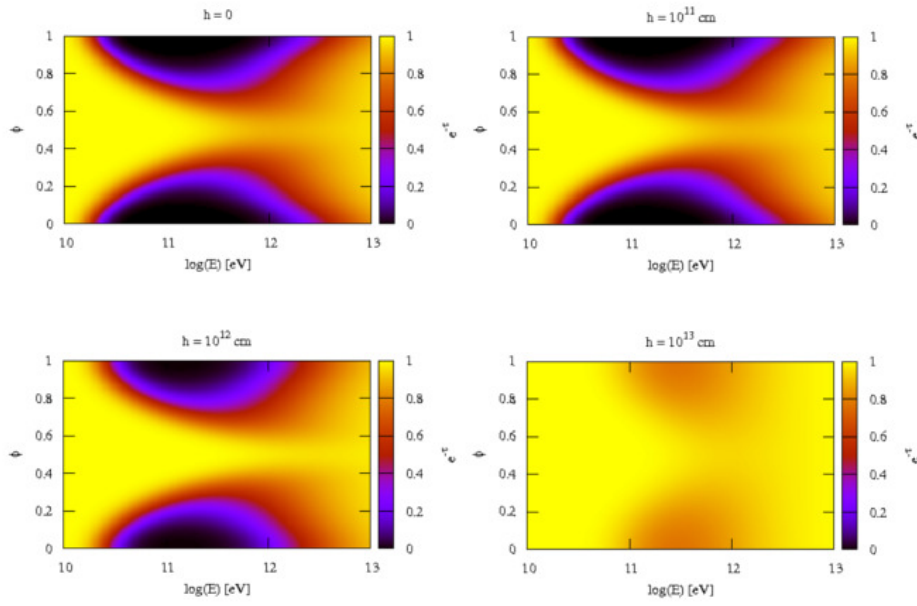


Figure 3. Absorption maps as a function of E , ϕ for different h .

References

- Albert J. et al. 2007, ApJ, 665, L51.
 Araudo A.T. et al. 2009, A&A, 503,3, 673.
 Bosch–Ramon V. et al. 2008, A&A, 489, L21, L24.
 del Valle M.V. 2009, Tesis de grado FCAGLP.
 Dubus G. 2006, A&A, 151, 9.
 Poutanen J. et al. 1997, MNRAS, 292, L21.
 Romero G. E. et al. 2007, A&A, 474, 15.

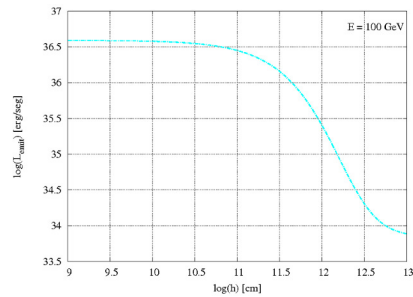


Figure 4. Intrinsic luminosity L_{emit} as a function of h .

PRESENTACIÓN ORAL

Non-thermal radiation from galactic black hole coronae

F. L. Vieyro¹, G. E. Romero^{1,2} & G. S. Vila¹

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR, CCT La Plata - CONICET)*

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

Abstract. We study the effects of the injection of a non-thermal particle population in a two-temperature corona of hot plasma around an accreting black hole and we calculate the radiative output.

Resumen. Estudiamos los efectos de la inyección de una distribución de partículas no térmicas en la corona de un agujero negro acretante y calculamos la radiación de la misma.

1. Introduction

The detection of non-thermal radio, hard X-rays and gamma rays reveals that some Galactic compact objects are capable of accelerating particles up to very high energies. In order to explain the origin of the electromagnetic emission from this kind of sources we study the processes in a corona around an accreting black hole. We consider both electron and proton interactions with magnetic, photon and matter fields in the corona. Our calculations also include the radiation emitted by secondary particles (pions, muons and electron/positron pairs) in a self-consistent way. Finally, we take into account the effect of photon absorption, and compare a specific model with data obtained by the COMPTEL instrument from Cygnus X-1.

2. Basic scenario

The low-hard state of accreting black holes is characterized by the presence of a hot corona around the compact object. Figure 1 shows a scheme of the main components of the system. For this geometry, we assume a black hole of $M_{\text{BH}} = 10M_{\odot}$, a spherical corona with a radius $R_c = 35R_G$ and an accretion disk that penetrates the corona up to a radius $R_d < R_c$. We suppose that the corona is homogeneous and in steady state.

We assume that the luminosity of the corona is 1% of the Eddington luminosity, which results in $L_c = 1.3 \times 10^{37}$ erg s⁻¹.

The corona is composed of a two-temperature plasma, with an electron temperature $T_e = 10^9$ K and an ion temperature $T_i = 10^{12}$ K (e.g. Narayan & Yi 1994). By considering equipartition of energy, we can estimate the values of magnetic field and plasma density, which result in $B = 5.7 \times 10^5$ G and $n_i \sim n_e = 6.2 \times 10^{13}$ cm⁻³, respectively.

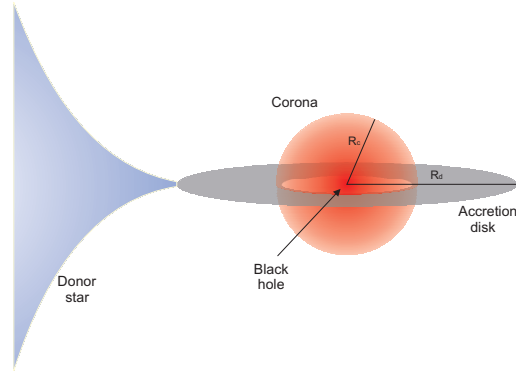


Figure 1. Schematic representation of the components of the system. (Not to scale)

The X-rays emission of the corona is characterized by a power law with an exponential cut-off at high energies,

$$n_{\text{ph}}(E) = A_{\text{ph}} E^{-\alpha} e^{-E/E_c} \text{erg}^{-1} \text{cm}^{-3}. \quad (1)$$

According to the available information about Cygnus X-1 (e.g. Poutanen et al. 1997), we have adopted $\alpha = 1.6$ and $E_c = 150 \text{ keV}$.

3. Particle injection

The injection function for protons and electrons is a power-law in the energy of the particles $Q(E) = Q_0 E^{-\alpha} e^{-E/E_{\text{max}}}$, as the consequence of diffusive particle acceleration by shock waves. Typically, $\alpha = 2.2$. The normalization constant Q_0 can be obtained from the total power injected in relativistic protons and electrons, $L_{\text{rel}} = L_p + L_e$. This power L_{rel} was assumed to be a fraction of the luminosity of the corona, $L_{\text{rel}} = \kappa L_c$, with $\kappa = 10^{-2}$. The way in which energy is divided between hadrons and leptons is unknown, but different scenarios can be taken into account by setting $L_p = a L_e$. We consider models with $a = 100$ and $a = 1$.

4. Particle acceleration and losses

There are three processes of interaction of relativistic electrons and muons with magnetic, matter and photon fields in the corona and with the photon field of the disk: synchrotron radiation, inverse Compton scattering, and relativistic Bremsstrahlung. For protons and charged pions there are also three relevant processes: synchrotron radiation, proton-proton (or pion-proton) inelastic collisions and photohadronic interactions.

We consider two mechanisms of particle escape in the corona: advection and diffusion. In the case of advection, particles fall onto the compact object at a mean radial velocity $v = 0.1c$ (Begelman et al. 1990). In the case of diffusion, we consider that the corona is static and diffusion of the relativistic particles occurs in the Bohm regime.

The maximum energy that a relativistic particle can attain depends on the acceleration mechanism and the different processes of energy loss. The accel-

eration rate t_{acc}^{-1} for a particle of energy E in a magnetic field B is given by $t_{\text{acc}}^{-1} = \frac{\eta ecB}{E}$, where $\eta \leq 1$ is a parameter that characterizes the efficiency of the acceleration. We have fixed $\eta = 10^{-2}$, which describes an efficient acceleration.

Figure 2 shows the cooling rates for different processes of energy loss, together with the acceleration and advection rates, for each type of particle. The main channel of energy loss for electrons is synchrotron radiation. For protons, both pp and $p\gamma$ interactions are relevant. However, in the model with advection, most protons fall into the black hole before radiating their energy.

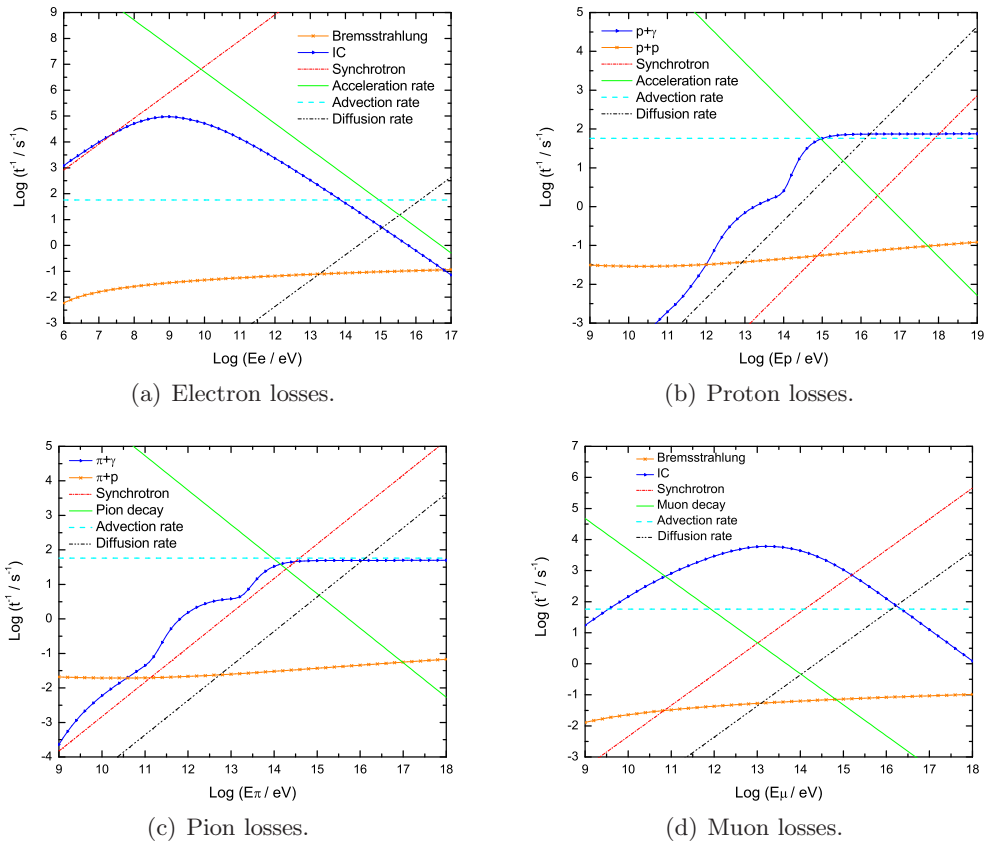


Figure 2. Radiative losses in a corona under the physical conditions described.

The main channel of energy loss for pions is $\pi\gamma$ interaction, but an important fraction of pions decay before cooling. On the contrary, muons with energies above 10^{11} eV cool mostly by inverse Compton scattering.

5. Spectral energy distributions (SEDs)

In order to obtain the spectral energy distributions produced by the different radiative processes, we solve the transport equation for each kind of particle. To calculate the SEDs of different processes we have used Vila & Aharonian (2009) as reference. We also calculate the radiation emitted by secondary pairs, which are injected mainly by photon-photon annihilation.

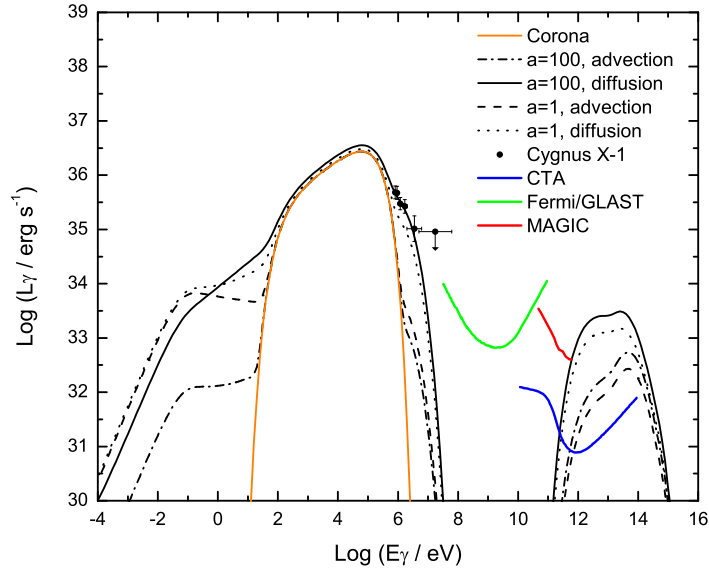


Figure 3. Spectral energy distributions. Observational data from COMPTEL of Cygnus X-1 (McConnell et. al. 2000)

Finally, we take into account the effects of photon-photon attenuation. The absorption can be quantified through the absorption coefficient or opacity τ . If the initial gamma-ray luminosity is $L_\gamma^0(E_\gamma)$, the attenuated luminosity $L_\gamma(E_\gamma)$ after the photon travels a distance l is $L_\gamma(E_\gamma) = L_\gamma^0(E_\gamma)e^{-\tau(l,E_\gamma)}$.

6. Results

Figure 3 shows the obtained luminosity for each set of parameters, the spectrum of Cygnus X-1 as observed by COMPTEL (McConnell et. al. 2000), and the sensitivity of different instruments that are able to detect the predicted emission.

It can be seen that the SED predicted by the model with an injection dominated by protons and diffusion agrees well with the observations of Cygnus X-1. In this case the radiative output is capable of reproducing the non-thermal tail detected by COMPTEL.

7. Acknowledgments

This research was supported by ANPCyT through grant PICT-2007-00848 BID 1728/OC-AR and by the Ministerio de Educación y Ciencia (Spain) under grant AYA 2007-68034-C03-01, FEDER funds.

References

- Begelman M., Rudak B. & Sikora M. 1990, ApJ, 362, 38-51
- McConnell M.L. et al. 2000, ApJ, 543, 928-937
- Narayan R. & Yi I. 1994, ApJ, 428, L13
- Poutanen J., Krolik J.H. & Ryde F. 1997, MNRAS, 292, L21-L25
- Vila G.S. & Aharonian F.A. 2009, in: G.E. Romero & P. Benaglia (eds), *Compact Objects and their Emission*, AAA Book Series, Paideia, La Plata, p. 1-38

PRESENTACIÓN MURAL

An analysis of the broadband electromagnetic emission of the microquasar GX 339-4

G. S. Vila¹ & G. E. Romero^{1,2}

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

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG, UNLP)*

Abstract. The source GX 339-4 is an extensively studied galactic X-ray binary. Radio observations have revealed the presence of relativistic jets. In this work we present a jet model that provides good fits to a set of simultaneous radio and X-ray observations of GX 339-4. We assume that relativistic electrons and protons are present in the jets, and calculate both the leptonic and hadronic contributions to the radiation produced by several types of particle interactions. We also calculate the electromagnetic emission of secondary particles (pions, muons and electron-positron pairs) created in hadronic and electromagnetic interactions, and assess the relevance of photon self-absorption in the jet. Finally, we estimate the pair production rate in order to investigate the possible connection between microquasars and the observed anti-matter annihilation line flux at 511 keV. Our predictions may be tested in the near future with data collected by the gamma-ray satellite Fermi and the Cherenkov telescope array HESS II.

Resumen. La fuente GX 339-4 es una binaria de rayos X galáctica extensamente estudiada. Observaciones en radio revelaron la presencia de jets relativistas en el sistema, lo que la convierte en un microquasar confirmado. En este trabajo se presenta un modelo de jet que permite ajustar observaciones simultáneas en radio y rayos X de GX 339-4. Se supone que en el jet existen electrones y protones relativistas, y se calcula su contribución radiativa debido a diversos procesos de interacción de partículas relativistas. Se calculan también las contribuciones radiativas de las partículas secundarias (piones, muones y pares electrón-positrón) creadas en interacciones hadrónicas y electromagnéticas, y se evalúan los efectos de la auto-absorción de los fotones emitidos en el jet. Finalmente, se estima la tasa de producción de pares electrón-positrón para investigar la posible conexión entre los microquasares y el flujo galáctico difuso observado en 511 keV. Las predicciones del modelo podrán ser comparadas en el futuro cercano con datos obtenidos por el satélite de rayos gamma Fermi y el arreglo de telescopios Cherenkov HESS II.

1. Introduction

The galactic microquasar GX 339-4 has been the target of frequent simultaneous broadband observations. Radio and X-ray data collected during the low-hard state (LHS) reveal that the emission in both bands is tightly correlated (Corbel et al. 2003). This strongly indicates a common origin related to synchrotron emission from the jet. As an alternative to existent purely leptonic models (e.g. Markoff et al. 2003), we present a lepto-hadronic model to fit the broadband spectrum of GX 339-4 that also allows us to make predictions for the high-energy emission.

Recently, Wednespointer et al. (2008) claimed that there exists a correlation between the spatial distribution of galactic low-mass X-ray binaries (LMXBs) and the line emission at 511 keV due to electron-positron annihilation above the galactic plane. This suggests that LMXBs could be the production site of the electron-positron pairs. The total pair production rate required to account for the observed flux is $\sim 10^{41} \text{ s}^{-1}$. To assess this possibility, we also calculate the pair production rate predicted by our model for GX 339-4.

2. Model

The jet model applied here is presented in detail in Romero & Vila (2008) and Reynoso & Romero (2009). We assume a conical jet that expands with a half-opening angle of $\sim 6^\circ$, injected at a distance $z_0 \sim 50R_g$ from a black hole of $M = 6M_\odot$ (Muñoz-Darias et al. 2008); $R_g = GM/c^2$ is the gravitational radius of the black hole. The jet advances with a bulk Lorentz factor $\Gamma_{\text{jet}} = 2$ (Gallo et al. 2004).

The magnetic field at the jet base is estimated by equipartition between the magnetic energy density and the kinetic energy density of the jet. For a jet power $L_{\text{jet}} \sim 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ (see below) this yields $B_0 \sim 5 \times 10^7 \text{ G}$. The magnetic field strength is assumed to decay as $B \propto z^{-m}$, with $m > 1$.

In a thin region located at a certain distance z_{acc} from the compact object, we assume that a fraction ~ 0.1 of the jet power is transferred to relativistic protons and leptons through diffusive shock acceleration. These particles are injected with a hard power-law spectrum $\propto E^{-1.5}$ (consistent with a relativistic shock acceleration scenario, see Stecker et al. 2007), and then suffer radiative and non-radiative (adiabatic) losses until their energy distribution reaches the steady state. Under these assumptions, the steady-state energy distributions can be calculated solving the transport equation in the one-zone approximation, as in Khangulyan et al. (2007).

We calculate the electromagnetic emission from relativistic primary (p and e^-) and secondary (π^\pm , μ^\pm and e^\pm pairs) particles due to several processes: synchrotron radiation, inverse Compton scattering against the synchrotron photon field (synchrotron self Compton, SSC), relativistic Bremsstrahlung, proton-proton (pp) and proton-photon ($p\gamma$) interactions; see Reynoso & Romero (2009) for the relevant formulae. Finally, we estimate the e^\pm pair flux leaving the source following Heinz (2008).

3. Results and discussion

Figure 1 shows two least-squares fits to the low-hard state spectrum of GX 339-4 obtained with our model. The data correspond to observations carried out in February 1997 (Nowak et al. 2002).

Two different values of the magnetic field decay index were considered, $m = 1.5$ and $m = 1.8$. For the diffusive shock acceleration mechanism to be efficient, the outflow must be matter-dominated. Therefore, to determine the position z_{acc} of the acceleration region we imposed that the magnetic energy density was a fraction of the bulk kinetic energy density of the jet, $U_B = \chi U_{\text{kin}}$, $\chi < 1$. The parameter χ was left free during the fitting. In the model with $m = 1.5$, $z_{\text{acc}} \approx 10^2 R_g$, whereas for $m = 1.8$, $z_{\text{acc}} \approx 10^4 R_g$.

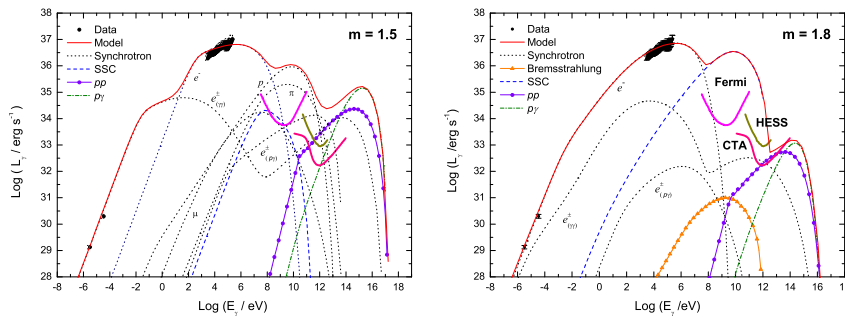


Figure 1. Model fits to the observed low-hard state spectrum of GX 339-4 in February 1997. The value of the magnetic field decay index m is indicated. Also shown are the sensitivity curves of the Fermi satellite and the Cherenkov arrays HESS and the future CTA.

In all cases a very powerful jet is required to account for the X-ray observations, $L_{\text{jet}} \gtrsim 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, what means that the accretion rate must be near the Eddington limit (similar results have been previously found by, for example, Markoff et al. 2003, and Homan et al. 2005). The X-ray data is always explained as synchrotron radiation of primary electrons. Depending on the case, radio emission is due to synchrotron radiation of primary ($m = 1.8$) or secondary leptons ($m = 1.5$). Between $\sim 100 \text{ MeV}$ and $\sim 1 \text{ TeV}$, for $m = 1.5$ the dominant contribution is proton synchrotron radiation. In the model with $m = 1.8$, the magnetic field in the acceleration region is lower and SSC emission dominates at these energies. The most relevant hadronic contributions above $\sim 1 \text{ TeV}$ are due to pp and $p\gamma$ interactions. Electromagnetic radiation of secondary charged pions and muons is not significant; synchrotron emission from electron-positron pairs is relevant in models where the acceleration region is nearer to the base of the jet and the magnetic field is higher.

High-energy photons can be absorbed in the jet photon field before escaping, modifying the shape of the production spectrum. The main process of absorption is pair production due to photon-photon annihilation, $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Gamma-rays mostly annihilate against the low-energy photons of the electron synchrotron field. Although this field is intense, the acceleration region is far enough from the jet base for the photon density to be low. Therefore, the opacity is small and the primary spectrum of Figure 1 is not strongly modified.

In the model with $m = 1.5$, the hadronic contribution at high-energies is undetectable with present gamma-ray instruments. In the model with $m = 1.8$, proton synchrotron radiation and the contribution of inelastic pp collisions could be detectable by Fermi and HESS II.

Along with $\gamma\gamma$ annihilation, muon decay and direct pair production in $p\gamma$ collisions also inject electron-positron pairs. The total pair production rate is $\dot{N}_e \sim 10^{38} - 10^{40} \text{ s}^{-1}$. According to the latest available catalogue (Liu et al. 2007) the number of low-mass X-ray binaries in our Galaxy is 186. Therefore, the values of \dot{N}_e we obtain are of the order of the minimum value estimated by Wednespointer et al. (2008) to explain the observed flux at 511 keV.

4. Conclusions

We have developed a model for electromagnetic emission in microquasar jets that allows to fit the observed spectrum of the low-mass microquasar GX 339-4. The emission in radio to X-rays is due to electron synchrotron radiation, but above ~ 100 MeV, the contribution due to hadronic interactions dominates. Depending on the model, this high-energy emission may be detectable by the gamma-ray satellite Fermi and the Cherenkov arrays HESS and the future CTA and HESS II. These observations may provide important information about the hadronic content of microquasar jets.

The pair production rate predicted by the model is large enough to account for the pair injection rate required to produce the observed annihilation line flux at 511 keV, according to the estimations of Wednespointer et al. (2008). This supports, at least in energetic terms, the association between LMXRBs and annihilation line emission suggested by the correlation in their spatial distribution. In this way, other proposed explanations such as annihilation of dark matter may turn unnecessary.

Acknowledgments. GSV thanks Nicolás Casco for his help with fitting algorithms and Matías Reynoso for useful discussion. This research was supported by ANPCyT through grant PICT-2007-00848 BID 1728/OC-AR and by the Ministerio de Educación y Ciencia (Spain) under grant AYA 2007-68034-C03-01, FEDER funds.

References

- Corbel S. et al. 2003, A&A, 400, 1007
- Gallo E. et al. 2004, MNRAS, 347, L52
- Heinz S. 2008, IJMP D, 17, 1947
- Homan J. et al. 2005, ApJ, 624, 295
- Khangulyan D., Hnatic S., Aharonian F.A. & Bogovalov S. 2007, MNRAS, 380, 320
- Liu Q. Z., van Paradijs J. & van den Heuvel E. P. J. 2007, A&A, 469, 807
- Markoff S. et al. 2003, A&A, 397, 645
- Muñoz-Darias T., Casares J., Martínez-Pais I.G. 2008, MNRAS, 385, 2205
- Nowak M. A., Wilms J. & Dove J. B. 2002, MNRAS, 332, 856
- Romero G. E. & Vila G. S. 2008, A&A, 485, 623
- Reynoso M. M. & Romero G. E. 2009, A&A, 493, 1
- Stecker F.W., Baring M.G. & Summerling E.J., 2007, ApJ, 667, L29
- Wednespointer et al. 2008, Nature, 451, 159

Parte VI

**Instrumentación y Sitios
Astronómicos**

Surface roughness estimation of a parabolic reflector

N. A. Casco

Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)

Abstract. Random surface deviations in a reflector antenna reduce the aperture efficiency. This communication presents a method for estimating the mean surface deviation of a parabolic reflector from a set of measured points. The proposed method takes into account systematic measurement errors, such as the offset between the origin of reference frame and the vertex of the surface, and the misalignment between the surface rotation axis and the measurement axis. The results will be applied to perform corrections to the surface of one of the 30 m diameter radiotelescopes at the Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR).

Resumen. La rugosidad superficial de una antena reflectora es uno de los parámetros que reduce la eficiencia de la apertura. En este trabajo se presenta un método para la estimación de la rugosidad superficial de una antena parabólica a partir de un conjunto de puntos medidos. El método propuesto corrige ciertos errores sistemáticos de la medición, como la falta de coincidencia entre el punto de referencia de las mediciones y el vértice de la superficie, y la desalineación entre el eje de revolución de la superficie y el eje de la medida. Los resultados obtenidos serán aplicados para realizar correcciones a la superficie de uno de los radiotelescopios de 30 m de diámetro del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR).

1. Introduction

Superficial imperfections of a reflector antenna reduce its performance and limits its maximum working frequency. Under certain general assumptions, the Ruze Criterion (Ruze 1966; Zarghamee 1967; Balanis 1982; Baars 2007) allows evaluation of the loss α in the antenna gain for a given wavelength λ , as a function of *rms* surface error ε ,

$$\alpha = e^{-\left(\frac{4\pi\varepsilon}{\lambda}\right)^2} \quad (1)$$

Figure 1(a) shows the reduction in the gain of a reflector antenna as a function of ε/λ . The effects on the gain as a function of wavelength for different values of ε can be seen in Figure 1(b). The plot corresponds to calculations made for a 30 m diameter parabolic reflector antenna, like Antenna II at IAR.

Periodical determination of ε is required to perform the necessary corrections (Parker & Srikanth 2001). In this work we present an algorithm that estimates the surface roughness and other surface parameters from a set of measured points.

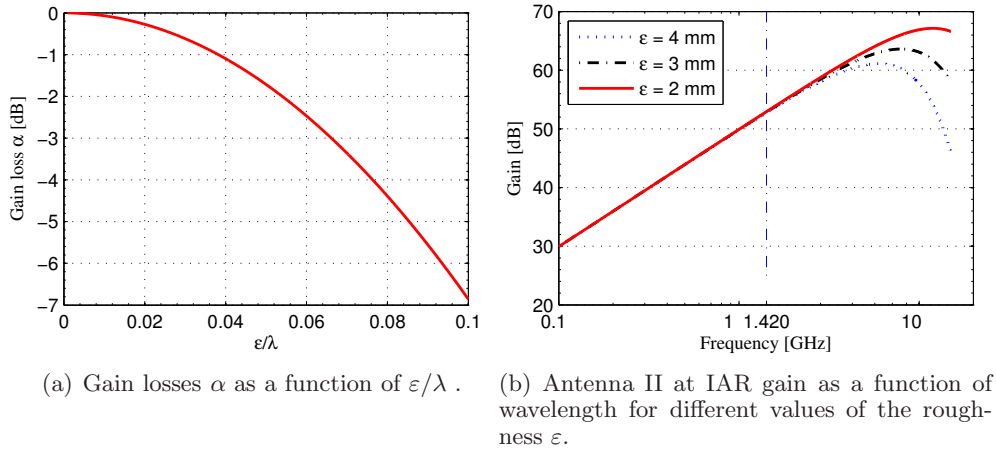


Figure 1. Effects of the surface roughness ϵ on the gain of a reflector antenna.

2. Fitting algorithm

The fitting algorithm uses a parametric model of the surface \mathbf{X} adapted from Ahn (2005),

$$\mathbf{X}(\mathbf{a}, \mathbf{u}) = \mathbf{R}(\mathbf{a}_\theta, \mathbf{a}_\varphi) \left[\begin{pmatrix} u_1 \cos(u_2) \\ u_1 \sin(u_2) \\ \frac{u_1^2}{4a_f} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{pmatrix} \right] \quad (2)$$

Here $\mathbf{u} := (u_1, u_2)^T$ are the parameters that generate the points on the surface, where $(\cdot)^T$ denotes the transpose matrix. $\mathbf{R}(\mathbf{a}_\theta, \mathbf{a}_\varphi)$ is the rotation matrix that corrects the misalignment between the axis of the paraboloid and the axis of the measurement, and $(a_x, a_y, a_z)^T$ is a translation that compensates the difference between the origin of the measurement coordinate system and the one of the surface. Parameter a_f is the focal length of the ideal parabola.

The algorithm estimates the parameter vector that defines the surface: $\mathbf{a} := (a_f, a_x, a_y, a_z, a_\theta, a_\varphi)^T$. Unlike previous works that performed an algebraic fitting of the surface (Muravchik et al. 1990; Ahn 2005), here the mean square of the orthogonal distance d_i between the surface and the measured points is minimized. This approach has the advantage of yielding the minimum roughness. Although the approach results in an increased computational load and greater complexity, this should pose no problem for current desktop computers and modern programming languages (Eaton 2002).

The estimated parameter vector $\hat{\mathbf{a}}$ is obtained from the expression

$$\hat{\mathbf{a}} = \arg \min_{\mathbf{a} \in \mathbb{R}^k} \sum_{i=1}^p d_i^2(\mathbf{a}) \quad (3)$$

The number of parameters to fit is $k = 6$ and p is the number of measured points. The optimization problem was solved using a *Quadratic Sequential Programming*

method. The value of d_i was calculated analytically to further improve the performance of the algorithm, see Casco (2008).

3. Method validation

Monte Carlo simulations (Bevington & Robinson 2003) were carried out to check the stability of the method and its correct implementation. Each simulation consisted in generating 700 points on a paraboloid of known parameters \mathbf{a} , contaminated with measurement noise, and perform the fit to obtain $\hat{\mathbf{a}}$. The position of the synthetically generated points was approximately the same as that of the measured points. The simulation parameters are summarized in Table 1. Figure 2 shows the results obtained from a thousand simulation runs using different colours when more than one parameter is plotted on the same graph. It can be concluded that the algorithm is stable and accurate enough for the proposed application.

Parameter	Variation range	Statistical distribution
Focus	12.5 ± 1.5 m	Uniform
Translations x, y, z	10 cm	Uniform
Rotations	$\pm 5^\circ$	Uniform
ε	5 mm	Gaussian

Table 1. Monte Carlo simulation parameters.

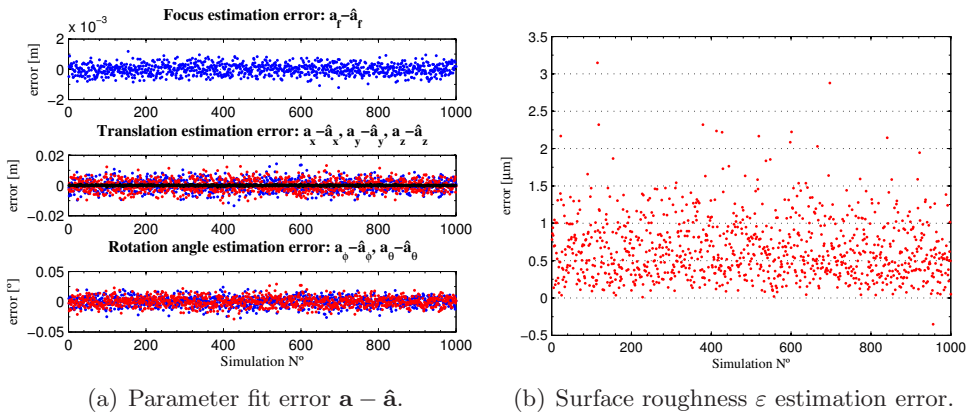


Figure 2. Results of the Monte Carlo simulation.

4. Data visualization

Routines that generate surface roughness contour plots on the antenna, interpolating the processed data, were also developed. This provides a graphical assessment of the results that help to determine possible corrective actions. Figure 3 is an example of the contour plots obtained.

5. Conclusions

A processing algorithm for the measurements of the surface of a large reflector antenna was presented. It allows to simultaneously estimate the parameters that define the surface and the systematic measurement errors, in order to minimize the orthogonal distance between the measured points and the ideal

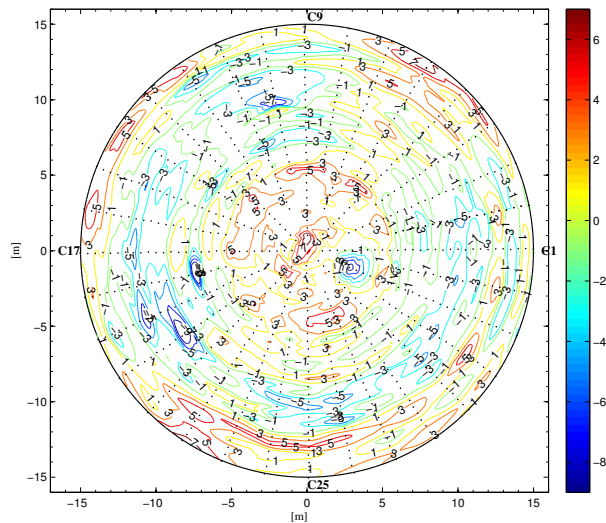


Figure 3. Contour plots of the surface deformation of the antenna [mm]. Black dots indicate the positions where measurements were made by Cáceres et al. 2008.

surface. The method presents some advantages over previous works (Muravchik et al. 1990), based on an algebraic fitting. The algorithm implementation was validated through Monte Carlo simulations. Furthermore, data visualization routines were developed to ease data assessment. This method will be applied to perform an upgrade to the surface of the Antenna II at IAR.

References

- S. J. Ahn, *Least Squares Orthogonal Distance Fitting of Curves and Surfaces in Space*, Springer, 2005.
- J. W. M. Baars, *The Paraboloidal Reflector Antenna in Radio Astronomy and Communication. Theory and Practice.*, Springer Science, 2007.
- C. A Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, John Wiley & Sons, 1982.
- P. R. Bevington, D. K. Robinson, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, 3rd Edition, 2003.
- J.M. Cáceres, G. M. E. Villa, A. P. Lucchesi, *Determinación de la rugosidad de una superficie*, Facultad de Ingeniería, UNLP, 2008.
- N. Casco, “Estimación de la Rugosidad Superficial de la Antena II”, Informe Interno IAR N° 95, Instituto Argentino de Radioastronomía, 2008.
- J. W. Eaton, *GNU Octave Manual*, Network Theory Limited, 2002.
- C. Muravchik, C. Rago, J. A. Bava, A. J. Sanz, “Método de Verificación de Imperfecciones en Superficies de Antenas Reflectoras Parabólicas”, Informe Interno IAR N° 66, Instituto Argentino de Radioastronomía, 1990.
- D.H. Parker, S. Srikanth, “Measurement system for the Green Bank Telescope”, *IEEE Int. Symposium Antennas and Propagation Society*, vol.4, pp. 592-595, 2001.
- J. Ruze, “Antenna Tolerance Theory A Review”, *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, no. 4, pp. 633-640, 1966.
- M. S. Zarghamee, “On Antenna Tolerance Theory”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 15, no. 6, pp. 777-781, 1967.

PRESENTACIÓN MURAL

Numerical simulation of winds behaviour in Macón site

E. Gonzalez¹, C. Sacco¹, R. Vrech^{2,3}, V. Renzi², D. García Lambas² & P. Recabarren^{2,3}

(1) *Simularis, Simulation in Engineering and Science.*

(2) *Instituto de Investigaciones Teóricas y Experimentales, CONICET - UNCba.*

(3) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, U.N.Cba.*

Abstract. The set up of a large telescope requires a previous comprehensive study of the local meteorological and seeing conditions. The south ridge of mount Macón, province of Salta, Argentina has been studied for more than a year and good seeing conditions have been found. However, strong wind conditions drastically affect the selection of the best place where a large telescope may be installed. In the present work, a CFD (Computed Flow Dynamic) study is performed to analyze the wind speed distribution and flow pattern over the site. A GPS based high resolution topographical model was developed. The numerical formulation is a large eddy simulation (LES) of the incompressible Navier-Stokes equations approximated using the finite element method and results are confirmed with the experimental measurements.

Resumen. La instalación de grandes telescopios requiere de un acabado estudio de las condiciones locales meteorológicas y de seeing. El filo sur del Cordón Macón, en Salta, Argentina, ha sido estudiado por más de un año, se han encontrado buenos valores de seeing. Sin embargo, los fuertes vientos afectan drásticamente las posibilidades de elección de este sitio. En el presente trabajo, se expone un estudio computarizado dinámico de flujo (CFD) con el objeto de evaluar y analizar los patrones de flujo sobre el sitio. Se cuenta con un modelo topográfico basado en datos GPS. La formulación numérica es una simulación a gran escala de las ecuaciones de Navier-Stokes son aproximadas usando el método de incrementos finitos. Los resultados fueron confirmados con mediciones experimentales.

1. Introduction

The Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE) in collaboration with the European Southern Observatory (ESO) has been studying the south ridge of mount Macón. One year of measurements of the seeing quality through the Differential Image Motion Monitor (DIMM) and the atmospheric turbulence through Multi-Aperture Scintillation Sensor (MASS), three years of meteorological data and detailed studies of seismic activity has been collected. Besides, the essential parameters for construction and operation, as accessibility, water

and power supply, etc., of an observatory facility were subject of analysis. The study shows that Macón site is a high quality place to install a telescope facility, but strong wind conditions prevail. The final objective of this work is to determine the ideal localization for a potential telescope facility within the Macon mount candidate area taking into account the wind speed distribution. Airflow pattern and wind speed distribution are calculated by CFD and compared to experimental measurements. IATE has two meteorological stations installed in Macon mount. The main station, named NewSite is at the main summit. The secondary station, named USite, is 380m east from the summit station.

2. Mathematical Model

In this section we consider the flow problem for an incompressible fluid using the Navier-Stokes equations,

$$\frac{\delta u}{\delta t} + u \cdot \nabla u - v \Delta u + \frac{1}{\rho} \nabla p = f \quad \text{in } \Omega \times (0, t_f) \quad (1)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad \text{in } \Omega \times (0, t_f) \quad (2)$$

where

Ω = flow domain, t = time variable,
 $(0, t_f)$ = time interval for the simulation, u = velocity field,
 ∇ = gradient operator, v = kinematic viscosity,
 Δ = laplacian operator, p = pressure and ,
 f = external body forces

The state of the airflows under consideration is generally turbulent. The standard Smagorinsky turbulence model is used (Smagorinsky 1963), being its expression,

$$v_T = c \cdot h \cdot \sqrt{\varepsilon : \varepsilon} \quad (3)$$

where

c = Smagorinsky constant(0.41), h = element size,
 ε = velocity strain rate tensor

The near-wall strategy adopted here is based on the law of the wall. Since we are considering summit local aerodynamics and high wind conditions, we assume density constant and convective flow contributions negligible in this preliminary study. The energy equation is decoupled and not taken into account.

3. Numerical Model and Simulation

The set of partial differential equations is solved using the finite element method (Sacco 2008). The time-dependant fluid flow equations are solved by the fractional step (FS) method (Lohner 2001). The time integration uses the first-order accurate backward Euler scheme. It is also necessary to use a stabilization method capable of dealing with all the instabilities that the standard Galerkin method presents. The stabilization technique used here is the Orthogonal Sub-scale Stabilization (OSS) (Bell 1989; Codina 2000; Soto 2001).

The modeling of the ridge area was made by the combination of two sources of topographical information. A Differential Global Positioning System (DGPS) topographical survey of the summit carried out in 2008 by Geonorte (Geonorte 2008) was combined with a low resolution portion of the NASA Shuttle Radar Topographic Mission (SRTM) survey.

A single computational domain is considered to solve the airflow around the Macon ridge. The zone of interest around the summit is 1 x 0.5 km at an elevation of 1km. Then the discretized domain covered a section of 9.2 x 10.6km of terrain and extends to an altitude of 9.8km to guarantee independance of local aerodynamics on the boundary conditions, these being, fixed velocity at inflow, pressure outlet and no slip at the terrain surface. The generated mesh for this domain was formed by 2.6 million tetrahedral elements and a boundary layer mesh was created on the ground. This boundary layer is formed by 7 elements in the surface normal direction and the first element is 0.5m high.

The solution obtained is not stationary. In the computed flow pattern, multiple vortex shedding and flow separation were observed, especially behind the mountain range. However, the flow pattern within the summit zone is steady, only partially affected by the downward vortex. These results are summarized in following Figures.

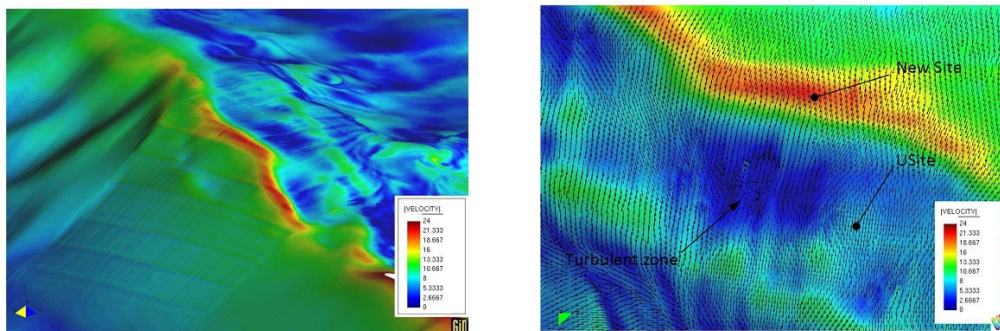


Figure 1. Velocity distribution and vectors. Weather station locations

The simulated evolution of the wind speed at the NewSite and USite is shown in the next figure.

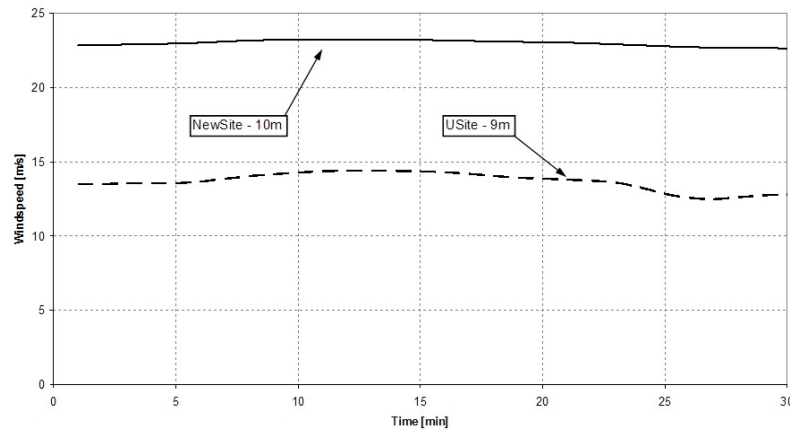


Figure 2. Simulated evolution of wind speed

4. Conclusions

The study was initially carried out at a higher than average wind speed in order to evaluate the high wind condition. The measured ratio between wind speed at NewSite (experimental 11 m/s and simulation 14 m/s) and USite (experimental 20 m/s and simulation 23 m/s) compares well with the simulation results.

Given then stability of the wind speed and direction in different years, these one month results presented here are representatives.

From the design point of view, this work shows that CFD is a powerful tool to decide, under stable wind conditions, which location is the best to place a new station to study the potential installation of a telescope facility. Although experimental measurements must be made to take into account meteorological variations and unstable characteristics that cannot be simulated, this kind of study may shorten the site testing time and save money. Future work may include heat transfer addition and the modeling of the potential telescope buildings.

References

- Instituto Geonorte, Cerro Macon Differential GPS Topographical Survey, Universidad Nacional de Salta, 2008.
- Lohner R., Applied CFD Techniques, John Willey and Sons (2001).
- Sacco C. and Gonzalez E., Finite element method solution of the Navier-Stokes equations, First Argentine Congress of Aeronautica Eng. CAIA I, La Plata, Arg., 2008.
- Smagorinsky J., General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment, Monthly Weather Rev. 91 (1963) 99-164.
- Bell J., Collela P. and Glaz H., A second order projection method for the Navier-Stokes equations, J. Comput. Phys. 85, 257-283 (1989).
- Codina R., Stabilization of incompressibility and convection through orthogonal subscales in finite element methods, Comput. Methods Appl. Eng. 190, 1579-1599 (2000).
- Soto O., Lohner R., An implicit monolithic time accurate finite element scheme for incompressible flow problems, AIAA 2616-2631 (2001).

PRESENTACIÓN MURAL

Estabilidad y precisión del espectrógrafo EBASIM para la detección de planetas extrasolares

E. Jofré¹ y J. F. González^{1,2}

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

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

Abstract. We present a long-term precision and stability analysis of the EBASIM spectrograph to evaluate the possibilities of detecting extrasolar planets using this instrument. Analysing radial velocities of standard stars over a period of 3 yr, we found that EBASIM presents small instrumental drifts of ~ 0.12 km/s around the instrumental zero-point of $+0.57$ km/s and has a radial velocity precision of 130 m/s for late main-sequence stars. These values make it capable of detecting or confirming the exoplanets known as “hot Jupiters” only if their radial velocity amplitudes are greater than 390 m/s. On the other hand, by examining a sample of 13 solar type stars, we found 6 variable stars which were previously unreported, including a double-line spectroscopy binary (HR 6786).

Resumen. Presentamos un análisis de la precisión y estabilidad a largo plazo del espectrógrafo EBASIM del CASLEO, para evaluar la posibilidad de detectar planetas con este instrumental. Analizando las velocidades radiales de estrellas estándares en un período de 3 años, encontramos que EBASIM presenta pequeños corrimientos instrumentales de ~ 0.12 km/s respecto del punto cero instrumental de $+0.57$ km/s y tiene una precisión en la medición de velocidades radiales de estrellas tardías de 130 m/s. Estos valores lo hacen apto para la detección o confirmación de planetas del tipo “Júpiter caliente”, siempre y cuando las amplitudes en velocidad radial excedan los 390 m/s. Por otro lado, analizando una muestra de 13 estrellas de tipo solar, encontramos 6 estrellas variables sin reportes previos, incluyendo una binaria espectroscópica de doble línea (HR 6786).

1. Introducción

Hasta la fecha, más de 400 planetas han sido detectados alrededor de otras estrellas (<http://exoplanet.eu>), siendo el método Doppler de velocidad radial (VR) el más fructífero en la detección. Esta técnica consiste en detectar el movimiento alrededor del centro de masa que estos objetos subestelares y/o de masas planetarias ocasionan a su estrella huésped. La amplitud típica de sus curvas de VR, varía aproximadamente entre 0.0044 km/s (HD 69830) y 12.22 km/s (HD 41004 B). Teniendo en cuenta el éxito del método Doppler en la detección de planetas extrasolares y el rápido crecimiento de este campo en los últimos años, en este trabajo analizamos la posibilidad de detectar planetas con este méto-

do utilizando el espectrógrafo EBASIM, estudiando su estabilidad y precisión a largo plazo.

2. Observaciones, mediciones de VR y análisis de variabilidad

Analizamos los espectros de todas las estrellas estándares de VR observadas en el CASLEO en el período 2003-2006, incluyendo 18 estándares CORAVEL y ELODIE de alta precisión en VR (Udry et al. 1999). Además, observamos en forma reiterada una muestra de 13 estrellas de tipo solar de baja velocidad de rotación (estrellas de programa), con el fin de buscar eventuales variaciones de VR. Los espectros fueron tomados con el telescopio de 2.15 m + espectrógrafo de banco EBASIM (R=38000), abarcan la región espectral 3800-5950 Å, tienen S/N ~ 80 y fueron reducidos con el paquete de programas IRAF. Para medir VRs, utilizamos el método de correlaciones cruzadas con la tarea *fxcor*, usando templates sintéticos y observados. Para la estrella HR 6786 - una binaria espectroscópica de doble línea (SB2) - ajustamos una función gaussiana en la región interior al FWHM de cada uno de los 2 picos de la función de correlación, obteniendo VRs para cada componente. La función de correlación para este objeto presenta un lomo ensanchado por debajo de uno de los picos, cuyo movimiento en el tiempo indicaría que el sistema binario está ligado físicamente a una tercera componente de alta rotación que se mueve en VR.

Tabla 1. VRs medias y variabilidad en estrellas estándares(*) y de programa

Estrella	V	Tipo Esp.	VR (km/s)	Error (km/s)	N	σ_r (km/s)	χ^2	$P(\chi^2)$	var/cte
HR 188*	2.04	G9II-III	13.49	0.18	3	0.22	2.46	0.48	cte
HR 6056*	2.75	M0.5III	-19.13	0.40	15	0.54	46.01	0.00	var
HR 6603*	2.78	K2III	-11.82	0.18	4	0.10	0.47	0.98	cte
HR 6970*	5.14	G8III	8.29	0.34	4	0.13	0.44	0.98	cte
HR 8183*	5.36	K0III	22.59	0.14	4	0.15	2.35	0.67	cte
HR 8232*	3.00	G0Ib	6.82	0.22	10	0.14	3.98	0.95	cte
HR 8551*	4.79	K0III	55.26	0.20	3	0.47	9.53	0.02	?
HR 6595	4.87	F6V	4.35	0.10	4	0.43	92.64	0.00	var
HR 6748	5.95	G5V	28.88	0.11	3	0.50	25.76	0.00	var
HR 6786	5.86	F2V	-52.64	1.02	4	83.62	23965.17	0.00	SB2
HR 6998	5.86	G4V	51.12	0.11	4	0.08	1.29	0.86	cte
HR 7454	5.47	F5V	-21.14	0.07	4	0.15	6.53	0.16	cte
HR 7597	4.70	G5V	-2.23	0.08	3	2.11	891.94	0.00	var
HR 7637	5.88	F8V	23.76	0.08	4	0.85	336.53	0.00	var
HR 7875	5.12	F8V	-37.69	0.07	3	0.04	0.60	0.94	cte
HR 8031	6.11	F5V	10.12	0.16	5	0.59	58.69	0.00	var

Para las estrellas con más de 3 mediciones de VR de ambas muestras, analizamos la Distribución Chi cuadrado con n grados de libertad $P(\chi^2, n)$ considerando a una estrella como variable en VR cuando $P(\chi^2, n) < 0.01$, posible variable cuando $0.01 \leq P(\chi^2, n) \leq 0.05$ y constante cuando $0.05 < P(\chi^2, n) \leq 1$. Este análisis reveló que las estrellas consideradas estándares de VR, HR 6056 y HR 8551, y las estrellas de programa HR 6595, HR 6748, HR 7595, HR 7637 y HR 8031, además de la binaria de doble línea (HR 6786), presentan variabilidad en VR. Resumimos estos resultados en la tabla 1, la cual incluye sólo las estrellas con más de 3 mediciones.

3. Estabilidad y precisión a largo plazo del espectrógrafo EBASIM

A partir de las VRs medidas y de las VRs promedio publicadas para las 18 estrellas estándares (Udry et al. 1999), determinamos la distribución de las diferencias ($VR_{EBASIM} - VR_{pub}$), con lo cual pudimos establecer el punto cero instrumental del espectrógrafo. Encontramos que existe, en promedio, una diferencia de +0.57 km/s entre las VRs absolutas medidas con EBASIM y las publicadas para estas estándares.

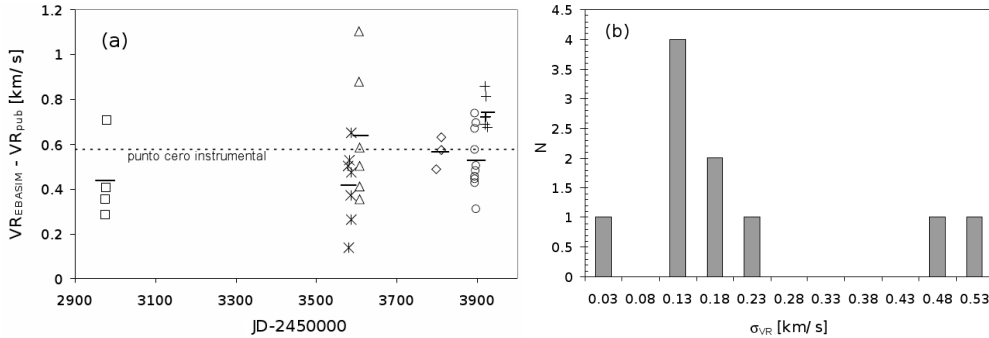


Figura 1. (a) Corrimientos instrumentales experimentados por EBASIM a lo largo de 3 años. - (b) Histograma de la dispersión de las mediciones de VR de las estrellas estándares.

Analizando $VR_{EBASIM} - VR_{pub}$ en los distintos turnos y sus diferencias con el punto cero instrumental, encontramos que existen pequeños corrimientos instrumentales desde 0.01 km/s hasta 0.17 km/s, en una escala de tiempo de 3 años (Figura 1a), que podrían deberse a la forma en que se preparó el instrumento en cada turno. La magnitud de los corrimientos encontrados es incluso menor a los corrimientos instrumentales que experimenta CORAVEL, superior a 1 km/s, en la misma escala de tiempo (Udry et al. 1999), lo cual refleja la alta estabilidad de EBASIM a largo plazo para la medición de VRs. A partir del cálculo de la dispersión cuadrática media (σ_{VR}) de las VRs de aquellos objetos estándares con más de dos mediciones y que no presentaron variabilidad, construimos la distribución de las dispersiones de VR (Figura 1b), cuyo promedio resultó ser de 0.13 km/s, valor que consideramos como la precisión de EBASIM en la medición de VRs absolutas de estrellas de tipo solar.

Por otro lado, teniendo en cuenta la precisión en VR de EBASIM y cantidades como amplitud, período y masa mínima ($M_p \sin i$) para los planetas detectados usando el método Doppler, pudimos determinar las características típicas de planetas cuya detección se vería favorecida usando este instrumento. Poniendo un límite inferior de $3\sigma_{VR} = 390$ m/s para poder establecer con seguridad las amplitudes mínimas en VR que sería posible detectar con EBASIM, encontramos que de los 228 planetas detectados por Doppler hasta Noviembre de 2008 (<http://exoplanets.org/>), 31 de ellos caen por encima de este límite inferior. En la Figura 2 graficamos $M_p \sin i$ vs. a (semieje mayor) para los planetas detectados por VR hasta esa fecha, marcando con círculos los planetas que están dentro del límite de detección del EBASIM. 23 de estos objetos tienen $a < 1$

UA con $M_p \sin i > 1.44 M_{Jup}$, de los cuales 10 corresponderían a planetas tipo “Júpiter Caliente”, es decir planetas gigantes gaseosos con $a < 0.1$ UA.

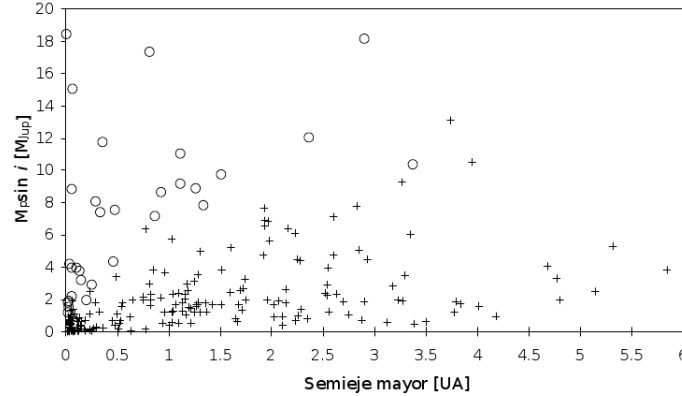


Figura 2. $M_p \sin i$ vs. a para los planetas detectados por VR. Con círculos se marcan aquellos que caen dentro del límite de detección de EBASIM.

4. Conclusiones

A partir de la medición de VRs de estrellas estándares, encontramos que el espectrógrafo EBASIM tiene una precisión de ~ 130 m/s en la medición de VRs de estrellas tardías y presenta corrimientos instrumentales de ~ 0.12 km/s respecto del punto cero instrumental calculado en $+0.57$ km/s. Estos corrimientos sugieren la observación de estrellas estándares de VR en un eventual programa de búsqueda de planetas o variables de baja amplitud, para controlar y corregir posibles corrimientos instrumentales en los distintos turnos. A partir de estos valores de precisión y estabilidad encontrados, nos es posible establecer que el instrumental del CASLEO (telescopio de 2.15m + EBASIM) es capaz de detectar planetas extrasolares, principalmente del tipo “Júpiter Caliente”, siempre y cuando las amplitudes en VR excedan los 390 m/s. Además, a partir de la muestra de 13 estrellas brillantes de tipo solar, descubrimos 6 estrellas con variabilidad en VR: HR 6595, HR 6748, HR 6786, HR 7597, HR 7637 y HR 8031. En particular, HR 6786 resultó ser una binaria espectroscópica de doble línea con posibilidades de pertenecer a un sistema triple. Asimismo, encontramos que HR 6056 y HR 8551, estrellas consideradas estándares de VR, exhiben dispersiones superiores a 0.40 km/s, por lo que también las reportamos como posibles variables.

Referencias

Udry, S., Mayor, M., and Queloz, D., 1999, *Precise Stellar Radial Velocities*, ASP Conference Series, Vol. 185, pp. 367-77, eds. J. B. Hearnshaw and C. D. Scarfe.

PRESENTACIÓN MURAL

Caracterización astronómica del sitio Cordón Macón en la provincia de Salta

V. Renzi¹, R. Vrech¹, D. Ferreiro¹, D. García Lambas^{1,2}, M. Solinas³, H. Muriel^{1,2}, J. Viramonte⁵, M. Sarazin⁴ y P. Recabarren^{1,2,3}

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

(2) *Consejo Nac. de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)*

(3) *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, U.N.Cba.*

(4) *European Southern Observatory (ESO)*

(5) *Grupo Geonorte, U.N. de Salta.*

Abstract. We present the results of measurements on astronomical site characterisation in the north-west of Argentina in the period May 2008 to July 2009. The Macón site was originally selected for testing the possibility of a large astronomical facility by the European Southern Observatory (ESO). Initial measurements were performed at the west edge of the mountain (ESO site) but later, the location of the site was changed 400 m to the north-east (U-Site) because in the original place the shape of the mountain induced an acceleration of the wind. The winds in the U-Site are significantly reduced while seeing remains in the same range of values.

Resumen. Se presentan los resultados de un año de mediciones (Mayo 2008 a Julio 2009) para la caracterización astronómica de un sitio en el noroeste de Argentina. La cadena del Macón fue originalmente seleccionada para evaluar la posibilidad de instalación de una gran facilidad astronómica por el Observatorio Europeo Austral (ESO). Las mediciones iniciales se realizaron en un punto sobre el borde oeste de la montaña (sitio ESO), cambiando posteriormente a una locación 400 m al noroeste (U-Site), ya que en el sitio original la morfología del terreno acelera los vientos. En el U-Site el viento es significativamente menor, mientras que el seeing se mantiene en el mismo rango de valores.

1. Introducción

El Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (Argentina) y el Observatorio Europeo Austral realizaron una extensa exploración en el noroeste argentino, en búsqueda de un sitio apto para instalar una gran facilidad astronómica, el denominado E-ELT (European Extremely Large Telescope). Se decidió la caracterización de un sitio sobre el cerro Macón, en proximidades de la localidad de Tolar Grande, en la Provincia de Salta (Figura 1). Se presentan acá los resultados de un año de mediciones de calidad del cielo, realizadas entre Mayo del 2008 y Julio del 2009, utilizando un equipo MASS-DIMM (Multi Aperture Scintillation Sensor (Kornilov et al., 2003) - Differential Image Motion Monitor (Sarazin

& Roddier, 1990)), datos meteorológicos, información sobre la tectónica de la zona y facilidades logísticas. Los vientos registrados en el sitio elegido motivaron la búsqueda de una nueva locación, el U-Site, en donde se verificó que la velocidad del viento disminuye en un factor 2, aproximadamente, sin degradación significativa de los valores de seeing.



Figura 1. Vista de las instalaciones en el cerro (torre del telescopio en primer plano, detrás paneles solares, estación meteorológica y refugio)

2. Aspectos Geográficos, meteorológicos y tectónicos

El cordón Macón posee características que lo hacen apto para la instalación de facilidades astronómicas, tales como un elevado porcentaje de noches despejadas (Erasmus, 2002), la vía férrea se encuentra a sólo 3 km del sitio de mediciones, el pueblo de Tolar Grande, que ofrece facilidades de alojamiento y comunicación, se encuentra a 10 km en línea recta del eventual emplazamiento de un observatorio, sumado al excepcionalmente bajo nivel de contaminación lumínica de la zona. La gran altitud del sitio elegido (4650 m), lo convierte en un lugar especialmente apto para la astronomía infrarroja. Existe un escaso nivel de partículas arrastradas por el viento y la extinción producida por las mismas está por debajo de valores de importancia. Los datos meteorológicos fueron obtenidos con una estación Vaisala Maws 100. Los registros indican una velocidad promedio del viento durante la noche de 12.7 m/s.

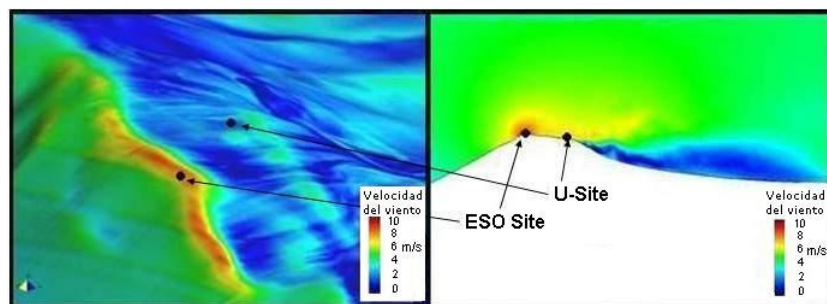


Figura 2. Resultados de la simulación numérica. Vista 3D y perfil del cerro

La dirección predominante es oeste-noroeste, siendo muy poco frecuentes vientos de otros cuadrantes. No obstante estos aspectos positivos, se observó que los vientos en el lugar eran muy intensos, lo que motivó un análisis especial que se expone particularmente en esta contribución. Los promedios de temperatura, humedad relativa y presión, son de 0.74°C , 23.3% y 581.3 mb , respectivamente. La cadena del Macón está compuesta por roca granítica con diaclasas, lo que permite calcular una tensión admisible del orden de los 35 kg/cm^2 , que la hace apta para la construcción de grandes estructuras. La actividad sísmica de la Puna es marcadamente inferior que aquélla al oeste de los Andes.

3. El problema del viento

La intensidad del viento se constituyó en el principal problema de este sitio, por lo que se realizó un modelado numérico del flujo de vientos con el objeto de ponderar adecuadamente sus efectos (Figura 2). Como resultado de este trabajo, se determinó que el lugar de emplazamiento original de los instrumentos se corresponde con un punto de aceleración del viento, debido a la morfología del terreno. Considerando, además, que una instalación astronómica de envergadura no podría ubicarse en el borde oeste del cordón por falta de espacio, se decidió instalar una estación meteorológica en el U-Site, en donde tal instalación sí sería posible. Se verifica que, en el U-Site, la velocidad del viento disminuye en un 40% con respecto al Sitio ESO. Se verificó también que no existe una degradación de los valores del seeing en esta nueva locación (Figura 3), lo que es consistente con la laminaridad evidenciada en la simulación. Restaría continuar realizando mediciones a los efectos de fortalecer estadísticamente esta conclusión.

El modelo ensayado se verificó con anemómetros a 10 y 30 metros de altura y en dos locaciones diferentes.

4. Mediciones de seeing y turbulencia

Las mediciones se realizaron en un punto de la cadena Macón (sitio ESO), ubicado a los $24^{\circ}37'22''$ de latitud sur y $67^{\circ}19'41''$ de longitud oeste, situado a una altura de 4650 m. Los resultados indican que el DIMM seeing promedio es $0.9''$ y su mediana $0.87''$, con una desviación estándar de $0.26''$. El valor de MASS "free seeing" promedio es $0.79''$ y su mediana $0.66''$, con una desviación estándar en este caso de $0.52''$, mientras el MASS boundary seeing promedio es de $0.52''$, con una mediana de $0.51''$ y una desviación estándar para estos datos de $0.21''$ (Vernin et al., 2009). Posteriormente al año de mediciones en el sitio de emplazamiento de la torre con los instrumentos MASS-DIMM, se procedió a verificar, a través de mediciones simultáneas, que no se evidencia degradación significativa del seeing entre este sitio y el nuevo punto en estudio (U-Site).

5. Conclusiones

El cordón Macón es un sitio apto para la instalación de grandes facilidades astronómicas como el E-ELT. Los valores de seeing son buenos y compatibles con la operación de grandes instrumentos, observándose que el Salar de Arizaro,

ubicado al oeste del Macón, influye favorablemente laminarizando los vientos que vienen desde la cordillera, también situada al oeste.

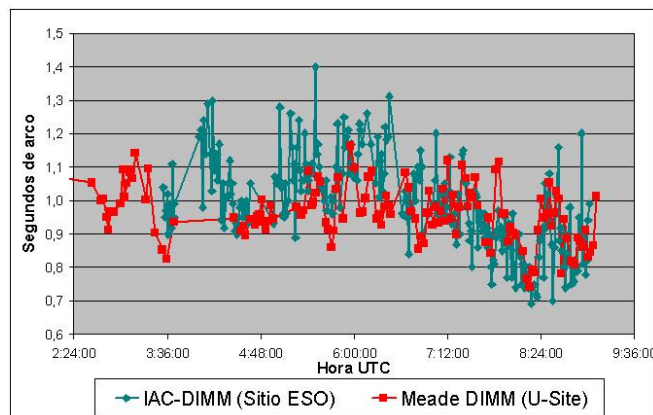


Figura 3. Mediciones simultáneas de seeing entre el sitio ESO y el U-Site.

La contaminación lumínica es casi inexistente, la actividad sísmica baja, la nubosidad nocturna es inferior al 12 % y la logística es aceptable, a pesar de su condición de gran aislamiento. Existe una vía férrea próxima al emplazamiento y la ruta provincial 27 se encuentra a menos de 5 Km del sitio propuesto. El principal problema que se evidenció en las mediciones fueron los elevados valores de velocidad del viento (12 m/s en promedio). A través de una simulación numérica y mediciones posteriores, se comprobó que existe una aceleración del viento debida a la morfología de la cara oeste del cordón, precisamente en el lugar de emplazamiento de la estación meteorológica. Mediciones realizadas posteriormente en una nueva locación hacia el noreste (U-Site), bajan estos valores a 7 m/s, sin que se evidencie degradación significativa de los valores del seeing. Esto nos lleva a concluir que es en este nuevo punto de mediciones donde debería instalarse un gran instrumento de observación astronómica y no en el sitio cercano al borde oeste de la montaña, en donde se hicieron las mediciones de los años 2008 al 2009. Refuerza este concepto el hecho de que en el nuevo sitio hay suficiente espacio para una gran construcción.

Referencias

- Erasmus, D.A., An Analysis of Cloud Cover and Water Vapor for the ALMA Project: A comparison between Chajnantor, Chajvirí and five Sites in Argentina using Satellite Data and a Verification of Satellite PWV Measurements. 2002.
- Kornilov, V., Tokovinin, A., Vozyakova, O., Zaitsev, A., Shatsky, N., Potanin, S. & M. Sarazin, MASS: a monitor of the vertical turbulence distribution. Proc. SPIE, 4839, 837-845, 2003.
- Sarazin, M. & Roddier, F. The ESO differential image motion monitor. *Astronomy & Astrophysics* 227, 294, 1990.
- Vernin, J., Muñoz-Tuñón, C. & Sarazin, M.: ESO Final report of all site observations, 2009.

Parte VII
Astrometría

PRESENTACIÓN ORAL

SPM4: The Yale/San-Juan Southern Proper Motion survey: 100 million absolute proper motions

W. F. van Altena¹, T. M. Girard¹, D. I. Casetti¹, K. Vieira¹, C. E. López², D. Castillo³, D. Monet⁴, N. Zacharias⁵, V. I. Korchagin⁶, I. Platais⁷, Y. S. Lee⁸, T. C. Beers⁸ & D. Herrera⁹

- (1) *Yale University, USA*
- (2) *University of San Juan, Argentina*
- (3) *ALMA, Chile*
- (4) *USNO, Flagstaff, USA*
- (5) *USNO, Washington, USA*
- (6) *Southern Federal University, Russia*
- (7) *Johns Hopkins University, USA*
- (8) *Michigan State University, USA*
- (9) *AURA, Tucson, USA*

Abstract. The Yale/San Juan Southern Proper Motion SPM4 Catalog is the culmination of a highly successful 47-year collaboration between the National University of San Juan (UNSJ) and the Yale Southern Observatory (YSO). The SPM4 Catalog contains absolute proper motions, celestial coordinates, blue and visual passband photometry for 103,319,647 stars and galaxies between the south celestial pole and -20 degrees declination. The Catalog is roughly complete to $V=17.5$ and the precision of its positions and absolute proper motions is approximately 30 to 150 mas and 2 to 10 mas/yr, respectively. It is based on photographic and CCD observations taken with the Yale Southern Observatory's double-astrograph at the Cesco Observatory in El Leoncito, Argentina.

Resumen. El Catálogo SPM4 de Movimientos Propios Australes de Yale/San Juan, representa la culminación de 47 años de exitosa colaboración entre la Universidad Nacional de San Juan, Argentina y el Observatorio Austral Yale (YSO), USA. Este catálogo contiene movimientos propios absolutos, coordenadas celestes y fotometría en azul y visual correspondiente a 103.319.647 estrellas y galaxias ubicadas entre el polo sur celeste y los -20 grados de declinación. El SPM4 está prácticamente completo hasta la magnitud $V=17.5$ y ofrece una precisión en posiciones y movimientos propios de, aproximadamente, 30 a 150 mas y de 2 a 10 mas/año, respectivamente. Está basado en observaciones realizadas con placas fotográficas y CCD obtenidas con el telescopio astrográfico doble del Observatorio Austral Yale, ubicado en el Observatorio Cesco, en El Leoncito, Argentina.

1. Historical Background

In 1960, the Yale-Columbia Southern Observatory, under the leadership of Dirk Brouwer of Yale University and Jan Schilt of Columbia University, was granted \$750,000 by the Ford Foundation. The goal of this project was to build an observatory to determine the accurate positions and apparent motions of the stars to study the structure of our Milky Way Galaxy from the Southern Hemisphere. Following a survey of potential sites in Australia, Chile and Argentina, the observatory was built at El Leoncito, Argentina. The Observatory was jointly operated by the University of Cuyo's Observatorio Astronómico "Felix Aguilar" (Oafa) in San Juan, under the leadership of Carlos U. Cesco and Jose Augusto López and the Yale-Columbia Southern Observatory, Inc.

The first survey of the Southern sky, now known as the Yale-San Juan Southern Proper Motion survey, or the SPM, was made between the years 1965 and 1979 under the direction of Adriaan J. Wesselink, Pierre Demarque and William van Altena at Yale following the death of Dirk Brouwer in 1966. Financial support for the survey was obtained through a series of grants from the US National Science Foundation. Due to changing research priorities at Columbia University, Columbia withdrew from the Corporation on June 30, 1974 and the name was officially changed to Yale Southern Observatory, Inc. on January 23, 1975. At that time William van Altena joined Yale and assumed the direction of the YSO and he continues to lead the organization and direct the SPM. About two years earlier, the University of Cuyo had split into several regionally based units. The one based in San Juan became known as the National University of San Juan (UNSJ) and it assumed the administration of the Oafa and partnership with the YCSO and then the YSO. After Carlos E. López arrived at the Oafa in 1980 he assumed responsibility for the YSO operations in Argentina and continues in that role. Subsequent directors of the Oafa and Rectors of the UNSJ made substantial contributions to the progress of the SPM. In 1990 the El Leoncito Observatory was renamed the Dr. Carlos U. Cesco Observatory on the occasion of the 25th anniversary of the beginning of observations in honor of Dr. Cesco's many contributions to the founding and operation of the Observatory.

2. Observations

The first-epoch survey was entirely photographic. The second-epoch survey is approximately 1/3 photographic (taken from 1988 to 1998) and 2/3 CCD-based (taken from 2004 through 2008). Each field has a pair of blue and yellow passband plates covering a 6.3 x 6.3 degree area of sky, taken simultaneously with the double-astrograph. Each photographic observation consisted of two offset exposures, one 2 hours in duration, the other 2 minutes. Also, an objective wire grating was always used in order to produce measurable grating images for the brighter stars. In this manner, the effective dynamic range of the plates was greatly increased, allowing bright Hipparcos-magnitude stars to be linked to external galaxies on the same plate. A more thorough description of the plate material and the various image systems is given by Girard *et al.* (1998).

All SPM plates were scanned with the Precision Measuring Machine (PMM) at the US Naval Observatory's Flagstaff Station (NOFS). The raw pixel data

were saved and later analyzed at the US Naval Observatory in Washington (USNO), to obtain image centers and photometric indices for all detectable images.

Beginning in 2000, CCD cameras were installed on the double astrograph to complete the SPM second-epoch survey. (Photographic plates with the 103 emulsion were no longer being produced.) Two cameras were installed, a 4K x 4K PixelVision (PV) camera (15 micron pixels) in the focal plane of the yellow lens, and an Apogee 1K x 1K (24 micron pixels) camera behind the blue lens. The latter was later replaced by an Apogee Alta 2K x 2K (12 micron pixels) CCD camera. Exposure times were 120-s, reaching the same depth as the first-epoch plates. As with the plates, the objective grating was in place for the CCD observations. The yellow lens' PV data were used for both astrometry and photometry. The blue lens' Apogee data were used only for photometry.

The SPM CCD frames are corrected for bias, dark, and flatfielding. SExtractor is used to identify objects, give aperture photometry, and provide preliminary x,y centers. Final x,y centers are derived by fitting two-dimensional elliptical Gaussian functions to the image intensities. See Casetti-Dinescu et al. (2007) for further details of the astrometric reduction procedures.

3. Construction of the Catalog

The astrometric reductions, for both the photographic and CCD data, made use of an input "master" catalog that was necessary to properly identify the various multiple images (diffraction grating orders and, in the case of the plates, multiple exposures). This master catalog was constructed by combining the following external catalogs in the specified order: 1 = Hipparcos; 2 = Tycho2; 3 = UCAC2; 4 = 2MASS psc; 5 = 2MASS xsc (extended sources, largely galaxies); 6 = LEDA (confirmed galaxies, Paturel et al. 2005, A&A 430, 751); 7 = QSO (Veron-Cetty & Veron 2006, A&A 455, 773). Objects appearing in multiple catalogs were found by positional coincidence and reconciled by adopting the position of the higher ranked one (Hipparcos being considered best). This master input catalog was then used to identify detections in the SPM plate and CCD data. Thus, an object that does not appear in any of these input catalogs, cannot appear in the SPM4 catalog. The completeness of the SPM4 is the product of the completeness of these input catalogs and the magnitude limits of the SPM material.

3.1. Astrometric reductions

In general, similar techniques to those used in constructing previous versions of SPM catalogs were used to build the SPM4. (See Girard et al. 1998, Platais et al. 1998, Girard et al. 2004.) Details of the current reductions are given in a file that accompanies the SPM4 catalog and will be published in a forthcoming paper by Girard et al. 2010. The catalog is on the system of the ICRS (International Celestial Reference System) via Hipparcos and Tycho2, and thus absolute.

3.2. Photometric reductions

The B,V photometry in the SPM4 is extremely heterogeneous. In some cases, it is derived from our blue and visual filtered CCD cameras. In some cases, it

is derived from the PMM measures of our first-epoch plates. And in the cases where neither of these are available or reliable, it is propagated from the input master catalog. Our magnitude errors are as likely to be caused by spurious radius measures or inappropriate extrapolations as they are by signal to noise considerations. Thus, we do not provide individual uncertainty estimates for the B,V photometry, however, their source is listed.

4. SPM4 catalog availability

The SPM4 catalog will be available through the CDS data center. The entire catalog is also available upon request from the author in compressed form on a DVD-R. In this case, two Fortran programs are available that users can compile and run in order to make extractions from the SPM4 catalog.

5. Acknowledgements

The Southern Proper Motion program is a 47 year-long collaboration involving the participation of numerous institutions and countless people. The following is a meager attempt at listing those "countless" many who have contributed to the success of the SPM program, culminating with the release of the SPM4 catalog: V. Kozhurina-Platais (STScI), R. Meyer (Boston, MA), A. Klemola (Lick Obs.), R. Méndez (Univ. de Chile), X. Guo (Yale), P. Holvorcem (Campinas, Brazil), J. T. Lee (CT), Z.-H. Tang (Shanghai), T.-G. Yang (Xian), W.-Z. Ma (Beijing), C.L. Lu (Nanjing), J.-F. Lee (deceased). Second-epoch observers not included as co-authors include: M. Cesco, H. Lépez, J. Torres, M. L. Varela and J. Vicentela.

We are grateful to the US National Science Foundation for their substantial support in the form of a series of grants spanning three decades, as well as financial and logistical assistance from the UNSJ and Yale. The SPM program would not have begun were it not for an initial grant from the Ford Foundation, which we gratefully acknowledge.

References

- Casetti-Dinescu, D. I., Girard, T. M., Herrera, D., van Altena, W. F., López, C. E., & Castillo, D. J. 2007, *AJ*, 134, 195
- Girard, T. M., Platais, I., Kozhurina-Platais, V., van Altena, W. F., & López, C. E. 1998, *AJ*, 115, 855
- Girard, T. M., Dinescu, D. I., van Altena, W. F., Platais, I., Monet, D. G., & López, C. E. 2004, *AJ*, 127, 3060
- Paturel, G., Vauglin, I., Petit, C., Borsenberger, J., Epchtein, N., Fouqué, P., & Mamon, G. 2005, *A&A* 430, 751
- Platais, I., Girard, T. M., Kozhurina-Platais, V., van Altena, W. F., & López, C. E., Méndez, R. A., Ma, Wen-Zhang, Yang, Ting-gao, MacGillivray, H. T., & Yentis, D. J. 1998, *AJ*, 116, 2556
- Véron-Cetty, M.-P. & Véron, P. 2006, *A&A* 455, 773
- Zacharias, N., Winter, L., Holdenried, E. R., de Cuyper, J.-P., Rafferty, T. J., & Wycoff, G. L. 2008, *PASP*, 120, 644
- Zacharias N, et al. 2009, "The Third US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC3)", submitted *AJ*

Parte VIII

Dinámica Estelar

PRESENTACIÓN MURAL

Comparación de diferentes rutinas de integración numérica de EDOs

L. A. Darriba^{1,2}, C. M. Giordano^{1,2} y P. M. Cincotta¹

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

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

Abstract. In this work we will compare the efficiency both in computing time and precision of an innovative software, which integrates differential equations by means of the Taylor method, developed by Jorba & Zou, against other two integrators, one based on a Runge-Kutta method (DOPRI8) and the other on a predictor-corrector method (Bulirsch-Stoer, BS hereafter). To do this, we performed integrations of the corresponding ordinary differential equations (ODEs) in order to compute the MEGNO, the largest Lyapunov Characteristic Number (LCN) and the equations of motion in a model of the potential of a triaxial elliptical galaxy, with a considerably high precision on the approximate solutions (10^{-15}). We show here some of the results and the conclusions that arise from its analysis. (More details could be seen in Darriba et al., which is in preparation).

Resumen. En este trabajo se comparará la eficiencia en tiempo de cómputo y precisión de un software novedoso, el cual integra ecuaciones diferenciales mediante el método de Taylor, desarrollado por Jorba y Zou, contra otros dos integradores, uno basado en un Runge-Kutta (DOPRI8) y otro tipo predictor-corrector (Bulirsch-Stoer, BS). Para ello, se realizaron integraciones de las ecuaciones diferenciales ordinarias (EDOs) correspondientes para calcular el MEGNO, el máximo exponente de Lyapunov (LCN) y las ecuaciones de movimiento en un modelo de potencial de galaxia elíptica triaxial, con una precisión en las soluciones aproximadas considerablemente alta (10^{-15}). Se muestran aquí algunos de los resultados obtenidos y las conclusiones que surgen de su análisis. Más detalles podrán verse en un trabajo de Darriba et al., actualmente en preparación.

1. El sistema: Modelo autoconsistente de una galaxia elíptica triaxial

Este potencial fue desarrollado a partir de un sistema autoconsistente de N -cuerpos, alcanzado luego de la virialización de un conjunto de 10^5 partículas (Muzzio et al. 2005). El potencial reproduce numerosas cualidades de las galaxias elípticas reales, como la distribución de masa, achatamiento, triaxialidad y rotación, lo que lo convierte en un modelo interesante sobre el cual calcular los indicadores antes mencionados (MEGNO y LCN). Las expresiones que describen

dicho potencial pueden verse en Muzzio et al. (2005).

Para definir las condiciones iniciales, se fijó la energía en $E = -0.5$ (la cual corresponde a una órbita central de eje x con período ~ 10 u.t.), se tomó una malla de 2080 puntos correspondientes a órbitas centrales ($x_0 = y_0 = z_0 = 0$) y luego se barrieron los valores de p_{x0} , p_{y0} y p_{z0} , con un paso $\delta p = 0.2$, de manera que $p_{x0}^2 + p_{y0}^2 + p_{z0}^2 = 2(E - V(x_0, y_0, z_0))$. Esto se realizó para $t_{final} = 5000$ y $t_{final} = 50000$ u.t., pero sólo se muestran los resultados para 50000 u.t., ya que ambos casos mostraban el mismo comportamiento. Para el cálculo del MEGNO, se tomó $t_{inicial} = 0.1$ u.t. para evitar una división por cero y $t_{inicial} = 0$, tanto para el cálculo del LCN como de las ecuaciones de movimiento. En todos los cálculos se pidió una tolerancia de 10^{-15} para el error de truncamiento de las soluciones aproximadas de las ecuaciones diferenciales.

2. Cálculo del MEGNO

Una herramienta muy útil para el estudio de la dinámica global, son los llamados *indicadores rápidos*. Uno de ellos es el MEGNO (*Mean Exponential Growth Factor of Nearby Orbits*) (Cincotta & Giordano 2003, Cincotta & Simó 2000). Para calcular el MEGNO, deben resolverse las ecuaciones de movimiento, las variacionales primeras y las siguientes ecuaciones (junto con sus respectivas ecuaciones diferenciales)

$$\begin{cases} Y(\gamma(\mathbf{x}_0; t)) \equiv \frac{2}{t} \int_0^t \frac{\delta \gamma(\mathbf{x}_0; t')}{\delta \gamma(\mathbf{x}_0; t')} t' dt' \\ \bar{Y}(\gamma_q(\mathbf{x}_0; t)) \equiv \frac{1}{t} \int_0^t Y(\gamma_q(\mathbf{x}_0; t')) dt' \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} Z' = t \frac{\delta \gamma(\mathbf{x}_0; t)}{\delta \gamma(\mathbf{x}_0; t)} \\ Y' = \frac{2}{t} Z. \end{cases} \quad (1)$$

Para mayor detalle sobre las ecuaciones del MEGNO, referirse a Cincotta & Giordano (2003) o Cincotta & Simó (2000).

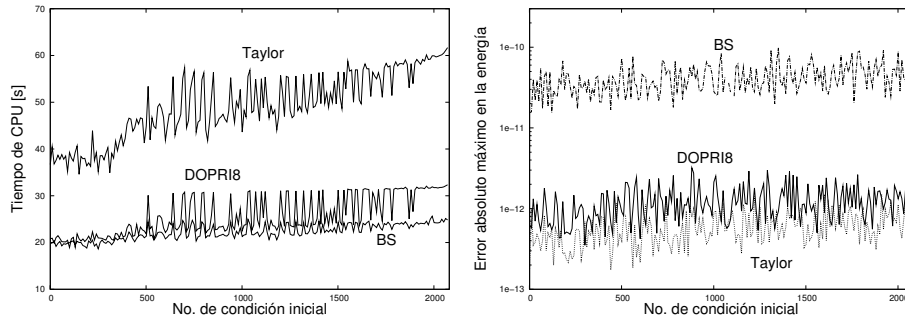


Figura 1. *Izquierda:* Tiempo de CPU vs. condiciones iniciales en el cálculo del MEGNO para el potencial triaxial, *Derecha:* error absoluto máximo en la energía ($\Delta E = E_i - E_0$) vs. condiciones iniciales.

Claramente se aprecia en la figura 1 que `taylor` muestra ser considerablemente más lento que los otros dos integradores ($\sim 200\%$) y, si bien es el más preciso, tiene una precisión apenas superior a DOPRI8 (un factor ~ 2). Debido

a que las ecuaciones diferenciales del MEGNO muestran tanto un t en el numerador (primera ecuación) como en el denominador (segunda ecuación), cuando se integra cerca de $t_{inicial}$ como de t_{final} , podría estar tomando pasos más chicos de lo necesario, debido a la naturaleza de dichas ecuaciones. Por ello, se intentó hacer el cálculo de un indicador más simple, el cual no incluye las ecuaciones del MEGNO y, por lo tanto, no tiene esa dificultad: el cálculo del Máximo Exponente de Lyapunov (LCN).

3. Cálculo del LCN

Para realizar estos cálculos, seguimos utilizando las mismas condiciones iniciales consideradas en el cálculo del MEGNO, como así también la misma tolerancia.

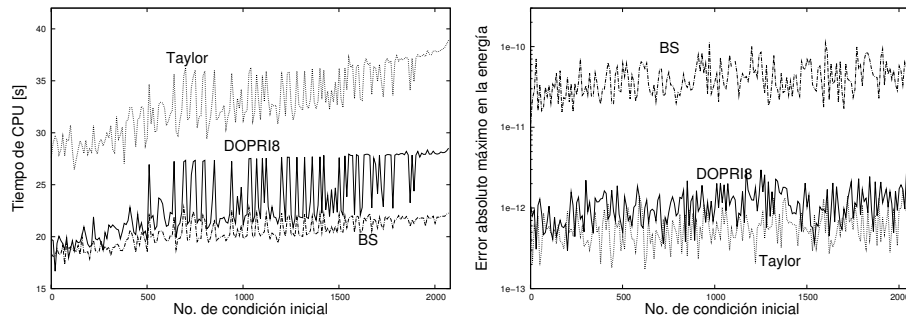


Figura 2. *Izquierda:* Tiempo de CPU vs. condiciones iniciales en el cálculo del LCN para el potencial triaxial, *Derecha:* error absoluto máximo en la energía ($\Delta E = E_i - E_0$) vs. condiciones iniciales.

Evidentemente, las ecuaciones que calculan el MEGNO cumplían un papel importante en la ralentización de `taylor`, ya que en el cálculo del LCN, la diferencia de tiempos entre éste y los otros dos integradores se redujo sustancialmente (entre un 40 y un 65 %). La conservación de la energía permanece igual, haciendo suponer que la remoción de las ecuaciones vinculadas al cálculo del MEGNO no influye sobre las precisiones de los integradores.

4. Cálculo de las ecuaciones de movimiento

Por último, se realizó el mismo cálculo que los anteriores pero sólo considerando las ecuaciones de movimiento, para ver si al obtener sistemas más simples de ecuaciones (es decir, menos ecuaciones) `taylor` puede mejorar su rendimiento. Al igual que en el caso del cálculo del LCN, conservamos las mismas condiciones iniciales y tolerancia que las utilizadas para el cálculo del MEGNO.

Aquí se ve un cambio en el comportamiento de los tiempos de CPU (Figura 3), donde `taylor` es más rápido que DOPRI8 y BS (entre un 6 y un 8 %). En cuanto al error en la energía, se observa el mismo comportamiento que en las dos secciones anteriores, llevando a la suposición que el hecho de simplificar el sistema no produce una mejora en la conservación de la energía. De todas

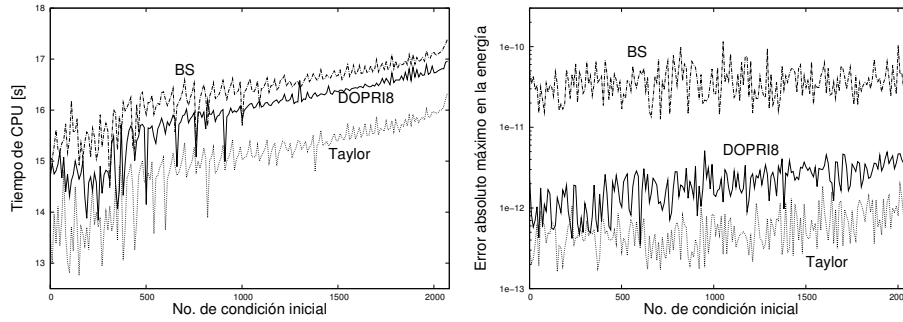


Figura 3. *Izquierda:* Tiempo de CPU vs. condiciones iniciales en el cálculo de las ecuaciones de movimiento para el potencial triaxial, *Derecha:* error absoluto máximo en la energía ($\Delta E = E_i - E_0$) vs. condiciones iniciales.

maneras, hay que tener en cuenta que, si bien los 3 sistemas de ecuaciones propuestos (MEGNO, LCN y ecuaciones de movimiento) se obtienen a partir de un mismo potencial, numéricamente suponen 3 problemas diferentes, por lo que la última afirmación no es tan evidente.

5. Conclusiones

En este trabajo se han mostrado cálculos realizados con `taylor` y sus respectivas comparaciones con DOPRI8 y BS, para el modelo de una galaxia elíptica, notándose que no se destaca frente a DOPRI8 y BS en cuanto a tiempos de CPU, excepto en el caso de la solución de las ecuaciones de movimiento. Por ello, se llega a la conclusión de que el paquete `taylor`, al carecer de una implementación óptima para el cálculo de ecuaciones variacionales (las considera como 6 ecuaciones diferenciales sin ninguna particularidad), se producen ralentizaciones tan severas como las que se observan en el cálculo del MEGNO y del LCN. No ocurre lo mismo en el cálculo de las ecuaciones de movimiento, donde se mostró que `taylor` constituye un integrador más eficiente que los otros dos.

Por lo tanto, en problemas que requieran sólo de la resolución de las ecuaciones de movimiento, como por ejemplo el estudio de la difusión en el espacio de fases, el paquete `taylor` es una alternativa eficiente frente a otros integradores que suelen utilizarse para este propósito.

Cabe destacar que los resultados obtenidos en estos cálculos son exclusivos para el modelo autoconsistente de una galaxia elíptica. Las conclusiones son entonces referidas sólo a este sistema.

Referencias

- Jorba, À. & Zou, M., 2004 (<http://www.maia.ub.es/dsg/2004/>)
 Muzzio, J.C., Carpintero, D.D. & Wachlin, F.C., 2005, CeMDA, 91, 173
 Cincotta, P.M., Giordano, C.M. & Simó, C., 2003, Phys. D, 182, 151
 Cincotta, P.M. & Simó, C., 2000, A&AS, 147, 205
 Darriba, L.A., Giordano, C.M. & Cincotta P.M., 2009, en preparación.

PRESENTACIÓN ORAL

Testeo del *MEGNO*: indicador rápido de la dinámica

N.P. Maffione^{1,2}, C.M. Giordano^{1,2} y P.M. Cincotta^{1,3}

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

(2) Instituto de Astrofísica La Plata (CCT La Plata – CONICET)

(3) CCT La Plata – CONICET

Abstract. We extend a previous work (Maffione, Giordano & Cincotta, 2007) where the Lyapunov characteristic exponents and the Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbits (*MEGNO*), introduced by Cincotta & Simó (2000), are compared. Some differences in their classifications appeared and one of the main possible causes of the discrepancy was discussed. Now, with the implementation of another technique closely related with the fast Lyapunov indicator (Froeschlé et al., 1997) and an analysis of the involved orbits' neighborhoods, we understood the reasons for the discrepancy, reaching a detailed evaluation of the *MEGNO* efficiency.

Resumen. Extendemos un trabajo previo (Maffione, Giordano & Cincotta, 2007) donde se comparan los exponentes característicos de Lyapunov y el *Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbits (MEGNO)*, introducido por Cincotta & Simó (2000). Se observaron algunas diferencias en sus respectivas clasificaciones y se discutió una de las posibles causas de la discrepancia. Ahora, con la implementación de otra técnica estrechamente relacionada con el indicador rápido de Lyapunov (Froeschlé et al., 1997) y el análisis de los entornos de las órbitas involucradas, logramos entender el por qué de la discrepancia, obteniendo así una evaluación detallada del rendimiento del *MEGNO*.

1. Introducción

En el presente trabajo pretendemos extender el estudio sobre el rendimiento del *Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbits (MEGNO)*, introducido por Cincotta & Simó (2000). Para ello, utilizaremos una muestra orbital extraída de un potencial estudiado por Muzzio et al. (2005), el cual modela una galaxia triaxial.

El objeto es poner a prueba el *MEGNO* de manera tal de remarcar no sólo los aspectos positivos del indicador, sino también sus puntos débiles. Por lo tanto, hemos llevado a cabo una comparación entre esta técnica y los exponentes de Lyapunov (los cuales constituyen la herramienta actualmente más difundida), como eventualmente con una ligera variante del indicador rápido de Lyapunov (*FLI*), desarrollado por Froeschlé et al. (1997).

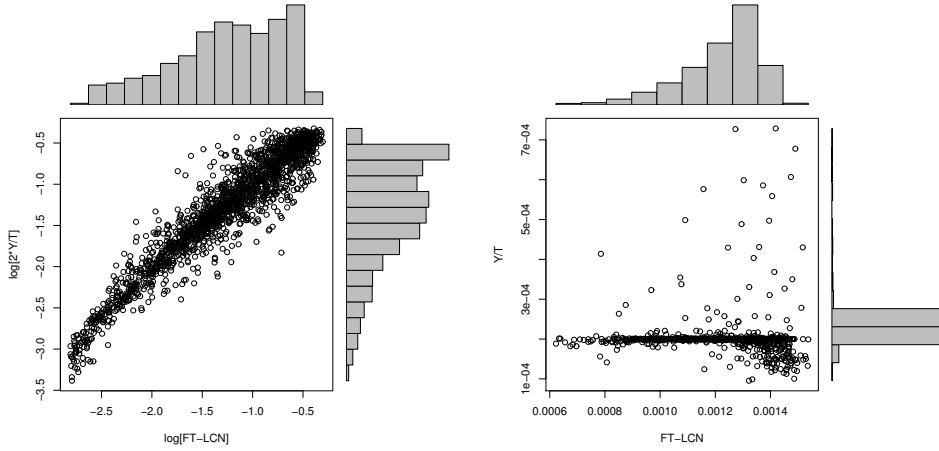


Figura 1. Correlaciones entre $2\bar{Y}/T$ y el LCN para **Oc** (panel de la izquierda) y entre \bar{Y}/T y el LCN para **Or** (panel de la derecha) para $T = 10000$ u.t. Incluimos las respectivas distribuciones.

2. Comparación de rendimientos a tiempos intermedios de integración

Comenzamos mostrando una comparación entre las clasificaciones del *MEGNO* - redefinido para conservar la misma escala entre los dos indicadores, i.e., $2\bar{Y}/T$ para la componente caótica y \bar{Y}/T para la componente regular, donde \bar{Y} y T son los valores del *MEGNO* y del tiempo final de integración (ver Cincotta & Simó 2000) - y del exponente máximo de Lyapunov (LCN) a 10000 u.t. De la Fig. 1 observamos un acuerdo muy bueno entre ambas técnicas. Por un lado, existe una correlación lineal ($r \approx 0.95$) para la componente caótica (**Oc**). Por otro lado, en el panel de la derecha para la componente regular (**Or**), tenemos un valor medio de \bar{Y}/T cercano a 0.0002 (el valor de corte tomado para el *MEGNO* = \bar{Y} es de 2.01, Cincotta & Simó 2000), con una desviación estándar $\lesssim 10^{-5}$. En cambio, para el LCN estimamos un valor medio de 0.0013, con una desviación estándar de $\approx 10^{-4}$. Resaltamos aquí el orden de magnitud de diferencia entre ambas desviaciones. A diferencia del conjunto **Oc**, para **Or** existe una discrepancia en las clasificaciones: 7.97% de las órbitas clasificadas por el LCN como regulares, el *MEGNO* las ubica dentro del intervalo adyacente al valor de corte [2.01; 10) (en el gráfico [0.000201; 0.001)), revelando un posible comportamiento caótico.

Es en este grupo particular de órbitas (**Or_d**) sobre el cual se realizará un estudio exhaustivo para determinar sus comportamientos y así establecer los puntos fuertes y débiles del indicador bajo análisis.

3. Sobre las órbitas del conjunto **Or_d**

Primero, debemos tener presente que las órbitas pertenecen a diferentes superficies de energía, es decir, poseen diferentes escalas de tiempo $T_c(E)$. Entonces, para asegurar valores confiables de los indicadores, se debería tomar que el tiempo de integración T cumpliera una condición del tipo $T \geq 10^3 T_c(E)$ (donde en

nuestro caso el $T_c(E)$ es el período de la órbita axial de eje mayor, el cual estima muy bien el tiempo característico de la familia de órbitas caja y aproxima satisfactoriamente el correspondiente a las órbitas tubo). Esto sugiere que sólo aquellas órbitas con $T_c(E) \leq 10$ (o energías $E \lesssim -0.58$) tendrían al *LCN* y al *MEGNO* fuera del transitorio, para el tiempo final de integración considerado: 10000 u.t.. Consecuentemente, una muestra escogida entre dicho conjunto de órbitas caja cumpliendo la condición detallada, será la utilizada para el análisis de rendimiento del *MEGNO*.

Hemos recalculado para las órbitas en \mathbf{Or}_d el *MEGNO* a 100000 u.t.. Encontramos que 52 órbitas (con valores de *MEGNO* inferiores a 3.5 a $T = 10000$), se aproximan al valor de regularidad ~ 2 a $T = 100000$, mientras que las restantes 79 observan valores por encima, a este nuevo tiempo final de integración. En lo que sigue, identificaremos al primer grupo como \mathbf{Or}_d^s y al segundo, \mathbf{Or}_d^u .

Para determinar el carácter real de estas órbitas, apelamos a una pequeña variación del llamado *FLI* (Froeschlé et al. 1997). El valor medio del *FLI* lo definimos como:

$$\langle \delta(t) \rangle = \frac{1}{t} \int_0^t \delta(t) dt,$$

donde $\delta = \|\vec{\delta}\|$ y $\vec{\delta}$ es la solución de las ecuaciones variacionales, tomando como condición inicial el valor $\delta_0 = 10^{-4}$.

Tomamos las siguientes órbitas representativas de \mathbf{Or}_d : A, B y C $\in \mathbf{Or}_d^u$, y D $\in \mathbf{Or}_d^s$.

En la Fig. 2 mostramos la evolución temporal de los tres indicadores para los tiempos de integración $T = 10000$ y $T = 100000$ u.t., correspondiente a la muestra representativa antes mencionada. Puede observarse con claridad que, a $T = 10000$ u.t., casi todas ellas exhiben un comportamiento estable, aunque el *MEGNO* y la media del *FLI* evidencian un incipiente crecimiento para las órbitas “B” y “C”, lo cual no se observa para el *LCN*. Cuando el tiempo de integración se incrementa, estas órbitas se separan del resto, revelando su comportamiento caótico.

En otro caso, las órbitas “D” $\in \mathbf{Or}_d^s$ y “A” $\in \mathbf{Or}_d^u$ parecen evolucionar de manera parecida, aunque pertenecen a distintos conjuntos. Cabe aclarar que el valor final del *MEGNO* está apenas por encima de ~ 2 para la órbita “A”. Para investigar el comportamiento de esta última órbita, se ha estudiado un entorno de 10^{-7} donde se calcularon los valores de los indicadores para 125 órbitas cercanas, tanto para $T = 10000$ como para $T = 100000$ u.t. Los resultados mostraron que los valores del *MEGNO* caen en el rango $1.95 \lesssim \bar{Y} \lesssim 3$ para $T = 10000$, y en (1.98, 2.27) para $T = 100000$ u.t. Luego, aunque el valor del *MEGNO* para la órbita “A” haya dado por encima del valor 2.01 (~ 2.014 a $T = 100000$), tomado para evaluar la muestra estadística de órbitas, este análisis particular de la misma asegura que debiera considerarse como una órbita a todo efecto, regular. Resultados análogos se encuentran con los otros dos indicadores.

Es necesario tener en cuenta que, en general, una órbita particular se encuentra dominada por la dinámica de sus alrededores y, por lo tanto, si es necesaria la determinación estricta de su carácter individual (como el caso de la órbita “A”), otro posible valor de corte para órbitas regulares debiera conside-

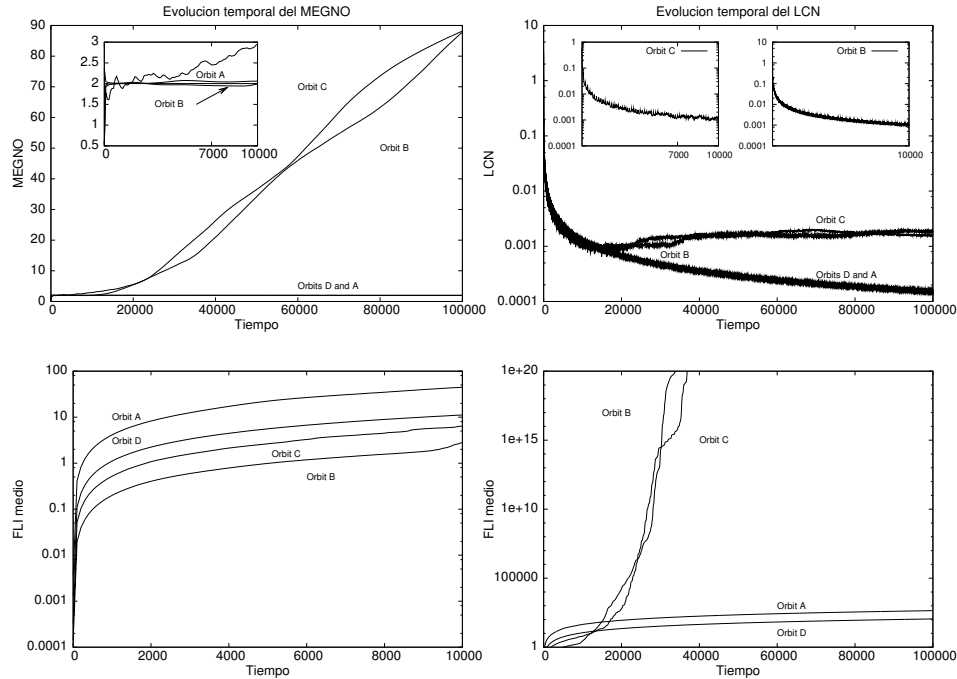


Figura 2. Evolución temporal del *MEGNO*, *LCN* y del valor medio del *FLI* para $T = 10000$ y $T = 100000$ u.t.

rarse como $\overline{Y} \sim d$, donde d pueda ser tomado como el valor medio de \overline{Y} sobre un dominio pequeño alrededor de la misma.

4. Conclusiones

El *MEGNO* es una técnica apropiada para la separación entre movimiento caótico y regular, debido a que ha mostrado una correlación muy buena con el *LCN* y en forma particular con el *FLI* (el valor de corte 2.01 resultó muy eficiente para cantidades estadísticas de órbitas). Provee además mejores resultados en caso de movimiento regular que el *LCN*, dando distribuciones más deltiformes, ya que \overline{Y}/T converge más rápidamente al valor nulo que el *LCN* (Cincotta & Simó 2000) dado por el algoritmo clásico (Benettin et al. 1976).

Si se requiere del análisis particular de una órbita, debe considerarse un valor de corte pesado con el entorno inmediato a la misma.

Referencias

- Benettin, G., Galgani L., & Strelcyn, J. M., 1976, Phys. Rev. A, 14(6), 2338
 Cincotta, P.M. & Simó, C., 2000, A&AS, 147, 205
 Froeschlé, Cl., Gonczi, R. & Lega, E., 1997, P&SS, 45, 881
 Maffione, N.P., Giordano, C.M. & Cincotta, P.M., 2007, BAAA, 50,47
 Muzzio, J.C., Carpintero, D.D. & Wachlin, F.C., 2005, CeMDA, 91(1-2), 173

Parte IX

Premios, Distinciones y Conferencias Especiales

INVITED TALK

The current structure of the trans-Neptunian region

A. Alvarez-Candal¹

(1) *European Southern Observatory, Chile*

Abstract. Over a thousand objects are known in the trans-Neptunian region, showing a great dynamical and physical heterogeneity.

Analysing in parallel state-of-the-art dynamical and observational studies it is possible to have a good idea about the mechanism that shaped the region. However, these studies, in particular, the dynamical ones are still under discussion.

In the present work I revise the ideas developed to explain the currently observed structure of the trans-Neptunian belt, starting from a description of the dynamical models and how the observations, imposing the constraints, are considered into their context.

Resumen. En la actualidad se conocen más de un millar de objetos en la región trans-Neptuniana. Contrariamente a lo esperado, los objetos que la pueblan muestran una gran heterogeneidad, dinámica y física. A partir del análisis en paralelo de estudios dinámicos y observacionales es posible tener una idea relativamente precisa sobre los mecanismos que actuaron, y actúan, sobre la región.

En esta presentación haré una revisión sobre la estructura actual de la región trans-Neptuniana, comenzando por la comparación de algunos recientes modelos dinámicos que intentan explicar el origen de las diferentes sub poblaciones allí encontradas. Estos modelos serán confrontados con los resultados observacionales actuales, que son, en definitiva, las restricciones a las que están sujetos.

1. Introduction

The trans-Neptunian population represents today's most primitive objects in the Solar System. Due to their distance to the Sun they probably avoided strong thermal alteration and may still retain the clues about how the Solar System was formed, and has evolved until the present.

The best way to start the introduction to this population is coming back in time and follow a simple time-line that will serve as guide through the developing ideas that lead to the search of new objects in the Solar System and the eventual discovery of the first trans-Neptunian object (TNO).

A simple time-line Since ancient times only 7 “planets” were known to humankind: Moon, Sun, Mercury, Venus, Mars, Jupiter, and Saturn. Anyhow, it

was believed that more planets existed. In 1801 G. Piazzi discovered the first asteroid in the Solar System: (1) Ceres, which, although expected to be a planet, was, instead, the first discovered asteroid (Cunningham 1988). Eventually Uranus and Neptune were discovered in 1781 and 1846, respectively. But the idea that more planets existed in our Solar System did not fade out.

A large survey was conducted by P. Lowell trying to find new planets. Unfortunately, he passed away before any new find. In the year 1930 was discovered the first object orbiting beyond Neptune: Pluto (Thombaugh 1961). Soon after it was proven that it was an object too small compared with the rest of the planets, but as it was the most distant object known, it kept its classification as a planet. Leonard (1930) hypothesised that Pluto was only the tip of the iceberg and that more objects could be lying beyond Neptune. Later on, Edgeworth (1949) and Kuiper (1951).

Surveys were conducted trying to discover new objects in the outskirts of the Solar System. Nevertheless, they were not successful until the end of the 70's when C. Kowal (1979) introduced (2060) Chiron, the first of a population known as centaurs and whose orbits lie between those of the giant planets. This was the first minor body discovered orbiting farther away than the orbit of Jupiter.

In 1980 J. Fernández (1980) studying the dynamics of a reservoir of objects beyond the orbit of Neptune found out that they their eventual evolution could explain the distribution of inclination of the known Jupiter family comets (JFCs), therefore settling the basement of the future dynamical studies of the trans-Neptunian belt (Tnb).

The cornerstone of our current understanding of the TNO population happened in 1992 when the first, other than Pluto, object beyond Neptune was discovered: (15769) 1992 QB₁ (Jewitt and Luu 1993). Its discovery pumped out the interest of the planetary community on this new population, and raised up new questions concerning their origin, their composition, their dynamical behaviour, their general relation with our understanding of how the Solar System formed. Another question, not scientifically relevant, but that had an important social impact was the reclassification of Pluto as what it really is, the first discovered object of a population lying beyond the orbit of Neptune and not a planet *per se*. A number was assigned: 134340 Pluto to the first of over 1300 objects currently known.

Current structure and properties Originally it was supposed that the TNOs were primitive objects, formed *in situ* and with a low level of dynamical excitation (eccentricities $\leq 10^{-3}$). Therefore, the distribution of physical and dynamical properties should be quite homogeneous. Big was the surprise when the belt was discovered to be excited (mean eccentricity ~ 0.1), and that different sub-populations are apparent when analysing the distribution of orbital elements (Fig. 1). These sub-populations are: (i) Resonant objects, i.e., those that are captured in mean motion resonances (MMRs) with Neptune, like the plutinos, named after (134340) Pluto, (ii) scattered objects, SDOs, those that are under the dynamical influence of Neptune, (iii) detached objects, those with large semi-major axes and that do not interact with Neptune, and (iv) classical objects, those that lie between 42 and 48 AU and have small to moderate eccentricities. The last are also sub-divided into the hot and cold populations ac-

ording to their inclination, high and low, respectively. The last sub-population of cold classical TNOs is probably the most similar to what was expected to be found (Gladman et al. 2008). Another interesting dynamical feature is the apparent cutoff of the classical disk at the precise location of the 2:1 MMR with Neptune (~ 48 AU).

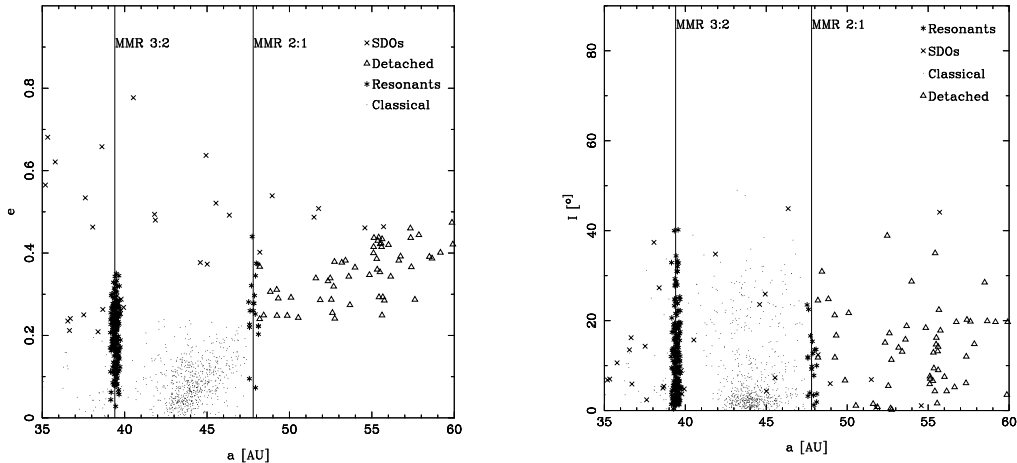


Figure 1. Distribution of orbital elements in the trans-Neptunian region. Each sub-population is marked with different symbols. *Left*: Semi-major axis *vs.* eccentricity.

Derecha: Semi-major-axis *vs.* inclination.

But the heterogeneity is not only found among the orbital parameters. The colors and spectral properties show a high degree of chemical and physical evolution. Colors, for instance show a spread ranging from neutral, i.e., solar colors, up to very red (Doressoundiram et al. 2008). This is reflected by the visible spectroscopy, $0.4 - 0.9 \mu\text{m}$, where most of the spectra are linear and featureless, but there is a large spread of spectral slopes (e.g., Jewitt and Luu 1996, Alvarez-Candal et al. 2008). This distribution is due to the surface composition, structure, and cometary activity but it is not yet clear which are the factors that interact. Anyhow, the largest objects discovered show some absorption bands, especially methane ice: (136199) Eris, (134340) Pluto, (136472) Makemake (e.g., Brown et al. 2005, Licandro et al. 2006).

The most interesting features appear when observing at wavelengths larger than $1.0 \mu\text{m}$. Absorption features due to overtones of several ices lie in this region: methane water ice, carbon monoxide, molecular hydrogen (see Fig. 2). Evidently, our ability to detect those signals is given by the brightness of the targets, which is not their main characteristic. Even with the largest telescopes in the world, VLT, Gemini, Keck, we are restricted to good data of only a few objects (see Barucci et al. 2008).

In conclusion, the trans-Neptunian region is very complex, dynamically and observationally. To have its complete portrait is therefore necessary to study as simultaneously as possible the dynamics and the distribution of observational properties. Therefore, I organized this review by describing, first, the two models that up to day have tried to explain extensively the properties of the TNb, and, second, the main observational characteristics.

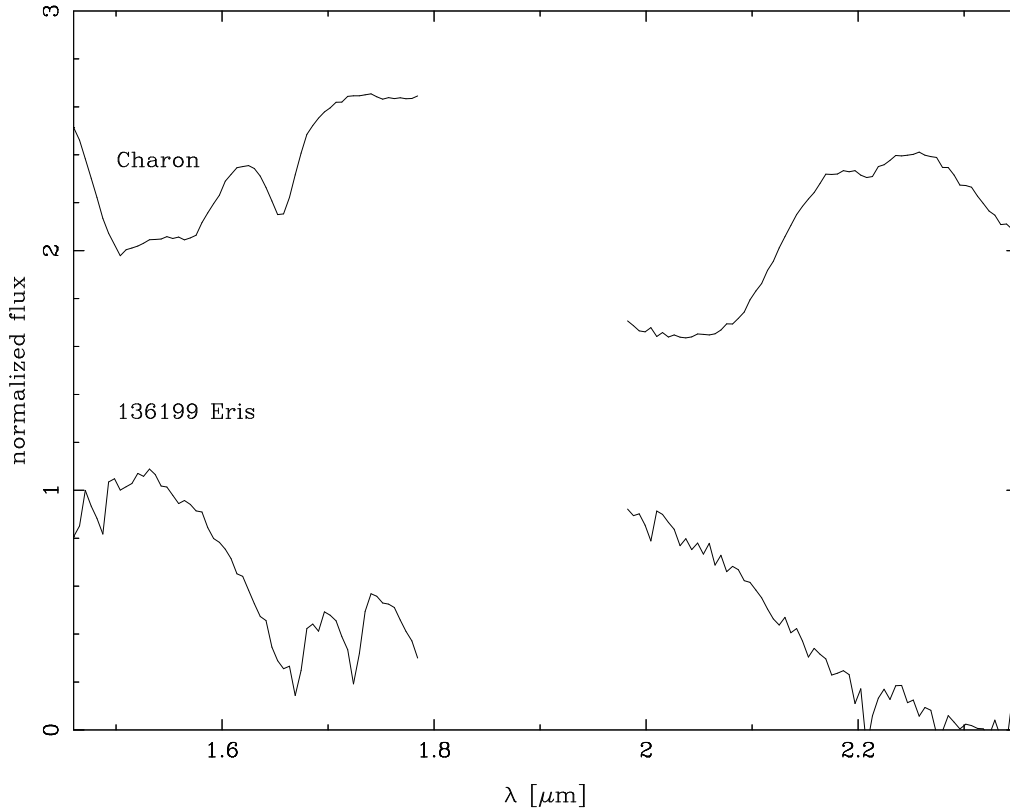


Figure 2. Spectra of two TNOs. The top one corresponds to Charon, which shows clearly bands of water ice at 1.5 and 2.5 μm . Note that the water ice is in its crystalline phase as showed by the feature at 1.65 μm . The shallower band at 2.2 μm corresponds to hydrated ammonia. The spectra on the bottom belongs to one of the largest known TNOs 136199 Eris, and it clearly show methane ice absorption features. Both spectra were taken with SINFONI at the ESO/Very Large Telescope, courtesy of M.A. Barucci.

2. Modeling the dynamical structure of the trans-Neptunian region

There are currently only two models that tried to explain most of the features found in the outer Solar System. They rely on a few common mechanism, but differ in the way they actuated and also on the phenomenon that triggered it.

A small parenthesis should be opened here, note that it is not my intent to show that one model is better than the other, but that using key ideas and different phenomena it is possible to recover the structure we known of the TNb, and that it will not be rare that new ideas arise in the future that will challenge, or confirm, the ideas described in the following lines.

but, before actually discussing the models, I will introduce the ideas that were carrying to them.

2.1. The basic ideas

Of course, make a complete description of the ideas would need a lot more than just a review. Anyhow I believe that there are five key ideas to remember.

(i) Planetary Migration Fernández and Ip (1984) showed that while small planetesimals interact dynamically with the giant planets, an exchange in angular moment happens, producing a net displacement of the planet. The total distance, and the direction of it depend on the quantity and the geometry of the encounters. It is relatively well accepted that Saturn, Uranus and Neptune migrated away from the Sun, while Jupiter migrated inwards, just a small quantity.

(ii) Resonance Sweeping Combining the planetary migration and the fact that MMR must move together with the planets, Malhotra (1995) was able for the first time to obtain a significant population of resonant objects, as well as scattered objects. Anyhow, the model was not able to recover the actual inclination distribution, and had problems explaining the distribution of physical properties.

(iii) Hot and Cold Populations among Classical TNOs Addressing the problem of the different populations found among the classical TNOs, Gomes (2003) proposed a mechanism that was able to generate the hot population from a different source region than the cold population. The model predicts that the cold classical TNOs formed *in situ* and were not much excited by the resonance sweeping. The resonant and scattered populations were created in the same fashion as in Malhotra's model. The hot classical TNOs, on the other side, share the origin with the scattered and resonant: while they were being scattered by Neptune they were captured in MMRs, due to the not reversibility of the dynamics introduced by Neptune's migration, some of the object could decrease their eccentricity and leave the resonances, becoming permanent members of the classical belt. Still this model could not deal with the lack of mass in the region of the cold classical belt.

(iv) Neptune's migration A new, and polemic, idea was introduced by Levison and Morbidelli in 2003. The whole proto-planetary disk was in fact in a more compact initial configuration, not extending beyond 35 AU. Gomes et al. (2004) studied this finding that, if the disk extended beyond this distance, Neptune would have never stop in its current position, finishing always well beyond 40 AU.

2.2. Two Main Models

Based on the previous main concepts, two models appeared that tried to explain the structure of the trans-Neptunian region. Chronologically first is the Nice model, from the French city of Nice (Tsiganis et al. 2005, Levison et al. 2008a), and the X-planet model (Lykawka and Mukai 2008).

The Nice Model The model has, among other, two main hypothesis. The first one is that the proto Solar System was in a more compact configuration does not extending further than 30 – 35 AU. Evidently, the planets were all in a closer configuration too, in particular Jupiter and Saturn were closer than today. During the dynamical evolution of the system, the planets first migrate

slowly until (second hypothesis) Jupiter and Saturn crossed their 2:1 MMR, producing an increase in the eccentricities of the outer planets, Uranus and Neptune, which started having deep incursion into the proto trans-Neptunian belt. From this chaotic frame, the model could explain many of the feature of today's Solar System, not only of the outer regions: for instance, the Jupiter trojans (Morbidelli et al. 2005), and the late heavy bombardment (Gomes et al. 2005).

The trans-Neptunian region starts to be shaped just after the cross of the MMR by Jupiter and Saturn. At that point Neptune's eccentricity reaches values as high as 0.2, and therefore its associated MMRs are very wide (see Murray and Dermott 1999) overlapping themselves and extending further away from the proto-disk. The position of the 3:2 MMR was already beyond the limit of the disk. The particles, being scattered by the icy giants, can freely wander in the region, taking the advantage of the chaotic sea created by the wide overlapping MMRs. Neptune's eccentricity is eventually damped out by dynamical friction, while still migrating away. Therefore the MMRs are sweeping the region and getting thinner. Some objects are carried by the resonances, while other are being expelled from them remaining trapped in the classical belt. According to this view, all the trans-Neptunian belt was formed inside 30 AU. The edge of the belt naturally appears as it is the farthest stronger first order MMR. The lack of mass is also explained, as today's objects are objects injected in the region.

As problems with this model we can mention that in general it produces classical TNOs too excited in eccentricity, it does not make observational predictions, and, taking into account the big-picture spirit of the model, it never really explains what happens to the terrestrial planets during the cross of the 1:2 MMR, or why the proto planetary disk was cut at 30 AU.

The X-planet Model The X-planet model does not make use of a more compact configuration of the proto Solar System. The planetary disk extended up to 50 – 60 AU and the giant planets migrated in a fashion similar to what is expected from the model of Malhotra (1995). The cornerstone of the model is the existence of a large planetesimal (up to 0.7 Earth masses) that affected the planetary disk.

The planetesimal was firstly scattered by Neptune into an orbit just slightly over 50 AU where it excited the proto trans-Neptunian belt, composed back then of only low-eccentricity low-inclination objects. So, in this stage the first hot classical TNOs are created (inclinations up to 10°). This early excitation also disrupts the disk, producing the edge of the TNb. Then the migration of the planets starts to play an important role, Neptune's MMRs sweep by the region, forming the resonant objects and the rest hot classical TNOs (inclinations over 10° mostly). The long term evolution finally produces the rest of the populations.

The evolution of the planetoid is a singular one, it probably got captured into a MMR of the form $r:1$, its perihelion distances raised up (perhaps up to 80 AU) and its inclination might increase over 20° .

A few of the problems with this model are: First, and probably the bigger one, the non detection of any such large planetoid to date. It might have escaped detection due to its large inclination, anyhow, it remains as a hypothesis to be tested. Also it fails to reconcile the late heavy bombardment with the obser-

vational evidence, as well as it needs further mechanism to explain the missing mass in the TNb. It also produces too many resonant objects.

3. Observational constraints to the models

Our main concern when trying to understand how to “fit” the models to the observations are the large observational biases to which we are submitted. TNOs are, in general, faint distant object, so evidently the largest and/or brightest ones will be preferred, as well as some particular populations due to their orbital properties, i.e., low perihelion distances.

Most of the data we deal with belong basically to three populations: Centaurs, which are not technically TNOs, but are related genetically to them; resonant objects, in particular the plutinos; and the classical TNOs.

3.1. Speaking about observational results

The centaurs are a population dynamically unstable because their orbits cross those of the giant planets. Their dynamical lifetimes ranges from a few 10^4 up to 10^6 yr (Bailey and Malhotra 2009). It is widely accepted that their sources lies among the SDOs (see Gomes et al. 2008), anyhow, a small fraction, up to 6 % could come from the plutinos (Di Sisto 2009). Therefore, as they may come from trans-Neptunian populations, they provide us with a first insight of the realm of properties that we might find there.

One of the most interesting observational result comes from the apparent bi-modality of their color distribution (see Peixinho et al. 2004, Lamy and Toth 2009). This bi-modality only appears on this particular population. As it is not observed on other populations of TNOs, one possible explanation is related to their dynamical evolution in the inner regions of the Solar System, those that show redder colors could have already suffered cometary activity and therefore their surface is covered by a layer of regoliths. On the other hand, the bluer ones could be relatively new arrivals (some other explanation?).

The classical TNOs are separated in two sub-populations: the cold population, low inclination objects, small in diameters, high albedos, and red colors; and the hot population, higher mean inclination, large objects could be found, lower albedos, and a large dispersion of colors. There is major consensus on the origin of the two populations: The cold one were probably formed farther from the Sun, while the hot population was former nearer and transported outwards. Of course, it is not yet clear, where were those formation regions, maybe in the place of today’s trans-Neptunian belt (X-planet model) or in inner regions (Nice model).

The key question of where one population finishes and where the other stars could give us an insight on this question. For instance in the context of the Nice model (Levison et al. 2008a) it is predicted that the border lies at about 5° , while in the X-planet model this separation happens at about 12° . The last observational evidence shows more agreement with the last borderline (Peixinho et al. 2008, Fornasier et al. 2009).

Also interesting information appears from the population of binaries among the classical populations. Benecchi et al. (2009) showed that both components have identical colors, therefore this might indicate a common origin, and prob-

ably that the colors are primordial. In the context of the Nice model this shall not be the case, while this is possible in the context of the X-planet, in particular when remembering that the binaries happen more often among the cold population (Noll et al. 2008), in agreement with a population that suffered less dynamical perturbations, and possible formed *in situ*.

Some other pieces of information can be taken from particular objects or groups. Unfortunately, the left space is not much, so I will have to fast summarize some key points:

(i) Haumea's group: Haumea is one of the largest TNO known, diameter about 2000 km discovered by Santos-Sanz et al. (2005). Brown et al. (2007) found that a group of objects, relatively close to Haumea, share spectral properties and proposed that they all are genetically related. Although the collision seems an unlikely event in the current environment there are dynamical studies supporting this idea (e.g., Levison et al. 2008b). Anyhow, it is an idea that remains to be proven. The only certain information about Haumea's group is that their surfaces are carbon depleted (Pinilla-Alonso et al. 2009).

(ii) Detached objects: The most representative of them being 90377 Sedna. 90377 Sedna is, until today the farthest object of the Solar System, with a semi-major axis of 500 AU. It is not really clear whether it is a part of the trans-Neptunian belt, a member of the inner Oort cloud, or an objects captured from other planetary system that suffered a close encounter with ours. Being so far away from the Sun, Sedna is a very faint object. The data collected up-to-date is not conclusive, although it has been suggested a resemblance with Triton (Barucci et al. 2005). Note, that no new objects have been found in Sedna's region so far (e.g., Schwamb et al. 2009)

4. Perspectives

Many questions remain open in the study of the outer regions of the Solar System. Which are the real origin of the different populations? Are the dynamical and physical properties related? We already have some hints of their answers, coming by mean of the dynamical models and the interpretation of our observations.

The observations with 10-m class telescopes opened the door for the first answers while the upcoming extremely large telescopes might finally let us into the room where the answers lie. These ELTs will allow us to observe fainter objects. A better characterization of the known population by higher SNR observations and maybe the possibility of obtaining ground based thermal information, important to constraint sizes.

Three such telescopes are being planned and might become operation within the next 20-30 yr: the Grand Magellan Telescope at Las Campanas, 20 m, the Thirty Meters Telescope at Mauna Kea, 30 m, and the European Extremely Large Telescope, unknown location, 42 m. Although the science cases of those telescopes are not the study of Solar System objects, the access of the minor bodies community to observing time will set the constraints to understand how it was shaped the trans-Neptunian region.

Finally, and as I started this review, the quest for new planets have not ended. Nowadays, this quest has been transferred to extra-solar systems. The planets found, although none of them is Earth-like, might also have trans-Neptunian-like regions. Therefore a first understanding of our TNb could be the cornerstone for study such systems.

Agradecimientos. Le agradezco al comité científico de la 52^{ava} reunión de la AAA por la invitación a participar del evento. También les agradezco, en orden alfabético, a F. DeMeo, R. Duffard y N. Todorović por sus comentarios y sugerencias sobre el manuscrito.

References

- Alvarez-Candal, A., Fornasier, S., Barucci, M.A., et al. 2008, *A&A*, 487, 741
Barucci, M.A., Cruikshank, D.P., Dotto, E., et al. 2005, *A&A*, 439, L1
Barucci, M.A., Brown, M.E., Emery, J.P., et al. 2008, in *The Solar System Beyond Neptune* (Barucci, M.A., et al. Eds.) p 143
Brown, M., Trujillo, C.A., Rabinowitz, D.L. 2005, *ApJ*, 635, L97
Brown, M., Barkume, K.M., Ragozzine, D., et al. 2007, *Nature*, 446, 294
Cunningham, C.J. 1988, *Sky & Telescopes*, March, 271
Murray, C.D., Dermott, S.F., 1999, *Solar System Dynamics*
Di Sisto, R., de Elía, G.C., Brunini, A. 2009, in the *IAUS 263*
Doressoundiram, A., Boehnhardt, H., Tegler, S.C., et al. 2008, in *The Solar System Beyond Neptune* (Barucci, M.A., et al. Eds.) p 91
Edgeworth, K.E. 1949, *MNRAS*, 109, 606
Fernández, J.A. 1980, *MNRAS*, 192, 481
Fernández, J.A., Ip, I.-W. 1984, *Icarus*, 58, 109.
Fornasier S., Barucci, M.A., de Bergh, C., et al. 2009, *A&A*, in press
Gladman, B., Marsden, B.G., Vanlaerhoven, C. 2008, in *The Solar System Beyond Neptune* (Barucci, M.A., et al. Eds.) p 43
Gomes, R. 2003, *Icarus*, 161, 404
Gomes, R., Morbidelli, A., Levison, H.F. 2004, *Icarus*, 170, 492
Gomes, R., Levison, H.F., Tsiganis, K., et al. 2005, *Nature*, 435, 466
Gomes, R., Fernández, J.A., Gallardo, T., et al. 2008, in *The Solar System Beyond Neptune* (Barucci, M.A., et al. Eds.) p 259
Jewitt, D.J, Luu, J.X. 1993, *Nature*, 362, 730
Jewitt, D.J, Luu, J.X. 1996, *AJ*, 112, 2310
Kowal, C.T. 1979, in *Asteroids* (Gehrels ed.) p 346.
Kuiper, G.P. 1951, in *Astrophysics* (Hynek ed.) p 357
Lamy, P., Toth, I. 2009, *Icarus*, 201, 674
Licandro, J., Pinilla-Alonso, N., Pedani, M., et al. 2006, *A&A*, 445, L35
Leonard, F.C. 1930, *Leaflet Astron. Soc. Pacific*, 30, 121
Levison, H.F., Morbidelli, A. 2003, *Nature*, 426, 419
Levison, H.F., Morbidelli, A., Vanlaerhoven, C., et al. 2008a, *Icarus*, 196, 258
Levison, H.F., Morbidelli, A., Vokrouhlický, D., et al. 2008b, *AJ*, 136, 1079
Lykawka, P.S., Mukai, T., 2008, *AJ*, 135, 1161
Malhotra, R. 1995, *AJ*, 110, 420
Bailey, B.L., Malhotra, R. 2009, *Icarus*, 203, 155

- Morbidelli, A., Levison, H.F., Tsiganis, K., et al. 2005, *Nature*, 435, 462
- Noll, K., Grundy, W.M., Stephens, D.C., et al. 2008, *Icarus*, 194, 758
- Peixinho, N., Boehnhardt, H., Belskaya, I., et al. 2004, *Icarus*, 170, 153
- Peixinho, N., Lacerda, P., Jewitt, D. 2008, *AJ*, 136, 1837
- Pinilla-Alonso, N., Brunetto, R., Licandro, J., et al. 2009 *A&A*, 496, 547
- Santos-Sanz, P., et al. 2005, *IAUC*, 8577, 2
- Schwamb, M.E., Brown, M.E., Rabinowitz, D.L. 2009, *ApJ*, 694, L45
- Tombaugh, C.W. 1961, in *Planets and Satellites* (Kuiper and Middlehurts eds.) p 12.
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., et al. 2005, *Nature*, 435, 459

INVITED TALK

Pulsations in white dwarf and pre-white dwarf variable stars

A. H. Córscico^{1,2}

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

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

Abstract. At present, the study of stellar pulsations constitute the only available approach for probing the internal structure of stars. In this paper we review the present state of knowledge of non-radial stellar pulsations (those in which the spherical symmetry is not preserved) applied to the particular case of white dwarf and pre-white dwarf stars. These stars constitute the end of the live of most of stars populating the Universe. They contain in their interior a detailed record of the evolutionary history of progenitor stars like our Sun. The primary aim of white-dwarf asteroseismology is to precisely decoding this record through the study of their pulsational patterns.

Resumen. El estudio de las pulsaciones estelares constituye actualmente el único medio capaz de sondear la estructura interna de las estrellas. En este artículo revisamos el estado actual del conocimiento de las pulsaciones estelares no-radiales (aquellas que no mantienen la simetría esférica) aplicadas al caso particular de las estrellas enanas blancas y pre-enanas blancas. Estos objetos constituyen el destino final de la mayoría de las estrellas que pueblan el Universo, y llevan encriptada en sus interiores la historia evolutiva previa de estrellas que originalmente fueron como nuestro Sol. El objetivo principal de la astrosismología de enanas blancas es precisamente descifrar esa información a través del estudio de sus patrones pulsacionales.

1. Introduction

Until about a couple of decades ago, almost all of what we knew about the properties of stars was derived from observations of their surface layers. Fortunately, the handsome circumstance that many stars pulsate opened a new opportunity to probe the *interior* of stars. The study of stellar pulsations, also called *stellar seismology* or *asteroseismology*, is a relatively young field of stellar astrophysics that, by means of the confrontation between the observed frequencies (periods) of pulsating stars and the appropriate theoretical models, is able to infer details of their origin, internal structure and evolution. The larger the number of frequencies detected in a given star, the more powerful asteroseismology becomes. Asteroseismological inferences are not limited to global quantities, such as gravity, effective temperature or stellar mass. They provide, in addition, in-

formation about the internal rotation profile, the chemical composition, the run of the local sound speed, the presence and strength of magnetic fields, the extent of convective regions, and several other interesting properties. It is important to note that the main observable of asteroseismology, the oscillations frequencies, are the quantities that most accurately one can measure for a star.

Table 1. Properties of pulsating white dwarfs. For the DQVs, the magnitude corresponds to the g magnitude of the SDSS *ugriz* system.

Class	Known pulsators	Visual magnitudes	T_{eff} [kK]	Periods [min]	Amplitudes [mag]	Driving mechanism
PNNV (1984)	10	11.8 – 16.6	110 – 170	7 – 100	0.01 – 0.15	$\kappa - \gamma$ (C/O)
DOV (1979)	6	14.8 – 16.7	80 – 160	5 – 43	0.02 – 0.1	$\kappa - \gamma$ (C/O)
V777 Her (1982)	20	13.6 – 16.7	22.4 – 28.4	2 – 18	0.05 – 0.3	$\kappa - \gamma$ (HeII) (convection?)
DQV (2008)	3	17.7 – 19.6	19 – 22	4 – 18	0.005 – 0.015	$\kappa - \gamma$ (C) (convection?)
ZZ Ceti (1968)	145	12.2 – 16.6	10.4 – 12.4	1.6 – 23.3	0.01 – 0.3	$\kappa - \gamma$ (H) convection

In the course of their lives, white dwarfs cross several instability strips where they become non-radial g -mode pulsating variable stars. Pulsations in white dwarfs manifest themselves as periodic bright variations in the optical and also in the FUV regions of the electromagnetic spectrum. Typical light curves show peak-to-peak amplitudes between 0.4 mmag and 0.3 mag. Pulsating white dwarfs are found at four regimes of effective temperature and gravity, as depicted in Fig. 1. In this figure, two post-VLTP (H-deficient) evolutionary tracks are plotted for reference. The theoretical blue edges of the instability strip for the GW Vir stars (Córscico et al. 2006), the V777 Her stars (Córscico et al. 2009a), the DQV stars (Córscico et al. 2009c), and the ZZ Ceti stars (Fontaine & Brassard 2008) are also shown.

The hottest known class ($80\,000\text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 180\,000\text{ K}$ and $5.5 \leq \log g \leq 7.5$) is constituted by variable H-deficient, C-, O- and He-rich atmosphere pre-white dwarf stars, named pulsating PG1159 stars. This family includes objects that are still surrounded by a nebula; they are the variable planetary nebula nuclei, designed as PNNVs. Pulsating PG1159 stars that lack of a nebula are called DOVs. Both groups (DOVs and PNNVs) are frequently referred to as GW Vir variable stars after the prototype of the class, PG 1159–035 (McGraw et al. 1979). Going to substantially lower effective temperatures and higher gravities ($22\,000\text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 29\,000\text{ K}$ and $7.6 \leq \log g \leq 8.2$), we find the pulsating DB (He-rich atmospheres) white dwarfs, also called DBVs or V777 Her variable stars, the existence of which was theoretically predicted by Winget et al. (1982) before their discovery. The next class of degenerate pulsators are the cool ($10\,500\text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 12\,500\text{ K}$ and $7.8 \leq \log g \leq 8.8$) pulsating DA (H-rich atmospheres) white dwarfs, also called DAVs or ZZ Ceti variable stars. It was the first class of pulsating white dwarfs to be discovered (Landolt 1968). In between the DBV and the DAV instability strips, we found the recently discovered class of hot DQ

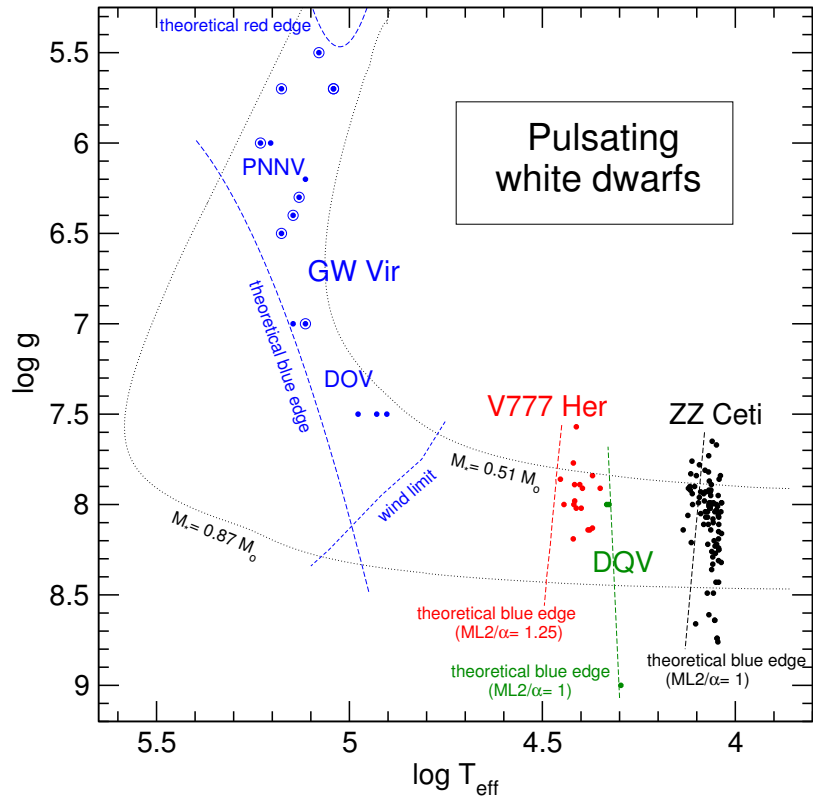


Figure 1. The several classes of pulsating white dwarfs in the $\log T_{\text{eff}} - \log g$ plane.

variable white dwarfs, or DQVs ($19000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 22000 \text{ K}$) (Montgomery et al. 2008). They are white dwarfs with C- and He-rich atmospheres. Table 1 presents a summary of the main characteristics of each class of pulsating white dwarf stars.

The study of pulsating white dwarf stars through asteroseismology has in the recent years enabled astronomers to access a wealth of details about the internal structure of white dwarfs, otherwise inaccessible by means of traditional techniques. For recent excellent reviews about pulsating white dwarf stars we refer the reader to the articles by Winget & Kepler (2008) and Fontaine & Brassard (2008). Before going on the pulsational properties of white dwarfs, we briefly review below the theory of stellar pulsations, with emphasis in non-radial gravity-mode pulsations.

2. Nonradial g -modes in white dwarfs

For details of the theory of linear nonradial stellar pulsations we highly recommend the interested reader to consult the excellent monographs of Unno et al. (1989) and Cox (1980). Here, we restrict ourselves to describe the basic properties of non-radial modes. Briefly, non-radial modes are the most general kind of

stellar oscillations. There exist two subclasses of nonradial pulsations, namely, *spheroidal* and *toroidal* modes. Of interest in this article are the spheroidal modes, which are further classified into *g*-, *f*- and *p*-modes according to the main restoring force acting on the oscillations, being gravity (buoyancy) for the *g*- and *f*-modes and pressure gradients for the *p*-modes.

For a spherically symmetric star, a linear non-radial pulsation mode can be represented as a three-dimensional standing wave of the form: $\psi'_{k\ell m}(r, \theta, \phi, t) = \psi'_{k\ell m}(r) Y_{\ell}^m(\theta, \phi) e^{i\sigma_{k\ell m}t}$, where the prime indicates a small Eulerian perturbation of a given quantity ψ (like the pressure, gravitational potential,...) and $Y_{\ell}^m(\theta, \phi)$ are the corresponding spherical harmonics. Geometrically, $\ell = 0, 1, 2, \dots$ is the number of nodal lines in the stellar surface and $m = 0, \pm 1, \dots, \pm \ell$ is the number of such nodal lines in longitude. Note that radial pulsations are recovered when $\ell = 0$. In absence of any physical agent able to remove spherical symmetry (like magnetic fields or rotation), the eigenfrequencies $\sigma_{k\ell m}$ are dependent upon ℓ but are $(2\ell + 1)$ times degenerate in m . Finally, $\psi'_{k\ell m}(r)$ is the radial part of the eigenfunctions, which for realistic models necessarily must be computed numerically together with $\sigma_{k\ell m}$. The eigenfunctions and eigenvalues are obtained as solution of a eigenvalue problem of fourth order in space, if we are considering the adiabatic approximation ($dS = 0$). The index $k = 0, 1, \dots$, known as the radial order of the mode, represents (in the frame of simple stellar models like those of white dwarf stars) the number of nodes in the radial component of the eigenfunction. They constitute concentric spherical surfaces where radial displacement is null. For *g*-modes, the larger the value of k is the lower the oscillation frequency, while for *p*-modes the opposite holds.

White dwarf and pre-white dwarf stars pulsate in non-radial *g*-modes with periods between about 100 s and 1200 s, although PNNVs are able to pulsate with much longer periods, up to about 6000 s. Curiously, the *g*-mode periods of white dwarfs are of the order of magnitude of *p*-mode periods for nondegenerate pulsating stars. It is interesting to note that radial modes and *p*-modes with periods between 0.1 and 10 s have been found pulsationally unstable in a number of theoretical stability analysis (Saio et al. 1983; Kawaler 1993) but, however, these short period modes have not been ever observed in any white dwarf star, although the interest in the topic has been recently renewed (Silvotti et al. 2007). Finally, we mention that until now, only modes with $\ell = 1$ and $\ell = 2$ have been identified with high confidence in pulsating white dwarfs. Modes with higher values of ℓ are thought to be excited, but due to geometric cancellation effects (Dziembowski 1977), they should be very difficult to detect.

3. ZZ Ceti or DAV stars

The ZZ Ceti stars —or simply DAVs— are the most numerous amongst the degenerate pulsators. They are found within a very narrow interval of effective temperature ($10\,500\text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 12\,500\text{ K}$). Their brightness variations, which reach up to 0.30 mag, are interpreted as being caused by *g*-modes of low degree ($\ell \leq 2$) and low and intermediate overtones k , with periods between 100 and 1200 s. With regard to the mechanism that drives pulsations, the classical $\kappa - \gamma$ mechanism is the traditionally accepted one (Winget et al. 1982). Nonetheless, Brickhill (1991) proposed the “convective driving” mechanism as being responsi-

ble for the overstability of g -modes in DAVs — see also Goldreich & Wu (1999). A fundamental observational problem related to the DAVs is the quest for purity of the ZZ Ceti instability strip. This problem is of particular relevance because if the instability strip is in fact pure, then *all* DA white dwarfs must experience the ZZ Ceti stage of pulsation instability. This implies that any information inferred through asteroseismology about the internal structure of DAVs is also valid for the DAs in general. The study of the purity of the DAV instability strip is sensitive to two factors: (i) the accuracy and sensitivity of the photometric observations, and (ii) the accuracy of the determination of T_{eff} and $\log g$. As for the first point, in searching for photometric variations, a given star can be pulsating with amplitudes below the limit of detection of the telescopes employed. This can render a pulsating star as non-variable. Concerning the second point, if a non-pulsating star has its values of $\log g$ and T_{eff} poorly determined, it may appear within the instability strip very close to the genuine variables. At the moment of the publication of this work, the evidence suggests that the DAV instability strip is *pure*.

At present, a large number of DAVs are known, a fact that renders them as a very attractive subject of study to the eyes of asteroseismology. Indeed, to date (late 2009) there are about 143 DAVs known, of which 83 were discovered in the SDSS since 2004 (Winget & Kepler 2008). This number is adequate to start a detailed study of the group properties of ZZ Ceti stars (Mukadam et al. 2006). The first results in this direction point to a instability strip populated by two categories of objects: the hot DAVs, that are close to the blue edge, are characterized by a very reduced number of periods, low amplitude of pulsations, and light curves which are almost sinusoidal and very stable in time; and the cool DAVs, closer to the red edge, exhibiting many periods, large amplitudes of pulsation, non-sinusoidal light curves which are very unstable on short timescales, and populated by many linear combinations and harmonics of genuine eigenfrequencies. Also, there is a clear correlation between effective temperature and period: the cooler (hotter) the star, the longer (shorter) the periods (Mukadam et al. 2006). In addition, there is a (weaker) correlation between pulsation period and gravity (Fontaine & Brassard 2008).

4. DQV stars

Hot DQ white dwarfs characterized by carbon-dominated atmospheres were recently discovered at effective temperatures of between $\sim 18\,000$ K and $\sim 24\,000$ K by Dufour et al. (2007). This finding attracted the attention of many researchers because the existence of these stars challenges the theory of stellar evolution, and could be indicative of the existence a new evolutionary channel of white-dwarf formation. Shortly after the discovery of DQ white dwarfs, Montgomery et al. (2008) reported the finding of the first variable hot DQ star, SDSS J142625.70+575218.4 (with $\log g \sim 9$ and $T_{\text{eff}} \sim 19\,800$ K), with a confirmed period $\Pi \approx 418$ s. Shortly after, Barlow et al. (2008) reported the discovery of two additional variable hot DQ stars, SDSS J220029.08–074121.5 ($\log g \sim 8$, $T_{\text{eff}} \sim 21\,240$ K) and SDSS J234843.30–094245.3 ($\log g \sim 8$, $T_{\text{eff}} \sim 21\,550$ K), with periods $\Pi \approx 656$ s and $\Pi \approx 1052$ s, respectively. The measured periodicities are interpreted as non-radial g -mode pulsations, similar to the well-studied

pulsations of the GW Vir, V777 Her, and ZZ Ceti classes of white-dwarf variables. The pulsation hypothesis, however, has been defied by the possibility that these stars could be AM CVn systems, because of the similarity exhibited in the pulse shape of the light curves (Montgomery et al. 2008). Recently, the pulsating nature of the variable hot DQ white dwarfs has been conclusively confirmed at least for one of them (SDSS J142625.70+575218.4) by Green et al. (2009), who have discovered of an additional period $\Pi \sim 319.7$ s (apart from the already known at 418 s). On the other hand, Dufour et al. (2009) have carried out additional observations of SDSS J220029.08–074121.5 and SDSS J234843.30–094245.3. They have found evidence of two new periods at 254.7 s and 577.6 s for the former star, and also a probable period at 417 s for the latter star. These authors also found evidence that SDSS J220029.08–074121.5 could have a magnetic field, as in the case of SDSS J142625.70+575218.4 (Dufour et al. 2008), but SDSS J234843.30–094245.3 not.

5. V777 Her or DBV stars

V777 Her (or DBV) stars are g -mode variable white dwarfs with He-rich atmospheres (DB) and intermediate effective temperature ($T_{\text{eff}} \sim 25\,000$ K), that pulsate with periods between 100 and 1100 s. The pulsating nature of DBVs was predicted more than two decades ago on theoretical grounds by Winget et al. (1982a) and shortly after confirmed observationally by Winget et al. (1982b). Since then, considerable effort has been devoted to studying these stars. In particular, the multiperiodic star GD 358, the most extensively studied member of the DBV class, has been the subject of numerous investigations devoted to disentangling its internal structure and evolution, initially by means of “hands on” asteroseismological procedures (Bradley & Winget 1994) and later by employing objective fitting techniques — see, e.g., Metcalfe et al. (2001). In particular, Metcalfe et al. (2001) have applied genetic algorithm-based procedures to place constraints on the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate from inferences for the abundance of central oxygen in GD358.

There are currently 20 known DBVs, 9 of which have been discovered from the SDSS by Nitta et al. (2009) and other 2 have recently reported by Kilkeny et al. (2009). In Table 2 we list the main properties of all known DBVs. Although the number of DBVs has been considerably enlarged, it still is not sufficient as to assess the group characteristics. The issue of the purity of the instability strip also matters for DBVs, as in the case of DAVs. However, in addition to the sensitivity of the photometric observations and the accuracy of the determination of T_{eff} and $\log g$, for the DBVs the picture is complicated further by the possible presence of small quantities of H in the He-rich atmospheres of DBs. The presence of this H is attributed mainly to accretion from the interstellar medium. It is expected that a modest accretion rate of about $10^{-19} - 10^{-21} M_{\odot}/\text{year}$ could be enough to explain the presence of H in the DBs. The effective temperatures of DB stars derived from model atmospheres that contain H are considerably lower than those obtained in the case in which H is neglected (Beauchamp et al. 1999). Thus, the presence of (unknown) quantities of H in the He-rich atmospheres of DB stars has strong impact on the determination of the effective temperature and gravity. Concerning the purity of the DBV instability strip, before arriving

Table 2. Stellar parameters and pulsation properties of all known V777 Her (or DBV) stars.

Star	Mag.	T_{eff} [K]	$\log g$ [cgs]	Π [s]
KUV 0513+2605	16.70 (<i>V</i>)	26 300	8.19	350 – 900
CBS 114	17.2 (<i>B</i>)	26 200	8.00	230 – 670
PG 1115+158	16.1 (<i>B</i>)	25 300	7.89	831 – 1072
PG 1351+489	16.4 (<i>B</i>)	26 100	7.89	333 – 490
PG 1456+103	15.9 (<i>B</i>)	22 400	7.91	423 – 854
GD 358	13.65 (<i>V</i>)	24 900	7.91	423 – 810
PG 1654+160	16.2 (<i>B</i>)	27 800	8.00	149 – 851
PG 2246+120	16.73 (<i>V</i>)	27 200	7.89	256 – 329
EC 20058–5234	15.0 (<i>B</i>)	28 400	7.86	195 – 540
SDSS J034153.03–054905.8	18.25 (<i>g</i>)	25 087	8.02	942
SDSS J085202.44+213036.5	18.50 (<i>g</i>)	25 846	8.02	951
SDSS J094749.40+015501.8	19.95 (<i>g</i>)	23 453	8.13	255
SDSS J104318.45+415412.5	18.95 (<i>g</i>)	26 291	7.77	420
SDSS J122314.25+435009.1	18.98 (<i>g</i>)	23 442	7.84	544 – 687
SDSS J125759.03–021313.3	19.16 (<i>g</i>)	25 820	7.57	532 – 729
SDSS J130516.51+405640.8	17.46 (<i>g</i>)	24 080	8.14	658 – 912
SDSS J130742.43+622956.8	18.83 (<i>g</i>)	23 841	8.14	890
SDSS J140814.63+003838.9	19.19 (<i>g</i>)	26 073	7.98	258 – 335
EC 04207–4748	15.3 (<i>V</i>)	27 300	7.8	223 – 448
EC 05221–4725	16.6 (<i>V</i>)	–	–	704 – 976

at a definite conclusion it is crucial to address first the three above mentioned factors.

6. GW Vir stars (DOVs and PNNVs)

Pulsating PG1159 stars or GW Vir variable stars (after the prototype of the spectral class and the variable type, PG 1159–035 or GW Vir) are very hot hydrogen-deficient post-AGB stars with surface layers rich in helium ($\sim 30 - 85\%$), carbon ($\sim 15 - 60\%$) and oxygen ($\sim 2 - 20\%$) (Werner & Herwig 2006) that exhibit multiperiodic, low degree ($\ell \leq 2$), high radial order ($k \gtrsim 18$) g -mode luminosity variations with periods in the range from about 300 to 6000 seconds. Some GW Vir stars are still embedded in a planetary nebula; they are commonly called PNNVs (Planetary Nebula Nucleus Variable). GW Vir stars without nebulae are usually called DOV stars. PNNV stars are characterized by much higher luminosity, lower gravities and longer periods than DOV stars. GW Vir stars are particularly important to infer fundamental properties about pre-white dwarfs in general, such as the stellar mass and the surface compositional stratification (Kawaler & Bradley 1994; Córscico & Althaus 2006). In addition, pulsating PG1159 stars have been shown by Córscico & Althaus (2005) to be valuable tools to constrain the occurrence of extra mixing episodes in their progenitor stars. PG1159 stars are believed to be the evolutionary connection between post-AGB stars and most hydrogen-deficient white dwarfs. There exist numerous studies in the literature focused on observational aspects of PG1159 stars. In particular, the excellent review article by Werner & Herwig (2006) summarizes numerous spectroscopic studies and also theoretical aspects about the formation of these stars.

In Table 3 we show the main properties of GW Vir stars. There are 16 members of the class known up to now, of which 10 are PNNVs and 6 are DOVs.

Table 3. Stellar parameters and pulsation properties of all known pulsating PG1159 stars and pulsating [WC] stars.

Star	T_{eff} [kK]	$\log g$ [cgs]	M_* [M_{\odot}]	Class	PN?	Π [s]	$\Delta\Pi$ [s]
Longmore 4	120	5.5	0.63	PG1159	yes	831 – 2325	—
Abell 43	110	5.7	0.53	PG1159, H	yes	2380 – 6075	—
NGC 7094	110	5.7	0.53	PG1159, H	yes	2000 – 5000	—
NGC 246	150	5.7	0.75	PG1159	yes	1460 – 4348	—
NGC 5189	135	6.0	—	[WCE]	yes	690	—
Sk 3	140	6.0	—	[WCE]	yes	929 – 2183	—
NGC 2867	141	6.0	—	[WCE]	yes	769	—
NGC 6905	141	6.0	—	[WCE]	yes	710 – 912	—
NGC 1501	134	6.0	—	[WCE]	yes	1154 – 5235	22.3 ± 0.3
HE 1429-1209	160	6.0	0.66	PG1159	no	919	—
RX J2117.1+3412	170	6.0	0.72	PG1159	yes	694 – 1530	21.48 ± 0.04
HS 2324+3944	130	6.2	0.53	PG1159, H	no	2005 – 2569	—
NGC 2371-2	135	6.3	—	[WC]-PG1159	yes	923 – 1825	—
K 1-16	140	6.4	0.54	PG1159	yes	1500 – 1700	—
Jn 1	150	6.5	0.55	PG1159	yes	454	—
VV 47	130	7.0	0.53	PG1159	yes	261 – 4310	24.21
NGC 6852	—	—	—	PG1159	yes	1096 – 5128	—
PG 1159-035	140	7.0	0.54	PG1159	no	339 – 982	21.5 ± 0.1
PG 2131+066	95	7.5	0.55	PG1159	no	339 – 598	21.6 ± 0.4
PG 1707+427	85	7.5	0.53	PG1159	no	335 – 909	23.0 ± 0.3
PG 0122+200	80	7.5	0.53	PG1159	no	336 – 612	22.9 ± 0.0

The table also includes stars that share the pulsation properties of GW Vir stars but that not formally belong to the PG1159 spectroscopic class. They are 5 Wolf-Rayet Central Stars of Planetary Nebula ([WCE]) type. Note that NGC 2371–2 is a transition object. We have included PG1159 stars and [WCE] stars in the same table because the physics of mode excitation in both spectroscopic classes is the same. At least 5 GW Vir stars (RX J2117.1+3412, PG 1159–035, PG 1707+427, PG 2131+066, and PG 0122+200) have been intensively observed by the WET global instrument, and so they are particularly interesting for asteroseismology.

In recent years, considerable observational effort has been invested to study pulsating PG1159 stars. Particularly noteworthy are the works of Vauclair et al. (2002) on RX J2117.1+3412, Fu et al. (2007) on PG 0122+200, and Costa et al. (2008) and Costa & Kepler (2008) on PG 1159–035. These stars have been monitored through long-term observations carried out with the WET. On the theoretical front, the recent important progress in the numerical modeling of PG1159 stars by Althaus et al. (2005) and Miller Bertolami & Althaus (2006) has paved the way for unprecedented asteroseismological inferences for the mentioned stars (Córscico et al. 2007ab, 2008, 2009b). In these studies, three different methods have been employed to infer the stellar mass of GW Vir stars. In the first method, the stellar mass is obtained by comparing the observed period spacing with the asymptotic period spacing of the models. The second method consists in a comparison of the observed period spacing with the average of the computed period spacings. In the third method, models that best reproduce the individual observed periods of each star are sought, and, if possible, an unique asteroseismological model is found. The period-to-period fits (third method)

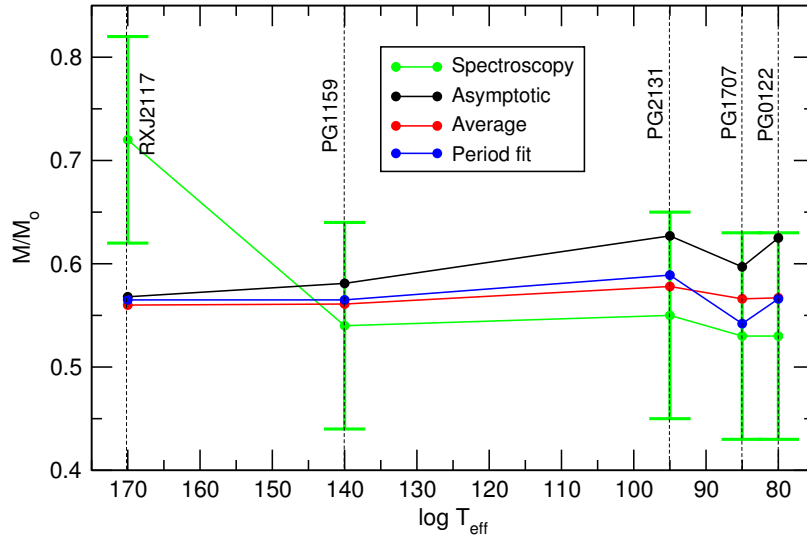


Figure 2. A comparison between the stellar mass of GW Vir stars inferred by asteroseismology and spectroscopy.

performed in these studies are of unprecedented quality. This, in spite of the fact that no artificial tuning of the value of structural parameters such as the thickness of the outer envelope, the surface chemical abundances, or the shape of the core chemical profile are made. Instead, they are kept fixed at the values predicted by the evolutionary calculations. Also, for the first time, in this series of studies the same evolutionary tracks are used for both the asteroseismological and the spectroscopic derivations of the stellar mass. This remarkable refinement (as compared with previous works) leads to a better agreement between asteroseismological and spectroscopic masses of GW Vir stars.

A graphical representation of these results is displayed in Fig. 2. The main conclusion of the series of studies by Córscico et al. (2007ab, 2008, 2009b) is that for most well-observed pulsating PG1159 stars it is possible to find an asteroseismological model with M_* and T_{eff} near the spectroscopic measurements to a high internal accuracy. The next step is an assessment of the question if the asteroseismological models can provide more accurate masses for these objects. The scatter in the masses derived from the different asteroseismological methods suggests that it could not be the case. In fact, when all asteroseismological methods are considered, the uncertainty in the determination of the mass amounts to $\sim 0.05M_{\odot}$, comparable to the spectroscopic one — which is $\sim 0.05 - 0.1M_{\odot}$ (Werner et al. 2008). However, it is worth noting that, when results based on asymptotic period spacing (an approach that is not entirely correct for the high-gravity regime of PG1159 stars) are not taken into account, the scattering in the derived masses is of only $\sim 0.02M_{\odot}$. We conclude that *asteroseismology of PG1159 stars is a precise and powerful technique which can determine the masses of GW Vir stars even more accurately than spectroscopy.*

Agradecimientos. El autor desea agradecer a los miembros del Comité Científico de la 52 Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía por la invitación para presentar este trabajo.

References

- Althaus, L. G., et al. 2009a, ApJ, in press
Althaus, L. G., et al. 2005, A&A, 435, 631
Barlow, B. N., et al. 2008, ApJ, 688, L95
Beauchamp, A., et al. 1999, ApJ, 516, 887
Bradley, P. A., & Winget, D. E. 1994, ApJ, 430, 850
Brickhill, A. J. 1991, MNRAS, 251, 673
Córscico, A. H., et al. 2009a, J. Phys. Conf. Ser., 172, 12075
Córscico, A. H., et al. 2009b, A&A, 499, 257
Córscico, A. H., et al. 2009c, A&A, in press
Córscico, A. H., et al. 2008, A&A, 478, 869
Córscico, A. H., et al. 2007a, A&A, 461, 1095
Córscico, A. H., et al. 2007b, A&A, 475, 619
Córscico, A. H., & Althaus, L. G. 2006, A&A, 458, 863
Córscico, A. H.; & Althaus, L. G. 2005, A&A, 439, L31
Costa, J. E. S., et al. 2008, A&A, 477, 627
Costa, J. E. S., & Kepler, S. O. 2008, A&A, 489, 1225
Cox, J. P. *Theory of stellar pulsation*; Princeton University Press: Princeton, 1980
Dufour, P., et al. 2009, ApJ, 703, 240
Dufour, P., et al. 2008, ApJ, 683, L167
Dufour, P., et al. 2007, Nature, 450, 522
Dziembowski, W., 1977, Act. Astron., 27, 203
Fontaine, G., & Brassard, P. 2008, PASP, 120, 1043
Fu, J.-N., et al. 2007, A&A, 467, 237
Goldreich, P., & Wu, Y. 1999, ApJ, 511, 904
Green, E. M., et al. 2009, ApJ, 702, 1593
Kawaler, S. D., & Bradley, P. A. 1994, ApJ, 427, 415
Kawaler, S. D. 1993, ApJ, 404, 294
Kilkenny, D., et al. 1009, MNRAS, 397, 453
Landolt, A. U. 1968, ApJ, 153, 151
McGraw, J. T., et al. 1979, *White dwarfs and variable degenerate stars*, University of Rochester, 377
Metcalf, T. S., Winget, D. E., & Charbonneau, P. 2001, ApJ, 557, 1021
Miller Bertolami, M. M., & Althaus, L. G. 2006, A&A, 454, 845
Montgomery, M. H., et al. 2008a, ApJ, 678, L51
Mukadam, A., et al. 2006, ApJ, 640, 956
Nitta, A., et al. 2009, ApJ, 690, 560
Saio, H., Winget, D. E., & Robinson, E. L. 1983, ApJ, 265, 982
Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., Shibahashi, H. *Nonradial oscillations of stars*; University of Tokyo Press: Tokyo, 1989
Vauclair, G., et al. 2002, A&A, 381, 122
Werner, K., & Herwig, F. 2006, PASP, 118, 183
Werner, K., Rauch, T., & Kruk, J. W. 2008, ASP Conf. Ser., 391, 239
Winget, D. E., & Kepler, S. O. 2008, ARA&A, 46, 157

TRABAJO INVITADO

Observando con Gemini desde el óptico al infrarrojo medio

E. R. Carrasco

*Gemini Observatory, Southern Operations Center, AURA, Casilla 603,
La Serena, Chile*

Abstract. The Gemini Observatory consists of twin 8.1 meter telescopes capable to observe the entire sky in the optical and infrared. Located in one the best observing sites in the planet: Mauna Kea in Hawaii and Cerro Pachón in Chile, both telescopes are equipped with a number of very complex instruments designed to obtain high quality science data for the Gemini community. In this contribution I present a summary of the observing capabilities of the telescopes, their instrumentation and future development.

Resumen. El Observatorio Gemini consiste en dos telescopios de 8.1 metros cada uno capaces de observar el cielo completo en el óptico e infrarrojo. Localizados en uno de los mejores sitios observacionales del planeta: Mauna Kea en Hawaii y Cerro Pachón en Chile, ambos telescopios están equipados con instrumentos ópticos e infrarrojos de alta complejidad diseñados para obtener datos científicos de alta calidad para la comunidad Gemini. En este trabajo se presenta un resumen de las posibilidades observacionales de los telescopios, su instrumentación y su futuro desarrollo.

1. Introducción

El Observatorio Gemini es un consorcio formado por siete países, a saber: Estados Unidos, Reino Unido, Canadá, Australia, Argentina, Brasil y Chile. Este consorcio posee dos telescopios idénticos, con espejos primarios de 8.1 metros de diámetro cada uno. Los telescopios se encuentran ubicados en sitios privilegiados para las observaciones astronómicas: uno en lo alto del volcán Mauna Kea en Hawaii y el otro en la cúspide del Cerro Pachón, en los Andes chilenos. La ubicación de los telescopios permite que los usuarios tengan acceso completo a los cielos de ambos hemisferios. Los telescopios están provistos de una serie de instrumentos de alta tecnología que permiten observar desde el óptico ($\sim 0.4 - 0.9 \mu\text{m}$), pasando por el infrarrojo cercano ($\sim 1 - 5 \mu\text{m}$), hasta el infrarrojo medio ($\sim 10 - 20 \mu\text{m}$), permitiendo la obtención de datos astronómicos de elevada calidad y alto impacto científico.

En este trabajo se presenta un resumen de las características más importantes de los telescopios Gemini, en particular de su instrumentación presente y futura, y las herramientas que se utilizan para las observaciones que se realizan noche a noche con los telescopios.

2. Los telescopios Gemini

El Observatorio Gemini posee dos telescopios especializados que permiten realizar observaciones de alta resolución angular en las regiones óptica e infrarroja del espectro electromagnético. Los telescopios poseen una montura del tipo “alto-azimutal”, con espejos deformables de una sola pieza, con un diámetro de 8.1 m y un espesor de 20 cm cada uno. Un total de 80 actuadores hidráulicos de base y 20 actuadores hidráulicos laterales permiten corregir la forma de los espejos. Uno de los aspectos quizás más relevantes de los espejos de los telescopios Gemini, en comparación a otros telescopios del mismo tamaño (8 - 10 metros), es la baja emisión ($\sim 2.5\%$) del sistema de espejos en el infrarrojo medio. Esto es posible gracias a que los espejos primarios y secundarios de ambos telescopios están recubiertos por una delgada capa de plata que, a diferencia del aluminio, aumenta las cualidades reflectoras, en especial en la región del infrarrojo medio, tal como se ilustra en la Figura 1. En esa figura puede verse la comparación de las capacidades reflectoras del aluminio y de la plata para el espejo del telescopio Gemini Sur. Puede apreciarse claramente la diferencia entre una y otra. Si bien la plata produce una pérdida en la respuesta en el azul (por debajo de $0.5 \mu\text{m}$) con respecto al aluminio, las regiones en el infrarrojo cercano y medio se ven altamente beneficiadas gracias al incremento de las capacidades reflectoras en esa región del espectro.

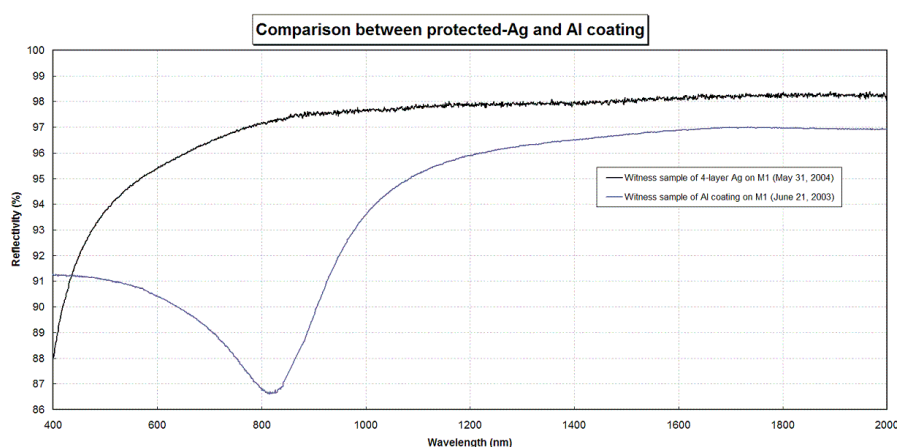


Figura 1. Comparación de las capacidades reflectoras del aluminio (línea azul) y de la plata (línea negra) del espejo del telescopio Gemini Sur.

La excelente calidad de imágenes y sensibilidad que brindan los espejos Gemini sólo pueden ser utilizadas al máximo con una adecuada instrumentación. En particular, Gemini es quizás uno de los pocos telescopios de la clase de 8 - 10 m que utiliza en forma constante instrumentos que pueden hacer uso de la óptica adaptativa. Este método de observación, frecuentemente utilizado en el infrarrojo cercano, permite corregir los efectos provocados por la turbulencia atmosférica, mejorando ostensiblemente la resolución de las imágenes.

3. Instrumentación presente y futura de los telescopios Gemini

El observatorio Gemini cuenta con un número importante de instrumentos de alta complejidad que permiten observar desde la región óptica hasta el infrarrojo medio del espectro electromagnético. La tabla en la Figura 2 incluye los instrumentos con que cuenta actualmente el observatorio, así también como algunos de los nuevos instrumentos que están en fase de caracterización o que serán incorporados en el futuro.

Gemini Norte		Gemini Sur	
<u>Instrumento</u>	<u>Cobertura (λ)</u>	<u>Instrumento</u>	<u>Cobertura (λ)</u>
GMOS	0.4 μm – 1 μm	GMOS	0.4 μm – 1.0 μm
<u>NIRI</u> ^(a)	1 μm – 5 μm	Phoenix	1 μm – 5 μm
<u>NIFS</u> ^(a)	0.95 μm – 2.4 μm	<u>NICI</u> ^(a)	1 μm – 5 μm
<u>GNIRS</u> ^(a,c)	1 μm – 5.5 μm	T-ReCs	8 μm – 26 μm
MICHELLE	7 μm – 26 μm	Flamingos 2 ^(a,c)	0.95 μm – 2.4 μm
<u>ALTAIR</u> ^(b)		<u>GSAOI</u> ^(a)	1 μm – 2.4 μm
		<u>GPI</u> ^(d)	1 μm – 2.4 μm
		<u>GeMS</u> ^(b,d)	

Figura 2. Lista de instrumentos actualmente en uso en los Observatorios Gemini e instrumentos futuros. (a) Instrumentos que utilizan óptica adaptativa. (b) Módulos de óptica adaptativa. (c) Instrumentos en fase de caracterización. (d) Instrumentos futuros.

Como puede verse en la tabla de la Figura 2, Gemini dispone de un conjunto de instrumentos similares para ambos telescopios. A continuación se presenta un resumen de los instrumentos con que cuenta el observatorio y sus principales características.

3.1. Instrumentos en la región del espectro óptico

El Observatorio Gemini cuenta con dos instrumentos similares instalados en cada uno de los telescopios, los cuales permiten observar entre 0.39 μm y 1 μm . Estos instrumentos, llamados Espectrógrafos multi-objeto de Gemini (*Gemini Multi Object Spectrograph* o GMOS por sus siglas en inglés) son los más utilizados por la comunidad Gemini. Cada GMOS permite obtener imágenes en un campo de 5 minutos de arco cuadrado, utilizando una serie de filtros de bandas anchas y angostas. Permite también realizar observaciones espectroscópicas de un objeto o de múltiples objetos (MOS) en forma simultánea, con ranuras de diferentes anchos y con diferentes resoluciones. Ambos GMOS están equipados con unidades de campo integrado (*Integral Field Unit* o IFU por sus siglas en inglés), que permiten realizar observaciones en tres dimensiones de los objetos observados. Cada GMOS cuenta con tres detectores CCD de 2048×4608 pixeles cada uno, con una escala de 0.073 segundos de arco por pixel.

Uno de los modos de observación más interesantes que posee GMOS es el denominado *Nod & Shuffle*. Esta técnica de observación es similar a la utilizada en el infrarrojo cercano y permite la extracción de las líneas del cielo en forma mucho más eficiente que el método tradicional utilizado en espectroscopía óptica. Esta técnica consiste en mover el telescopio frecuentemente (generalmente cada 30 a 60 segundos de exposición) entre el objeto y la posición del cielo. En forma simultánea se mueve la zona de carga sobre los detectores CCD. Durante este proceso, no se leen las imágenes después de cada movimiento entre el cielo y el objeto. La imagen resultante muestra dos espectros observados en forma casi simultánea dentro de la ranura, en el plano focal de la máscara observada. Los espectros son colocados en diferentes regiones del detector CCD, pero observados exactamente sobre los mismos píxeles y a través del mismo camino óptico. Esta técnica permite además colocar un mayor número de objetos (hasta 200) en las máscaras MOS, ya que no se necesita una región alrededor de los objetos para la extracción de las líneas del cielo. La principal desventaja del método es que la región que puede observarse en el cielo es menor, ya que una parte del detector se utiliza para guardar la carga durante el proceso de observación. La Figura 3 ilustra un ejemplo de una observación realizada con esta técnica. El tercio superior sin señal (Fig. 3, izquierda) es la región utilizada para guardar la carga durante la observación. La figura de la derecha muestra el espectro procesado donde se ven claramente los espectros positivos y negativos después de la extracción del cielo. Como puede verse en la figura, la extracción de las líneas del cielo es muy eficiente.

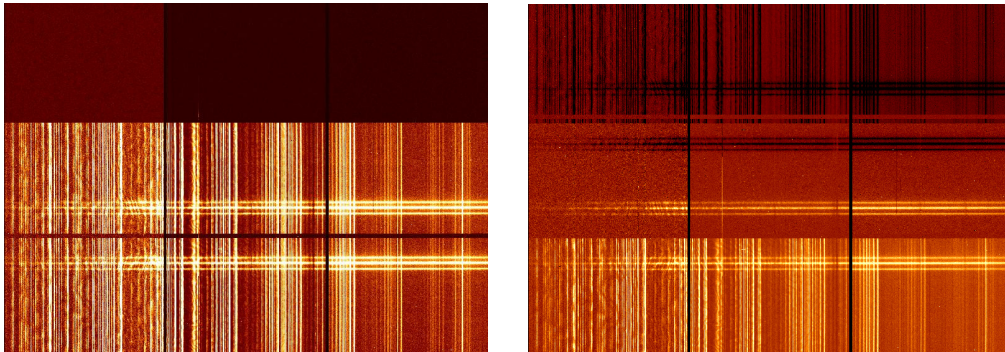


Figura 3. (Izquierda) Espectro sin procesar de una galaxia observada con el método de *Nod & Shuffle* utilizando la rejilla de difracción R400, centrada en 840 nanómetros. (Derecha) Espectro procesado de la misma galaxia donde puede verse la extracción clara de las líneas del cielo, quedando un espectro bastante limpio.

Información detallada sobre GMOS puede encontrarse en la siguiente página Web: <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/gmos/> y en el artículo de Hook et al. (2004). Detalles sobre la técnica de *Nod & Shuffle* pueden encontrarse en los artículos de Glazebrook & Bland-Hawthorn (2001) y Abraham et al. (2004).

3.2. Instrumentos en la región del infrarrojo cercano y medio

El Observatorio Gemini cuenta con varios instrumentos para observar en la región del infrarrojo cercano y medio, tanto en el modo imagen como en el modo espectroscópico. A continuación se presenta un breve resumen de las capacidades de estos instrumentos. Para mayor información, pueden consultarse las contribuciones de Germán Gimeno y Rubén Díaz.

Near Infra Red Imager and Spectrometer - NIRI: NIRI se encuentra instalado en el telescopio Gemini Norte y cuenta con tres cámaras que permiten obtener imágenes utilizando diferentes filtros anchos y angostos. Puede hacerse también espectroscopia de un sólo objeto de baja resolución con ranuras de tamaños predeterminados que van desde los 0.2 a 0.8 segundos de arco de ancho. Las imágenes son registradas en un detector Aladdin InSb de 1024×1024 píxeles, con un rango de cobertura en longitud de onda que va desde los $0.95 \mu\text{m}$ (banda Y) hasta los $5 \mu\text{m}$ (banda M). La cámara f/6 permite obtener imágenes en un campo de 2 minutos de arco cuadrado, con una escala de 0.12 segundos de arco por píxel. Las cámaras f/14 y f/32 permiten observar objetos dentro de campos de 51 y 22 minutos de arco cuadrado, con escalas de 0.05 y 0.02 segundos de arco por píxel, respectivamente. El tamaño pequeño de los píxeles en el cielo de las cámaras f/14 y f/32 hace de NIRI un instrumento ideal para usar con el módulo de óptica adaptativa ALTAIR (ver más abajo). El uso de NIRI con ALTAIR y el sistema de guiado laser de Gemini permiten obtener imágenes de alta resolución a niveles sin precedentes, con un ancho equivalente a media altura (*FWHM*) de hasta 0.06 segundos de arco. Esto permite el estudio de objetos tanto del sistema solar (atmósfera de planetas y satélites, cometas, asteroides) como de objetos con elevado corrimiento al rojo (galaxias y cúmulos de galaxias a $z > 1$), con una alta resolución espacial. Para mayor información sobre NIRI, puede visitarse la página Web del instrumento en <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/niri/>.

Near-Infrared Integral Field Spectrometer - NIFS: Localizado en Gemini Norte, NIFS es un instrumento que permite hacer espectroscopía en tres dimensiones, con una resolución moderada entre 0.9 y $2.4 \mu\text{m}$. NIFS es una unidad de campo integrado que está formada por 29 pseudo-ranuras de 70 píxeles de largo. Cada píxel en la pseudo-ranura tiene un tamaño de 0.103 segundos de arco de ancho y 0.04 segundos de arco de largo, lo cual permite obtener espectros dentro de un campo de 3 segundos de arco cuadrado, sobre un detector HAWAII-2RG HgCdTe de 2048×2048 píxeles. NIFS es un instrumento optimizado para ser utilizado con el módulo de óptica adaptativa ALTAIR. Más información sobre las características de NIFS puede encontrarse en <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/nifs/>.

Gemini Near Infrared Spectrometer - GNIRS: Instalado originalmente en Gemini Sur, este espectrógrafo fue trasladado a Gemini Norte en el año 2007 para su reparación después del sobrecalentamiento ocurrido con el instrumento. Actualmente se encuentra en etapa de caracterización y probablemente será ofrecido a la comunidad en el transcurso del año 2010. GNIRS es un espectrógrafo bastante versátil que permite obtener espectros entre 1 y $5.5 \mu\text{m}$, con resoluciones que van

desde los 1700 a los 18000. Permite también obtener espectros entre 0.9 y 2.5 μm en forma simultánea (modo *cross-dispersed* por sus siglas en inglés). Gracias al tamaño de la escala en pixeles (0.15 a 0.05 segundos de arco, dependiendo de qué tipo de cámara se utilice), GNIRS podrá acomodarse al módulo de óptica adaptativa ALTAIR. Para mayor información ver la página Web de GNIRS en <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/gnirs/>

Phoenix: Este instrumento, instalado en Gemini Sur, es un espectrógrafo de alta resolución ($R \sim 50000$ y 80000) construido por NOAO (*National Optical Astronomy Observatory*) y permite obtener espectros entre 1 y 5 μm . Información detallada sobre Phoenix puede encontrarse en la página Web del instrumento en <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/phoenix/> y en la contribución de Germán Gimeno.

Near Infrared Coronagraphic Imager - NICI y Flamingos-2: NICI es un instrumento que utiliza un sistema de óptica adaptativa de alto contraste cuyo principal objetivo, aunque no el único, es la búsqueda de planetas alrededor de otras estrellas. Con un campo de 18 segundos de arco cuadrado y una escala de 0.018 segundos de arco por pixel, este instrumento permite obtener imágenes de alta resolución entre 1 a 5 μm , a través de una variedad de filtros anchos y angostos. También incluye un filtro especialmente diseñado para ser utilizado con óptica adaptativa que permite observar líneas de absorción de metano en 1.6 μm , ideal para la búsqueda de planetas. NICI está disponible para la comunidad Gemini desde el segundo semestre del 2009. Flamingos-2 permite obtener imágenes entre 0.95 y 2.4 μm dentro de un campo de 6.1 minutos de arco de diámetro. Al igual que GMOS, Flamingos-2 permite realizar observaciones espectroscópicas ($R \sim 1200 - 3000$) de uno o varios objetos simultáneamente (MOS), dentro de un área rectangular de 2×6 minutos de arco cuadrado. Además, este instrumento podrá acomodarse al módulo de óptica adaptativa multi-conjugada (*MCAO*), que se encuentra en fase de caracterización en los laboratorios de Gemini Sur. Para mayor información sobre NICI ver <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/nici/>. Flamingos-2 se encuentra actualmente en proceso de caracterización y probablemente será ofrecido a la comunidad durante el segundo semestre del 2010. Más información sobre las características de Flamingos-2 puede encontrarse en la página Web del instrumento en <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/flamingos2/> y en las contribuciones de Rubén Díaz y Germán Gimeno.

Thermal - Region Camera Spectrograph - T-ReCs y Michelle: Estos dos instrumentos, T-ReCs en Gemini Sur y Michelle en Gemini Norte, permiten obtener imágenes y espectros en la región del infrarrojo medio ($\sim 7 - 26 \mu\text{m}$). Estos dos instrumentos son los que mejor utilizan la capacidad reflectora de los espejos Gemini, ya que permiten obtener observaciones al límite de difracción óptica de los telescopios. Generalmente, lo que se observa con estos instrumentos son regiones que no son transparentes en el visible e infrarrojo cercano, tales como anillos de formación planetaria alrededor de estrellas calientes y regiones centrales de las galaxias con núcleos activos. Para mayor información

sobre T-ReCs y Michelle ver <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/trecs/> y <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/michelle/>, respectivamente.

3.3. Instrumentos futuros

El Observatorio Gemini se encuentra en un período de consulta hacia la comunidad para definir los instrumentos con los cuales el observatorio podría contar a partir del año 2012. Actualmente existe un sólo instrumento que debería estar a disposición del observatorio en Gemini Sur a partir del año 2011. Este instrumento, llamado **Gemini Planet Imager - GPI** por sus siglas en inglés, es un coronógrafo que posee un sistema sofisticado de óptica adaptativa que permite obtener imágenes de muy alto contraste para la búsqueda de planetas con masas similares o un poco mayores a las de Júpiter. Mas información sobre GPI puede encontrarse en <http://gpi.berkeley.edu/> y en el artículo de Macintosh et al. (2008).

4. Óptica Adaptativa con Gemini

El observatorio Gemini ha realizado un agresivo plan de utilización de la óptica adaptativa desde sus comienzos. Como puede verse en la tabla de la Figura 2, más de la mitad de los instrumentos que posee el observatorio tiene la capacidad de utilizar la óptica adaptativa para corregir los efectos de turbulencia atmosférica. Actualmente, Gemini cuenta con un módulo de óptica adaptativa instalado en el telescopio Gemini Norte. Este módulo, llamado ALTAIR (**ALT**itude **con**jugate **A**daptive **opt**ics for the **I**nfra **R**ed por sus siglas en inglés), permite la corrección de las distorsiones producidas por la turbulencia atmosférica, a través de un espejo deformable de 177 actuadores. La Figura 4 muestra en forma esquemática cómo trabaja un módulo de óptica adaptativa. Para poder corregir los efectos de la turbulencia atmosférica, debe contarse con una estrella de guiado, como se ilustra en la figura. Para poder obtener una buena corrección con ALTAIR, la estrella natural de guiado tiene que estar a una distancia menor que 25 segundos de arco del objeto a observar y ser más brillante que 12.5 magnitudes en V (corrección total) o 16.5 magnitudes en V (corrección parcial). En el caso de que la estrella de guiado sea más débil, Gemini cuenta con un sistema de guiado laser. En este caso, las estrellas de guiado naturales pueden ser más débiles y llegar hasta una magnitud de 18.5 en la banda R. Actualmente existen dos instrumentos que pueden ser utilizados con ALTAIR y el sistema de guiado natural o laser. Estos son NIRI y NIFS. Se espera que durante el 2010 el espectrógrafo GNIRS, actualmente en proceso de caracterización, también pueda utilizar el módulo de óptica adaptativa.

El telescopio Gemini Sur contará en un futuro cercano con un módulo de óptica adaptativa. Este módulo, llamado MCAO (**M**ulti **C**onjugate **A**daptive **O**ptics por sus siglas en inglés) y re-bautizado como GeMS, podrá realizar una tomografía en tres dimensiones de la atmósfera para poder corregir los efectos de turbulencia sobre las imágenes. A diferencia de ALTAIR, la corrección se hace utilizando varios espejos deformables, hasta tres estrellas naturales de guiado y cinco estrellas de guiado laser, lo que permitiría una corrección uniforme en un campo mucho mayor que puede llegar hasta 1 minuto de arco cuadrado.

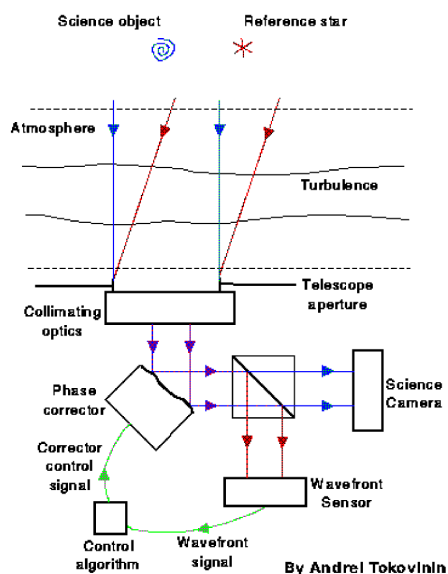


Figura 4. Esquema genérico de un módulo de óptica adaptativa. La estrella de referencia es utilizada para realizar una tomografía de la atmósfera y posteriormente corregir los efectos producidos por la turbulencia sobre las imágenes.

Una excelente introducción a la óptica adaptativa basada en un curso dictado por Andrei Tokovinin en el Observatorio de Cerro Tololo (CTIO) en el 2002, puede encontrarse en <http://www.ctio.noao.edu/atokovin/tutorial/intro.html> y en las referencias que allí se dan. Otro excelente sitio que contiene mucha información sobre óptica adaptativa es el del Centro para la óptica adaptativa de la Universidad de California (<http://cfao.ucolick.org/>). En particular, se recomiendan las presentaciones realizadas en la Escuelas de Verano de óptica adaptativa de la Universidad de California (<http://www.cfao.ucolick.org/aosummer/2008/presentations.php>).

5. Observando con Gemini: desde la Fase 2 hasta la distribución de los datos

Una de las principales diferencias del Observatorio Gemini con respecto a otros observatorios reside en el modo de operación. Entre un 80% a 90% de los programas que se ejecutan en Gemini se observan en modo "servicio" o fila. Esto quiere decir que los astrónomos usuarios del observatorio no vienen al telescopio a observar, sino que la planta de astrónomos de Gemini observa los programas aprobados. Para poder realizar esta tarea, los usuarios deben definir las observaciones dentro de cada programa a través de lo que se denomina Fase 2, utilizando la Herramienta de Observación (*Observing Tool - OT* por sus siglas en inglés). El OT es un programa que el observatorio provee y que básicamente es utilizado por el usuario para definir las secuencias de observación a ser ejecutadas. En esta sección se entregan algunos consejos útiles para enfrentar el proceso que involucra

la Fase 2 y cómo optimizar la construcción de las secuencias de observación. Se describen también resumidamente los pasos que siguen las observaciones después de que son obtenidas.

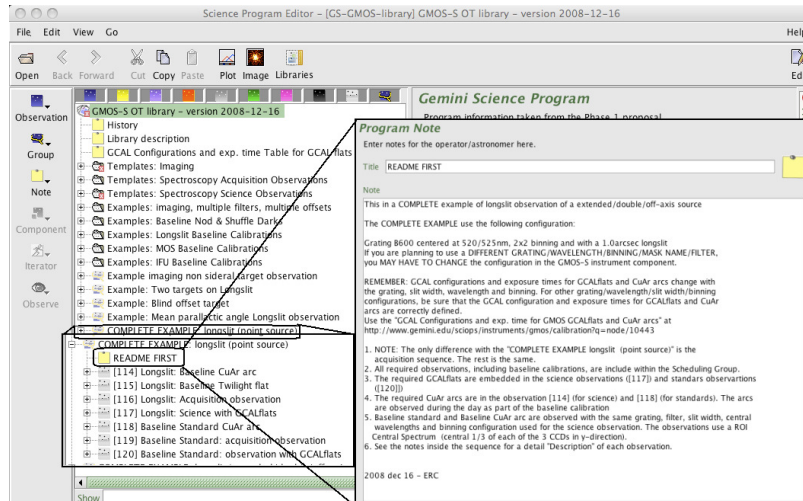


Figura 5. Librería GMOS con plantillas base y ejemplos completos de como construir las secuencias de observación para los distintos modos observacionales con que cuenta el instrumento.

Para aquellos programas que fueron aprobados por los diferentes comités científicos, la distribución de la Fase 2 se realiza aproximadamente un mes y medio antes del comienzo del nuevo semestre. Una vez que la Fase 2 comienza, es muy importante leer con detenimiento las páginas Web de o de los instrumentos que van a ser utilizados por el usuario. Las páginas Web contienen toda la información que se necesita para que la Fase 2 se complete exitosamente. Se aconseja que el usuario haga uso de las librerías de cada instrumento para preparar la Fase 2. Éstas constituyen un excelente punto de partida para construir la Fase 2, ya que contienen plantillas base (*templates*) y ejemplos reales de secuencias observacionales para los diferentes modos de observación de un instrumento determinado. Es importante mencionar que existe una librería por cada instrumento que puede bajarse desde el sitio Web de Gemini directamente desde el OT. La Figura 5 muestra la librería de GMOS Sur (una librería similar existe para GMOS Norte). Esta librería, actualizada cada semestre, contiene una serie de plantillas base que pueden ser usadas para construir las secuencias del centrado de las máscaras MOS y de las rendijas estándares presentes en GMOS. También contiene ejemplos de cómo construir las secuencias para el modo imagen de observación y contiene ejemplos completos de observaciones espectroscópicas, que incluyen las calibraciones tales como lámparas de comparación, observación de imágenes durante el crepúsculo (*twilight*), etc.

Algunas recomendaciones adicionales. Es importante que la Fase 2 se prepare y se envíe con tiempo. Esto es particularmente importante para aquellos programas que tienen objetos al comienzo del semestre. Si el programa requiere observar imágenes que serán utilizadas para detectar objetos para realizar un seguimiento espectroscópico con GMOS (y pronto con Flamings-2), es muy im-

portante que se envíe antes la Fase 2 para que las imágenes sean observadas a la brevedad. El observatorio, una vez que obtiene las imágenes, envía una imagen final procesada al usuario a través del OT que debe ser utilizada para generar la máscara. No es necesario esperar hasta último momento para diseñar las máscaras multi-objetos. Deben ser enviadas cuanto antes. De esta manera, podrá programarse mejor la fila y optimizar las observaciones. Si hay dudas sobre cómo completar la Fase 2, no dudar en contactar al representante local de Gemini o directamente al personal científico del observatorio.

En estas últimas líneas quisiera explicar brevemente cómo se realizan las observaciones en Gemini. Como se explicó antes, éstas se hacen en fila. La fila es generada diariamente por el Coordinador de Fila que coloca los programas que van a ser observados de acuerdo a su prioridad, condiciones pedidas, configuración del instrumento, etc. Para aquellos programas que piden condiciones iguales, pero que se encuentran en bandas diferentes, la prioridad la tiene el programa de más alto rango. Esta planificación, junto al hecho de que pueden cambiarse instrumentos en cuestión de minutos y que existen herramientas que permiten predecir las condiciones observacionales de la noche, minimizan el tiempo que podría perderse, optimizando de esta manera las observaciones con Gemini.

Por último, una vez que las observaciones son obtenidas, las imágenes son enviadas en forma automática al Archivo de Ciencia de Gemini (*Gemini Science Archive*) en Canadá. Las imágenes están disponibles en cuestión de minutos, por lo que el usuario puede acceder a ellas en forma casi inmediata. De esta manera, el usuario puede analizar la calidad de los datos que se obtienen con los telescopios.

Agradecimientos. En primer lugar quiero agradecer a los miembros de la Oficina Nacional Gemini de Argentina, en particular a la Dra. Mercedes Gómez, por la invitación a participar de la 52^a Reunión de la AAA. Quiero también agradecer al Comité Organizador Local por el apoyo financiero entregado y felicitarlos por la excelente organización. Por último, quiero agradecer a mis colegas de Gemini por el apoyo y por proveer el material necesario para este trabajo.

Referencias

- Abraham, R. G., Glazebrook, K., McCarthy, P. J., Crampton, D., Murowinski, R., Jørgensen, I., Roth, K., Hook, I. M., Savaglio, S., Chen, H-W., Marzke, R. O. & Carlberg, R. G. 2004, *AJ*, 127, 2455
- Glazebrook, K. & Bland-Hawthorn, J. 2001, *PASP*, 113, 197
- Hook, I. M., Jørgensen, I., Allington-Smith, J. R., Davies, R. L., Metcalfe, N., Murowinski, R. G. & Crampton, D., 2004, *PASP*, 116, p. 425
- Macintosh, B. A. et al. 2008, *Proc. SPIE Conf.* 7015, 31

INVITED TALK

The relevance of planetary nebulae to modern astrophysics

R. L. M. Corradi^{1,2}

(1) *Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38200 La Laguna, Tenerife, Spain*

(2) *Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain*

Abstract. An overview is given of some modern aspects of the study of planetary nebulae, and in particular their use as distinctive representatives of (almost) any kind of stellar populations in and outside our Galaxy. Extragalactic PNe prove to be potentially powerful tracers of the luminosity, distance, dynamics, and chemistry of the host galaxies. These properties and related problems are briefly discussed.

Resumen. Se presentan algunos de los aspectos más actuales del estudio de las nebulosas planetarias, y en particular su papel de representantes distinguidos de (casi) todo tipo de población estelar dentro y fuera de nuestra galaxia. Las nebulosas planetarias extragalácticas demuestran ser trazadores muy buenos de la luminosidad, distancia, dinámica y química de las galaxias en las cuales se encuentran. Se discuten brevemente estas propiedades y los problemas relacionados.

1. Introduction: from the Galaxy to the Local Universe

Planetary nebulae (PNe) are the brightest representatives of the late stages of stellar evolution for a large fraction of stars (1 to 8 solar masses). They are formed when the whole envelope of their stellar progenitor, which has climbed for the second time the red giant branch (the so-called “asymptotic giant branch” or AGB), is ejected into space as the consequence of a dramatic increase of the mass loss rate in such a low-gravity, pulsating star. Once lost, the envelope is photo-dissociated and photo-ionized by the radiation from the hot stellar remnant, on which surface hydrogen or helium burning occurs, producing the bright observed nebulae originally (mis)named as “planetary nebulae” by William Herschel at the end of the 18th century. When core burning ceases and hence the number of ionizing photons decreases, the combination of expansion of the nebula and recombination of the atomic gas makes the PN to dissolve. A remarkable aspect of the whole process, from the envelope ejection to the fading of the nebula, is that it occurs in a timescale of few 10^4 years (depending on the mass), much shorter than the any previous evolutionary phase. In this short lapse of time, numerous physical processes contribute to determine the physical and dynamical characteristics of the PN. They include the production of (1) a generally spherical massive and slow wind at the end of the AGB (the responsible of the envelope

ejection, see e.g. Steffen & Schönberner 2000), (2) a generally aspherical and high velocity (few hundreds km s^{-1}) mass loss during the fast transition to the PN phase (the so-called proto- or pre-PN phase, e.g. Sahai et al. 2007), (3) a quickly expanding photoionization front (e.g. Mellema 1994), and (4) a very fast (few 10^3km s^{-1}) wind in the high temperature phase of the stellar core (e.g. Perinotto et al. 2004). It is the mutual interaction of all these processes that cause the formation of the extraordinary variety of shapes displayed by PNe, as fully acknowledged by the beautiful pictures produced by the Hubble Space Telescope. Fig. 1 illustrate the degree of complexity that even a single PN can reach. Understanding these complex geometries and dynamical properties has been the origin of a strong debate in the field in the last 20 years, and the motivation of a number of international conferences (see the “Asymmetrical Planetary Nebulae” series, organized every 4-5 years since 1995. e.g. APNIV at <http://www.iac.es/project/apn4/>). However, a good general understanding of the PNe shaping is still lacking.

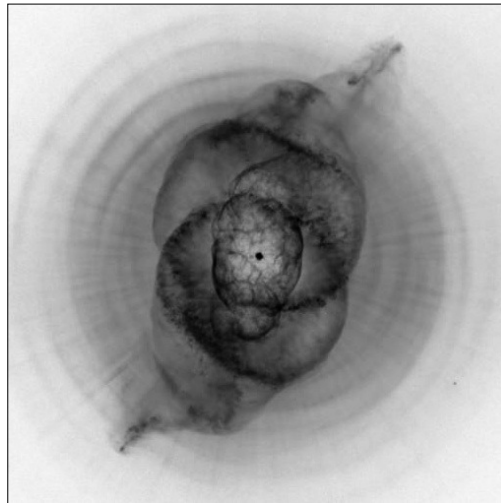


Figure 1. HST image of NGC 6543. Note the various morphological structures.

Parallely to the development of this debate and of other important and more traditional aspects of PN study, as their use of astrophysical laboratories of micro-physics (the interaction of energetic radiation with low density plasmas, the creation and destruction of molecules, the chemistry of the interstellar medium, etc.), in the last 20 years our knowledge of the population of PNe in external galaxies has significantly improved. In such faraway systems, we can (pretend to) forget about the details of their individual characteristics (shapes, internal dynamics, etc..), and concentrate on the investigation of their global properties and of their relationships with the basic parameters of the host galaxies, like the star formation, chemical and dynamical histories.

In the following sections, highlights of the most important aspects of the study of extragalactic PNe, as well as the role of the the PN population in the Milky Way, will be given.

2. The search for extragalactic PNe

PNe have an emission-line spectrum, with a continuum from the gas or the central star that is comparatively negligible. As central stars are generally hot (of the order of 10^5 K), the nebular plasma is highly excited, and species as double ionized helium, oxygen, neon, sulphur, etc. are more commonly found than in other ionized nebulae like HII regions. In the optical range, PNe have therefore a distinctive spectrum in which most often the brightest lines are the [OIII] doublet at 4959 and 5007 Å and/or the H α hydrogen line. Illustrative examples of PN spectra in M33 are presented in Fig. 2. Transformation of the ionizing photons from the luminous central star (up to 10^4 solar luminosities or even more for the most massive progenitors) into a finite number of emission-lines, makes that the brightest lines carry a large amount of energy, up to 600 solar luminosities in the case of [OIII]5007.

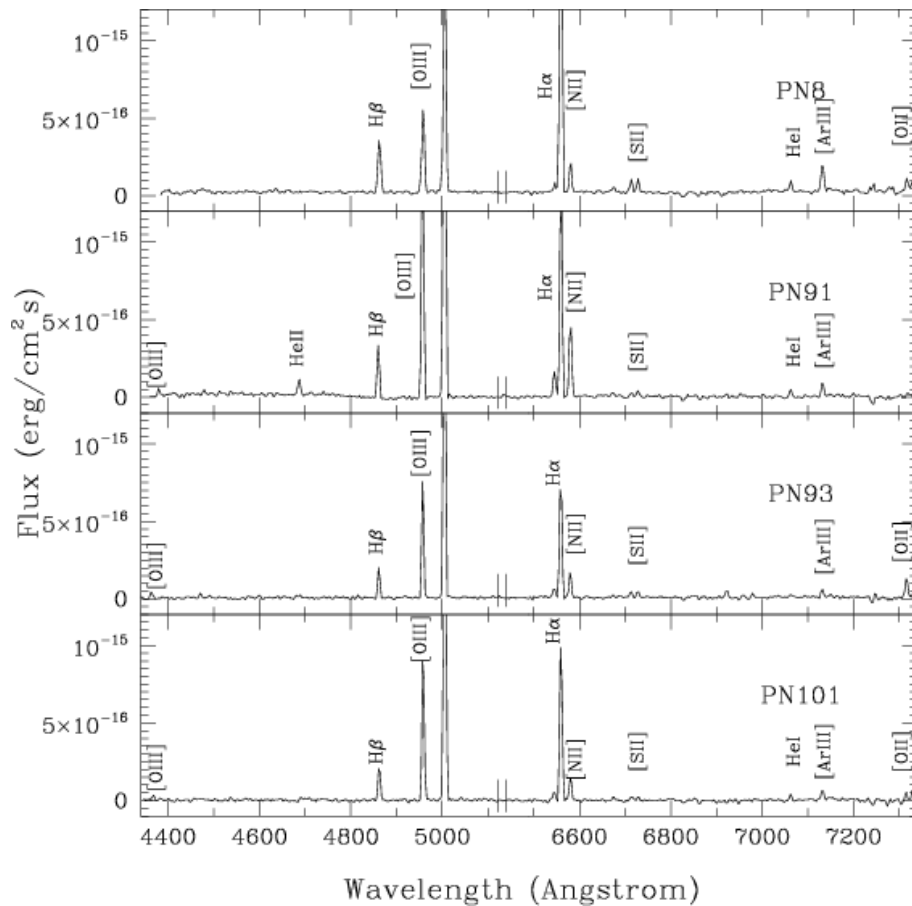


Figure 2. Spectra of PNe in the nearby spiral galaxy M33 (from Magrini et al. 2004). The spectral region between 5300 and 6400 Å is not shown.

These distinctive and bright spectra allow PNe to be easily recognized till very large distances in the local Universe. Given the wide range of progenitor

masses, they should be observable in any stellar system, except perhaps in the oldest ones which do not contain stars with sufficient mass to form PNe.

The standard searching technique is to obtain an image with a narrow filter centred on the emission of the [OIII]5007 line (on-line), followed by an image in a filter slightly shifted so as to avoid nebular lines (off-band). Comparing, blinking, or subtracting the on-line and the off-band images reveals all [OIII] emitting sources. In addition, as PNe have intrinsic sizes of a couple of parsec at most including their faint extended haloes (cf. Corradi et al. 2003), PNe candidates must also be spatially unresolved by ground based imaging for any distance larger than the Magellanic Clouds. Additional $H\alpha$ imaging secures that the emission line object picked up with the [OIII] filter is not a $Ly\alpha$ or [OII]3727 emitting galaxy located at the right redshift so as to coincide with the [OIII] wavelength. Instead of image subtraction, colour analysis is useful to analyse very large mosaics in crowded fields, especially when more than two filters are observed (e.g. Corradi et al. 2005, see Fig. 3). The search for PNe done in this way

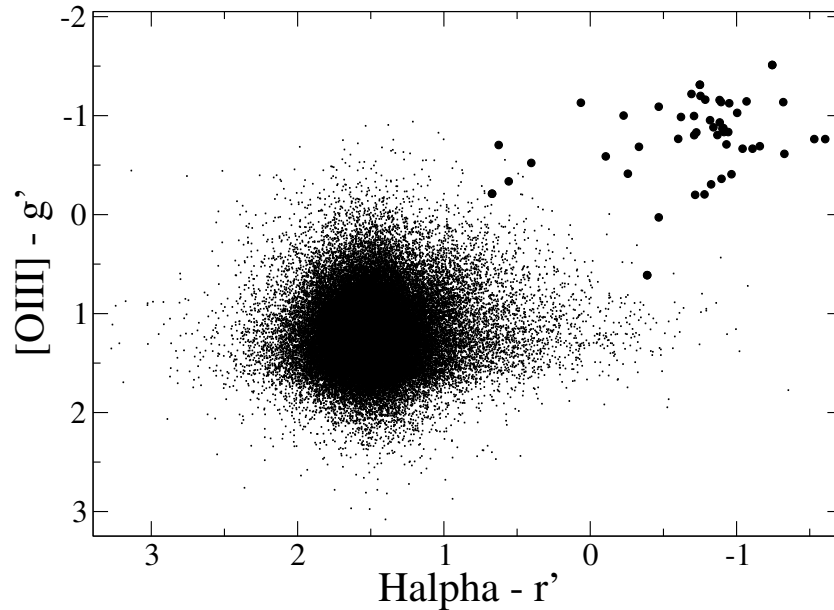


Figure 3. Colour-colour diagram combining narrow band “on-line” ([OIII] and $H\alpha$) and broad band “off-band” (Sloan g' and r') filters, for the dwarf spheroidal galaxy NGC 205. PNe candidates are indicated by the filled circles at the up-right of the diagram. They stand out as sources with clear [OIII] and $H\alpha$ excesses compared to stars, indicated by the cloud of dots (from Corradi et al. 2005).

An alternative way to search for extragalactic PNe is to use slitless spectroscopy coupled with a narrow filter that limits the spectral range to a small region around the [OIII] line. PNe would therefore appear as “dots”, compared to stars whose continuous spectrum produces short lines extending in the spectral direction. As the PNe “dots” are shifted by the spectrograph in the spectral

direction according to their radial velocities, if a second spectrum is also taken by reversing the direction of the spectral dispersion, and aligned to the first spectrum using field stars, the distance between the two resulting dots directly provides (twice) the redshift of each individual PN. This is called “counter-dispersed slitless spectroscopy”, and has the advantage that also provides the PN velocities along the line of sight that can for instance be used to investigate the dynamics of the PNe population (see Sect. 5). The technique is used by the Planetary Nebula Spectrograph (Douglas et al. 2002) at the 4.2m William Herschel Telescope on La Palma, to detect the PN population of a large number of galaxies from M 31 (Merrett et al. 2003) to the Virgo cluster (e.g. Coccato et al. 2009). Using similar spectroscopic techniques, PNe have been found as far as the Coma cluster, at about 100 Mpc (Gerhard et al. 2005).

This field of research has so quickly expanded that today the number of extragalactic PNe largely exceeds those known in our own Galaxy.

3. Planetary nebulae as luminosity tracers in galaxies

Detection of large numbers of PNe in external galaxies has highlighted some of their global characteristics, allowing us to discuss their total population number in different stellar systems, their luminosity function, and spatial distribution. These properties are difficult to determine in our own Galaxy, due to an incomplete census coupled with a chronic difficulty in determining distances to individual objects.

The first property of the PN population as a whole is their total number and its relation with the size and characteristics (age, metallicity) of the underlying population of stellar progenitors. From the theoretical point of view, estimating the number of objects in any post-main-sequence evolutionary phase in a *simple* stellar population (assembly of stars all born at the same time and with the same metallicity), is one of the most robust predictions of population synthesis theories. In such a system, it can be shown that $N_{pms} = B \cdot t \cdot L_{tot}$, where N_{pms} is the number of objects in the selected post-main-sequence phase, B is the so-called “specific evolutionary flux” (number of stars leaving the main sequence per year and per unit luminosity), t is the lifetime of the post-main-sequence phase, and L_{tot} is the bolometric luminosity of the system (Renzini & Buzzoni 1986). As in a simple stellar populations B only weakly depends on age and metallicity, then even if the latter are not known, counting N_{pms} provides a tool to determine the total luminosity of the system. It immediately comes to mind the idea to use extragalactic PNe, which are bright and easily discernable, as a tool to determine the total luminosity of their host galaxies.

Of course, the relation above strictly applies only to simple stellar populations like open or globular clusters, while other assemblies of stars like galaxies have complex star formation and chemical histories. Even in these cases, models allow us to estimate the relation between the number of observed PNe and the luminosity of the galaxy. A detailed analysis is found in Buzzoni et al. (2006), whose main result is that the so-called parameter $\alpha = N_{PN}/L_{tot}$ (number of planetary nebulae per unit luminosity of a stellar system) does not vary dramatically with galaxy type, ranging around $10^{-6.5}$, and that only for very old

stellar systems α drops significantly, as the bulk of their (low-mass) stars does not produce PNe.

In bright parts of galaxies, the information about their luminosity is easily obtained by direct imaging. However, in their outermost regions, like in the faint galactic haloes, or in the intergalactic space, where the surface brightness produced by stars is very low and hardly detectable, the use of bright representatives like PNe is a powerful tool to determine the existence and amount of diffuse stellar components. One of the main contributions of extragalactic PNe to the issue is indeed in the discussion of the intracluster light, i.e. the stellar populations not bound to individual galaxies but filling the intergalactic space in groups and clusters (Arnaboldi et al. 1996). It results that intracluster light fraction amounts to up to some 5-10% of the total luminosity of a cluster like Virgo, that is not homogeneously distributed and is concentrated in the high density regions of the cluster, revealing a link with the formation history of the most luminosity galaxies (Castro-Rodríguez et al. 2009).

4. Planetary nebulae as standard candles

Probably the most remarkable finding of the study of extragalactic PNe is the universality of the bright cut-off of their luminosity function. After some initial controversy, this is widely accepted today (Ciardullo 2006). The planetary nebula luminosity function (PNLF) is generally computed in the [OIII]5007 line and expressed in equivalent magnitudes according to the transformation formula $m_{5007} = -2.5 \log F_{5007} - 13.74$, where F_{5007} is the total nebular flux in the oxygen line. The case of M33 is shown in Fig. 4; it is clearly visible the exponential drop at high luminosities that, after correcting for distance and extinction, ubiquitously occurs at $M_{5007} \sim -4.8$ with small dependence on the metallicity of the galaxy.

The constancy of the cutoff of the PNLF is surprising as the mixture of stars significantly varies with galaxy type. That the brightest PNe have always [OIII] luminosities as large as some 600 solar luminosities is a property that standard theories of stellar evolution are not able to explain. In particular, according to theory such a high luminosity is obtained only if the stellar mass of the progenitor is larger than about two solar masses. These relatively massive stars are not found in elliptical galaxies in a number large enough to justify the bright PNLF cutoff. It has been proposed that in those systems the brightest PNe come from non-standard evolutionary channels, involving close (blue-stragglers, Ciardullo et al. 2005) or long-period (symbiotic-like, Soker 2006a) interacting binaries in which mass transfer allows the stellar core to grow to the mass required to provide the high luminosities observed. Another possibility is that low-mass stars in old stellar populations form more massive cores due to a reduced mass loss rate at low metallicity (Méndez et al. 2008). The question is open and is certainly one of the fundamental problems in the field to be solved.

5. Planetary nebulae as tracers of the dynamics of galaxies

With instruments like the Planetary Nebula Spectrograph (see Sect. 2), PNe are detected in galaxies and at the same time their radial velocities are mea-

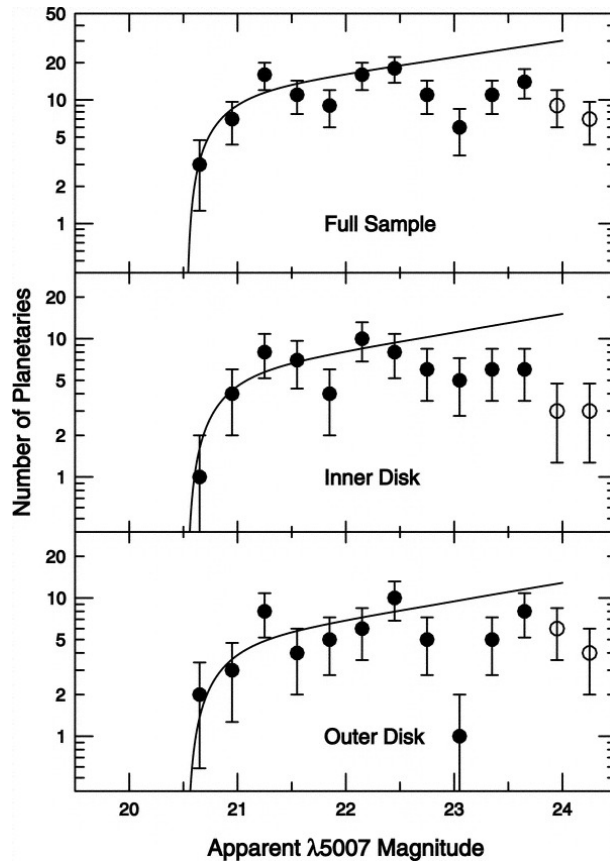


Figure 4. The PN luminosity function of M33 (from Ciardullo et al. 2004).

sured. In regions where the integrated stellar light is faint, and therefore the absorption lines providing the stellar velocity cannot be measured, PNe provide a powerful tool to investigate the dynamics of the stellar system if a sufficiently high number of objects is found and measured. It has to be stressed here that although measurements are done via nebular emission lines, PNe do not provide the velocity of gas in a galaxy, but are “test particles” measuring the dynamics of their stellar progenitors. The method has been intensively applied in the recent years in galaxies of different types. Faint extended haloes (e.g. Coccato et al. 2009), streams (Merrett et al. 2003), and the intergalactic light (Arnaboldi et al. 2004) are among its most attractive targets. Notable results like the finding that elliptical galaxies might contain a low amount of dark matter have been presented (Romanowsky et al. 2003).

6. Planetary nebulae as tracers of the chemistry of galaxies

The chemical abundances of PNe reflect both the chemical history of the host galaxy, as well as the effects of chemical enrichment during the evolution of their progenitors. Indeed, the PN progenitors, low- and intermediate-mass stars, pro-

duce and return to the interstellar medium elements like He, C, and N. Measuring abundances of these elements therefore allows us to test stellar evolution models, and in particular the efficiency of nucleosynthesis processes and dredge-ups, and the present rate of galaxy ISM enrichment. On the other hand, stellar evolution also tells us that these stars do not process elements like S and Ar, and to a first approximation also Ne and O, and therefore the abundances of these elements in PNe probe the metallicity of the ISM at the time that their progenitor stars were formed. Thus PNe measure the chemical content of galaxies in the age range from approximately 1 to ~ 8 -10 Gyrs ago, providing a valuable complementary information to the present chemical abundances (from e.g. HII regions or massive stars), and to the abundance determinations from older stellar populations, like globular clusters.

Figure 5 shows an example of the use of PNe to study basic galaxian properties like the chemical gradient of galactic discs (Magrini et al. 2009). Further examples of the relevance of extragalactic PNe to study the chemical history of galaxies are found in Magrini et al. (2005) and Magrini & Gonçalves (2009), where low metallicity environment like dwarf galaxies are investigated. So far, the outskirts of the Local Group have been the limit to obtain determine the PN abundances using the classical method that involves the direct measurement of faint lines like [OIII]4363 and [NII]5755, which are sensitive to the electron density and temperature of the gas. At larger distances, only strong emission lines can be detected. This limits severely the accuracy of the abundance determinations which should be considered mainly of statistical nature.

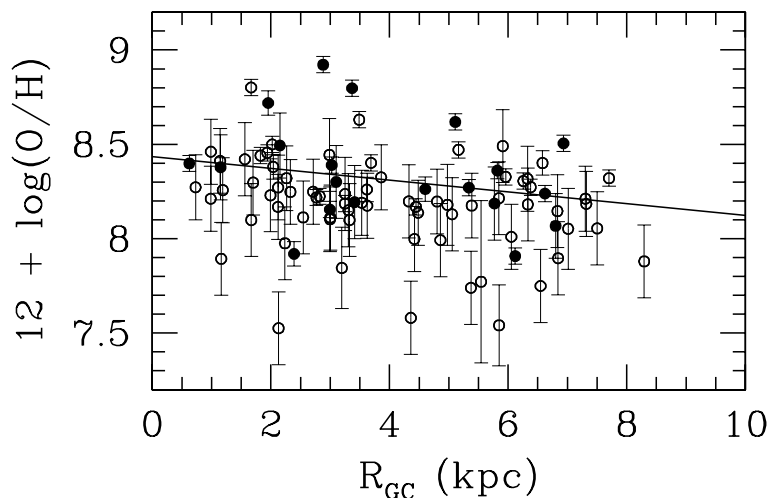


Figure 5. The gradient of the oxygen abundance of PNe through the disc of M33 (from Magrini et al. 2009).

7. Problems and perspectives

Recognizing the potential of the study of PNe in different astrophysical contexts also highlighted a number of basic problems. I have mentioned above the difficulty to explain the presence of the brightest PNe in old stellar populations

like elliptical galaxies. A solution proposed is that these nebulae come from progenitors which have increased their mass by binary interactions at different evolutionary stages. In fact, binary evolution is an channel that might have a much wider relevance to the PN formation than thought a few years ago. Not only they might help in solving the problem of the ubiquity of the PNLf cutoff, but it has recently put in doubt that single stars are able to form PNe at all. This provocative hypothesis comes from different considerations about PNe in our Galaxy. Nebulae produced from the majority of single stars might in fact never shine enough to be observed with the present detection limits, because these stars would not go through a final intensive mass-loss rate period at the end of the AGB (Soker 2006b). In addition, PN counts in the Galaxy are much below the expected total population size, as if the bulk of (single) stars miss the PN phase (Moe & De Marco 2006). The binary hypothesis would also explain the variety of shapes observed in PNe, as provides a number of physical processes able to break the spherical symmetry at the end of the AGB and beyond. On the other hand, the radiative and dynamical properties of PNe which are morphologically “well-behaved” (i.e. spherical or moderately ellipsoidal) are nicely fit by models of standard single-star evolution (see e.g. Corradi et al. 2000).

This uncertainty about the relative contribution of binary and single stars to the formation of PNe has obvious implications in their use as tracers of the luminosity, dynamics, and chemistry in galaxies. Concerning chemistry, additional problems have to be solved. One is the well-known discrepancy between abundances determined using recombination lines and those obtained with the common method of measuring the brighter collisionally-excited forbidden lines (e.g. Wesson et al. 2005). Another problem is understanding in detail which elements provide the pristine abundance of the PN progenitors, and consequently of the ISM from which these stars formed. This is particularly important for oxygen (e.g. Magrini & Gonçalves 2009), which is the most easily and hence most commonly measured metal in PNe.

The possibility to answer some of these questions relies on a better understanding of the PN population of the Milky Way, the only place where detailed physical, chemical and dynamical studies of individual objects can be done. The first step is to improve the census of PNe in the Galaxy, in order to remove selection biases favouring specific subclasses of objects, and have a satisfactory estimate of the total population size (the α parameter in Sect. 3). In this respect, there are promising perspectives, as recent surveys of the Galactic Plane are improving significantly the PN counts in the disc of the Milky Way. The project MASH (Parker et al. 2005, Miszalski et al. 2008) has already uncovered some 1300 new PNe in the Southern hemisphere, raising the number of known Galactic PNe to about 2700. A similar number of new PNe should be found by the ongoing IPHAS survey in the Northern hemisphere (Drew et al. 2005, Viironen et al. 2009). MASH, IPHAS and their follow-up studies will contribute to solve some of the issues above mentioned, strengthening the confidence in the use of PNe as select representatives of stellar populations in the local Universe.

Agradecimientos. I am very grateful to the organizers, and in particular to Estela Brandi, for the invitation to the conference: it is always a pleasure to come to such a nice environment like La Plata Observatory and meet old friends.

I also thank the conference organisation for the generous financial support to my visit. Partial support by the Spanish AYA2007-66804 grant is also acknowledged.

References

- Arnaboldi, M., Freeman, K.C., Mendez, R.H., et al. 1996, *ApJ*, 472, 145
Arnaboldi, M., Gerhard, O., Aguerri, J.A.L., et al. 2004, *ApJ*, 614, 33
Buzzoni, A., Arnaboldi, M. & Corradi, R.L.M. 2006, *MNRAS*, 368, 877
Castro-Rodríguez, N., Arnaboldi, M., Aguerri, J.A.L., et al. 2009, *A&A*, 507, 621
Ciardullo, R. Durrell, P.R., Laychak, M.B., et al. 2004, *ApJ*, 614, 167
Ciardullo, R., Sigurdsson, S., Feldmeier, J.J. & Jacoby, G.H. 2005, *ApJ*, 629, 499
Ciardullo, R. 2006, in *Planetary nebulae beyond the Milky Way*, ESO astr. symp., L. Stanghellini, J.R. Walsh & N.G. Douglas eds., Springer, p. 79
Coccatto, L., Gerhard, O., Arnaboldi, M., et al. 2009, *MNRAS*, 394, 1249
Corradi, R.L.M., Schönberner, D., Steffen, M. & Perinotto, M., 2000, *A&A*, 354, 1071
Corradi, R.L.M., Schönberner, D., Steffen, M. & Perinotto, M., 2003, *MNRAS*, 340, 417
Corradi, R.L.M., Magrini, L., Greimel, R., et al. 2005, *A&A*, 431, 555
Corradi, R.L.M. & Magrini, L. 2006, in *Planetary nebulae beyond the Milky Way*, ESO astr. symp., L. Stanghellini, J.R. Walsh & N.G. Douglas eds., Springer, p. 36
Douglas, N.G., Arnaboldi, M., Freeman, K.C., et al. 2002, *PASP*, 801, 234
Drew, J.E., Greimel, R., Irwin, M.J., Aungwerojwit, A., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 753
Gerhard, O., Arnaboldi, M., Freeman, K.C., et al. 2005, *ApJ*, 621, 93
Magrini, L., Perinotto, M., Mampaso, A. & Corradi, R.L.M. 2004, *A&A*, 426, 779
Magrini, L., Leisy, P., Corradi, R.L.M., et al. 2005, *A&A*, 443, 115
Magrini, L. & Gonçalves, D.R. 2009, *MNRAS*, 398, 280
Magrini, L., Stanghellini, L., & Villaver, E. 2009, *ApJ*, 696, 729
Mellema, G., 1994, *A&A*, 290, 915
Méndez, R.H., Teodorescu, A M., Schönberner, D., et al. 2008, *ApJ*, 681, 325
Merrett, H.R., Kuijken, K., Merrifield, M.R., et al. 2003, *MNRAS*, 346, 62
Merrett, H.R., Merrifield, M.R., Douglas, N.G., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 120
Miszalski, B., Parker, Q.A., Acker, A., et al. 2008, *MNRAS*, 384, 525
Moe, M. & De Marco, O. 2006, *ApJ*, 650, 916
Parker, Q.A., Phillipps, S., Pierce, M.J., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 689
Perinotto, M., Schönberner, D., Steffen, M. & Calonaci, C. 2004 *A&A*, 414, 993
Renzini, A. & Buzzoni, A. 1986, in *Spectral evolution of galaxies*, Dordrecht, Reidel, p. 195
Romanowsky, A., Douglas, N., Arnaboldi, M. et al. 2003, *Science* 301, 1696
Sahai, R., Morris, M., Sánchez Contreras, C. & Claussen, M. 2007, *AJ*, 134, 2200
Soker, N. 2006a, *ApJ*, 640, 966
Soker, N. 2006b, *ApJ*, 645, L57
Steffen, M. & Schönberner, D. 2003, *IAU Symp.* 209, S. Kwok, M. Dopita & R. Sutherland eds., p.439
Viironen, K., Greimel, R., Corradi, R.L.M., et al. 2009, *A&A*, 504, 291
Wesson, R., Liu, X.-W. & Barlow, M.J. 2005, *MNRAS*, 362, 424

TRABAJO INVITADO

Dinámica de objetos artificiales alrededor de la Tierra

W. Schulz¹

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

Abstract. Nowadays, space equipments are designed to withstand the space environment and ensure their missions until the end of the expected useful life of the satellite. However, if not removed from nominal orbits at the end of activities, satellites can be very risky to other space objects for long periods of time. By several reasons, a single spacecraft can turn into a lot of small objects that are potentially dangerous for operational missions around them. Due to a natural mechanism, these space debris tend to reenter into Earth's atmosphere in a period of time that varies according to their physical and orbital characteristics. The reentry of space objects is common and can lead to fragmentation under the effects of thermal and mechanical stresses some kilometers above the Earth's surface. In this paper, some results of a space debris monitoring performed in Argentina for academic purposes are presented. The goal is to forecast natural reentry objects for the next 7 days.

Resumen. Actualmente, los equipos espaciales son diseñados para resistir al ambiente espacial y garantizar su misión hasta el final de su vida útil. Sin embargo, si no son retirados de su órbitas al finalizar sus actividades, los satélites pueden representar un riesgo muy alto para otros objetos espaciales durante largos períodos de tiempo. Por diversos factores, un único vehículo espacial puede transformarse en varios objetos de pequeñas dimensiones potencialmente riesgosos para las misiones operacionales en su alrededor. Por un mecanismo natural, esos detritos espaciales tienden a reingresar a la atmósfera en un tiempo que varía según sus características orbitales y físicas. El reingreso atmosférico de objetos espaciales es frecuente y puede llevar a la ruptura de los mismos bajo los efectos de las tensiones térmica y mecánica, decenas de kilómetros por encima de la superficie terrestre. En este trabajo serán presentados resultados de un monitoreo de desechos espaciales realizado en la Argentina con fines académicos. El objetivo es obtener pronósticos de objetos en reingreso natural para los 7 días siguientes.

1. Introducción

El espacio exterior presenta una serie de peligros para los satélites artificiales. Temperaturas extremas, radiación, erupciones solares y meteoritos han sido durante mucho tiempo consideraciones esenciales en el diseño de esos objetos y de las misiones espaciales.

El aumento de la utilización del espacio presenta una nueva fuente de riesgo: las colisiones entre los satélites artificiales. Dada la elevada velocidad relativa de los objetos en el espacio, incluso los pequeños objetos sin seguimiento, pueden dañar los sensores y componentes de los vehículos orbitales en operación.

No hace mucho tiempo que los usuarios del espacio han reconocido los riesgos que los satélites artificiales inoperantes proyectan sobre aquéllos en actividad y pasarán a planear el final de la vida útil de este tipo de estructuras en la atmósfera de la Tierra. La fricción en el reingreso a la atmósfera puede destruir el objeto y sus componentes. Lamentablemente, los datos muestran que algunas partes de un vehículo espacial -a veces importantes piezas, como una etapa de cohete- pueden sobrevivir al proceso de reingreso y representar un peligro en la superficie terrestre.

Es por ello que se realizan estudios para aumentar la precisión de una trayectoria de reentrada, para obtener pronósticos de la fecha de reingreso de objetos abandonados en el espacio y para prever la evolución orbital de grandes conjuntos de detritos espaciales, resultantes de accidentes o explosiones en el espacio.

2. Dinámica de Reingreso

En agosto de 1960, el satélite americano *Discovery 13* completó 17 órbitas alrededor de la Tierra y reingresó a la atmósfera, pasando a la posteridad como el primer objeto hecho por el hombre recuperado del espacio (Regan & Anandakrishnan, 1993).

El concepto de "Reingreso a la atmósfera" es usualmente asociado a la idea del estudio de la dinámica de un cuerpo (e.g., bólido) que viene desde afuera de la atmósfera y recorre una trayectoria hasta impactar la superficie planetaria. Esa idea, sin embargo, aunque no esté completamente equivocada, es incompleta. Se considera que un objeto está reentrando a la atmósfera terrestre cuando cruza en sentido descendente la capa atmosférica situada entre los límites de altitud de 95 y 11 (para los rusos el límite superior es de 86 km), no siendo necesario un encuentro con la superficie. Existe, obviamente, un problema semántico al denominar "Reingreso a la atmósfera" la dinámica de objetos que pueden aún no haber salido de la misma. No obstante, esa nomenclatura es mundialmente aceptada y ampliamente utilizada.

Muchas misiones espaciales científicas, militares o comerciales, utilizan satélites artificiales en órbitas relativamente próximas a la superficie terrestre. Aplicaciones típicas son navegación, vigilancia y tele-observación del tiempo y de recursos. Esos satélites en órbitas bajas (*Low Earth Orbit* - LEO) pierden energía orbital lentamente a través del contacto con la atmósfera y, eventualmente, caen en la superficie. Esta desaceleración natural, causada por la fricción de la atmósfera, es una de las causas del "Reingreso a la atmósfera".

En otras situaciones, como en misiones que necesitan recuperar material, el retorno a la superficie es deseado. En éstas, una maniobra orbital específica es realizada para transferir el satélite a una órbita que intercepte la superficie terrestre. En ambos casos la previsión precisa del sitio de caída es de suma importancia. Las dificultades encontradas en cualquier estudio práctico de la dinámica de un reingreso resultan del desconocimiento de varios parámetros importantes que influyen en la trayectoria. Propiedades atmosféricas, particu-

larmente las densidades existentes en las capas más altas, están sujetas a una gran incertidumbre.

Diversas técnicas fueron desarrolladas durante los años 50 y 60 para guiar un vehículo hasta su lugar de aterrizaje en la superficie de un planeta con atmósfera. Ninguna de ellas se mostró ideal: o presentaban regiones limitadas de aplicación, o necesitaban de mucho esfuerzo computacional. Sin embargo, las aplicaciones prácticas empezaron en los años 60, generando más conocimiento al respecto y brindando datos para las teorías en desarrollo.

Ocasionalmente, objetos con masas de varias decenas de toneladas, reingresan a la atmósfera terrestre (Klinkrad & Fritsche, 2002). Una nave espacial de estas características puede ser clasificada como un objeto de alto riesgo, una vez que produce un número significativo de fragmentos masivos. Tales fragmentos suelen soportar el flujo aéreo-térmico y la carga estructural durante la trayectoria descendente, siendo así candidatos a impactar el suelo en regiones pobladas.

Sin embargo, el registro de restos de reingresos que alcanzaron zonas pobladas no es notorio. El 7 de febrero de 1991, el reingreso de la estación espacial soviética *Salyut 7/Kosmos 1686*, con masa de 36.700 kg, provocó una lluvia de partículas sobre la localidad de Capitán Bermúdez, a 400 km de Buenos Aires. Los habitantes observaron los fragmentos de la *Salyut 7* en el cielo nocturno, como si fueran meteoros incandescentes viajando de suroeste a noreste. Al día siguiente, fragmentos metálicos fueron encontrados dispersos en toda la ciudad. sorprendentemente, nadie sufrió daños o heridas.

Ocurren aproximadamente entre 100 y 200 reingresos de objetos grandes anualmente. Los objetos más interesantes son satélites, plataformas (utilizadas para auxiliar la colocación de satélites en órbita) y etapas de lanzadores por sus grandes dimensiones.

Puede decirse, en forma simplificada, que la transferencia orbital de un vehículo espacial consiste en alterar su estado inicial, definido por sus posición, velocidad y masa en un cierto instante inicial, para un estado final, definido por las respectivas variables de estado en un instante posterior. Sin embargo, cada problema es un caso particular, una vez que debe atender a los diversos vínculos impuestos por la dinámica del sistema y por los objetivos deseados en la misión que está siendo desarrollada. En el caso de un reingreso satelital, la transferencia orbital tiene como estado final un sitio en la superficie terrestre (o a una determinada altitud donde, por ejemplo, se abren los paracaídas).

La elección de un conjunto adecuado de coordenadas y parámetros de la trayectoria para describir el movimiento de un objeto que reingresa a la atmósfera, es inherente a cualquier investigación de guiado de vehículos espaciales. Para analizar la trayectoria de reingreso es conveniente describir el movimiento del centro de masa, utilizando un conjunto conocido como Coordenadas de Vuelo.

Así, las coordenadas de vuelo son descritas por los seis elementos orbitales: magnitud del vector posición r , longitud θ , latitud ϕ , magnitud del vector velocidad v , ángulo de vuelo γ , y azimut de la velocidad ψ (Vinh, 1981). En cada instante, este objeto se encuentra bajo la influencia de una fuerza total compuesta por la fuerza gravitatoria F_G , la fuerza aerodinámica A , y una posible fuerza de propulsión T . La fuerza gravitatoria se encuentra siempre presente. Para vuelos no-propulsados, la fuerza de propulsión es igual a cero, mientras que para vuelos fuera de la atmósfera, la fuerza aerodinámica es nula.

Al derivar las ecuaciones de movimiento, debemos utilizar los ejes fijos en la Tierra como sistema de referencia, una vez que esa es la forma conveniente de seguir la trayectoria del vehículo. Las ecuaciones cinemáticas de movimiento son (Vinh, 1981):

$$\frac{dr}{dt} = v \sin \gamma; \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{v \cos \gamma \cos \psi}{r \cos \phi}; \quad \frac{d\phi}{dt} = \frac{v \cos \gamma \sin \psi}{r} \quad (1)$$

Es conveniente separar la fuerza aerodinámica en dos componentes y definir F_T como la componente tangencial de la fuerza no-gravitatoria a lo largo del vector velocidad y, F_N , como la componente normal, ortogonal a la velocidad en el plano aerodinámico. En vuelos en el mismo plano, la componente normal se encuentra en el plano de los vectores posición y velocidad, que es el plano vertical, y no hay fuerza lateral. Sin embargo, es posible crear una componente lateral de esta fuerza que tenga el efecto de modificar el plano orbital. La fuerza no-gravitatoria es entonces descompuesta en una componente sobre el plano vertical y ortogonal al vector velocidad, y una componente ortogonal a ese plano, utilizando el *bank angle* σ . Es necesario tener en cuenta que la fuerza aerodinámica depende de un coeficiente que es una característica inherente del objeto en consideración y del régimen de flujo al cual se encuentra inmerso. Este coeficiente tiene que ser calculado en cada etapa de la trayectoria normalmente utilizándose métodos numéricos (Elaskar et al. 2006, Saldia et al. 2009).

Las ecuaciones dinámicas son (Vinh, 1981):

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{F_T}{m} - \frac{F_G \sin \gamma}{m} + \omega^2 r \cos \phi (\sin \gamma \cos \phi - \cos \gamma \sin \psi \sin \phi) \\ v \frac{d\gamma}{dt} &= \frac{F_N \cos \sigma}{m} - \frac{F_G \cos \gamma}{m} + \frac{v^2}{r} \cos \gamma + 2\omega v \cos \psi \cos \phi + \\ &+ \omega^2 r \cos \phi (\cos \gamma \cos \phi + \sin \gamma \sin \psi \sin \phi) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} v \frac{d\psi}{dt} &= \frac{F_N \sin \sigma}{m \cos \gamma} - \frac{v^2}{r} \cos \gamma \cos \psi \tan \phi + 2\omega v (\tan \gamma \sin \psi \cos \phi - \sin \phi) + \\ &- \frac{\omega^2 r}{\cos \gamma} \cos \psi \sin \phi \cos \phi \end{aligned}$$

El conjunto de ecuaciones (1) y (2) se utiliza en la practica para calcular la trayectoria de un satélite reingresando a la atmósfera terrestre. Existen otros conjuntos que pueden ser utilizados, así como pueden hacerse simplificaciones en las ecuaciones de movimiento de un vehículo espacial. Lo importante es tener en cuenta que, para simular el movimiento orbital, es necesario disponer de seis ecuaciones que caractericen el desplazamiento de un cuerpo en un campo de fuerzas central sujeto a la acción de fuerzas como las aerodinámicas y de propulsión.

3. Evolución de Detritos Espaciales

El problema de los desechos espaciales recibe atención desde hace un par de décadas. Los analistas espaciales están preocupados con los riesgos planteados sobre misiones tripuladas o no debido a los pedazos de basura orbital. En julio de 1996 se registró la primera colisión espacial accidental entre un satélite operacional (el minisatélite francés *Cerise*) y un fragmento resultante de la explosión de un cohete *Ariane*. Este evento fue una demostración de que el ambiente espacial se encuentra superpoblado y que el peligro de impactos es significativo.

De hecho, la población de detritos espaciales en órbita baja alrededor de la Tierra, es similar al cinturón de asteroides, pues se encuentra bajo la influencia de un proceso de colisiones mutuas con altas velocidades que afecta la evolución de los términos de largo-periodo de su distribución espacial. Sin embargo, la situación es más compleja que para los asteroides porque acá los mecanismos de creación y destrucción de objetos son debidos parcialmente al control humano (lanzamientos, explosiones, etc.), la densidad de objetos es una función de la altitud y las velocidades relativas son dominadas por las inclinaciones mutuas, que son mucho más grandes que las excentricidades orbitales típicas y se encuentran distribuidas de forma despareja.

En el campo de los desechos espaciales, el objetivo principal es realizar un estudio de la evolución global de la población para aumentar el conocimiento sobre los mecanismos que determinan su ritmo, señalar las posibles medidas para controlar la proliferación de detritos y prevenir la aparición de una cadena de reacciones. Este proceso representaría, al menos en determinadas franjas de altitud, una seria amenaza a largo plazo para todas las actividades espaciales.

Existen miles de objetos espaciales mayores que 1 cm no catalogados. Esos objetos incluyen trozos de combustible sólido de motores de cohetes y gotas de material refrigerante que escaparon de satélites de propulsión nuclear, y son potencialmente riesgosos. Objetos con dimensiones entre 1 y 10 cm son particularmente difíciles de detectar y todavía poseen energía cinética suficiente para promover catástrofes. Un centímetro es también el tamaño máximo de los detritos que pueden ser esquivados por la tecnología moderna de blindaje. Los parabrisas de los transbordadores espaciales han sido dañados por partículas de pintura tan pequeñas como 0,3 mm, desplazándose apenas a 14.400 km/h. Existen detritos viajando a 50.000 km/h.

Para calcular los riesgos inherentes a la franja de los 1 a 10 cm, se han desarrollado sofisticados modelos estadísticos que consideran el área de la sección de choque del satélite, su altitud orbital y trayectoria, el promedio de tamaño de los detritos en la zona de interés, la geometría de un evento colisional y la velocidad relativa, entre otros factores.

Sin embargo, existen datos confiables sobre las dimensiones y características orbitales de detritos más grandes que 10 cm en órbitas bajas y 30 cm en geo-estacionarias, pues éstos pueden ser detectados por los radares y antenas en la superficie de la Tierra. Una vez catalogados estos objetos, son realizadas simulaciones que involucran satélites operacionales y evaluados los riesgos de colisión. Un buen análisis de este tipo debe calcular la probabilidad anual de colisión de un determinado objeto espacial con toda la población mayor que 10 cm catalogada; un promedio de la cantidad de maniobras orbitales necesarias para esquivar posibles encuentros, incluyendo la consideración de falsas alarmas, mayor um-

bral de riesgos e imprecisiones orbitales; y el gasto de combustible necesario para realizar las maniobras de desvío (Martin et al., 2005). La Figura 1 muestra un pronóstico de eventos colisionales en el espacio en función de la altitud.

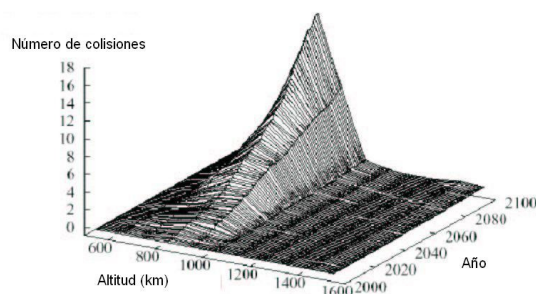


Figura 1. Número de colisiones en órbitas bajas (LEO) en función de la altitud para un escenario “*Business as usual*” (Walker et al. 2002)

Para el estudio de las consecuencias de un evento colisional entre un vehículo espacial y algún desecho orbital, hay que considerar las características geométricas de los objetos involucrados, además del material del cual están hechos. En general, este tipo de estudio provee un análisis de flujo de detritos para determinadas órbitas, tamaños de partículas e intervalos de tiempo. El potencial de daño causado por partículas impactando la superficie de un satélite es evaluado utilizando consideraciones balísticas.

Una vez alcanzado el final de una misión espacial, es necesario establecer un plan para descartar el vehículo orbital de forma de no acumular objetos inoperantes en órbitas operacionales. Para disminuir el riesgo de futuras colisiones espaciales, los satélites en órbitas concurridas (e.g. la geostacionaria), deben ser desplazados a órbitas menos interesantes o dirigidos a una destrucción en la atmósfera terrestre (en el caso de las órbitas bajas). Este es el proceso de disminución de chatarra espacial más eficiente conocido. La relación masa/área en las órbitas más pobladas es reducida y, de esta manera, la probabilidad de colisión también. La estrategia de descarte debe llevar en consideración un balance entre los riesgos inherentes a la maniobra final y los costos en términos operacionales y de combustible.

Las soluciones encontradas hasta el momento para disminuir el peligro debido a los desechos espaciales son sólo paliativos. Por un lado se busca no seguir poblando las órbitas de mayor interés, mientras que por otro, cada país de forma individual trata de asegurar sus misiones operacionales a través de maniobras de desvío. En la 5ª Conferencia Europea sobre Desechos Espaciales realizada en Darmstadt, Alemania, entre el 30 de marzo y el 2 de abril de 2009, investigadores de 21 países identificaron la necesidad de ir más allá en lo que concierne a la seguridad del ambiente espacial. Una limpieza orbital, o sea la erradicación de detritos espaciales, fue identificada como el próximo paso a realizar y varias contribuciones presentaron aspectos técnicos y operacionales para implementar estas medidas. Por el momento son soluciones de alto costo y riesgo, pero desde ya son el tema de los estudios más novedosos relacionados al ambiente alrededor de nuestro planeta.

4. Monitoreo de Objetos Espaciales próximos al reingreso atmosférico

Desde el lanzamiento del *Sputnik* en 1957, más de 35 mil objetos artificiales fueron catalogados en órbita alrededor de la Tierra. Muchos de éstos ya reingresaron a la atmósfera terrestre en tanto que otros siguen cumpliendo sus funciones. Sin embargo, ~ 10 mil constituyen lo que hoy se conoce como Chatarra Espacial, o sea restos de satélites y cohetes que no tienen más utilidad práctica y representan un peligro tanto en el espacio como en tierra. Algunas instituciones americanas y europeas realizan un monitoreo continuo de la chatarra espacial. Sin embargo, los datos disponibles para los otros países son imprecisos y su actualización no es diaria.

La Asamblea General de las Naciones Unidas creó la Comisión sobre la Utilización del Espacio Ultraterrestre con Fines Pacíficos (*United Nations Committee on the Peaceful Uses of Outer Space - UNCOPUOS*) en el año 1959. Esta Comisión recomienda que los países responsables de satélites hagan acompañamiento y pronóstico de los reingresos, pues tiene, entre sus atributos, garantizar que los países cuyos territorios puedan ser afectados por fragmentos de vehículos que reingresan a la atmósfera obtengan información completa al respecto. Se considera importante la confección de informes periódicos con estimaciones de ventanas de tiempo a lo largo de la aproximación del evento, así como del área geográfica de impacto de la lluvia de fragmentos. La evaluación del riesgo con indicación de la inclusión/exclusión de concentraciones poblacionales también debe estar disponible para las autoridades internacionales que regulan la navegación aérea y marítima.

En el Departamento de Aeronáutica de la Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de la UNC se realiza un monitoreo propio que selecciona candidatos a reingresar a la atmósfera en un corto plazo. El objetivo es disponer de una herramienta computacional que identifique potenciales objetos de reingreso en un catalogo general y calcule su fecha probable de reentrada.

Desde abril de 2007, el Departamento de Aeronáutica de la UNC tiene autorización de la Fuerza Aérea Estadounidense para utilizar los datos orbitales de los diversos objetos alrededor de la Tierra. El catálogo total de objetos es actualizado casi diariamente, y este monitoreo es realizado con igual frecuencia. En cada caso, se realizan simulaciones de la evolución orbital de estos candidatos y el resultado final es un pronóstico que discrimina qué objetos deben llegar a los 100 km de altitud (considerada un indicador de reentrada inmediata).

Las figuras a continuación presentan comparaciones entre tres factores. En celeste están los objetos que efectivamente reingresaron a la atmósfera terrestre en el período correspondiente. Estos datos son publicados por el *Space-Track*, un sitio del Departamento de Defensa Estadounidense que concentra la información difundida sobre objetos espaciales. Siendo un catalogo directo de las observaciones, es la fuente más confiable para este tipo de información. Sin embargo, la publicación de estos datos no es inmediata y puede tardar hasta un mes para que un objeto que reingresó tenga su fecha difundida. Las restantes columnas muestran dos predicciones. En color burdeos se presentan los resultados obtenidos con las simulaciones de la UNC, llamadas MonitOR (Monitoreo de Objetos en Reentrada). En verde se muestran aquéllas realizadas por el propio *Space-Track*.

En la Figura 2 se presenta una comparación del número total de objetos que reingresaron entre los meses de febrero y junio de 2009. De los 131 objetos que reentraron, 83 fueron previstos por MonitOR. Un estudio de los 48 objetos no identificados reveló que los mismos no tuvieron sus elementos orbitales actualizados divulgados, motivo por lo que no fueron considerados por MonitOR. No se conoce el motivo por el cual estos datos no estuvieron disponibles. La existencia de este tipo de objetos constituye una limitación al poder de previsibilidad del monitoreo.

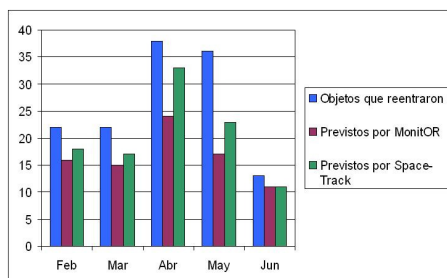


Figura 2. Total de objetos que reentraron entre febrero y junio de 2009.

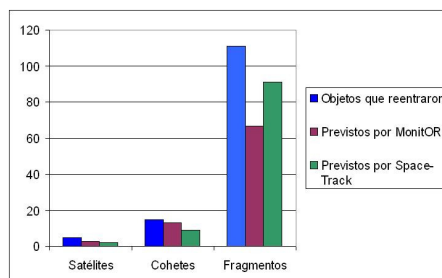


Figura 3. Objetos que reentraron distribuidos por categoría.

A su vez, en el mismo período, el equipo del *Space-Track* pudo pronosticar 102 reingresos, siempre teniendo en cuenta que se dispone de la totalidad de los datos, incluyendo los objetos militares y secretos. La no-detección de los 29 objetos restantes puede deberse tanto a la falta de actualización de los datos orbitales como a la baja frecuencia de sus pronósticos. Durante esos meses, *Space-Track* realizó un pronóstico por semana, mientras que en la UNC fueron realizadas 3 simulaciones semanales.

En la Figura 3, se muestra una discriminación de los objetos según su tipo. Esta categorización permite identificar con mayor facilidad qué tipos de objetos están terminando su vida útil y con qué frecuencia. Puede notarse una masiva presencia de fragmentos de satélites. En el periodo de análisis, 41 fragmentos corresponden a restos de los satélites *Kosmos 2251* (satélite militar ruso fuera de operación) e *Iridium 33* (satélite americano privado de telecomunicaciones activo), que chocaron en el espacio en febrero de 2009. Este evento representó el primer accidente espacial entre dos satélites en órbita. Al acercarse a una velocidad relativa de 11,7 km/s, ambos fueron destruidos y una gran cantidad de detritos fue generada.

En la Figura 3, puede también verse que, entre los objetos reingresados, se encuentran 15 etapas de cohetes y 5 satélites. Estos objetos son, por un lado, los de mayor dimensión en órbita alrededor de la Tierra y, por otro, los que tienen más chances de sobrevivir a un reingreso atmosférico. Entre esos objetos, MonitOR pudo pronosticar el reingreso de 16 de ellos, mientras que el *Space-Track* no previó el reingreso de 6 etapas de cohetes y de 2 satélites.

Es interesante destacar que la mayoría absoluta de los objetos que entran a la atmósfera terrestre no sobreviven a este pasaje, desintegrándose como resultado de las altas temperaturas a que son sometidos. Para determinar qué objetos son capaces de atravesar este escudo protector, es necesario especificar

parámetros como las dimensiones y forma del objeto, su altitud con relación a la órbita, ángulo de reingreso con respecto a la atmósfera, composición, etc. Por no disponer de todos estos datos para los más de 10 mil objetos espaciales alrededor de la Tierra, se realiza una estimación basada en un factor conocido como sección de área determinada por radar. La Figura 4 presenta los resultados para objetos de grandes dimensiones reingresados entre febrero y junio de 2009. Puede observarse que MonitOR pronosticó el reingreso de 14 de los 16 objetos que efectivamente cruzaron la atmósfera y *Space-Track* previó 9 reentradas.

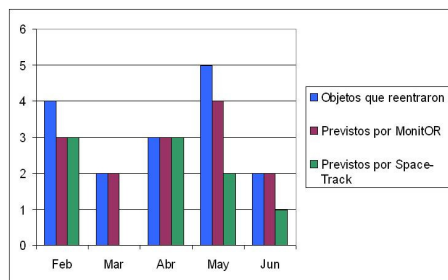


Figura 4. Objetos que podrían sobrevivir a la reentrada por sus dimensiones.

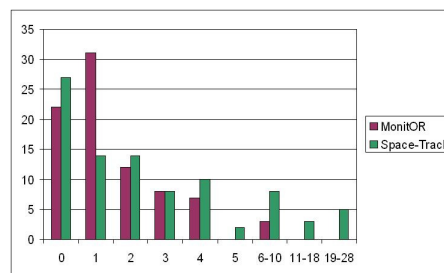


Figura 5. Días de error de los pronósticos por cantidad de objetos.

Además de contabilizar las cantidades de objetos pronosticados, es necesario estudiar la precisión de los tiempos previstos para los reingresos a la atmósfera. La Figura 5 presenta el error (en días) que cometió el modelo de la UNC en comparación con el de *Space-Track* entre febrero y junio de 2009. En las absisas se presenta la diferencia en días entre la fecha pronosticada y el reingreso real y, en las ordenadas, la cantidad de eventos ocurridos en el período de datos estudiado.

MonitOR se muestra bastante preciso, con errores menores o iguales a dos días en la mayoría de los casos. En parte, esta precisión se debe a la frecuencia con que los pronósticos son realizados. Además, una limitación intrínseca del problema de propagación orbital en la atmósfera es que los resultados conllevan un error de 10-20% del tiempo de vida, dada la imposibilidad de modelar la atmósfera terrestre con todas sus variaciones conocidas (vientos, estaciones, posición geográfica, ciclo solar). Por tal motivo, se trató de minimizar el error absoluto realizando pronósticos para no más de 7 días, mientras que las previsiones del *Space-Track* son para 60 días. A su vez, los pronósticos de *Space-Track* presentan un elevado índice de error en los días previstos para el reingreso. Los resultados muestran que 18 eventos fueron previstos con más de 5 días de diferencia entre la fecha probable y el efectivo reingreso, de los cuales en 4 los errores superaron los 20 días.

Al realizar un monitoreo frecuente y selectivo de los objetos espaciales que orbitan nuestro planeta, es posible presentar buenos pronósticos para los 7 días siguientes. También es posible mantener un histórico de objetos que reingresaron (Schulz et al. 2008). Más allá de las dificultades inherentes a los problemas de simulación atmosférica, los resultados encontrados sólo presentaron inconvenientes relacionados a objetos puntuales que no tuvieron sus datos orbitales actualizados divulgados. De forma general, las previsiones son acertadas y con-

fiables. Están disponibles con una capacidad de actualización mejor que lo que se encuentra en otros organismos espaciales.

Los pronósticos son publicados en la página web del Departamento de Aeronáutica de la UNC:

www.efn.unc.edu.ar/departamentos/aero/Monitoreo/Moni_Principal.htm

5. Conclusiones

Entre octubre de 1957 y enero de 2008, se realizaron ~ 4600 lanzamientos que colocaron en órbita 6000 satélites. Hoy se estima que sólo 800 satélites se encuentran operacionales y que el 45 % de ellos se encuentran en las superpobladas órbitas bajas y en órbitas geostacionarias. Los desechos espaciales ocupan cada vez más espacio entre los objetos que orbitan la Tierra.

La bibliografía al respecto contiene demostraciones de ganancias significativas en cuanto a la consideración de maniobras de reingresos de satélites al final de su vida útil. A la luz de los actuales avances tecnológicos, las maniobras de reingreso pueden tornarse aún más atractivas. Algoritmos de control de a bordo pueden remover limitaciones actuales, mientras que el estudio de condiciones ambientales y de diseños adecuados para vehículos espaciales, puede aumentar significativamente el potencial de economía de combustible.

Los desechos espaciales han sido reconocidos como un problema potencial. A pesar de que la actual población de dichos desechos puede no representar un peligro inmediato y excesivo, el riesgo de colisión con los mismos está creciendo continuamente. Medidas de reducción del crecimiento actual van a llevar, en el mejor de los casos, a una estabilización en el crecimiento de la población de desechos. Se necesitan medidas más eficaces, incluyendo la desocupación de órbitas selectivas por satélites y etapas de cohetes al término de su misión.

La cooperación internacional en el campo de los residuos espaciales es, tanto cualitativa como cuantitativamente muy buena y podría ser tomada como ejemplo en la ciencia y la ingeniería. Todos los principales interesados reconocen que el espacio exterior es un recurso estratégico. Por lo tanto, deben realizarse todos los esfuerzos razonables y viables para preservar dicho espacio para las generaciones futuras.

Referencias

- Elaskar, S., Falcinelli, O., Maglione, L., Tamagno, J., Brito, H., & Schulz, W. 2006, Proceedings of the 2006 International Symposium on Electrohydrodynamics
- Klinkrad, H., & Fritsche, B. 2002, Proceedings of Joint ESA-NASA Space Flight Safety Conference
- Martin, C. et al. 2005, Proceedings of the Fourth European Conference on Space Debris
- Regan, F. J., & Anandakrishnan, S. M. 1993, Dynamics of atmospheric re-entry
- Saldia, J. P., Cimino, A., Schulz, W., & Elaskar, S. 2009, Mathematical Problems in Engineering (*in prenta*)
- Schulz, W., Suarez, M., & Caretti, J.C. 2008, Advances in Space Dynamics 5: Celestial Mechanics and Astronautics
- Vinh, N. X. 1981, Optimal trajectories in atmospheric flight
- Walker, R. et al. 2002, Update of the ESA Space Debris Mitigation Handbook

TRABAJO INVITADO

Proyecto LLAMA

E. M. Arnal^{1,2}, I. F. Mirabel³, R. Morras^{1,2}, G. E. Romero^{1,2},
Z. Abraham⁴, E. M. de Gouveira Dal Pino⁴ y J. Lepine⁴

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), CCT- La Plata, CONICET, Argentina*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (FCAG), UNLP, Argentina*

(3) *Instituto de Astronomía y Física del espacio (IAFE)- CONICET, Argentina*

(4) *Instituto Astronomico e Geofisico (IAG) -Universidade de Sao Paulo, Brasil*

Abstract.

In this paper we briefly describe a joint scientific and technological effort between Argentina and Brazil, whose first goal is to install and run, in the northwestern part of Argentina, a millimetre and submillimetre observational facility. In the long run, we would like to incorporate this dish to existing ones (ALMA, APEX, ASTE) in the northern extreme of Chile, to be able to carry out, for the first time in Latinamerican soil, very long baseline interferometry at mm/submm wavelengths. We also succinctly mention a long term campaign that is under way in order to monitor the transparency of the atmosphere at those wavelengths. The science that can be accomplished with this instrument, the technology transfer spin-offs related to this project, and the scientific and strategic importance of this project within both the Argentinean and Latinamerican radioastronomy is described.

Resumen. En esta presentación se describe un proyecto científico y tecnológico conjunto con la República de Brasil, cuyo primer objetivo es la instalación y puesta en funcionamiento, como una facilidad individual, de una antena para ondas milimétricas y submilimétricas en la región noroeste de la República Argentina. A posteriori, se buscará integrar esta antena al interferómetro ALMA, a la antena APEX y/o a la antena ASTE, a los fines de establecer las bases de la primera red de Interferometría de Línea de Base muy Larga (VLBI, por sus siglas en inglés) en Latinoamérica. Se describen brevemente estudios realizados en sitios que podrían ser asiento de esta facilidad, algunos de los objetivos científicos que se persiguen, las oportunidades de transferencia tecnológica que se abren, la importancia de este proyecto para la Astronomía Argentina en particular, y Latinoamericana en general.

1. Introducción

El proyecto LLAMA (acrónimo de *Large Latin American Millimeter Array*) es un emprendimiento conjunto argentino-brasileño, cuya finalidad es la instalación y puesta en funcionamiento de una antena de 12 metros de diámetro en el noreste de Argentina, en un sitio ubicado por encima de los 4.500 metros de altura sobre el nivel del mar. Dicho telescopio trabajaría en la banda de frecuencias comprendida entre los 90 GHz y los 700 GHz y contaría con receptores extremadamente sensibles y sistemas de mando, control y procesamiento de datos. Aunque inicialmente el instrumento funcionaría como un telescopio independiente, uno de los objetivos perseguidos por este proyecto es que el mismo constituya el primer elemento de una serie de antenas que conformarán la primera red de interferometría VLBI en Latinoamérica. Este modo de funcionamiento permitirá abrir una pléthora de posibilidades para realizar investigaciones que requieran elevada resolución angular en las bandas milimétricas y submilimétricas.

La astrofísica moderna, para avanzar en el conocimiento del Universo, requiere del análisis e interpretación de datos que puedan ser obtenidos en distintas frecuencias a lo largo de todo el espectro electromagnético. Por una variedad de razones técnicas, hasta hace pocas décadas atrás, la única posibilidad de escudriñar el Universo se encontraba restringida a la denominada ventana óptica. A mediados del siglo pasado, los avances tecnológicos producidos en la Segunda Guerra Mundial abrieron nuevas perspectivas para estudiar el Universo. En efecto, en la década de 1950 los astrónomos pudieron estudiar por primera vez el Universo en frecuencias que caen dentro del extremo inferior de la denominada *ventana de radio* del espectro electromagnético. El desarrollo de la era espacial también abrió nuevos horizontes en la investigación astronómica y, mediante el uso de satélites, pudo obtenerse información en regiones del espectro electromagnético hasta entonces vedadas para un observador situado sobre la superficie de nuestro planeta. Así se sumaron a las regiones del espectro electromagnético ya accesibles para la investigación científica, las regiones correspondientes a las bandas de altas energías (rayos γ y rayos X), al ultravioleta, y al cercano y lejano infrarrojo. Las ventanas milimétrica/submilimétrica forman un puente entre la astronomía del infrarrojo lejano y la radioastronomía a frecuencias bajas. Los problemas y desafíos técnicos a resolver en estas bandas han sido complejos y variados, siendo éste el motivo que hizo que las observaciones astronómicas en ese rango de longitudes de onda fuesen las últimas ventanas del espectro electromagnético, en el reino de las microondas, en abrirse a la investigación astronómica.

Uno de los resultados más importantes en los últimos 20 años en el área de la radioastronomía ha sido la detección e identificación de distintas especies moleculares en el espacio, y la interpretación de sus distribuciones, abundancias y anomalías isotópicas. Si bien en otra sección de esta presentación se mencionarán, resumidamente, diversas líneas de investigación que podrían beneficiarse con la disponibilidad de un instrumento como el esbozado, resulta oportuno mencionar brevemente que el estudio de estas especies moleculares ha tenido un profundo impacto en líneas de investigación tan variadas como las de evolución estelar, nucleosíntesis, química del Universo, estructura y dinámica de las galaxias, y bioastronomía. Las tradicionales observaciones ópticas y en el rango de las frecuencias más bajas dentro de la ventana de radio, pueden aportar da-

tos muy limitados a las líneas de investigación anteriormente mencionadas, pues la mayor parte de la información proveniente de las emisiones moleculares sólo puede ser observada en las denominadas ventanas milimétrica y submilimétrica del espectro electromagnético.

Como fuera mencionado al inicio de esta Introducción, LLAMA podría funcionar como un instrumento autónomo, o como parte de una red de VLBI que en una primera etapa podría estar constituida por algunas de las antenas del gigantesco emprendimiento denominado Atacama Large Millimeter Array (ALMA). La construcción de ALMA finalizará hacia fines del año 2012 y está siendo financiada por un consorcio integrado por los Estados Unidos, la Comunidad Económica Europea y la contribución de Japón y Taiwan; con el instrumento Atacama Pathfinder EXperiment (APEX), que ha construido el Observatorio Europeo Austral (ESO en inglés); y/o el radiotelescopio Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE), construido mediante una cooperación entre el Observatorio Nacional de Japón, las universidades japonesas de Tokio, Nagoya y Osaka y la Universidad Nacional de Chile. El radiotelescopio LLAMA, al suministrar las líneas de bases más extensas, permitiría incrementar en un factor cercano a 10 la resolución angular alcanzada por el interferómetro ALMA.

Las inversiones de capital necesarias para la construcción de grandes instrumentos, no pueden surgir de los presupuestos normales de las agencias (CONICET, ANPCyT) que financian las actividades de Ciencia y Técnica del país. El proyecto LLAMA posee varios aspectos de importancia que justifican una inversión de capital inicial por parte del Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva de Argentina, a los fines de dar el impulso necesario para concretar la realización de este proyecto. Entre los mismos, cabe mencionar que el proyecto LLAMA:

- 1) Constituirá para Argentina y Brasil, que actualmente no forman parte del consorcio ALMA, una oportunidad de tomar la iniciativa en un proyecto científico-tecnológico original y de gran impacto a nivel mundial.
- 2) Colocará, tanto a la Argentina como a Brasil, en una posición ventajosa para participar en una versión extendida del proyecto ALMA, con una inversión de sólo el 1 % de la inversión total demandada por ALMA.
- 3) Permitirá reafirmar y profundizar la integración científico-tecnológica entre los países más importantes del bloque MERCOSUR.
- 4) Ofrecerá, al involucrar nuevas tecnologías en varias ramas de la Ingeniería de grandes estructuras y de diversos campos de la Ingeniería digital, excelentes oportunidades para la formación de recursos humanos altamente capacitados en áreas consideradas de vacancia y/o estratégicas para el quehacer nacional.
- 5) Permitirá, al hacer uso de recursos humanos capacitados en el uso de tecnologías consideradas nuevas, la constitución de grupos-semilla que lleven a cabo actividades de transferencia tecnológica desde el sector científico-tecnológico hacia diversos campos de la actividad económica del país.
- 6) Impulsará la colaboración académico-tecnológica a nivel nacional entre diversas Facultades de las Universidades Nacionales de Salta y Jujuy, con

sus similares de Universidades Nacionales con tradición académica en el campo de la Astronomía (Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba, Buenos Aires y San Juan).

- 7) Representará oportunidades para incrementar las colaboraciones internacionales. La colaboración científico-tecnológica de las principales instituciones astronómicas de Argentina y Brasil, producirán en el contexto del proyecto LLAMA, un equipo técnico altamente capacitado. Este aspecto abrirá las puertas a colaboraciones internacionales sin precedentes, tanto en el campo científico como en el área tecnológica.
- 8) Abrirá en la región del noroeste de Argentina nuevas oportunidades de trabajo, debido a la necesidad de cubrir puestos laborales, directa e indirectamente, vinculados al proyecto LLAMA
- 9) Representará una oportunidad para la participación de la industria y empresas, tanto argentinas como brasileñas, en los contratos de todas las obras de infraestructura inherentes al proyecto propuesto, con el consiguiente impacto socio-económico para la región.

2. Objetivos científicos

Hay dos preguntas fundamentales que se formulan los astrónomos: (1) ¿Cómo se ha formado el Universo? (2) ¿Cómo se forman las estrellas? Es entendible que se formulen estas preguntas pues el hombre, en su sentido más amplio, siempre ha sentido curiosidad por saber cómo se ha formado el Universo que contemplamos hoy día, con sus galaxias, el Sol, la Tierra (¡con el hombre incluido!) y cuál ha sido y es su evolución. En última instancia, la curiosidad del hombre es lo que motoriza lo que denominamos el *progreso humano*.

Un radiotelescopio milimétrico/submilimétrico instalado en un sitio que se encuentre en el noroeste de Argentina, a una altura superior a los 4.500 metros, podría ser usado para investigaciones en todas las áreas de la Astronomía, o sea, para estudios del sistema solar, evolución estelar, medio interestelar, astronomía extragaláctica, etc. Como parte de un interferómetro asociado a ALMA, alcanzaría una de las resoluciones angulares más elevadas que puedan lograrse hoy día en Astronomía, del orden de 1 microsegundo de arco en longitudes de onda de 1 milímetro. Como tal, podría ser utilizado -entre otros- para los siguientes proyectos:

a) *Estudios del Sol*

- Estructura de la atmósfera Solar baja
- Filamentos activos y quiescentes
- Fulguraciones solares
- Estudio de la dinámica de la cromósfera y de su campo magnético

b) *Planetas*

- Estudios de planetas extrasolares cercanos al Sol

- Estudio de discos proto-planetarios cercanos al Sol
- Estudio de objetos cercanos a la Tierra

c) *Objetos estelares*

- Estudio de regiones de formación estelar, de núcleos pre-estelares, de objetos estelares jóvenes, y de los mecanismos de formación estelar
- Estudio de procesos no-térmicos en magnetósferas estelares
- Estudio de la interacción de estrellas y de remanentes de supernovas con su medio interestelar

d) *Chorros astrofísicos y emisión máser*

- Estudios de chorros astrofísicos en general
- Estudio del fenómeno máser en líneas de recombinación emitidas en la banda de radio por el átomo de hidrógeno
- Estudio de la emisión máser en regiones de formación estelar
- Estudio de la emisión máser en envolturas estelares de estrellas tardías

e) *Medio interestelar galáctico e intergaláctico*

- Estudio de radiación del continuo del polvo frío extragaláctico
- Estudio del material molecular en la dirección de distintos objetos estelares
- Estudio del medio intergaláctico mediante la detección de líneas de absorción moleculares en la dirección de cuasáres
- Estudios del fondo cósmico de radiación

f) *Galaxias en General*

- Búsqueda de CO en galaxias con elevados corrimientos al rojo
- Estudios de abundancia molecular
- Núcleos de galaxias activas
- Estudios de la variación de las constantes fundamentales mediante lentes gravitacionales
- Estudios a altos corrimientos al rojo, de regiones con elevadísima tasa de formación estelar
- Estudio de proto-cúmulos de galaxias
- Estudios de la distorsión espacio-temporal producida por agujeros negros de gran masa

g) *Altas energías*

- Búsqueda de contrapartidas de fuentes de rayos γ detectadas con el futuro arreglo CTA de telescopios Cerenkov.

3. Transferencia tecnológica

A partir de los recursos humanos y técnicos necesarios para la ejecución de este proyecto, se generarán desarrollos tecnológicos que harán uso de las nuevas tecnologías disponibles en el mercado, las que podrían ser transferidas a las siguientes áreas del quehacer nacional:

- Comunicaciones: Capacitación y entrenamiento de ingenieros en microondas de alta frecuencia.
- Recursos naturales: Seguimiento de satélites usando microondas de alta frecuencia.
- Ingeniería y Ciencia de materiales: Tecnología en fibras de carbono.
- Electrónica: Construcción de radiómetros y receptores en altas frecuencias.
- Administración empresarial a nivel regional.
- Procesamiento de señales y reconstrucción de imágenes
- Metrología, control y operación remota de antenas de gran porte

4. Posibles sitios en el noroeste Argentino

Durante los últimos tres años, el IAR ha llevado a cabo, en forma casi ininterrumpida, campañas de monitoreo de la transparencia de la atmósfera, a una frecuencia de 210 GHz, en dos lugares ubicados en la región noroeste de Argentina. Uno de los sitios estudiados se encuentra a 4.604 metros sobre el nivel de mar, a 180 kilómetros al sureste de la Puna Salteña. El instrumento utilizado para las mediciones de la transparencia, ha sido provisto por la Universidad Autónoma de México (UNAM). Los datos obtenidos muestran que el 80 % del tiempo durante las estaciones de otoño, invierno y primavera, la atmósfera es altamente transparente (opacidades atmosférica al cenit inferiores a 0.2). Esto implica que a la frecuencia de 210 GHz, casi el 82 % de la radiación que incide sobre la atmósfera llega a la superficie. Extrapolando, mediante el uso de modelos atmosféricos, la opacidad observada a 210 GHz a frecuencias más elevadas, puede concluirse que este lugar es adecuado para llevar a cabo observaciones en las bandas milimétrica y submilimétrica del espectro electromagnético. Aunque existen variaciones estacionales (en los meses de verano la atmósfera posee mayor opacidad), las mismas en ningún momento constituyen un obstáculo para la realización de observaciones milimétricas.

Simultáneamente a las observaciones de opacidad atmosférica llevadas a cabo por el IAR, un grupo de investigadores de la Universidad de Córdoba (Argentina), ha estado llevado a cabo, en la misma zona, mediciones para caracterizar el lugar a longitudes de onda correspondientes a las ventanas óptica e infrarroja. De esa base de datos, amablemente puesta a nuestra disposición, se ha podido determinar las variaciones de la temperatura, y las fluctuaciones en la dirección y velocidad del viento. Esta última variable es de gran importancia para decidir la instalación de un radiotelescopio en un sitio dado, pues es la que determina si es

aconsejable o no, la instalación del mismo. Si bien la velocidad del viento medida en Macón no impediría el funcionamiento del telescopio, su valor promedio se encuentra demasiado cerca del límite superior considerado como razonable. Los datos disponibles recomiendan la búsqueda, en la zona, de regiones cuyos vientos posean menores velocidades. Modelados de la velocidad del viento llevados a cabo por el grupo de colegas cordobeses, indican que es posible hallar regiones ubicadas en las cercanías de Macón, donde la velocidad del viento debería ser ostensiblemente inferior. Otra región del noroeste argentino cuya transparencia atmosférica a ondas milimétricas comenzó a monitorearse a fines del mes de julio del corriente año, se encuentra en las cercanías de Altos de Chorrillos. Este lugar se ubica a 4.755 metros de altura y a unos 16 km de distancia de la localidad de San Antonio de los Cobres. Los pocos datos disponibles hasta el momento, indican que dicho sitio es también de muy buena calidad.

5. Organización general del proyecto

El proyecto LLAMA se encuentra en una fase muy preliminar como para discutir en detalle la estructura que se daría al manejo del mismo. Sin embargo, puede adelantarse que durante la fase de construcción e instalación de la antena, Argentina y Brasil participarían de la misma manera en base a una inversión igualitaria de ambos países. Del lado de Argentina, el personal del IAR participaría mayoritariamente en los distintos aspectos del proyecto que corresponda llevar adelante a nuestro país.

Durante la última Asamblea de la UAI celebrada en Río de Janeiro, Brasil, en agosto del corriente año, entre los investigadores de ambos países que impulsan este proyecto, se acordó que:

- La compra de la antena sería realizada por las agencias de financiamiento de Brasil.
- La construcción de las obras de infraestructura necesarias para la instalación de la antena en el sitio seleccionado, y las obras de infraestructura que demande la construcción del complejo que posea las facilidades técnicas mínimas requeridas, serían financiadas por las agencias de Argentina.
- Los costos de mantenimiento de la facilidad instrumental serían afrontados sobre una base igualitaria (50 % por Argentina y 50 % por Brasil).
- En el caso de que las inversiones indicadas en los primeros dos ítems no resultasen comparables, el país que haya realizado una menor inversión se haría cargo de una mayor parte de los costos de mantenimiento mencionados en el ítem anterior, a los efectos de equiparar las inversiones totales en un lapso de 10 años.

El transporte, ensamblaje, instalación y medidas preliminares de la performance del telescopio serían llevado a cabo por personal especializado de la compañía encargada de construir la antena. Personal técnico y científico de Argentina y Brasil participarían de dichas actividades.

Los grupos de Argentina y Brasil directamente involucrados en el proyecto LLAMA, serían responsables de definir la instrumentación necesaria para el telescopio y tendrían a su cargo el mantenimiento técnico general del instrumento.

Cuando el telescopio sea completado, se espera que un número mínimo (a definir) de personal técnico y científico que se encuentre en el sitio sea responsable del manejo del mismo, en coordinación con el Director de la facilidad. Este último debería ser elegido por concurso.

El tiempo de observación en el nuevo telescopio debería ser asignado por un Comité de Programación, constituido por representantes de las instituciones involucradas de ambos países, cuyo número relativo inicial debería reflejar la contribución relativa de cada país a la compra de la antena, a la construcción de la infraestructura necesaria, a su instrumentación y a las inversiones en su mantenimiento. Se espera que la distribución de tiempo sea aproximadamente igual entre los investigadores de los dos países. Durante los primeros años de funcionamiento, sería deseable que una fracción apreciable del tiempo total de observación disponible, fuese asignado a proyectos de interés común para los investigadores de ambos países.

En el caso de Argentina, se contempla que los miembros del Comité de Programación sean astrónomos destacados. Las propuestas serían evaluadas en base al mérito científico de las mismas, a la viabilidad de su ejecución, y a la contribución a la formación de recursos humanos, entre otros criterios. El tiempo de observación estaría abierto a las comunidades astronómicas de cada país. Se prevé que los astrónomos de otros países que deseen usar el telescopio, lo podrían hacer por medio de colaboraciones con astrónomos que trabajen en Argentina y/o Brasil. Se espera recibir propuestas de colaboradores extranjeros que incluyan, tanto el uso de instrumentos existentes en LLAMA, como el de posibles instrumentos visitantes que complementarían los inicialmente planeados para LLAMA.

6. Importancia nacional y regional del proyecto

En el año 1962, el Directorio del recientemente creado CONICET y los máximos cuerpos colegiados de la Comisión de Investigaciones Científicas (CIC) de la Provincia de Buenos Aires, de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP), y de la Universidad de Buenos Aires (UBA), tomaron la decisión política de impulsar la creación de una institución cuya finalidad fuese el estudio del Universo mediante el uso de microondas. En esa decisión de política científica se originó el único radio observatorio que tiene nuestro país: el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR). A lo largo de sus cuarenta y dos años de existencia, el IAR ha llevado a cabo una amplia tarea de formación de recursos humanos, tanto en el campo científico como en el tecnológico. Hoy en día es claro que la decisión de crear el IAR fue acertada desde lo científico, ya que abrió nuevos horizontes y posibilidades para la investigación de nuestro Universo. El correr del tiempo también le dió la razón a los visionarios que al promover su creación esgrimieron, como uno de los argumentos de mayor peso, el hecho de que los instrumentos que se emplearían para llevar a cabo las investigaciones harían uso de tecnologías que podrían ser de suma importancia en otros campos de la actividad económica y social del país. En efecto, la actividad de transferencia



Figura 1. Ubicación relativa de dos de los posibles sitios para instalar la antena del proyecto LLAMA, respecto del interferómetro ALMA. Las distancia norte-sur y este-oeste entre los sitios y ALMA se encuentran indicadas.

de tecnología, basada en el conocimiento adquirido por los ingenieros que se formaron en el IAR, hacia el programa espacial de Argentina, por medio de convenios suscritos entre la Comisión Nacional de Asuntos Espaciales (CONAE) y el CONICET, ha enfatizado la importancia estratégica avizorada en la creación del IAR. Estas actividades han permitido al erario público, no sólo ahorrar millones de dólares estadounidenses en divisas, sino también consolidar un grupo de recursos humanos con profundo conocimiento de los conceptos (teóricos y prácticos) en campos de punta del desarrollo tecnológico.

Ciertamente el proyecto LLAMA abrirá un enorme abanico de posibilidades para la investigación astronómica en el mundo de las microondas, pero al mismo tiempo promoverá la formación de recursos humanos en la aplicación de los adelantos tecnológicos que forman parte del instrumental disponible en radiotelescopios que trabajan en las bandas milimétrica y submilimétrica.

Las aplicaciones y ramificaciones que puedan lograrse con la aplicación de este conocimiento, a priori sólo pueden evaluarse como de mucha importancia.

Así como sucedió con la creación del IAR, la importancia de impulsar el proyecto LLAMA no sólo radica en su aspecto científico, sino también en su futura contribución a sectores del quehacer nacional considerados estratégicos.

7. Conclusiones

A modo de resumen, puede decirse que el proyecto LLAMA ofrece las siguientes ventajas:

- El tomar la iniciativa en un proyecto global, que aunque la mayoría de los países con tradición en actividades científico- tecnológico (Australia, países de la Comunidad Económica Europea, Canadá, EEUU y el consorcio Japón/Taiwan), asignan extrema importancia a la construcción de una red de VLBI en el Cono Sur, recién hacia fines de 2015 estarían en condiciones de comenzar a financiarlo. Este proyecto colocaría a los países de la región en una posición ventajosa para participar en una versión extendida del proyecto ALMA original, desplegando sus roles técnicos e intelectuales en el progreso de la astronomía austral.
- Es un proyecto científico-tecnológico totalmente original en uno de sus modos de operación (VLBI).
- Permitiría testear y corregir la integración científico-tecnológica regional, paso por paso y de forma progresiva, sobre todo teniendo en cuenta que en una fase ulterior de su construcción, la red de VLBI podría requerir de la instalación de antenas en otros países de la región (por ejemplo, Bolivia y Perú).
- El proyecto brinda un contexto ideal para entrenar recursos humanos en ingeniería de materiales y tecnología en microondas, con aplicación en telecomunicaciones, relevamiento de recursos naturales, microelectrónica y administración empresarial a un nivel nacional y regional.
- En un contexto geopolítico más ambicioso, es un proyecto que promueve la integración científica y tecnológica de Latinoamérica, ya que grupos de científicos de Bolivia, Chile, Colombia, México, Perú, Uruguay y Venezuela, han manifestado su interés de participar en el mismo.

Agradecimientos. Agradecemos el apoyo explícito brindado por la comunidad argentina a este proyecto en la Asamblea de la Asociación Argentina de Astronomía celebrada en la ciudad de San Juan en el año 2008. En dicha reunión se presentó por primera vez este proyecto a los astrónomos profesionales de nuestro país. También deseamos agradecer la colaboración y sugerencias que nos han hecho llegar diversos colegas, en relación a la elaboración del manuscrito del proyecto que en breve será elevado al Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva.

INVITED TALK

Science and detectors of the Pierre Auger Observatory

A. Etchegoyen^{1,2} *for the Pierre Auger Collaboration*

(1) *ITeDA, Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas*
(CNEA, CONICET, UNSAM)

(2) *UTN-FRBA*

Abstract. The high energy spectrum of cosmic rays presents three distinct traits, the second knee, the ankle, and the GZK cutoff and as such, a thorough understanding of cosmic rays encompasses the study of these three features. It is in the second knee - ankle region where cosmic ray sources change from a galactic origin to an extragalactic one. At the higher cutoff energies, the arrival directions show an anisotropy related to the near extragalactic sky. The Pierre Auger Observatory is currently designed to help to unravel these features by performing both spectrum and composition measurements with unprecedented accuracy. The primary particle type in the second knee - ankle region will be studied both with fluorescence telescopes and muon counters giving the air shower longitudinal profiles and muon contents, respectively.

Resumen. El espectro de rayos cósmicos de altas energías presenta tres rasgos distintivos, la segunda rodilla, el tobillo y el corte GZK y por ende comprender en detalle a estos rayos cósmicos implica el estudio de estas tres características. Es en la zona de la segunda rodilla - tobillo en donde acaece el cambio de fuentes de rayos cósmicos de galácticas a extra galácticas. Por otro lado, en la zona de las energías más altas se detecta anisotropía en la dirección de arribo relacionada con el espacio extragaláctico cercano. El Observatorio Pierre Auger está diseñado para el estudio de estos tres rasgos realizando tanto estudios del espectro como de la composición química de los rayos cósmicos primarios con una precisión sin precedentes. La composición química del primario será estudiada con telescopios de fluorescencia y con contadores de muones obteniéndose así los perfiles longitudinales y los contenidos muónicos de los chubáscos cósmicos.

1. Introduction

The Pierre Auger Observatory was built to detect the highest energy cosmic rays known in nature with two distinctive design features, a large size and a hybrid detection system in an effort to detect a large number of events per year with minimum systematic uncertainties. The southern component of the Auger Observatory is located in the west of Argentina, in the Province of Mendoza where it spans an area of 3000 km² covered with 1600 water Cherenkov detectors (SD,

surface detectors) deployed on a 1500 m triangular grid with four buildings on the array periphery lodging six fluorescence telescope systems (FD, fluorescence detectors) each one with a $30^\circ \times 30^\circ$ elevation and azimuth field of view (Abraham et al. (2004, 2008a)). With such a geometry, the Observatory has been able to cast light on two spectral features (Abraham et al. (2009a)) at the highest energies, the ankle and the GZK-cutoff (Greisen (1966), Zatsepin et al. (1966)).

The ankle refers to a break in the spectrum which is found at $\sim 10^{18.6}$ eV by the Auger Observatory. The GZK-cutoff (named after Greisen, Zatsepin, and Kuz'min who suggested it) is a suppression of the cosmic ray flux at very high energies which is reported at $\sim 10^{19.5}$ eV (Abraham et al. (2009a)). This suppression is pertinent to the reported anisotropy in the arrival directions of cosmic rays with energies above $\sim 6 \times 10^{19}$ eV (Abraham et al. (2008b)). This anisotropy may open a new window in astronomy research, charged-particle source identification, since the very high primary-particle energies might permit to trace back the arrival directions and find the cosmic sources. At lower energies the electromagnetic fields deflect charged-particle trajectories rendering impossible to identify the sources, but still composition studies should help to discriminate whether the sources are galactic or extragalactic and the energy region where the transition occurs. Also, non-charged particles (e.g. neutrons and photons) might produce detectable point-like galactic anisotropies. Neutrons with energies above ~ 1.0 EeV could arrive from the galactic-center region without decaying. Photon-induced anisotropies would be easier to identify with the Auger Observatory enhancements (see below) for instance with muon counters, because photon showers have a vanishing muon content.

The cosmic ray spectrum presents a further feature at lower energy named the knee ($\sim 4 \times 10^{15}$ eV), outside the energy region of the Auger Observatory. The knee has been interpreted (Aglietta et al. (2004), Antoni et al. (2005), Kampert et al. (2008)) as the spectrum region where galactic sources fail to accelerate lighter elements to higher energies and only do so to heavier elements. Still and as the energy increases, the number of galactic sources capable of accelerating even the heavier elements will diminish and therefore a transition from galactic to extragalactic sources will take place. This transition is assumed to occur either at the second knee (Nagano et al. (1984), Abu-Zayyad et al. (2001), Pravdin et al. (2003), Abbasi et al. (2004)) or at the ankle (Ave et al. (2001), Pravdin et al. (2003), Abbasi et al. (2004)) and the way to help to identify it would be a change in the cosmic ray composition. Within the Auger baseline design described above, the surface array is fully efficient above $\sim 3 \times 10^{18}$ eV and in the hybrid mode this range is extended down to $\sim 10^{18}$ eV which does not suffice to cover the second knee - ankle region. For this purpose, Auger has two enhancements: AMIGA ("Auger Muons and Infill for the Ground Array") (Etchegoyen et al. (2007), Platino et al. (2009), Buchholtz et al. (2009), Medina-Tanco et al. (2009)) and HEAT ("High Elevation Auger Telescopes") (Klages et al. (2007), Kleifges et al. (2009)). AMIGA is being deployed over a small area of 23.5 km² (see Fig. 1) since the cosmic ray flux abruptly increases with diminishing impinging energy. On the other hand, the detectors have to be deployed at shorter distances among each other in a denser array since lower energies imply smaller air shower footprints on the ground. Also, telescopes need to have a higher elevation field of view (FOV) since these showers would develop earlier in the atmosphere.

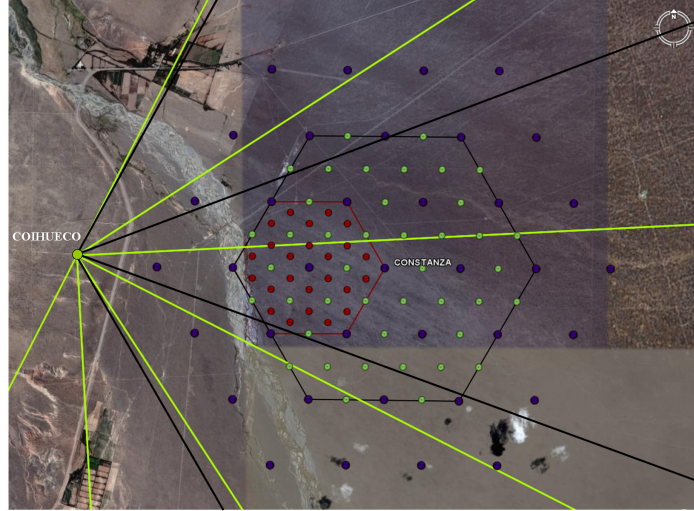


Figure 1. Auger enhancements layout. Green lines limit the $0^\circ - 30^\circ \times 0^\circ - 30^\circ$ elevation and azimuth FOV of the original 6 telescopes on Cerro Coihueco and the black lines the $30^\circ - 60^\circ \times 0^\circ - 30^\circ$ FOV for the 3 HEAT telescopes. The two hexagons limit the AMIGA infilled areas of 5.9 and 23.5 km² with 433 and 750 m triangular grid detector spacings, respectively. Each dot within these hexagons represents a pair of a water Cherenkov detector and a muon counter. The center dot, named Constanza, is placed ~ 6.0 away from Cerro Coihueco.

2. Spectrum, anisotropy, and composition

The Auger Observatory as already mentioned has a hybrid detection system composed of SD and FD systems. The SD array has a flat exposure determined by the array geometry, a 100% duty cycle and a $\geq 1^\circ$ arrival directions uncertainty. Its energy assignment depends on simulations which assume a hadronic model and a primary composition. A hybrid measurement is performed when an FD system and at least a SD station are triggered. This combined time measurement improves the arrival direction reconstruction to $\geq 0.2^\circ$. The energy assignment is performed by integration of the longitudinal profile rendering a calibration quite independent from both model and composition. Still, the hybrid (or FD) exposure increases with energy and it only has a $\sim 10\%$ duty cycle. The hybrid energy calibration has several systematic uncertainties (fluorescence yield, absolute calibration, atmospheric attenuation, and reconstruction method) which have been estimated to give an overall energy resolution of $\Delta E/E \sim 22\%$. The Auger Collaboration calibrates the SD array with hybrid events in order to avoid any dependence on simulations. The procedure follows four steps: i) the lateral profile is fitted with a carefully chosen lateral distribution function and the signal, $S(1000)$, at a core distance of 1000 m is extracted, see Fig.2.lhs, ii) the difference in signal attenuation due to different atmospheric depths traversed is experimentally corrected by renormalizing the signal to the signal the shower would have produced with an arrival angle of 38° , see Fig.2.rhs, iii) the shower

energy is evaluated from the longitudinal profile measured by the FD system, see Fig.3.lhs, and iv) the calibration curve is obtained by plotting $\lg(S_{38})$ vs $\lg(E_{FD})$, see Fig.3.rhs.

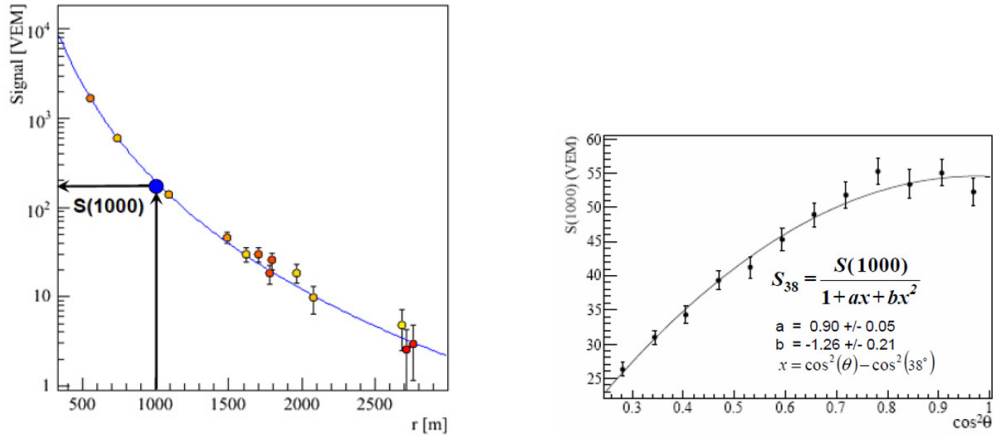


Figure 2. (*lhs*) Shower lateral profile; (*rhs*) Shower attenuation curve.

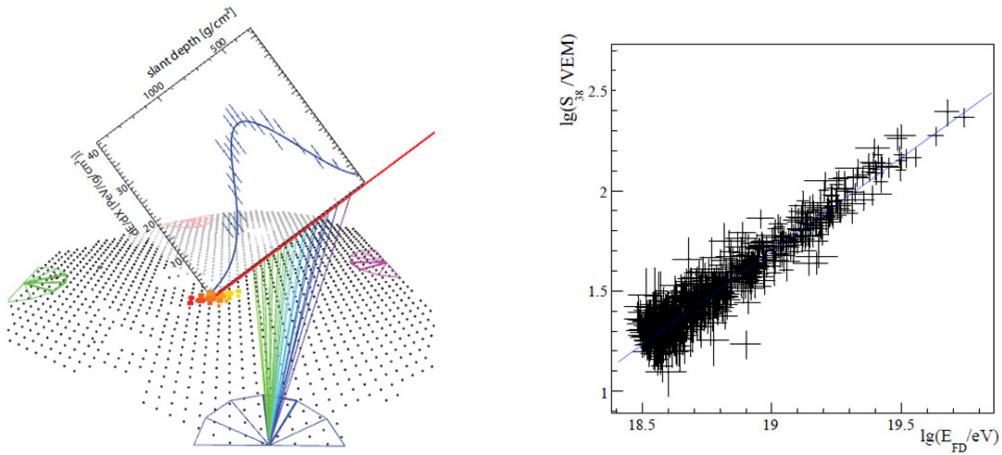


Figure 3. (*lhs*) Shower longitudinal profile; (*rhs*) Energy calibration curve.

With the above mentioned calibration, the spectrum of cosmic rays can be obtained with the large number of events measured by the 100% duty cycle SD array. But the SD array is fully efficient for $E \geq 3 \times 10^{18}$ eV while the hybrid system from $E \geq 10^{18}$ eV and therefore the total spectrum can be measured from this latter energy onwards. Details on the event selection and applied quality cuts can be seen in (Abraham et al. (2009a)). The measured flux versus primary energy is displayed in Fig.4 for both hybrid and SD detections (the flux is multiplied by E^3 in order to highlight the ankle and the cutoff features). It is clearly seen that both data sets give quite consistent results, no systematic deviations in neither flux nor energy. The ankle is seen at $\sim 10^{18.6}$ eV and

the GZK-cutoff at $\sim 10^{19.5}$ eV (Abraham et al. (2009a)). Both are clear and notorious features, the spectrum is reaching its end.

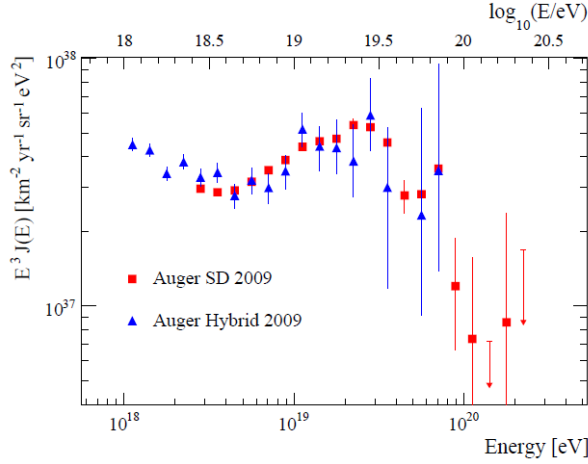


Figure 4. Auger spectrum

The cutoff is consistent with the predicted energy loss by the interaction of extragalactic cosmic rays with the microwave background radiation (Greisen (1966), Zatsepin et al. (1966)). Also, this process will favor proton or iron primaries from the nearby universe (see Fig.5).

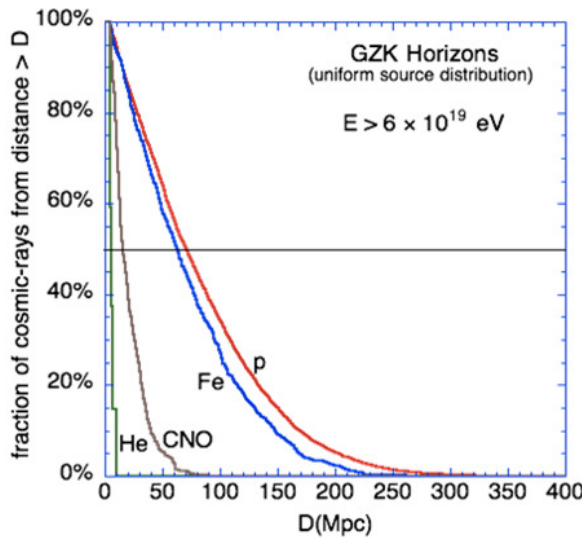


Figure 5. GZK horizons, only Fe and p may survive $D \geq 100$ Mpc, other nuclei will rapidly disappear for $D \geq 20$ Mpc.

Anisotropy in the arrival directions of above the cutoff ($\sim 10^{18.6}$ eV) may appear since the GZK energy loss process confines the possible cosmic rays sources

to only a few in the nearby universe. This feature opens the possibility to detect such sources for their posterior study opening a field of novel astronomy, charged-particles astronomy. A first anisotropy search was published (Abraham et al. (2008b)) for cosmic rays with $E \geq 55$ EeV and a comparison was performed with the positions of AGN galaxies listed in the Véron-Cetty and Véron (VCV) catalogue. The search was performed for AGN within 75 Mpc with circles of radius 3.1° around the AGN. The current data set (Hague et al. (2009)) is composed of 58 events with 26 events correlating with nearby AGNs. The probability that an isotropic distribution would by chance mimic these numbers is at the level of 1%. Note also, that the VCV catalogue is incomplete and inhomogeneous, particularly near the galactic plane, and if events were removed with galactic latitude $|b| < 12^\circ$ the correlation becomes 25 out of 45 thus increasing the departure from an isotropic distribution.

An interesting feature is that the region with the largest over density is close to Cen A (an AGN only ~ 3.5 Mpc away) from where 12 events are detected within 18° while only 2.7 are expected from isotropy, i.e. a 2% chance probability.

The chemical composition of primaries is of fundamental and unique importance to understand cosmic ray sources. Actually, efforts are concentrated in studying composition changes rather than absolute composition since the latter would be quite dependent on hadronic interaction models (see limits in Fig. 6) and would rely on comparisons to air shower simulations. A usual way to assess composition is by measuring the average depths of shower maximum, X_{max} (and their fluctuations) which are obtained from the air shower longitudinal profiles observed by the fluorescence telescopes (Bellido et al. (2009), Abraham et al. (2009b)).

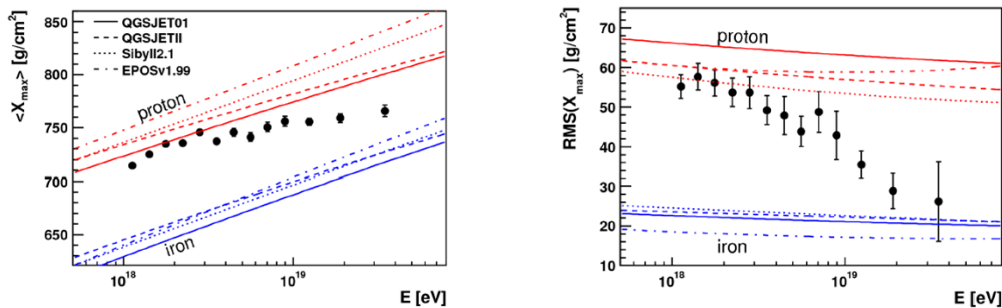


Figure 6. (*lhs*) Elongation rate (average atmospheric depth of shower maximum versus primary energy); (*rhs*) Average $\text{RMS}(X_{max})$ versus primary energy.

Fig. 6 displays the composition studies performed with Auger hybrid data. There is an indication both in the elongation rate and in X_{max} fluctuations that primaries become heavier with energy (assuming the hadronic interaction does not significantly change in the energy range of interest). The elongation rate was satisfactorily fitted (Abraham et al. (2009b)) with two slopes and the break was found at $\sim 10^{18.25}$ eV, a factor of ~ 2 below the reported ankle. These results disagree with those found by the combined data from a hybrid experiment (HiRes/MIA), and the HiRes stereo fluorescence experiment, which overlap by only $\sim 1/4$ of a decade in energy (Sokolsky et al. (2005)). HiRes

observes that the composition gets lighter and remains so starting at energies close to the second knee.

3. Auger Observatory Enhancements

As already mentioned the cosmic ray flux shows three high-energy features, the second knee, the ankle and the GZK cutoff. There are currently no doubts about the existence of these three traits, but the understanding of the first two is yet under scrutiny with conflicting results as shown in the previous section. To fully cover this energy region with a single Observatory the Auger Collaboration is building two enhancements, HEAT and AMIGA (Klages et al. (2007), Kleifges et al. (2009), Medina et al. (2006), Etchegoyen (2007), Supanitsky et al. (2008), Platino et al. (2009), Buchholtz et al. (2009), Medina-Tanco et al.(2009)). These enhancements will have an enlarged energy range down to 10^{17} eV and therefore will allow for a good comparison with Kascade-Grande results (Haungs et al. (2009)) whose primary objectives are to study the cosmic ray primary composition and the hadronic interactions in the energy range $10^{16} - 10^{18}$ eV. Fig. 7 shows the HEAT telescopes enclosures and a reconstructed longitudinal profile of a low energy event.

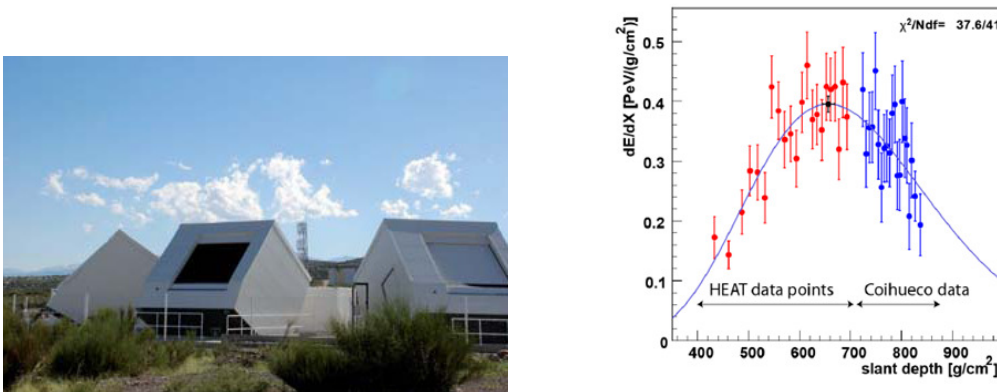


Figure 7. (Kleifges et al. (2009)) (*lhs*) The three buildings of the HEAT telescopes at Cerro Coihueco; (*rhs*) Longitudinal shower profile where both HEAT and Coihueco telescopes are needed in order to reconstruct the profile, event energy $(2.0 \pm 0.2)10^{17}$ eV.

AMIGA data acquisition has started with the SD 750 m infilled area and preliminary analyzes have already been performed with a data set restricted to events with zenith angle $\theta \leq 60^\circ$ and well contained within the infill (i.e. with the six SDs of the hexagon enclosing the highest signal SD in its center active). Preliminary tests were performed reconstructing events with and without the SDs from the infilled area in order to probe the main array reconstruction uncertainties (Platino et al. (2009)). Emphasis was also focused on the preliminary energy calibration by relating the ground signal at 600 m from the core, S(600), with the energy measured by FD (note that the ground signal is taken at 600 m rather than 1000 m since the array spacings are different) (Platino et al. (2009)).

Apart from the extended energy range, the enhancements include muon counters for composition analyses buried alongside each surface detector of the infilled area. Each muon counter has an area of 30 m^2 and it is made of scintillator strips with glued optical fibers (doped with wave length shifters) in a groove coated on top with a reflective foil. The strips are 1 cm thick and 4.1 cm wide. The counters of the Unitary Cell (an hexagon with 7 detector pairs, one in each hexagon vertex and one in the center) are composed of 4 modules each, $2 \times 5 \text{ m}^2$ and $2 \times 10 \text{ m}^2$ with 2 and 4 m long strips, respectively. Each module has a 64 pixel Hamamatsu H8804MOD photomultiplier tube with a $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ pixel size. The front end bandwidth is of 180 MHz, the electronics sampling is performed at 320 MSps (3.125 ns) with a memory to store up to 6 ms of data. The total number of independent electronic channels per counter is 256 due to the high segmentation requirement in an effort to measure no more than a single muon per segment per unit time. The first fully equipped 5 m^2 module has been designed, built, tested, and buried at the Observatory site, see Fig.8.



Figure 8. (*lhs*) First module buried at the Observatory site, the insert shows the electronics inside its enclosure; (*rhs*) Muon counter placed over sand bed with service pipe installed, about to be buried.

The extension of Auger to full efficiency down to 0.1 EeV with a direct measure of both X_{max} and shower muon contents will open an unique experimental tool to study the cosmic ray spectrum in the second knee - ankle region, where the transition from galactic to extragalactic sources is assumed to occur. Data with unprecedented precision will be available and in particular there will be a triple hybrid data set (fluorescence, muon, and surface detector detections) on which careful primary energy and composition analyses could be performed.

In conclusion, the Auger Observatory has measured the high energy cosmic ray spectrum and clearly identified the ankle and the cutoff, also it found clear indications of anisotropy in the arrival directions of cosmic rays with energies above 55 EeV. Statistical composition analyses have been performed with depths at shower maximum and their fluctuations. Enhancements are well under way in order to study the transition region from galactic to extragalactic sources with surface, telescope, and muon detectors with unitary efficiencies unbiased in composition.

References

- T. Abu-Zayyad et al., 2001, *Astrophys. J* 557, 686.
- Antoni et al., 2005, *Astropart. Phys.* 24, 1.
- J.D. Hague for the Pierre Auger Collaboration, 2009, Proc. 31st ICRC (Lodz, Poland), #0143.
- The Auger Collaboration (J.Abraham et al.), 2004, *Nucl. Inst. & Meth.* A532, 50, 95.
- The Auger Collaboration (J.Abraham et al.), 2008a, *Nucl. Inst. & Meth.* A586, 409, 420.
- The Auger Collaboration (J. Abraham et al.), 2008b, *Astropart. Phys.* 29, 188, 204.
- The Auger Collaboration (J. Abraham et al.), submitted to *Physics Letters*, (2009a).
- The Auger Collaboration, submitted to *Phys. Rev. Lett.*, (2009b).
- M. Ave et al., 2001, Proc. 27th ICRC (Hamburg), 381.
- J. A. Bellido, for the Pierre Auger Collaboration, 2009, Proc. 31st ICRC (Lodz, Poland), #0124.
- P.Buchholtz for the Pierre Auger Collaboration, 2009, Proc. 31st ICRC (Lodz, Poland), #0043
- The EAS-TOP and MACRO Collaborations (M. Aglietta et al.), 2004, *Astropart. Phys.* 20, 641.
- A. Etchegoyen for the Pierre Auger Collaboration, 2007, Proc. 30th ICRC (Mérida-México), #1307.
- Greisen K., 1966, *Phys. Rev. Lett.* 16, 748.
- The HiRes Collaboration (R.U. Abbasi et al.), 2004, *Phys. Rev. Lett.* 92, 151101.
- The Cascade Collaboration (K.H. Kampert et al), 2008, arXiv:astro-ph/0405608.
- The Cascade-Grande Collaboration (A. Haungs et al.), 2009, Proc. 31st ICRC (Lodz, Poland), #0401.
- H. Klages for the Pierre Auger Collaboration, 2007, Proc. 30th ICRC (Mérida-México), #0065.
- M. Kleifges for the Pierre Auger Collaboration, 2009, Proc. 31st ICRC (Lodz, Poland), #0410.
- M.C. Medina et. al., 2006, *Nucl. Inst. and Meth.* A566, 302, 311, and astro-ph0607115.
- G. Medina-Tanco for the Pierre Auger Collaboration, 2009, Proc. 31st ICRC (Lodz, Poland), #0137
- M. Nagano et al., 1984, *J. Phys. G* 10, 1295.
- M. Platino for the Pierre Auger Collaboration, 2009, Proc. 31st ICRC (Lodz, Poland), #0184.
- M.I. Pravdin et al., 2003, Proc. 28th ICRC (Tuskuba), 389.
- P. Sokolsky, John Beltz, and the HiRes Collaboration, 2005, Proc. 29th ICRC (Pune, India), 101, 104.
- A.D. Supanitsky et al., 2008, *Astroparticle Physics* 29, 461, 7470.
- Zatsepin G. T., Kuzmin V. A., 1966, *Sov. Phys. JETP Lett.* 4, 78.

TRABAJO INVITADO

Dos décadas de Astrofísica observacional en el Complejo Astronómico El Leoncito

J. J. Clariá^{1,2}

(1) Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

(2) CONICET

Abstract. The research projects developed during the last two decades at the *Complejo Astronómico El Leoncito* (CASLEO, Argentina) are here briefly described. Some results illustrating the potential of the photometric and spectroscopic integrated techniques are presented. These techniques have been applied to a variety of targets such as open and globular clusters, galaxies, planetary nebulae, supernova remnants and stellar clusters of the Magellanic Clouds.

Resumen.

Se describen resumidamente los programas de investigación desarrollados en el *Complejo Astronómico El Leoncito* (CASLEO, Argentina) durante las dos últimas décadas. Se presentan algunos resultados que ilustran el potencial de las técnicas de fotometría y espectroscopía integradas. Estas técnicas han sido aplicadas a una variedad de objetos tales como cúmulos abiertos y globulares, galaxias, nebulosas planetarias, remanentes de supernovas y cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes.

1. Introducción

Quisiera comenzar agradeciendo a la Asociación Argentina de Astronomía y, en particular, a la actual Comisión Directiva, por el honor que representa para mí recibir este Premio *Jorge Sahade* a la Trayectoria.

Han transcurrido casi 40 años desde que recibí mi primer título de Licenciado en Astronomía en el siempre muy bien recordado IMAF (Instituto de Matemática, Astronomía y Física), actualmente Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF) de la Universidad Nacional de Córdoba. Si bien la mayor parte de mis trabajos en todos estos años se han basado en observaciones realizadas en los observatorios del norte chico chileno, como argentino siento un deber reconocer la importancia que ha tenido para mí y para mis colaboradores, la existencia del CASLEO. Por esa razón y en homenaje a quienes hicieron posible que nuestro país disponga del telescopio *Jorge Sahade* de 2.15 m y que el mismo haya podido ser utilizado por muchos colegas durante más de dos décadas, intentaré resumir lo que mis colaboradores y yo hemos podido realizar desde el CASLEO en todo este tiempo.

2. Fotometría integrada de cúmulos de la Nube Mayor de Magallanes

Hace aproximadamente 20 años y cuando el CASLEO aún no disponía de ningún detector CCD, decidimos con Eduardo Bica y Andrés Piatti utilizar el VATPOL (polarímetro del Observatorio Vaticano), como polarímetro y como fotómetro fotoeléctrico. Obtuvimos entonces los primeros resultados tanto en cúmulos abiertos (Clariá et al. 1992, 1994, 1999) como en cúmulos globulares (Clariá et al. 1988, Minniti et al. 1992). Aproximadamente en la misma época, iniciamos un programa sistemático de fotometría UBV integrada de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes (NMM), al que se unieron inmediatamente Horacio Dottori y Joao F. C. Santos de Brasil. Nos planteamos entonces una variedad de objetivos, tales como: (1) Confirmar y explicar una misteriosa "ausencia" de cúmulos detectada por van den Bergh (1981) en el histograma (B-V) de los cúmulos de la NMM. (2) Investigar la historia de formación estelar en la barra de esta galaxia. (3) Examinar su estructura general y la evolución de las propiedades espaciales de los distintos grupos de edad. (4) Descubrir nuevos cúmulos extremadamente viejos con edades entre 3 mil y 9 mil millones de años, formados en el período de aparente "quietud" de la NMM.

Luego de muchos años de observación con el VATPOL a fines de la década del 80 y buena parte de la del 90, logramos construir un catálogo con fotometría UBV integrada de 504 cúmulos y 120 asociaciones de la NMM (Bica et al. 1996). Esta muestra quintuplicada la existente hasta la fecha, por lo que constituía un excelente material en cantidad y calidad como para intentar alcanzar, sino todos, buena parte de los objetivos propuestos. Como resultado del análisis y la discusión de esta enorme masa de datos vieron la luz varios trabajos que sería imposible resumir aquí. Apenas si me permitiré destacar 3 aspectos, de entre todos los resultados obtenidos en este programa, a saber: (1) La detección por vez primera de un sorprendente "gap" o "faltante de cúmulos" en el diagrama U-B vs. B-V de los cúmulos de la NMM. (2) La historia de formación estelar en la barra de la NMM. (3) El análisis de la estructura y la evolución dinámica de esta galaxia. Veamos resumidamente estos 3 aspectos por separado.

3. Detección de un "gap" en el diagrama color-color

Al confeccionar el diagrama U-B vs. B-V correspondiente a los 624 objetos observados en el CASLEO, advertimos, no sin sorpresa, una marcada "ausencia" de cúmulos en una región del diagrama, centrada aproximadamente en $U-B = 0.1$ y $B-V = 0.5$ (Bica et al. 1991, en adelante BCDS91). En la Fig. 1a de BCDS91 se muestra sólo la región del "gap", en tanto que en la Fig. 1b se han incluido líneas que separan las regiones correspondientes a los distintos tipos de Searle et al. (1980, en adelante SWB). Estas líneas fueron determinadas en base a las posiciones de cúmulos observados en común por nuestro grupo en el CASLEO y por SWB en el sistema *uvgr* de Gunn. El "gap", detectado por primera vez en el diagrama color-color, ocurre en el tipo SWB IV. Por esa razón, dividimos este grupo en dos, IVA y IVB, para incluir en ellos los objetos más azules y más rojos que el "gap", respectivamente. Los cúmulos con designación en la Fig.

1b de BCDS91 yacen en los bordes del "gap". Dado que estos objetos tenían edades bien conocidas en el momento de ser observados, inferimos de las mismas que el "gap" corresponde a una fase de transición próxima a los 600 millones de años y que la misma dura ~ 200 millones de años. Revisando resultados teóricos de la época (e.g., Sweigart et al. 1990), fue posible constatar que este "gap" era compatible con las predicciones teóricas de un salto en color en la evolución de la luz integrada de los cúmulos, debido a una fase de transición en la rama gigante roja (Renzini y Buzzoni 1986). Esta fase de transición la asociamos con la primera aparición de las estrellas que sufren el fogonazo de helio (BCDS91). Este podría considerarse el primer resultado realmente relevante que emergió de las observaciones fotométricas integradas realizadas en el CASLEO.

4. Historia de formación estelar en la barra de la NMM

A comienzos de la década del 80, van den Bergh (1981) obtuvo fotometría UB_V integrada de 29 cúmulos estelares brillantes ubicados sobre la barra de la NMM. En base a estos datos, reportó la detección de un "gap" o "ausencia de cúmulos" para valores de B-V entre 0.4 y 0.6 magnitudes aproximadamente. Inmediatamente después, algunos colegas propusieron algunas posibles explicaciones astrofísicas a este efecto observado, desde la probable disgregación de cúmulos poco masivos a medida que se aproximan a ciertas edades, hasta la posible disminución de los mismos debida a efectos de evolución estelar.

Dado que las observaciones realizadas en el CASLEO quintuplicaban en número las de van den Bergh (1981) en la región de la barra, quisimos confirmar la realidad de su resultado observacional. Nuestra sorpresa fue grande, sin embargo, cuando constatamos que, al aumentar el número de cúmulos observados, desaparecía completamente el aparente "gap" (Bica et al. 1992, en adelante BCD). La Fig. 5 de BCD muestra el diagrama U-B vs. B-V con todos los objetos de la barra observados en el CASLEO, todos los cuales fueron también observados en el sistema *uvgr* de Gunn por SWB. En BCD definimos las fronteras entre los distintos tipos SWB en el diagrama U-B vs. B-V. Introdujimos, además, el tipo SWB0 para incluir en esta clase todos los cúmulos asociados a regiones III. Aumentamos considerablemente la región permitida para el tipo SWBI, ya que efectos estocásticos producidos por eventuales supergigantes rojas (SGRs) pueden desplazar hacia el rojo la luz integrada de algunos cúmulos. Finalmente, separamos en dos el grupo IV, como se mencionara más arriba. Como se aprecia en la Fig. 5 de BCD, el índice de color B-V no es un buen discriminador de edad debido no sólo a la influencia de las SGRs en los cúmulos menos masivos, sino principalmente a la degeneración de dicho índice tanto para cúmulos jóvenes, como para viejos y de edades intermedias. El tipo SWB equivalente discrimina mejor edades que el índice B-V, debido a que tiene en cuenta los dos índices de color B-V y U-B. En consecuencia, un histograma con los tipos SWB, en lugar de los índices B-V, es ciertamente más representativo de la historia de la formación estelar en la barra de la NMM (Fig. 6 de BCD). Nótese en esta figura que los cúmulos tipos II y III son claramente los más frecuentes en la barra. Nótese además que no hay cúmulos de tipo VI observados en la barra, pese a que el

enrojecimiento favorecería la presencia de los mismos.

Los distintos paneles de la Fig. 7 de BCD resumen la distribución espacial de los diferentes tipos SWB en la barra de la NMM. Cada figura corresponde a un determinado rango de edad. La primera (Fig. 7a) muestra la distribución espacial de los tipos SWB 0, todos asociados a regiones III. Esta figura incluye esencialmente todas las regiones de formación estelar en la barra de la NMM y, como se aprecia, su distribución espacial es claramente inhomogénea. Nótese, por ejemplo, que hay una zona al este del centro de la barra en la que no hay formación de estrellas, probablemente como consecuencia de un importante evento de formación de estrellas de una generación anterior (Fig. 7c). Nótese además que las regiones central y occidental de la barra parecen haber formado más cúmulos que la porción oriental. La Fig. 7b de BCD muestra la distribución espacial de los tipos SWB I y II, entre 10 y 70 millones de años. Se advierte acá un fuerte gradiente en la densidad de cúmulos hacia el oeste de la barra. En la Fig. 7c puede verse la distribución espacial de los tipos SWB III (entre 70 y 200 millones de años) y en ella se aprecia claramente una gran concentración de cúmulos hacia la mitad este de la barra. En particular, en esta región hay cerca de una docena de cúmulos con edades muy próximas, lo que indica que en la misma ocurrió un importante evento de formación estelar hace unos 100 millones de años. Nótese que en esta región casi no hay cúmulos en las dos figuras anteriores, por lo que aparentemente este fuerte evento de formación estelar inhibió la formación de estrellas en la porción este de la barra desde su ocurrencia y hasta la fecha, probablemente como consecuencia del barrido del material interestelar.

La Fig. 7d de BCD muestra que la distribución espacial de los tipos SWB IVA (entre 200 y 400 millones de años) es bastante uniforme, mientras que en la Fig. 7e los tipos más viejos IVB y V (entre 400 y 2000 millones de años) ocupan preferentemente la región central y occidental de la barra. En este escenario, la región oriental podría considerarse una especie de apéndice más reciente formado hace unos 100-200 millones de años. Dado que en nuestra muestra no hay cúmulos de tipo VI en la barra, la Fig. 7f muestra la distribución espacial de los tipos SWB VII (más viejos que ~ 5000 millones de años), probablemente población del halo o de una subsistema disco proyectado sobre la barra. Una posible explicación a la sorpresiva ausencia de cúmulos de tipo VI en la barra es que la misma se formó hace ~ 2000 millones de años.

5. Estructura y evolución dinámica de la NMM

Los respectivos diagramas color-color de los cúmulos y las asociaciones observadas en el CASLEO se presentan en la Fig. 2 de Bica et al. (1996, en adelante BCDS96). Las asociaciones están principalmente distribuidas en los tipos SWB 0 y I. Las edades aproximadas de todos estos objetos fueron estimadas en base a los tipos SWB equivalentes. Los resultados se muestran en la Tabla 3 de BCDS96, en la cual se indica además el número total de objetos incluidos en cada clase SWB.

En la Fig. 3 de BCDSP96 puede verse la distribución espacial de toda la muestra observada en el CASLEO. La misma consiste en una región central aproximadamente circular, densamente poblada, y de poco más de medio grado de extensión y una estructura que la rodea. Si se examinan las distribuciones espaciales de los distintos grupos de edad (Figs. 3*b* a 3*f* de BCDSP96), se advierte que un rasgo muy evidente es su gradual contracción hacia los grupos más jóvenes. En la Tabla 3 de BCDSP96 se presentan los valores estimados de los ejes mayores (M) y menores (m) de cada grupo de edad, la correspondiente razón axial (M/m) y el ángulo de posición (PA) del eje mayor en cada caso. Puede advertirse que el grupo más viejo (SWB VII) tiene un eje mayor M tres veces más grande que el grupo SWB 0. Analizando las razones axiales de los distintos subsistemas es posible examinar cómo cambian las inclinaciones de estos grupos con respecto al plano perpendicular a la visual. Por ejemplo, la razón axial media de los grupos SWB II a VII es 1.40 ± 0.14 , lo que sugiere una inclinación de este grupo de $45^\circ \pm 4^\circ$, si la distribución intrínseca se considera plana y circular. Bajo estas mismas condiciones, la distribución espacial de los grupos más jóvenes (SWB 0 y I), tiene una inclinación nula, es decir, los estamos viendo prácticamente de frente. En la Tabla 3 de BCDSP96 se presentan los valores estimados de los centroides de cada grupo de edad en un plano perpendicular a la visual y en la Fig. 4 de estos autores se compara la ubicación de estos centroides con relación al centro geométrico de la barra (triángulo abierto) y al centro de la curva de rotación de HI (Rohlf et al. 1984, rombo). Puede verse que el centroide medio de los grupos azules (SWB 0 a IVA) está algo más de medio grado hacia el noroeste del centro de la curva de rotación de HI, mientras que los centroides de los grupos de edad intermedia (IVB, V y VI) yacen sobre la barra a poco más de medio grado al este o sureste de su centro geométrico. Finalmente, el centroide de los cúmulos más viejos tipo SWB VII (con o sin Reticulum, de allí las dos posiciones indicadas en la Fig. 4 de BCDSP96) está casi un grado al norte del centro de la curva de rotación. La falta de coincidencia de los distintos centroides con el de la curva de rotación sugiere que el disco de la NMM ha sufrido una severa perturbación en el pasado. Comparaciones realizadas con simulaciones numéricas de la época demuestran que esta perturbación se debe a un pasaje cercano de la Nube Menor de Magallanes (NmM).

6. Espectroscopía integrada

6.1. Introducción

A mediados de la década del 90 y una vez que llegó al CASLEO el primer detector CCD a través de Horacio Dottori de Brasil, realizamos con Andrés Piatti una serie de pruebas para examinar la calidad del cielo para imagen directa. Lamentablemente, una vez que constatamos fehacientemente las limitadas posibilidades observacionales que ofrecía el CASLEO en este aspecto, decidimos iniciar un programa sistemático de observaciones espectroscópicas integradas de sistemas estelares compactos de la Vía Láctea y de las Nubes de Magallanes (NMs).

A continuación describiremos resumidamente algunas aplicaciones astrofísicas de la técnica de espectroscopía integrada desarrolladas en el CASLEO, particularmente a cúmulos abiertos (CAs), cúmulos globulares (CGs), nebulosas planetarias (NPs), galaxias, remanentes de supernovas (RSNs) y cúmulos estelares de las NMs. Los ejemplos que se presentan a continuación son ilustrativos del potencial de esta técnica, cuando la misma se aplica en combinación con telescopios de mediana abertura como el 2.15 m del CASLEO.

6.2. Secuencias de edad y metalicidad

En la Fig. 1a se presenta una secuencia de espectros integrados de CGs galácticos bien conocidos, ordenados en metalicidad creciente de abajo hacia arriba. En esta secuencia puede verse claramente cómo se intensifican con la metalicidad algunos rasgos espectrales como la línea K del CaII, la banda G, el triplete del MgI próximo a 5200 Å y algunas bandas de TiO más allá de 7000 Å. Nótese además cómo cambian las pendientes del continuo en el azul y en el rojo a medida que aumenta la metalicidad. Este es claramente un *efecto de metalicidad*, ya que a medida que ésta aumenta, se incrementa el efecto *blanketing* total del continuo en el azul y, al mismo tiempo, disminuye la contribución de las estrellas azules de la rama horizontal de los CGs.

En la Fig. 1b se presenta una secuencia de espectros integrados de cúmulos estelares de las NMs, decreciente en edad de abajo hacia arriba. Nótese ahora cómo aumenta drásticamente el continuo en el azul a medida que nos desplazamos de abajo hacia arriba. Este es ahora claramente un *efecto de edad*. Es decir, cuanto más joven es un cúmulo, más brillante y más azul es el punto de desvío de la secuencia principal. Si comparamos este diagrama con el anterior, se comprueba que los cúmulos más jóvenes que ~ 1000 millones de años, tienen el continuo en el azul claramente más intenso que el de los cúmulos más viejos, aún de aquéllos como M 15 cuyas deficiencias metálicas extremas incrementan el continuo en el azul. Esto permite concluir que la distribución del continuo en el azul de los espectros integrados es un excelente discriminador de edades de poblaciones estelares.

6.3. Anchos equivalentes en función de la edad y la metalicidad

Es bien sabido que el ancho equivalente (W) de las líneas de Balmer en espectros integrados de cúmulos con distinta metalicidad varía con la edad. En la Fig. 4 de Bica y Alloin (1986) puede verse, en particular, que el $W(H_\delta)$ no es una función unívoca de la edad, aunque la misma tiene claramente un máximo en ~ 400 millones de años. Las restantes líneas de Balmer se comportan de una manera similar. Existen además bien conocidas correlaciones entre los W s de muchas líneas metálicas y de algunas bandas moleculares en función de la metalicidad, siendo estas relaciones independientes de la edad. En la Fig. 7 de Bica y Alloin (1987) puede verse, por ejemplo, cómo varían los W s de las líneas del triplete del CaII en función de la metalicidad. Estos y otros ejemplos permiten arribar a una segunda conclusión, esto es, que la espectroscopía integrada permite determinar razonablemente bien tanto edades como metalicidades de sistemas estelares de

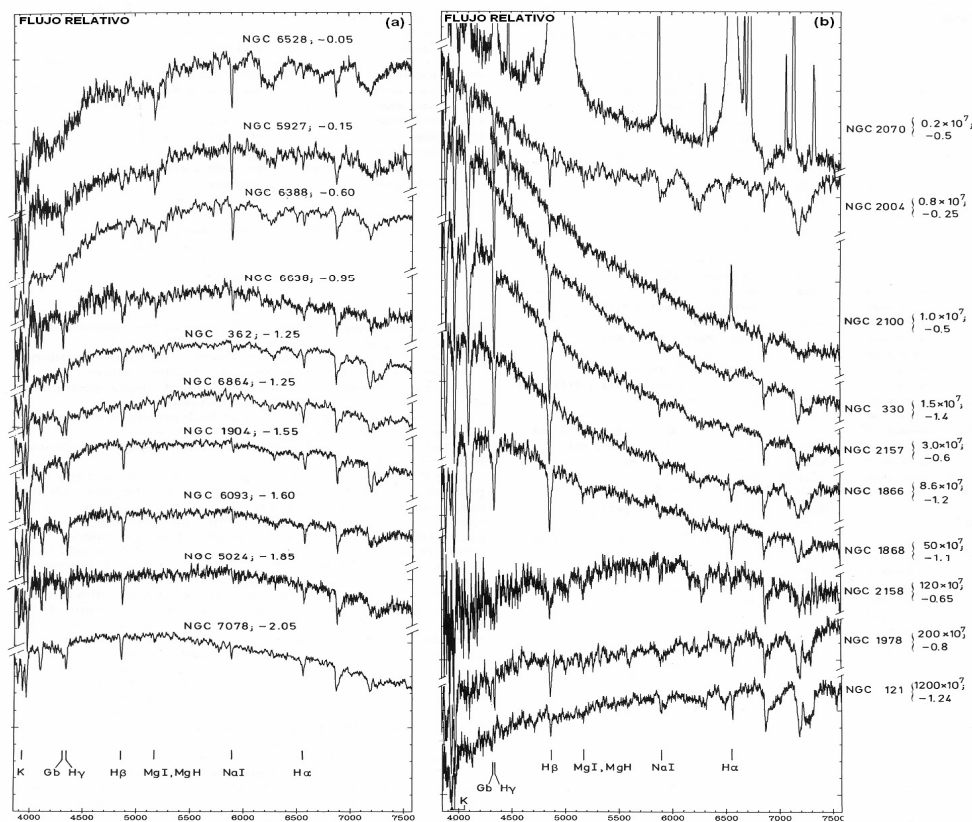


Figura 1. (a) Secuencia de espectros integrados de CGs ordenados en metalicidad creciente de abajo hacia arriba. (b) Secuencia de espectros integrados de cúmulos de las NMs ordenadas en edad decreciente de abajo hacia arriba.

pequeño diámetro angular. Dado que, como veremos, también permite determinar enrojecimiento interestelar, esta técnica resulta particularmente aplicable a objetos débiles, compactos y, en particular, altamente enrojecidos.

7. Algunas aplicaciones astrofísicas de la espectroscopía integrada

7.1. Naturaleza física de objetos difusos desconocidos

Una primera aplicación consistió en ayudar a develar la verdadera naturaleza física de algunos objetos difusos de características desconocidas. El siguiente ejemplo puede clarificar esta idea. Hace poco más de una década, obtuvimos en el CASLEO espectros integrados de TJ5, TJ23 y B1, tres objetos difusos desconocidos proyectados sobre el bulbo galáctico que aparecían en algunos catálogos como candidatos a CGs. Sin embargo, los espectros obtenidos demuestran claramente que estos 3 objetos son nebulosas de emisión y no CGs (Bica et al. 1995). Una vez identificadas todas las líneas de emisión en cada caso, ajustamos perfiles gaussianos a las mismas para obtener sus respectivos flujos. El enrojecimiento fue

estimado a partir del decremento de Balmer (H_α/H_β) medido y la ley normal de enrojecimiento. Para caracterizar cada espectro en términos de las condiciones físicas del gas emisor, usamos el diagrama de diagnóstico $\log(H_\alpha/[SII]_{\lambda 6717,31})$ vs. $\log(H_\alpha/[NII]_{6548,84})$ de Sabbadin y Bianchini (1977), en el cual se distinguen muy bien las regiones correspondientes a las NPs, las regiones HII y los RSNs. Las posiciones de TJ5 y TJ23 en este diagrama demuestran que ambos objetos son dos nuevas NPs, en tanto que la posición de B1 resulta compatible con la de un RSN. Usando valores típicos del tamaño lineal en pc de las NPs y de un RSN joven, fue posible incluso determinar las distancias heliocéntricas de los 3 objetos (TJ5 = 0.80 ± 0.28 kpc, TJ23 = 0.50 ± 0.17 kpc, B1 = 12.6 ± 1.2 kpc), constatándose, entre otras cosas, que el RSN es de origen galáctico (Bica et al. 1995).

7.2. Creación de bases de espectros templates

Otra aplicación de la espectroscopía integrada está relacionada con los CAs de la Vía Láctea, los cuales pueden considerarse verdaderas unidades de población estelar con una determinada edad y composición química. Sus espectros integrados pueden entonces utilizarse como *templates* para estudios de síntesis de poblaciones estelares. Si existiese una base de espectros integrados representativos de todas las variedades poblacionales existentes en el Universo, la misma sería de gran utilidad para caracterizar las poblaciones estelares de las galaxias en general, no sólo de las del Grupo Local sino también de aquellas ubicadas más allá del mismo. En este hipotético caso, la caracterización de estas poblaciones estelares usando espectros integrados seguramente habría de requerir el uso de los más modernos telescopios (Gemini, Hubble, Keck, VLT, VISTA y otros). Una aplicación astrofísica alternativa consiste entonces en crear *templates* con una amplia gama de edades y metalicidades. Un *template* se genera con *IRAF*, combinando espectros integrados de cúmulos con edades y metalicidades muy similares. Luego de muchas comisiones de observación en el CASLEO, hemos podido crear una base de espectros integrados de metalicidad típicamente solar, la cual incluye 20 *templates* con edades que van desde ~ 3 millones hasta ~ 4.000 millones de años (Piatti et al. 2002). Recientemente hemos podido definir además algunos *templates* intermedios entre otros previamente definidos (Ahumada et al. 2007). Ciertamente que esta tarea debería extenderse hacia otras metalicidades, motivo por el que estamos desarrollando actualmente un programa que incluye cúmulos seleccionados de las NMs.

7.3. Absorción producida por el polvo a través de las NMs

Otra aplicación consistió en obtener espectros de galaxias ubicadas por detrás de las NMs, para mapear la distribución del polvo a través de las mismas. 36 galaxias de fondo observadas en el CASLEO permitieron verificar que, para las ubicadas por detrás de la NMM, las velocidades radiales medidas oscilan entre 4000 y 6000 km/seg, mientras que para las que yacen por detrás de la NmM, este rango va desde 1000 hasta 2000 km/seg. Esto implica sorprendentemente que las galaxias ubicadas detrás de la NMM están en general más cerca del Sol que aquellas ubicadas por detrás de la NmM (Dutra et al. 2001). Para cada galaxia se estimó el enrojecimiento $E(B - V)$ comparando su espectro observado con el

de un *template* libre de enrojecimiento, con una población estelar más o menos similar. De esta manera fue posible derivar para el cuerpo principal de la NMM un enrojecimiento total típico (debido a la Vía Láctea y al polvo interno) de $E(B - V) = 0.12 \pm 0.10$, mientras que para la NmM resultó $E(B - V) = 0.05 \pm 0.05$. Si se sustraen a estos valores el enrojecimiento producido por nuestra Galaxia -típicamente el de las galaxias que se ubican fuera del cuerpo principal de las NMs- resulta $\Delta(B - V) = 0.06$ y 0.04 , para el enrojecimiento medio debido sólo al polvo interno en los cuerpos principales de la NMM y NmM, respectivamente. Las NMs son entonces ópticamente delgadas.

7.4. Nuevos cúmulos globulares descubiertos en la NMM

Hasta hace unos pocos años atrás, sólo habían podido reconocerse 13 CGs genuinos en la NMM. Otra aplicación consistió entonces en poder reconocer 2 nuevos CGs genuinos asociados a esta galaxia (Dutra et al. 1999). Este resultado fue luego confirmado por Mackey y Gilmore (2004) usando el Telescopio Espacial Hubble (HST). Para realizar este reconocimiento, obtuvimos espectros integrados de los 2 candidatos a CGs (NGC 1928 y NGC 1939). Para fines de comparación, obtuvimos también espectros de otros 6 CGs, reconocidos como tales con ayuda del HST y de 5 CAs de edad intermedia de la NMM. Una vez corregidos los espectros por enrojecimiento, definimos 2 nuevos *templates* de ~ 1000 (INT1) y 2000 (INT2) millones de años, respectivamente. Medimos luego Ws en varias ventanas espectrales en todos los espectros obtenidos, incluyendo 3 *templates* de CGs con distintas metalicidades (G3, G4 y G5) y CAs galácticos de edad intermedia (I1 e I2). En la Fig. 3 de Dutra et al. (1999) se aprecia claramente que los espectros de NGC 1928 y NGC 1939 se asemejan mucho más al del CG genuino NGC 2210 que al de los dos *templates* de edades intermedias de la NMM.

En la Fig. 4 de Dutra et al. (1999) se muestra la posición que ocupan los cúmulos observados en el CASLEO en el plano W_M vs. W_B en el cual la ordenada representa la suma de los Ws de las líneas metálicas K del CaII, de la banda G y del triplete del MgI en 5200 \AA y la absisa representa la suma de los Ws de 3 de las líneas de Balmer. Con excepción de NGC 1916, los 2 candidatos a CGs, los 6 CGs genuinos y los 3 *templates* de CGs, están ubicados en la región en la cual $W_B \leq 15.5 \text{ \AA}$, mientras que los 4 *templates* de edad intermedia sobrepasan este valor. Las posiciones de NGC 1928 y NGC 1939 en este diagrama resultan enteramente compatibles con las de los CGs genuinos e inconsistentes con las de los CAs de edad intermedia. Esta conclusión es respaldada por mediciones del flujo del continuo (ver Fig. 5 de Dutra et al. 1999). Luego, un censo actualizado de los CGs de la NMM revela que esta galaxia posee 15 CGs asociados, 7 de ellos proyectados sobre la barra. Este resultado nos indujo a pensar que en la barra de la NMM existe una especie de núcleo de población II extrema, remanente quizás de un antiguo bulbo el cual, juntamente con un disco central, podría haber evolucionado hacia lo que hoy observamos como la barra propiamente dicha de la NMM.

7.5. Espectroscopía integrada en el infrarrojo cercano de CGs

Otra aplicación desarrollada en el CASLEO consistió en obtener espectros integrados en el infrarrojo cercano (7000-11000 Å) de CGs débiles, proyectados sobre el bulbo galáctico. Ante la ausencia de líneas de Balmer en la región considerada, la determinación de enrojecimiento se llevó a cabo usando la suma de los W_s de las líneas del triplete del CaII (ΣW). En efecto, guiados por el valor de ΣW , identificamos el *template* que más se asemeja al del CG observado y, usando la ley normal de enrojecimiento, corregimos el espectro observado por distintos valores de $E(B - V)$ hasta lograr el mejor ajuste con el de un determinado *template*. Esta aplicación se ilustra en Bica et al. (1998), para una veintena de candidatos a CGs. Para determinar la metalicidad, calibramos primero ΣW en función de la metalicidad, usando CGs bien conocidos. Como resultado de esta aplicación encontramos que: (1) La mayoría de los CGs proyectados sobre el bulbo están altamente enrojecidos. (2) Todos los CGs con $E(B - V) > 1.5$ exhiben una banda interestelar en absorción entre 7550 y 7850 Å, la cual se intensifica notablemente cuando $E(B - V) > 2.0$. (3) Para varios de los CGs observados, la metalicidad estimada constituye la primera y única determinación hasta la fecha. (4) Existen 2 familias bien diferenciadas de CGs: una de objetos ricos en metales y otra con metalicidad intermedia. (5) Dos de los CGs resultaron ser CAs de edad intermedia.

8. Otras aplicaciones astrofísicas

Además de las mencionadas, se han realizado en el CASLEO muchas otras aplicaciones astrofísicas de la espectroscopía integrada. En efecto, como resultado de la aplicación de esta técnica fue posible: (1) Delinear la historia de formación estelar en la NmN (Ahumada et al. 2002, Clariá et al. 2005, Piatti et al. 2005). (2) Examinar la evolución espectral integrada en el azul-violeta de cúmulos jóvenes de las NMs (Santos et al. 1995). (3) Estudiar las distribuciones espaciales de cúmulos jóvenes de la NMM como trazadores de una perturbación de la barra (Dottori et al. 1996). (4) Constatar que Ruprecht 3 es el remanente de un CA de edad intermedia (Pavani et al. 2003). (5) Demostrar que Berkeley 77 es un CA extremadamente viejo de ~ 4000 millones de años por primera vez reconocido como tal (Palma et al. 2008a). (6) Confirmar que de una muestra de 26 cúmulos estelares embebidos en nebulosas de reflexión, la mayoría son jóvenes, tienen bajas masas, son gravitacionalmente inestables y se espera que se disuelvan en una escala de tiempo de unos pocos millones de años (Soares et al. 2005, 2008). (7) Calibrar los mapas de enrojecimiento interestelar a partir de la emisión del polvo detectada en los experimentos IRAS/ISSA y COBE/DIRBE (Dutra et al. 2003). (8) Determinar parámetros fundamentales de cúmulos azules y concentrados de la NMM (Santos et al. 2006, Clariá et al. 2007, 2009, Palma et al. 2008b)

Agradecimientos. Agradezco sinceramente a todos mis colaboradores, sin cuya ayuda no hubiera podido hacer nada de lo que acá se describe. Agradezco muy especialmente a mi apreciado amigo y colega Eduardo Bica, a mis destacados discípulos Andrés E. Piatti, Dante Minniti y Andrea V. Ahumada y, en

general, a todos aquéllos que de una u otra manera me acompañaron en esta gratificante aventura astronómica. Finalmente, agradezco de corazón a mi esposa Graciela, la musa inspiradora de todos los actos de mi vida.

Referencias

- Ahumada, A.V., Clariá, J.J., Bica, E., 2002, *A&A*, 393, 855.
 Ahumada, A.V., Clariá, J.J., Bica, E., 2007, *A&A*, 473, 437.
 Bica, E., Alloin, D., 1986, *A&A*, 162, 21.
 Bica, E., Alloin, D., 1987, *A&A*, 186, 49.
 Bica, E., Clariá, J.J. et al., 1995, *A&A*, 303, 747.
 Bica, E., Clariá, J.J., Dottori, H., 1992, *AJ*, 103, 1859 (BCD).
 Bica, E., Clariá, J.J. et al., 1991, *ApJS*, L51.
 Bica, E., Clariá, J.J. et al., 1996, *ApJS*, 102, 57 (BCDSP).
 Bica, E., Clariá, J.J. et al., 1998, *A&AS*, 131, 483.
 Clariá, J.J., Mermilliod, J.C., 1992, *A&A*, 95, 429.
 Clariá, J.J., Mermilliod, J.C., Piatti, A.E., 1999, *A&A*, 134, 301.
 Clariá, J.J., Mermilliod, J.C. et al., 1994, *A&AS*, 107, 39.
 Clariá, J.J., Minniti, D., Gómez, M., 1988, *A&A (Letters)*, 199, L1.
 Clariá, J.J., Parisi, M.C. et al., 2007, *IAU Symp.* 241, 327.
 Clariá, J.J., Piatti, A.E. et al., 2005, *BAAA*, 48, 140.
 Clariá, J.J., Santos Jr., J.F.C. et al., 2009, en "Globular Clusters-Guides to Galaxies", *ESO Astrophysics Symposia*, Springer, 117.
 Dottori, H., Bica, E. et al., 1996, *ApJ*, 461, 742.
 Dutra, C.M., Ahumada, A.V., Clariá, J.J. et al., 2003, *A&A*, 408, 287.
 Dutra, C.M., Bica, E. et al., 1999, *MNRAS*, 305, 373.
 Dutra, C.M., Bica, E. et al., 2001, *A&A*, 371, 895.
 Mackey, A.D., Gilmore, G.F., 2004, *MNRAS*, 352, 153.
 Minniti, D., Coyne, G., Clariá, J.J., 1992, *AJ*, 103, 871.
 Palma, T., Ahumada, A.V. et al., 2008a, *Astron. Nachr.*, 329, 392.
 Palma, T., Ahumada, A.V. et al., 2008b, *Acta Astron.*, 58, 359.
 Pavani, D.B., Bica, E. et al., 2003, *A&A*, 399, 113.
 Piatti, A.E., Bica, E., Clariá, J.J. et al., 2002, *MNRAS*, 335, 233.
 Piatti, A.E., Santos Jr., J.F.C., Clariá, J.J. et al., 2005, *A&A*, 440, 111.
 Renzini, A., Buzzoni, A., 1986, en "Spectral Evolution of Galaxies", Dordrecht: Reidel, 195.
 Rohlfs, K., Kreitschmann, J. et al., 1984, *A&A*, 137, 343.
 Sabbadin, F., Bianchini, A., 1977, *A&A*, 55, 177.
 Santos Jr., J.F.C., Bica, E., Clariá, J.J. et al., 1995, *MNRAS*, 276, 1155.
 Santos Jr., J.F.C., Clariá, J.J., Ahumada, A.V. et al., 2006, *A&A*, 448, 1023.
 Searle, L., Wilkinson, A., Bagnuolo, W., 1980, *ApJ*, 239, 803 (SWB).
 Soares, J., Bica, E. et al., 2005, *A&A*, 430, 987.
 Soares, J., Bica, E. et al., 2008, *A&A*, 478, 419.
 Sweigart, A.V., Greggio, L., Renzini, A., 1990, *ApJ*, 364, 527.
 van den Bergh, S., 1981, *A&AS*, 46, 79.



El Dr. Juan Jose Clariá recibe el premio *Jorge Sahade a la Trayectoria* de manos de la Lic. Celeste Parisi.

INVITED TALK

The anisotropy of time and the dynamics of the Universe

G. E. Romero^{1,2}

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), CCT La Plata, CONICET*

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

Abstract. It is a remarkable fact that all processes occurring in the observable Universe are irreversible, whereas the equations in which the laws of physics are formulated are invariant under time reversal. The emergency of irreversibility from the fundamental laws has been a topic of consideration by physicists, astronomers and philosophers since Boltzmann's formulation of the "H" theorem. In this paper I shall discuss several aspects of this problem and its connection with the dynamics of space-time, within the framework of modern cosmology. I shall comment, briefly, on the nature of physical time and its relation with the so-called "consciousness".

Resumen.

Es un hecho notorio que los procesos que ocurren en el universo observable son irreversibles, mientras que las ecuaciones que expresan las leyes fundamentales de la física son invariantes bajo inversión temporal. La emergencia de la irreversibilidad a partir de la física fundamental ha sido un tema que ha preocupado a físicos, astrónomos y filósofos desde que Boltzmann formulara su famoso teorema "H". En este trabajo discutiré varios aspectos relacionados con este problema y la conexión del mismo con la dinámica de espacio-tiempo, en el marco de la cosmología contemporánea. Asimismo, comentaré brevemente sobre la naturaleza del tiempo físico y su relación con lo que se suele llamar "conciencia".

We shall not cease from exploration
And the end of all our exploring
Will be to arrive where we started
And know the place for the first time

T.S. Eliot

El río del tiempo no desemboca en el mar de Manrique: desemboca en el efímero presente, en el aquí y ahora de esta línea que está corriendo, que usted está leyendo, y que tras sus ojos se está yendo conmigo hacia la nada.

Fernando Vallejo

1. Introduction

There is something notorious about the world around us. It *changes*. Moreover, on the long run, the sense of such changes seems not to be very promising. As Pascal wrote:

The last act is tragic, however happy all the rest of the play is; at the last a little earth is thrown upon our head, and that is the end for ever¹.

Less tragically, the past seems to be quite different from the future. We can remember the former and, sometimes, predict the latter. We grow older, not younger. The Universe was hotter in the past, and very likely it will become colder in the future. The disorder around us seems to increase. All these facts and many others of the kind are expressed in terms of the so-called Second Law of Thermodynamics: *The entropy of a closed system never decreases*. If entropy is denoted by S , this law reads:

$$\frac{dS}{dt} \geq 0. \quad (1)$$

In the 1870s, Ludwig Boltzmann (1844-1906) argued that the effect of randomly moving gas molecules was to ensure that the entropy of the gas would increase, until it reached its maximum possible value. This is his famous *H-theorem*. Boltzmann was able to show that macroscopic distributions of great inhomogeneity (i.e. of high order or low entropy) are formed from relatively few microstate arrangements of molecules, and were, consequently, relatively improbable. Since physical systems do not tend to go into states that are less probable than the states they are in, it follows that any system would evolve toward the macrostate that is consistent with the larger number of microstates. The number of microstates and the entropy of the system are related by the fundamental formula:

$$S = k \ln W, \quad (2)$$

where $k = 10^{23} \text{ JK}^{-1}$ is Boltzmann's constant and W is the volume of the phase-space that corresponds to the macrostate of entropy S .

More than twenty years after the publication of Boltzmann's fundamental papers on kinetic theory (Boltzmann 1872, 1877), it was pointed out by Burbury (1894, 1895) that the source of asymmetry in the H-theorem is the assumption that the motions of the gas molecules are independent before they collide and not afterward, if entropy is going to increase. This essentially means that the entropy increase is a consequence of the *initial conditions* imposed upon the state of the system. Boltzmann's response was (Boltzmann 1895):

There must then be in the universe, which is in thermal equilibrium as a whole and therefore dead, here and there, relatively small regions of the size of our world, which during the relatively short time of eons deviate significantly from thermal equilibrium. Among these worlds the state probability increases as often as it decreases.

¹*Pensées*, Random House, New York, 1941, p.45

As noted by Price (2004): “The low-entropy condition of our region seems to be associated entirely with a low-energy condition in our past.”

The probability of the large fluctuations required for the formation of the Universe we see, by other hand, seems to be computable in zero, as noted long ago by Eddington (1931): “A universe containing mathematical physicists at any assigned date will be in the state of maximum disorganization which is not inconsistent with the existence of such creatures.” Large fluctuations are rare ($P \sim \exp -\Delta S$); *extremely* large fluctuation, basically impossible. For the whole universe, $\Delta S \sim 10^{104}$ in units of $k = 1$ (Egan & Lineweaver 2009). This yields $P = 0$. However, we are here, living because we are, momentarily, far from thermal equilibrium.

2. Formulation of the problem

In 1876, a former teacher of Boltzmann and later colleague at the University of Vienna, J. Loschmidt, noted:

Obviously, in every arbitrary system the course of events must become retrograde when the velocities of all its elements are reversed. (Loschmidt 1876).

Putting the point in modern terminology, the laws of (Hamiltonian) mechanics are such that for every solution one can construct another solution by reversing all velocities and replacing t by $-t$. Since the Boltzmann’s function $H[f]$ is invariant under the velocity reversal, it follows that if $H[f]$ decreases for the first solution, it will increase for the second. Accordingly, the reversibility objection is that the H-theorem cannot be a general theorem for all mechanical evolutions of the gas. More generally, the problem goes far beyond classical mechanics and encompasses our whole representation of the physical world. This is because *all formal representations of all fundamental laws of physics are invariant under the operation of time reversal*. Nonetheless, the evolution of all physical processes in the Universe is irreversible.

If we accept, as mentioned in the introduction, that the origin of the irreversibility is not in the laws but in the initial conditions of the laws, two additional problems emerge: 1) what were exactly these initial conditions?, and 2) how the initial conditions, of global nature, can enforce, at any time and any place, the observed local irreversibility?.

The first problem is, in turn, related to the following one, once the cosmological setting is taken into account: in the past, the Universe was hotter and at some point matter and radiation were in thermal equilibrium; how is this compatible with the fact that entropy has ever been increasing according to the so-called Past Hypothesis, i.e. entropy was at a minimum at some past time and has been increasing ever since?.

The standard answer to this question invokes the expansion of the Universe: as the Universe expanded, the maximum possible entropy increased with the size of the Universe, but the actual entropy was left well behind the permitted maximum. The Second Law of Thermodynamics and the source of irreversibility is the trend of the entropy to reach the permitted maximum. According to this

view, the Universe actually began in a state of maximum entropy, but due to the expansion, it was still possible for the entropy to continue growing.

The main problem with this line of thought is that it is not true that the Universe was in a state of maximum disorder at some early time. In fact, although locally matter and radiation might have been in thermal equilibrium, this situation occurred in a regime where the global effects of gravity cannot be ignored (Penrose 1979). Since gravity is an attractive force, and the Universe was extremely smooth (i.e. structureless) in early times, as indicated, for instance, by the measurements of the cosmic microwave background radiation, the gravitational field should have been quite far from equilibrium, with very low global entropy (Penrose 1979). It seems, then, that the early Universe was *globally* out of the equilibrium, being the total entropy dominated by the entropy of the gravitational field. If we want to understand the implications of this, first we need to briefly discuss the concepts of space and time, and their relation to gravitation.

3. What is space-time?

In the Summer of 1908, Hermann Minkowski (1864-1909) was at the peak of his creativity. During September of that year, he presented his view of the electrodynamics of moving bodies at the annual meeting of the Society of German Scientists and Physicians, held in Cologne. The title of his talk was “Space and Time”, and his opening words have become justly famous (Minkowski 1908):

The views of space and time which I wish to lay before you have sprung from the soil of experimental physics, and therein lies their strength. They are radical. Henceforth space by itself, and time by itself, are doomed to fade away into mere shadows, and only a kind of union of the two will preserve an independent reality.

The concept of space-time introduced by Minkowski would play a key role in the formulation of a new view of gravitation, when it was applied by Albert Einstein (1879-1955) in the framework of his search for a General Theory of Relativity. What is this space-time of Minkowski and Einstein?.

Space-time is the ontological sum of all events of all things.

A thing is an individual endowed with physical properties. An event is a change in the properties of a thing. An ontological sum is an aggregation of things or physical properties, i.e. a physical entity or an emergent property. An ontological sum should not be confused with a set, which is a mathematical construct and has only mathematical (i.e. fictional) properties (see Pérez & Romero 2009 for more details).

Everything that has happened, everything that happens, everything that will happen, is just an element, a “point”, of space-time. Space-time is not a thing, it is just the relational property of all things.

As it happens with every physical property, we can represent space-time with some mathematical structure, in order to describe it. We shall adopt the

following mathematical structure for space-time:

Space-time can be represented by a differentiable, 4-dimensional, real manifold.

If we want to calculate distances between two events, we need more structure on our manifold: we need a geometric structure. We can introduce such a structure with a metric tensor $g_{\mu\nu}$ that tell us how to calculate distances. The distance ds between two arbitrarily close events is:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \tag{3}$$

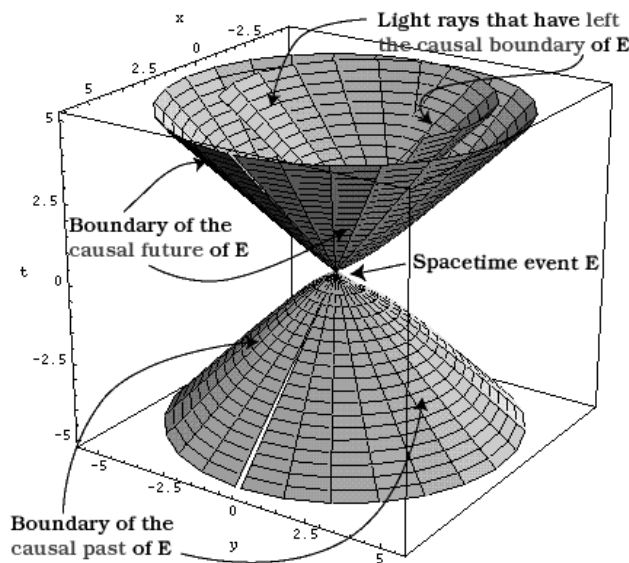


Figure 1. *Light cone in Minkowskian (flat) space-time*

Once we have introduced a metric tensor we can separate space-time at each point in three regions according to $ds^2 < 0$ (space-like region), $ds^2 = 0$ (light-like or null region), and $ds^2 > 0$ (time-like region). Particles that go through the origin can only reach time-like regions. The null surface $ds^2 = 0$ can be inhabited only by particles moving at the speed of light, like photons. Points in the space-like region cannot be reached by material objects from the origin of the *light cone* that can be formed at any space-time point. Notice that the introduction of the metric allows to define the future and the past of a given event. Let us consider the unitary vector $T^\nu = (1, 0, 0, 0)$, then a vector x^μ points to the future if $\eta_{\mu\nu} x^\mu T^\nu > 0$. In similar way, the vector points toward the past if $\eta_{\mu\nu} x^\mu T^\nu < 0$. A light cone is shown in Figure 1.

4. The present

Events in space-time do not flow. They simply *are*. What is called the transient “now” or “present” is not itself an event in space-time. Events are ordered

by the relations “earlier than” or “later than”, but no event is singled out as “present”, except by convention. As noted by Adolf Gümbaum (1963), what is “now” about a given event is that it is affecting some conscious being who is aware of the event. The “present” is not an intrinsic property of a given event, much less a changing thing in the world, but a relation among some number of events and a self-conscious individual. More specifically, we can define:

Present: class of all events that are physically related to given brain event.

The present, consequently, like smell, sweetness, and other secondary qualities, is introduced by the interaction of sentient individuals with their environment. Time does not “flow” in any physical sense. What changes is the state of our consciousness of the events in our surroundings. In words of Hermann Weyl (1885-1955):

The objective world simply is, it does not happen. Only the gaze of my consciousness, crawling upward along the life line of my body, does a section of this world come to life as a fleeting image in space which continuously changes in time (Weyl 1949).

The “becoming” is not a property of the events of space-time, but a property of our consciousness of such events. We call “becoming” to the series of states of consciousness associated with a series of physical events. Time does not go by. We do.

5. Curvature and time-orientability

A general manifold is not necessary flat. The metric tensor can be a function of the coordinates of space-time points. If such a general manifold $(M, g_{\mu\nu})$ has at any point a tangent space with a Lorentzian metric (trace -2), we say that the represented space-time is *pseudo-Rimaniann*. In a general space-time the curvature is determined through the Riemann tensor:

$$R_{\mu\nu\lambda}^{\sigma} = \partial_{\nu}\Gamma_{\mu\lambda}^{\sigma} - \partial_{\lambda}\Gamma_{\mu\nu}^{\sigma} + \Gamma_{\alpha\nu}^{\sigma}\Gamma_{\mu\lambda}^{\alpha} - \Gamma_{\alpha\lambda}^{\sigma}\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}, \quad (4)$$

where $\Gamma_{\mu\lambda}^{\lambda}$ is the affine connection of space-time, related to the metric by:

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2}g^{\lambda\alpha}(\partial_{\mu}g_{\nu\alpha} + \partial_{\nu}g_{\mu\alpha} - \partial_{\alpha}g_{\mu\nu}). \quad (5)$$

The metric represents the gravitational potential, whereas the affine connection the gravitational field.

We say that a given space-time $(M, g_{\mu\nu})$ is *time-orientable* if we can define over M a smooth non-vanishing time-like vector field. Notice that space-times with closed time-like curves or black holes are in general not time-orientable. Time, being represented by a one-dimensional continuum, cannot be anisotropic. What is anisotropic is the time-like vector field, which essentially indicates the direction of strings of events (physical processes) in the general manifold. It is just in such a case that, by a language abuse, we can talk of the “direction” of

time, or the “anisotropy” of time. The expression “the arrow of time”, coined by Eddington, is essentially incorrect, since time is *not* a vector².

6. Electrodynamics and pseudo-Riemannian space-time

The electromagnetic radiation can be described in the terms of the 4-potential A^μ , which in the Lorentz gauge satisfies:

$$\partial^\nu \partial_\nu A^\mu(\vec{r}, t) = 4\pi j^\mu(\vec{r}, t), \tag{6}$$

with $c = 1$ and j^μ the 4-current. With appropriate boundary conditions is possible to write A^μ as a functional of the sources j^μ . The retarded and advanced solutions are:

$$A_{\text{ret}}^\mu(\vec{r}, t) = \int \frac{j^\mu(\vec{r}', t - |\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r', \tag{7}$$

$$A_{\text{adv}}^\mu(\vec{r}, t) = \int \frac{j^\mu(\vec{r}', t + |\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r'. \tag{8}$$

The two functionals of $j^\mu(\vec{r}, t)$ are related to one another by a time reversal transformation. The solution (7) is contributed by all sources in the causal past of the space-time point (\vec{r}, t) and the solution (8) by all the sources in the causal future of that point. The linear combinations of these solutions are also solutions, since the equations are linear and the Principle of Superposition holds. It is usual to consider only the retarded potential as physical meaningful in order to estimate the electromagnetic field at (\vec{r}, t) : $F_{\text{ret}}^{\mu\nu} = \partial^\mu A_{\text{ret}}^\nu - \partial^\nu A_{\text{ret}}^\mu$. However, there seems to be no compelling reason for such a choice. We can adopt, for instance, (in what follows we use a simplified notation and boundary conditions such as the surface contribution is zero):

$$A(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \int_V (\text{adv} + \text{ret}) dV. \tag{9}$$

If space-time is curved ($R \neq 0$), the null cones that determine the local causal structure will not be symmetric around the point $p(\vec{r}, t)$, see Fig. 2. Then,

$$L = \lim_{V \rightarrow \infty} \left[\int_V \text{adv} - \int_V \text{ret} \right] dV \neq 0. \tag{10}$$

If $L \neq 0$ there is a preferred direction for the flow of the Poynting flux in space-time. In a black hole interior this direction is always toward the singularity. In an expanding Universe, it is in the global future direction. We see, then, that

²Some authors confuse the anisotropy of the physical processes in space-time with an intrinsic “time-asymmetry”. Time itself is not time-asymmetric; what are asymmetric are processes in space-time. See Horwich (1987) for a discussion.

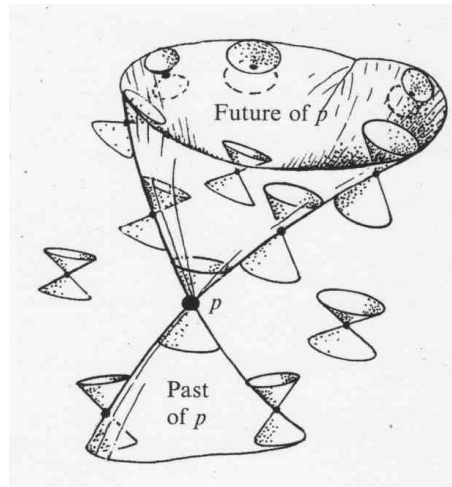


Figure 2. *Light cones in general pseudo-Riemannian space-time (after Penrose 2007).*

time (time-like physical processes), in a general space-time (M, g_{ab}) , is (are) *anisotropic*. There is a global to local relation given by the Poynting flux as determined by the curvature of space-time that indicates the direction in which events occur. Time-like processes, inside a black hole, have a different orientation from outside. The causal structure of the world is determined by the dynamics of space-time and the initial conditions.

Notice that the electromagnetic flux is related to the macroscopic concept of temperature through the Stefan-Boltzmann law:

$$L = A \sigma_{\text{SB}} T^4,$$

where $\sigma_{\text{SB}} = 5.670400 \times 10^{-8} \text{J s}^{-1} \text{m}^{-2} \text{K}^{-4}$ is the Stefan-Boltzmann constant. From this and the preceding considerations it follows the Second Law of Thermodynamics.

Macroscopic irreversibility and time anisotropy, then, emerge from essentially reversible laws. This will happen even in space-times with no global time orientability.

7. The entropy of gravitation

The entropy of gravitation plays a crucial role in the specification of the initial conditions of the Universe. If gravitation can be quantified as other fields, then we might expect to have an entropy associated with a gas of gravitons. A macroscopic state of space-time, represented by a given geometry (metric) should correspond to many gravitational microstates. In the absence of a quantum theory of gravitation, a statistical approach is inviable. Penrose (1979), then, has suggested that the Weyl curvature tensor can be used to specify the gravitational entropy. The Weyl tensor is a 4-rank tensor that contains the independent components of the Riemann tensor not captured by the Ricci tensor. It can be

considered as the traceless part of the Riemann tensor (4). In dimensions 2 and 3 the Weyl curvature tensor vanishes identically. In $n \geq 4$ dimensions, the Weyl curvature is generally nonzero. If the Weyl tensor vanishes, then there exists a coordinate system in which the metric tensor is proportional to a constant tensor.

The Weyl tensor can be obtained from the full curvature tensor by subtracting out various traces. The Riemann tensor has 20 independent components, 10 of which are given by the Ricci tensor and the remaining 10 by the Weyl tensor.

The Weyl tensor is given in components by

$$C_{\alpha\beta\gamma\delta} = R_{\alpha\beta\gamma\delta} + \frac{2}{n-2}(g_{\alpha[\gamma}R_{\delta]\beta} - g_{\beta[\gamma}R_{\delta]\alpha}) + \frac{2}{(n-1)(n-2)}R g_{\alpha[\gamma}g_{\delta]\beta}, \quad (11)$$

where $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ is the Riemann tensor, $R_{\alpha\beta}$ is the Ricci tensor, R is the Ricci scalar and $[\]$ refers to the antisymmetric part. In 4 dimensions the Weyl tensor is:

$$C_{\alpha\beta\gamma\delta} = R_{\alpha\beta\gamma\delta} + \frac{1}{2}(g_{\alpha\delta}R_{\gamma\beta} + g_{\beta\gamma}R_{\delta\alpha} - g_{\alpha\gamma}R_{\delta\beta} - g_{\beta\delta}R_{\gamma\alpha}) + \frac{1}{6}(g_{\alpha\gamma}g_{\delta\beta} - g_{\alpha\delta}g_{\gamma\beta})R. \quad (12)$$

Since entropy is a scalar, in the case of a gravitational field is expected that it should be measured by some scalar constructed out of a full contraction of the Weyl tensor. The simplest candidate is:

$$C^2 = C^{\alpha\beta\gamma\delta}C_{\alpha\beta\gamma\delta}. \quad (13)$$

Other possibilities, like

$$C^2 = \frac{C^{\alpha\beta\gamma\delta}C_{\alpha\beta\gamma\delta}}{R^{\alpha\beta}R_{\alpha\beta}}, \quad (14)$$

or

$$C^2 = \frac{C^{\alpha\beta\gamma\delta}C_{\alpha\beta\gamma\delta}}{R^{\alpha\beta\gamma\delta}R_{\alpha\beta\gamma\delta}}, \quad (15)$$

have been proposed as well.

The initial conditions from which physical irreversibility arise then require that $C^2 \sim 0$ in the very early Universe.

8. Causal explanations?

Do the initial conditions of the Universe, namely the fact that $C^2 \sim 0$, require a causal explanation?. What such an explanation would be?.

The causal relation is a relation between events (ordered pairs of states), not between things. Causation is a form of event generation (Pérez & Romero 2009). The initial conditions represent a state of a thing (the Universe in this case, the maximal thing) and hence have no causal power. The initial conditions are a “state of affairs”. The causal power should be looked for in previous events, but if space-time itself, as an emergent property of basic things, has a quantum behavior, classical causality would not operate. Rather, the initial conditions should appear as a classical limit of the gravitational processes at quantum level. Final conditions can be causally explained because there are possible causes

that precede final conditions, but initial conditions, on the contrary, cannot be causally explained because there are no times that precede them. The initial conditions of the Universe, then, should have an explanation in terms of yet unknown dynamical laws. Such laws do not need, and likely have not, a causal structure.

9. Final remarks

Time is an emergent property of changing things. It is represented by a one-dimensional continuum. Processes in space-time are anisotropic, although physical laws are invariant under time reversal. Time itself is not anisotropic, because it is not represented by a vector field. The dynamical state of space-time and the initial conditions determine the local direction of the physical processes through the electromagnetic Poynting flux. There is a global-to-local relation between gravitation and electrodynamics that determines the increase of entropy. The present is not an event. The present is not a feature of a world without consciousness. It is a secondary quality, like the smell of a rainy day or the sadness of a love gone.

Arrojado a quietud,
divisaré esa playa última de tu ser
y te veré por vez primera, quizá,
como Dios ha de verte,
desbaratada la ficción del Tiempo

Borges

References

- Burbury, S.H. 1894, *Nature*, 51, 78
 Burbury, S.H. 1895, *Nature*, 51, 320
 Boltzmann, L. 1872, *Wiener Berichte*, 66, 275
 Boltzmann, L. 1877, *Wiener Berichte*, 76, 373
 Boltzmann, L. 1895, *Nature*, 51, 413
 Eddington, A.S. 1931, *Nature*, 127, 3203
 Egan, C.A., & Lineweaver, C.H. 2009, *ApJ*, submitted (arXiv:0909.3983)
 Grünbaum, A. 1963, *Philosophical Problems of Space and Time*, A. Knopf, New York
 Horwich, P. 1987, *Asymmetries in Time*, The MIT Press, Cambridge
 Loschmidt, J. 1876, *Wiener Berichte*, 73, 128
 Minkowski, H. 1908, in: *The Principle of Relativity*, Dover, New York, 1952, p.75
 Penrose, R. 1979, in: *General Relativity: An Einstein Centennial*, S.W. Hawking & W. Israel (eds.), Cambridge University Press, Cambridge, p. 581
 Penrose, R. 2007, *The Road to Reality*, Vintage Books, New York
 Pérez, D., & Romero, G.E. 2009, *BAAA* 52, in press
 Price, H. 2004, in: *Contemporary Debates in Philosophy of Science*, C. Hitchcock (ed.), Blackwell, Singapore, p. 219
 Weyl, H. 1949, *Philosophy of Mathematics and Natural Science*, Princeton University Press, Princeton



El Dr. Gustavo Romero recibe el premio *José Luis Sérsic al Investigador Consolidado* otorgado por la AAA de manos del Sr. Decano de la FCAGLP Dr. Pablo Cincotta.

INVITED TALK

The eco-system of active galactic nuclei: a near infrared perspective

M. G. Pastoriza^{1,2}, R. Riffel¹, A. Rodríguez-Ardila³ and C. Bonatto^{1,2}

(1) Instituto de Física Universidade Federal de Rio Grande do Sul,
Porto Alegre, Brasil

(2) Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico
(CNPq), Brasil

(3) Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA), Itajuba, Minas Gerais,
Brasil

Abstract. We employ IRTF SpeX NIR (0.8–2.4 μ m) spectra to investigate the stellar population (SP), featureless continuum (*FC*) and hot dust properties in 9 Seyferts 1 and 15 Seyferts 2 galaxies. Both the STARLIGHT code and the hot dust as an additional base element were used for the first time in this spectral range. Our synthesis shows significant differences between Sy 1 and Sy 2 galaxies: the hot dust component is required to fit the *K*-band spectra of $\sim 90\%$ of the Sy 1 galaxies, and only of $\sim 25\%$ of the Sy 2; about 50% of the Sy 2 galaxies require an *FC* component contribution $\gtrsim 20\%$; this fraction increases to about 60% in the Sy 1. In about 50% of the Sy 2, the combined *FC* and young components contribute with more than 20%, suggesting recent star formation in the central region. The central few hundred parsecs of our galaxy sample contain a substantial fraction of intermediate-age SPs with a mean metallicity near solar. Our SP synthesis confirms that the 1.1 μ m CN band can be used as a tracer of post-AGB stars.

Resumen. Utilizamos espectros IRTF SpeX NIR (0.8–2.4 μ m) para investigar las propiedades de la población estelar, del continuo no-térmico y del gas caliente en 9 galaxias Seyfert 1 y 15 Seyfert 2. El código STARLIGHT y la componente del polvo caliente fueron por primera vez utilizados para analizar los espectros en este intervalo espectral. Los resultados de la síntesis de población estelar demuestran que existen algunas diferencias significativas entre los dos tipos de actividad: es necesario incluir la componente de gas caliente para ajustar el continuo observado en la banda espectral *K* para $\sim 90\%$ de las galaxias Sy 1, mientras que $\sim 25\%$ de las Sy 2 presentan esta componente. Detectamos contribución no-térmica (*FC*) en 50% de las Sy 2 de hasta $\gtrsim 20\%$, mientras que en 90% de las Sy 1 la contribución *FC* aumenta hasta 60%. Aproximadamente 50% de las galaxias Sy 2 presentan evidencias de formación estelar circumnuclear reciente. La región central ($R < 100$ pc) de las galaxias estudiadas muestra una importante contribución de población estelar intermedia de metalicidad solar. Finalmente, la síntesis espectral confirma que la banda

en $1.1 \mu\text{m}$ de CN es un importante indicador de la presencia de estrellas "Post-AGB".

1. Introduction

To determine if circumnuclear stellar populations (SPs) and nuclear activity are closely related phenomena, or if they are only incidental, it is of utmost importance the correct characterisation of the former, since a substantial fraction of the energy emitted by a galaxy in the optical to near-infrared (NIR) domain is starlight. Moreover, the analysis of the stellar content provides information on critical processes such as the star formation episodes and the evolutionary history of the galaxy.

One reason to use the NIR to study the SP of AGNs is that it is the most convenient spectral region accessible to ground-based telescopes to probe highly obscured sources. However, tracking the star formation in the NIR is complicated (Origlia & Oliva 2000). Except for a few studies such as those based on the $\text{Br}\gamma$ emission or the CO(2-0) first overtone e.g. Origlia et al. 1993, the SP of the inner few hundred parsecs of active galaxies in the NIR remains poorly known (Riffel et al 2008, 2009). Because stellar absorption features in the NIR are widely believed to provide a means for recognizing red supergiants (Oliva et al. 1995), they arise as prime indicators for tracing starbursts in galaxies. Besides the short-lived red supergiants, the NIR also includes the contribution of thermally- pulsating asymptotic giant branch (TP-AGB) stars, enhanced in young to intermediate age stellar populations ($0.2 \leq t \leq 2$ Gyr, Maraston 2005). The TP-AGB phase becomes fully developed in stars with degenerate carbon oxygen cores (Iben & Renzini 1983). Evidence of this population in the optical is usually missed, as the most prominent spectral features associated with this population fall in the NIR (Maraston 2005)

With the new generations of Evolutionary Population Synthesis (EPS) models, which include a proper treatment of the TP-AGB phase (Maraston 2005), it is now possible to study the NIR SP of galaxies in more detail. According to these models, the effects of TP-AGB stars in the NIR spectra are unavoidable (Maraston, 2005) models, by including empirical spectra of oxygen-rich stars (Lan & Wood 2000], are able to foresee the presence of NIR absorption features such as the $1.1\mu\text{m}$ CN band (Riffel et al. 2007), whose detection can be taken as an unambiguous evidence of a young to intermediate age stellar population.

2. Spectral Synthesis

Clearly, the most important ingredient in the SP synthesis is the spectral base set, $b_{j,\lambda}$. An ideal base of elements should cover the range of spectral properties observed in the galaxy sample, providing enough resolution in age and metallicity to properly address the desired scientific question (Schmidt et al. 1991, Cid Fernandes et al. 2005). One improvement here over previous approaches that attempted to describe the stellar content of active galaxies using NIR spectroscopy is the inclusion of EPS models that take into account the effects of TP-AGB stars. Accordingly, we use as base set the EPS of Maraston 2005. The SSPs used in this work cover 12 ages, $t = 0.01, 0.03, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 0.7, 1, 2,$

5, 9, 13 Gyr, and 4 metallicities, namely: $Z = 0.02 Z_{\odot}$, $0.5 Z_{\odot}$, $1 Z_{\odot}$ and $2 Z_{\odot}$, summing up 48 SSPs.

When trying to describe the continuum observed in AGNs, the signature of the central engine cannot be ignored. Usually, this component is represented by a featureless continuum (*FC*, e.g. Cid Fernandes et al. 2004 and references therein) of power-law form that follows the expression $F_{\nu} \propto \nu^{-1.5}$. Therefore, this component was also added to the base of elements. In the spectral region studied here, hot dust plays an important role in the continuum emission of active galaxies. Previous studies (i.e., Riffel et al. 2006) report a minimum in the continuum emission around $1.2 \mu\text{m}$, probably associated with the red end of the optical continuum related to the central engine and the onset of the emission due to reprocessed nuclear radiation by dust (Riffel et al 2009 and references therein). In order to properly account for this component, we have included in our spectral base 8 Planck distributions (black-body-*BB*), with T ranging from 700 to 1400 K, in steps of 100 K.

3. Results

In this work we investigate the NIR spectra of 24 Seyfert galaxies (9 Sy 1 and 15 Sy 2) observed with the IRTF SpeX, obtained in the short cross-dispersed mode. The results of the spectral synthesis fitting procedure are presented and discussed in details in Riffel et al. (2009). The approach followed here is based on the STARLIGHT code (Cid Fernandes et al. 2004,2005, and references therein), which considers the whole observed spectrum, continuum and absorption features.

In general, the spectral synthesis shows that the NIR continuum of active galaxies can be explained in terms of at least three components: a non-thermal continuum, the dust emission and the stellar population of the circumnuclear region. As can be seen in Fig. 1, the contribution of the latter to the nuclear continuum is higher than 50% in most objects. Therefore, its study is a critical step in the analysis of the continuum emission of Seyfert galaxies. Moreover, our results are consistent with the predictions of the unified model for AGNs, as the non-thermal continuum and the hot dust emission are present in all Sy 1 sources and only in a small fraction of the Sy 2s.

Note that to take into account noise effects that dump small differences between similar spectral components, we present our results using a condensed population vector, which is obtained by binning the \vec{x} into **young**, x_Y ($t_j \leq 5 \times 10^7 \text{yr}$); **intermediate-age**, x_I ($1 \times 10^8 \leq t_j \leq 2 \times 10^9 \text{yr}$) and **old**, x_O ($t_j > 2 \times 10^9 \text{yr}$) components, using the flux contributions. We have also binned the black-body contributions into two components. The cool (BB_c) is obtained by summing up the *BB* contributions with $T \leq 1000 \text{K}$, and the hot one (BB_h) with $T \geq 1100 \text{K}$. For more details on vector definition see Riffel et al. (2009). Regarding the stellar population component our results point to a mean metallicity solar to above solar, if we consider the light-weighted values, while for the mass-weighted mean metallicity our results indicate a sub-solar value. We associate this discrepancy with the well known age-metallicity degeneracy, i.e. for a fixed mass, a high-metallicity stellar population looks cooler - and older - than a low-metallicity SP, thus resulting in a higher M/L ratio. Moreover, this is consistent with a galaxy chemical enrichment scenario in which the young pop-

ulation is enriched by the evolution of the early massive stars. In this context, the light-weighted metallicity is more sensitive to the young component, while the mass-weighted metallicity to the old stellar population.

4. Conclusions

The main results can be summarised as follows:

- For the 7 objects in common with previous optical studies (based on the same method of analyses), the NIR stellar population synthesis does not reproduce well the optical results (see Fig. 2).
- Our synthesis shows significant differences between Sy 1 and Sy 2 galaxies. The hot dust component is required to fit the K -band spectra of $\sim 80\%$ of the Sy 1 galaxies, and only of $\sim 40\%$ of the Sy 2. Besides, about 50% of the Sy 2 galaxies require a featureless component contribution in excess of 20%, while this fraction increases to about 60% in the Sy 1. Also, in about 50% of the Sy 2, the combined FC and X_Y components contribute with more than 20%, while this occurs in 90% of the Sy 1. This suggests recent star formation (Cid Fernandes et al. 2005) in the central region of our galaxy sample.
- We found that the light at $1.223\mu\text{m}$ in central regions of the galaxies studied here contain a substantial fraction of intermediate-age SPs with a mean metallicity near solar. Moreover, our analysis confirms that the $1.1\mu\text{m}$ CN band can be taken as an unambiguous tracer of intermediate-age stellar populations.

References

- Cid Fernandes, R., Mateus, A., Sodré, L., et al. , 2005, MNRAS, 358, 363
 Cid Fernandes, R., Gu, Q., Melnick, J., Terlevich, E., et al., 2004, MNRAS, 355, 273
 Iben, I. & Renzini, A. 1983, ARA&A, 21, 271.
 Lançon, A. & Wood, P. R. 2000, A&AS, 146, 217.
 Maraston, C., 2005, MNRAS, 362, 799.
 Origlia, L., Moorwood, A. F. M., Oliva, E., 1993, *Å*, 280, 536.
 Origlia, L. & Oliva, E., 2000, *NewAR*, 44, 257
 Riffel, R., Rodríguez-Ardila, A., Pastoriza, M. G., 2006, *Å*457, 61.
 Riffel, R., Pastoriza, M. G., Rodríguez-Ardila, A. & C. Maraston, 2007, ApJ, 659L, 103
 Riffel, R., Pastoriza, M. G., Rodríguez-Ardila, A. & C. Maraston, 2008, MNRAS, 388, 803.
 Riffel, R., Pastoriza, M. G., Rodríguez-Ardila, A. & C. Bonatto, 2009, MNRAS, 400, 273
 Schmidt, A. A., Copetti, M. V. F., Alloin, D. & Jablonka, P., 1991, MNRAS, 249, 766.

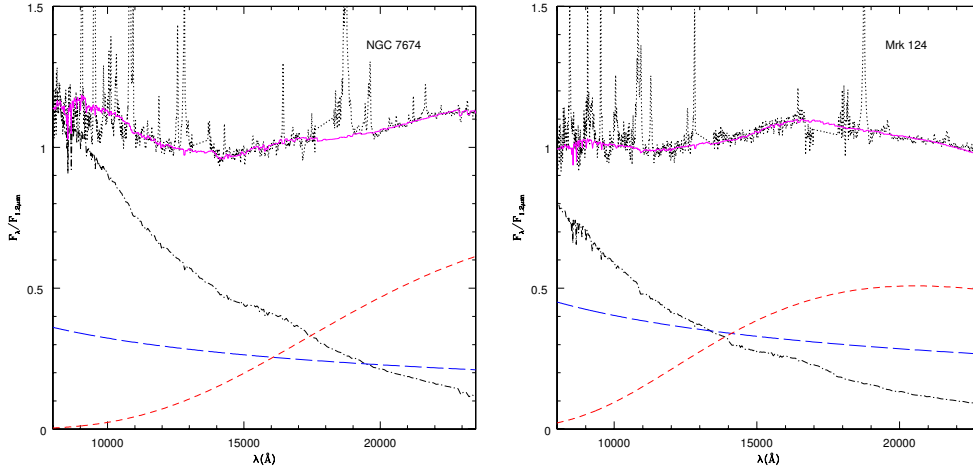


Figure 1. Three continuum components of NGC 7674 and Mrk 124. Dot-short dashed line represents the stellar population ($x_y + x_I + x_o$). The FC and hot dust component are represented by the long and short dashed lines, respectively. The solid line is the sum of the three components and the dotted line represents the observed spectrum.

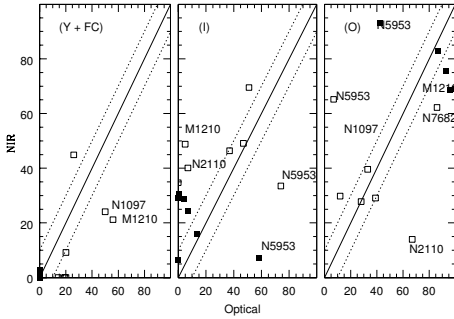


Figure 2. Comparison of the population vectors obtained in the NIR (this work) and in the optical (CF04), for 7 objects in common. The symbols indicate the population vectors. The full line is the identity line, the dotted lines represent $\pm 10\%$ deviation from the identity. Open and filled symbols are the flux and mass fraction, respectively.

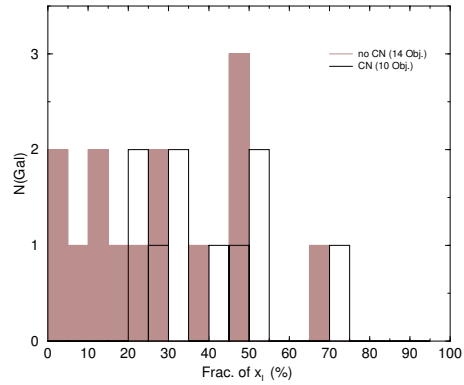


Figure 3. Histograms comparing the intermediate age component of the galaxies with CN detection (empty histogram) and un-detection (shaded).

Índice de Autores

- Abadi, M. G., 233
Abraham, Z., 357
Ahumada, A. V., 117, 121
Alonso, S., 225
Althaus, L. G., 37, 41, 45, 81
Alvarez-Candal, A., 307
Araudo, A. T., 255
Arias, M. L., 73, 77
Arnal, E. M., 135, 139, 151, 357
Artale, M. C., 161
- Barbá, R. H., 53, 101
Bassino, L. P., 169, 189, 197, 229
Baume, G., 93, 97
Beers, T. C., 291
Benvenuto, O. G., 7, 61
Bonatto, C., 401
Bornancini, C. G., 165, 193
Bosch, G. L., 101
Bosch-Ramon, V., 255
Brandi, E., 49
Brunini, A., 3, 7
Buccino, A. P., 19
- Cappa, C. E., 143
Carraro, G., 93
Carrasco, E. R., 327
Casco, N. A., 273
Casetti, D. I., 291
Caso, J. P., 169
Castillo, D., 291
Cellone, S. A., 189, 229
Cichowolski, S., 151
Cidale, L., 73, 77
Cid Fernandes, R., 237
Cieza, L., 241
Cincotta, P. M., 297, 301
Clariá, J. J., 85, 117, 121, 377
Collado, A., 53
Cora, S. A., 197, 213, 233
- Corradi, R. L. M., 337
Corradi, W. J. B., 109
Córsico, A. H., 41, 45, 81, 317
Corti, M. A., 135
Cruzado, A., 57
- Darriba, L. A., 297
de Elía, G. C., 93
de Gouveira Dal Pino, E. M., 357
De Lucia, G., 177
del Valle, M. V., 259
De Rossi, M. E., 173, 177, 181
De Vito, M. A., 61
Díaz, R. F., 19
Dione, M., 193
Dirani, L. D., 3
Duplancic Videla, F. M., 185
Duronea, N. U., 139
- Eislöffel, J., 89
Etchegoyen, A., 367
- Faifer, F. R., 189, 229
Fariña, C., 101
Feinstein, C., 97
Fernández-Lajús, E., 65
Ferreiro, D., 285
Ferrer, O. E., 49
Ferrero, G., 65
Forte, J. C., 189
Fortier, A., 7
Frazin, R. A., 23
- Gallart, C., 125
Gamen, R., 53, 65
García-Berro, E., 45, 81
García Lambas, D., 165, 185, 193,
201, 205, 225, 249, 277, 285
García, L. G., 49
Geisler, D., 85, 125

- Giacani, E. B., 147
 Gil-Hutton, R., 11
 Giordano, C. M., 297, 301
 Girard, T. M., 291
 Gómez, M., 69
 González Delgado, R., 237
 Gonzalez, E., 277
 González, J. F., 15, 105, 281
 Gramajo, L. V., 69
 Granada, A., 73
 Grocholski, A. J., 85
 Gurovich, S., 165, 193

 Herrera, D., 291

 Jiménez, N., 197
 Jofré, E., 15, 105, 281

 Kauffmann, G., 177
 Kepler, S. O., 81
 Korchagin, V. I., 291

 Lagos, C., 213
 Lares, M., 193, 201, 205
 Lazarte, A. I., 27, 31
 Lee, Y. S., 291
 Lepine, J., 357
 López, C. E., 291
 Luparello, H., 205

 Maffione, N. P., 301
 Maia, F. F. S., 109
 Marchiano, P., 49
 Martín, M. C., 143
 Mauas, P. J. D., 19
 Melita, M., 19
 Merin, B., 241
 Mesa, V., 11
 Miller Bertolami, M. M., 81
 Mirabel, I. F., 357
 Monet, D., 291
 Morras, R., 357
 Mundt, R., 89
 Muratore, M. F., 77
 Muriel, H., 285

 Navone, H., 113
 Nuñez, J., 113

 Oío, G., 209

 O'Mill, A. L., 165, 193, 249
 Orellana, M., 241, 245, 259

 Pacheco, M. C., 249
 Padilla, N. D., 213, 225
 Panei, J. A., 37, 41, 81
 Parisi, M. C., 85
 Paron, S. A., 147
 Pastoriza, M. G., 401
 Pedrosa, S., 173, 217
 Pellizza, L. J., 161
 Pérez, D., 221
 Perez, J., 225
 Perren, G., 113
 Petriella, A., 147
 Petrucci, R., 15, 105
 Piatti, A. E., 109, 117, 121, 125
 Platais, I., 291

 Quiroga, C., 49

 Recabarren, P., 277, 285
 Renzi, V., 277, 285
 Richtler, T., 229
 Riffel, R., 401
 Rodón, J. A., 69
 Rodríguez-Ardila, A., 401
 Rodríguez-Ledesma, M. V., 89
 Rohrman, R. D., 81, 129
 Romero, A. D., 37, 41, 45, 81
 Romero, G. A., 229, 241
 Romero, G. E., 221, 255, 259, 263, 267, 357, 389

 Sacco, C., 277
 Saffe, C., 19
 Santamaría, P., 3
 Santos Jr., J. F. C., 109
 Sarajedini, A., 85, 125
 Sarazin, M., 285
 Scannapieco, C., 217
 Schmidt, E., 209
 Schreiber, M. R., 241, 245
 Schulz, W., 347
 Silva, A. M., 27, 31
 Smith Castelli, A. V., 169, 189, 197, 229
 Sodré Jr., L., 185
 Solinas, M., 285
 Suad, L. A., 151

- Swift, J., 241
- Tecce, T. E., 233
- Testori, J. C., 155
- Tissera, P. B., 161, 173, 177, 181,
217, 225, 233
- van Altena, W. F., 291
- Vásquez, A. M., 23
- Vázquez, R., 113
- Vega Neme, L. R., 209, 237
- Vieira, K., 291
- Vieyro, F. L., 263
- Vila, G. S., 263, 267
- Viramonte, J., 285
- von Essen, C., 19
- Vrech, R., 277, 285
- Whitney, B. A., 69
- Williams, J., 241
- Zacharias, N., 291
- Zorec, J., 57, 77
- Zurbriggen, E., 129