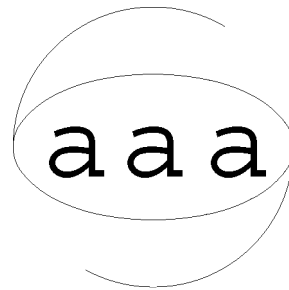


Asociación
Argentina de
Astronomía

Boletín N° 47



San Juan, 2004

Asociación Argentina de Astronomía

Reunión Anual
San Juan, 20 al 23 de septiembre

Organizada por:

Complejo Astronómico El Leoncito

COMITÉ EDITORIAL

Pablo Cincotta,
Gloria Dubner,
Stella Malaroda,
Cristina H. Mandrini,
Hernán Muriel,
Gustavo E. Romero y
Rubén Vázquez

2004

ISSN 0571-3285

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería Jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Presidente: Dra. Marta Rovira
Vicepresidente: Dr. Diego García Lambas
Secretario: Dr. Andrés Piatti
Tesorero: Dra. Cristina Cappa
Vocal 1: Dr. Sergio Cellone
Vocal 2: Dra. Lilia Patricia Bassino
Vocal Sup. 1: Dra. Zulema López García
Vocal Sup. 2: Lic. David Merlo

Comisión Revisora de Cuentas

Titulares:

Dra. Elsa Giacani
Dra. Stella Malaroda

Suplentes:

Dra. Irene Vega

Comité Nacional de Astronomía

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

Comité Científico de la Reunión

Dr. Pablo Cincotta
Dra. Gloria Dubner (Presidente)
Dra. Stella Malaroda
Dra. Cristina Mandrini
Dr. Hernán Muriel
Dr. Gustavo E. Romero
Dr. Rubén Vázquez

Comité Organizador Local

Lic. Sol Alonso
Dr. Federico González
Lic. Mónica Grosso
Dra. Zulema López García (Presidente)
Lic. Natalia Nuñez
Sra. Silvia Galliani
Sra. Ana Mejivas
Prof. Luisa Navarro
Srta. Graciela Salas

INSTITUCIONES PARTICIPANTES

ACCSE, Agencia Córdoba Ciencia S.E., Córdoba, Argentina
 ATNF, Australia
 AU, Aarhus University, Aarhus C, Dinamarca
 CASLEO, Complejo Astronómico El Leoncito, San Juan, Argentina
 CEA-DSM-DAPNIA, Service d'Astrophysique, Francia
 CEFIEC, Universidad de Buenos Aires, Argentina
 CIC, Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina
 CNEA, Centro Atómico Constituyentes, Argentina
 CONICET, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina
 CRAAM, Universidade Presbiteriana Mackenzie, Sao Paulo, Brazil
 CSIRO, Australia
 DAA, Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica, Santiago, Chile
 DAC, Department of Astronomy, Cornell University, USA
 DAUC, Departamento de Astronomía, Universidad Católica, Chile
 DEMES, Córdoba, Argentina
 DF, Department of Astronomy, USA
 Departamento de Física, Universidad de Buenos Aires, Argentina
 Departamento de Física, Universidad de La Serena, Chile
 DFA, Departamento de Física Aplicada, Universitat Politècnica de Catalunya, España
 Department of Physics, The Citadel (Charleston, SC), USA
 Department of Physics, University of Durham, South Road, Durham, UK
 Departamento Universitario de Informática, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
 ESO, European Southern Observatory, Chile
 FAMAF, Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
 FCAGLP, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, La Plata, Argentina
 Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
 FCEFyN, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de San Juan, Argentina
 FCEyT, Departamento de Física, Universidad Nacional de Tucumán, Argentina
 FTP, The Faulkes Telescope Project. Cardiff University. UK
 IAC, España
 IAFE, Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina
 IAG/USP, Instituto de Astronomía y Geofísica, Sao Paulo, Brasil
 IALP, Instituto de Astrofísica de La Plata, UNLP, Argentina

IAP, Institute d'Astrophysique de París, France
 IAR, Instituto Argentino de Radioastronomía, Buenos Aires, Argentina
 IAS, Institute for Advanced Study, Princeton, USA
 IATE, Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, Córdoba, Argentina
 IAUW, Institut für Astronomie der Universität Wien, Austria
 Ignatianum, Krakov, Polonia
 ISO&UC, Schnectady, NY, USA
 Konkoly Observatory, Budapest, Hungary
 Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse,
 Francia
 LLNL, Lawrence Livermore National Laboratories, U.S.A.
 MSSL, Mullard Space Science Laboratory, University College London, UK
 Museo Astronómico "Pte. Sarmiento - Dr. B. Gould", Universidad
 Nacional de Córdoba, Argentina
 NRAO, New Mexico, USA
 NSERC UFA, Physics and Astronomy Department, University of Manitoba,
 Winnipeg, Canadá
 OAC, Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina
 OAFa, Observatorio Astronómico Félix Aguilar, San Juan, Argentina
 OAM, Observatorio Ambiental Municipal, Córdoba, Argentina
 OAS, Observatorio Astronómico de Suyapa, Honduras
 OMCS, Observatorio Móvil "Carl Sagan", Argentina
 ON, Observatorio Nacional, Rio de Janeiro, Brasil
 OP, Observatoire de Paris, LESIA. Meudon, France
 PI, Prosecretaría de Informática, Universidad Nacional de Córdoba,
 Argentina
 PUC, Pontificia Universidad Católica, Chile
 SECyT-UNC, Secretaría de Ciencia y Técnica, Universidad Nacional de
 Córdoba, Argentina
 School of Physics, University of Sydney, Australia
 Steward Observatory, University of Arizona
 TANDAR, Centro Nacional de Energía Atómica, Argentina
 UBA, Universidad Nacional de Buenos Aires, Argentina
 UC, Universidad de Concepción, Concepción, Chile
 UFRGS, Instituto de Física, Universidad Federal de Río Grande do Sul,
 Brasil
 University of Arizona, USA
 University of Sydney, Australia
 UNC, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina
 UNLP, Universidad Nacional de La Plata, Argentina
 UNS, Departamento de Geología, Universidad Nacional del Sur, Bahía
 Blanca, Argentina
 UNSJ, Universidad Nacional de San Juan, Argentina
 UPC, Universitat Politècnica de Catalunya, Castelldefels, Barcelona, España
 UPC/IEEC, Barcelona, España
 Universidad de La Serena, Chile
 Universidad de Sydney

UT, Universidad Nacional de Tucumán, Argentina
UTN, Universidad Tecnológica Nacional, Mendoza, Argentina
UV, Universidad de Valparaíso, Chile
VISPA, University of Turku, Finland
VO, Vatican Observatory, Vatican City State
ZIUW, Zentraler Informatikdienst der Universität Wien, Austria

INDICE GENERAL

Nota Editorial	
Los Editores	XVI
FÍSICA SOLAR Y MEDIO INTERPLANETARIO	
On the origin of magnetic fields in Astrophysics	
D.O. Gómez	2
Can we determine the magnetic helicity sign of the solar active regions?	
M.L. Luoni, C.H. Mandrini, P. Démoulin, L. van Driel-Gesztelyi & Zs. Kövári	14
Linking coronal observations of a ‘mini’ active region with its interplanetary manifestation	
S. Dasso, C.H. Mandrini, S. Pohjolainen, L.M. Green, P. Démoulin, L. van Driel-Gesztelyi, C. Foley & C. Copperwheat	18
Comparison of submillimeter-wave and $H\alpha$ observations of a solar flare	
G. Cristiani, G. Martínez, C.H. Mandrini, C.G. Giménez de Castro, M.G. Rovira, P. Kaufmann & H. Levato	23
Magnetohydrodynamic properties of solar origin magnetic clouds: an statistical study	
A.M. Gulisano, S. Dasso, C.H. Mandrini & P. Démoulin	28
On the origin of loops with transition region temperatures	
C.H. Mandrini, L.K. Harra & S.A. Matthews	32
ASTRONOMÍA DINÁMICA, CIENCIAS PLANETARIAS Y ASTROMETRÍA	
Dinámica, mineralogía y evolución colisional en el Cinturón de Asteroides	
F. Roig	38
Granos pre-solares en meteoritos	
M.E. Varela	51
Estudios astrogeodinámicos de variaciones de Latitud-períodos 1996-1998	
E. Alonso, A.M. Pacheco, R. Podestá & E. Actis	60

Determinación de la variación de la Latitud Instantánea y Latitud Media del Pilar Astrolabio Fotoeléctrico PA II del Oafa para el año 2003	
R. Podestá, A.M. Pacheco, E. Alonso, R. Petrucci, E. Jofré, P. Tejada, M.F. Duplancic, R. Petruzzi, S. Molina & J. Alacoria . . .	64
Órbitas periódicas en el problema de los tres cuerpos	
S. Fernández & J. Gámez	68
Reducción de placas del Catálogo Astrográfico y de la Carte du Ciel de Córdoba	
C.A. Giuppone, I.H. Bustos Fierro & J.H. Calderón	72
Catálogo de familias generadoras de órbitas periódicas de transferencia rápida en el RTBP Tierra–Luna	
C.M. Briozzo & A.M. Leiva	77
Condiciones de fase y continuación analítica de órbitas periódicas de transferencia rápida de RTBP Tierra–Luna al problema cuasi–circular Sol–Tierra–Luna	
A.M. Leiva & C.M. Briozzo	81
Distribución de planos orbitales de sistemas binarios en la Galaxia	
W.A. Weidmann & R.J. Díaz	85
Primer archivo digital de placas fotográficas del Observatorio Astronómico de Córdoba – III	
I.H. Bustos Fierro, J.H. Calderón, R.R. Melia, C. Willemoës & J. Willemoës	89
ESTRELLAS Y SISTEMAS ESTELARES	
Abnormal isotropic abundances in chemically peculiar upper–main sequence stars	
S. Hubrig	94
Abundancias químicas y estado de evolución de estrellas de tipo B y A	
O. Pintado, S. Pedrosa & S.J. Adelman	102
Transporte de radiación en 3–D	
A. Torres & L. Cidale	106
Analysis of stellar activity of F, G and K stars with IUE observations	
A.P. Buccino & P.J.D. Mauas	110

Diferentes manifestaciones de actividad cromosférica en Próxima Centauri	
C. Cincunegui & P.J.D. Mauas	114
Las estrellas variables GW Virginis en el marco de nuevos modelos evolutivos de estrellas pre-enanas blancas PG1159	
A.H. Córscico, L.G. Althaus & J.A. Panei	119
Enanas blancas post-AGB deficientes en Hidrógen: su evolución espectral PG1159-DB-DQ	
J.A. Panei, L.G. Althaus, A.H. Córscico, A.M. Serenelli, C.G. Scóccola & E. García-Berro	123
Campaña de observación de η Carinae desde La Plata. Período 2003-2004	
E. Fernández Lajús, C. Fariña, R. Gamen, C. Llinares, N. Salerno, M. Schwartz, L. Simontacchi, A. Torres & V. Niemela	127
The extension of the globular cluster system of NGC 1399, the central galaxy of the Fornax cluster	
F.R. Faifer, L.P. Bassino, J.C. Forte, B. Dirsch, T. Richtler & D. Geisler	132
Nebular abundances in southern symbiotic stars	
G.J.M. Luna & R.D.D. Costa	136
Surface metal abundances of red giants in galactic globular clusters	
M.C. Parisi, J.J. Clariá & M.C. Torres	141
Curva de luz y análisis del sistema CPD-59 2603 (=TR16-104)	
E. Fernández Lajús, M. Schwartz, A. Torres, C. Fariña, N. Salerno, C. Llinares & V. Niemela	145
Integrated spectroscopy of six open clusters projected not far from the galactic center direction	
A.V. Ahumada, J.J. Clariá, M.C. Parisi, M.C. Torres, D.B. Pavani & E. Bica	149
Comportamiento del doblete del Na I en los espectros de algunas simbióticas	
L.G. García, E. Brandi, O. Ferrer & C.H.M. Quiroga	153
The overall properties of intermediate-age galactic open clusters: fundamental parameters of NGC 2627	
A.E. Piatti, J.J. Clariá & A.V. Ahumada	157

Estudio de las regiones de formación de las líneas de Fe II e H en las atmósferas extendidas de estrellas Be	
M.L. Arias, J. Zorec & A. Ringuelet	161
Asterosismología de estrellas variables ZZ Ceti: la composición química interna de las enanas blancas DA masivas	
A. Córscico, E. García-Berro, L. Althaus, J. Panei & J. Isern . . .	165
Chromospheric structure and activity in solar analogues	
M. Veytes, P. Mauas & C. Cincunegui	169
CCD Washington photometry of the intermediate age open cluster Tombaugh 1	
A.E. Piatti, J.J. Clariá & A.V. Ahumada	172
La tasa de cambio de períodos en estrellas variables V777 Herculis	
A.H. Córscico, L.G. Althaus & J.A. Panei	176
Formación y evolución de enanas blancas deficientes en Hidrógeno	
J. Panei & L.G. Althaus	180
X-ray analysis of the colliding wind binary FO 15	
J.F. Albacete Colombo	184
Incidencia de estrellas peculiares en cúmulos abiertos	
M.V. Rodríguez Ledesma, O.I. Pintado & E. Paunzen	189
El doblete D del Sodio como indicador de la actividad cromosférica en estrellas de la secuencia principal	
R.F. Díaz & P.J.D. Mauas	193
Los cúmulos abiertos y la estructura de la Galaxia	
A. Feinstein, R.A. Vázquez, G. Baume & R. Martínez	198
Collinder 307: estudio fotométrico y espectroscópico	
E.E. Giorgi, G.R. Solivella, G.L. Baume & R.A. Vázquez	202
Incrementando la calidad de los espectros echelle	
O.I. Pintado & S.J. Adelman	207
PG1159 y su conexión con las enanas blancas DQ	
C.G. Scóccola, L.G. Althaus, A.M. Serenelli & A.H. Córscico . . .	211
Estudio de abundancias químicas utilizando el espectrógrafo EBASIM del telescopio de 2,1 mts de CASLEO para las estrellas normales 5 Aqr y 30 Peg	
S.J. Adelman, Z. López García, S.M. Malaroda, N. Nuñez & M. Grosso	215

Los primeros cálculos autoconsistentes de enanas blancas deficientes en Hidrógeno teniendo en cuenta su historia evolutiva	
J.A. Panei, L.G. Althaus & A.H. Córscico	220
Comportamiento del viento estelar en estrellas peculiares de He II	
M.L. Arias, A. Torres, A. Cruzado & L. Cidale	224
Influencia de las colisiones en las líneas espectrales de las estrellas tempranas	
R. Venero, A. Brusasco, L. Cidale & M. Curé	229
Modelado del continuo de Balmer en estrellas Be	
A. Cruzado, I. Bibbó & A. Ringuelet	233
Evolución de una estrella AGB–manqué desde la rama horizontal extrema (EHB) hasta la etapa de enana blanca DQ	
C.G. Scóccola, L.G. Althaus, A.M. Serenelli & A.H. Córscico . . .	236
Pulsaciones en estrellas variables ZZ Ceti masivas: las huellas del overshooting previo y la cristalización	
A. Córscico, L. Althaus, M. Montgomery, E. García–Berro, J. Panei & J. Isern	240
The old open cluster Trumpler 5 and the chemical evolution of the galactic disc	
A.E. Piatti, J.J. Clariá & A.V. Ahumada	244
Spectroscopic detection of hot Jupiters	
D. Minniti, M. Zoccali, T. Bedding, L. Kiss & H. Kjeldsen	248
MEDIO INTERESTELAR	
Study of the particle population in an extended supernova remnant	
G. Castelletti & G. Dubner	256
The interstellar medium of ARAOB1	
G.A. Romero & M. Arnal	260
A radio study of the environs of RX J0007.0+7302 and Geminda	
E. Giacani, G. Dubner, E. Reynoso, W.M. Goss, A. Green & S. Johnston	264
Multifrequency study of Gum 31	
J. Vasquez, C. Cappa, R. Amorin, V. Niemela & N.M. McClure–Griffiths	268

Study of the interstellar medium towards RCW 103 S. Paron, E. Reynoso, G. Dubner & G. Castelletti	272
OBJETOS COMPACTOS	
High-energy emission from supernovae and associated compact objects S. Safi-Harb	277
High-energy emission from jet-wind and jet-star interactions in misaligned microquasars M. Orellana & G.E. Romero	291
High-energy emission from accreting Be/X-ray binary systems G.E. Romero & M. Orellana	296
ASTRONOMÍA EXTRAGALÁCTICA Y COSMOLOGÍA	
Recent progress in observational cosmology A. Gangui	301
Fenómenos violentos en núcleos galácticos activos S.A. Cellone	312
Trazando la red cósmica a partir de su composición química S.A. Cora	324
Interacciones de galaxias en medios de diferente densidad a partir del catálogo SDSS DR2 M.S. Alonso, D. García Lambas, P. Tissera & G. Coldwell	336
Polarization microvariability studies of BL Lac objects I. Andruchow, S.A. Cellone & G.E. Romero	340
VV 410, un sistema interactuante del tipo M 51 G. Günthardt, E. Agüero, R.J. Díaz	344
Modelado de la luz difusa en el cúmulo de Fornax A. Cifuentes Cárdenas, S.A. Cellone & J.C. Forte	348
Cinemática de la componente estelar de M83 D. Mast & R. Díaz	352
Effects of collisions and interactions on star formation in galaxy pairs in the field J. Pérez, P. Tissera & D. García Lambas	356
La rotación del gas en M83: de 8pc a 50Kpc M.P. Agüero & R. Díaz	360

Propiedades estadísticas de galaxias satélites	
M. Lares & D. García Lambas	365
VOIDS: spatial distribution and dynamics	
L. Ceccarelli, N. Padilla, C. Valotto & D. García Lambas	369
Ring formation and propagation in disk galaxies	
D.J. Paz, F.A. Stasyszyn & M. Merchán	373
Análisis geométrico de la estructura en gran escala del Universo	
C.Y. Yaryura, A.G. Sánchez & D. García Lambas	377
The clustering of galaxy groups: constraints on cosmological parameters from the 2PIGG catalog	
N.D. Padilla, C.M. Baugh, V. Eke, S. Cole & C.S. Frenk	382
Primeros resultados con Gemini	
R.J. Díaz, H. Dottori, M. Agüero, D. Mast, G. Carranza, G. Gimeno & W. Weidmann	386
Galaxy luminosity profiles of SARS clusters	
V. Coenda, C. Donzelli, H. Muriel, H. Quintana & L. Infante	391
Mecanismos de alimentación de la actividad nuclear en galaxias	
R.J. Díaz	395
Función de luminosidad de galaxias en cúmulos del SDSS con redshifts fotométricos	
A.L. O'Mill, H. Muriel, J. Martínez & R. Pelló	400
The galaxy density environment of Gamma-Ray burst host galaxies	
C.G. Bornancini, H.J. Martínez, D. García Lambas, E. Le Floch, I.F. Mirabel & D. Minniti	405
Structure and properties of galaxies in the environment of high redshift radiogalaxies	
C. Bornancini, H.J. Martínez, D. García Lambas, W. de Vries, W. van Bruegel & C. De Breuck	410
INSTRUMENTACIÓN Y SITIOS ASTRONÓMICOS	
Preliminary reductions for y and b CCD flats at CASLEO	
A.G. Davis Philip, O.I. Pintado, R. Janusz & R. Boyle	416
Control electrónico del conjunto telescopio, cúpula, plataforma y espectrógrafo de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre	
G. Martínez del Pozo, G.A. Picco, R.J. Díaz & P. Recabarren	420

Observatorio Pierre Auger: motivación y estado actual	
A.C. Rovero, A. Etchegoyen & B. García	425
Innovaciones tecnológicas en el Telescopio Reflector de 80 cm del Observatorio Astronómico de La Plata	
M. Schwartz, E. Fernández Lajús & E. García	429
Búsqueda de sitio en el Noroeste Argentino: estado de avance al 2004	
P. Recabarren, H. Muriel, R. Vrech, D. García Lambas, M. Sarazin & R. Giovanelli	434
Puesta en marcha de un microdensitómetro automático basado en CCD	
J.H. Calderón & I.H. Bustos Fierro	438
TEMAS VARIOS	
Calentamiento global: ¿Efecto invernadero o actividad solar?	
P.J.D. Mauas	444
El Museo Astronómico: una herramienta para la enseñanza de las Ciencias Naturales	
G. Goldes, M. Bózzoli, O. Yapura & C. Rivarola	456
Aplicación de herramientas de educación a distancia a la enseñanza de las Ciencias Naturales. Una experiencia ligada a la Astronomía	
G. Goldes, M. Gallino, D. Britos, D. Lago, G. Tavella, E. Vidal, S. Morales & M. Nicotra	461
Proyecto multidisciplinar ‘Marte nos visita’	
D. Merlo, N. Merlo, B. Parodi, A. Garis, G. Peralta, V. Rovessi, S. Urrutia, J. Calderón, I. Bustos Fierro & R. Melia	466

Nota Editorial

El Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía (BAAA) fue creado en el año 1958 como medio de difusión nacional de las actividades de investigación astronómica en el país. En el año 1996 la edición del Boletín pasó a ser exclusivamente electrónica, y desde entonces los trabajos se publicaron únicamente en forma de resumen. Actualmente estos resúmenes forman parte de la base internacional de publicaciones ADS.

Con el fin de recuperar el protagonismo que tuvo nuestro Boletín en el pasado se ha decidido cambiar algunos aspectos del mismo, tanto de forma como de fondo. A partir de este volumen nuestro Boletín incorpora un sistema de referato para los artículos que se publican en él. Este procedimiento, aprobado por amplia mayoría en la votación de los socios de la Asociación Argentina de Astronomía, permitirá mejorar constantemente la calidad del Boletín. A su vez, esto facilitará la valoración en diferentes instancias de evaluación, tanto personales como de proyectos, de los trabajos publicados por los socios en el BAAA.

Agradecemos especialmente el trabajo de todos los colegas, tanto de nuestro país como de Chile, México, Brasil y España, que colaboraron con el Comité Editorial en el proceso de arbitraje.

Siendo el primer número con características renovadas, hemos enfrentado problemas nuevos, que se trataron de subsanar sobre la marcha. Recibimos numerosos comentarios y sugerencias por parte de los socios que sin dudas contribuirán a mejorar las ediciones subsiguientes.

Esperamos que éste sea el primer paso para reposicionar el BAAA nuevamente como medio de difusión de importancia de las actividades de Astronomía y Astrofísica en Argentina.

El Volumen No. 47 del BAAA incluye los trabajos presentados durante la Reunión Anual de la AAA realizada en San Juan, entre el 20 y el 23 de septiembre de 2004. Agradecemos especialmente al Comité Organizador Local por la excelente organización, que permitió que disfrutemos de una reunión muy interesante, con contribuciones científicas de muy buen nivel, en un clima cordial, con la amabilidad que caracteriza a nuestros anfitriones sanjuaninos. En el COL, su presidenta Z. López García estuvo acompañada por S. Alonso, F. González, M. Grosso, N. Núñez, S. Galliani, A. Mejivas, L. Navarro y G. Salas.

Agradecemos el auspicio de la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, del Complejo Astronómico El Leoncito y de la Asociación Argentina de Astronomía.

El Comité Editorial está especialmente reconocido con una de sus miembros, la Dra. Stella Malaroda, quien tuvo a su cargo la función de Secretaria Editorial, tomando a su cargo numerosas tareas de edición. Se agradece también la colaboración de la Sra. Silvia Galliani.

Pablo Cincotta, Gloria Dubner (presidente), Stella Malaroda (secretaria editorial), Cristina H. Mandrini, Hernán Muriel, Gustavo E. Romero y Rubén Vázquez.

Comité Editorial de BAAA No. 47

Julio de 2005

**FÍSICA SOLAR Y
MEDIO INTERPLANETARIO**

On the origin of magnetic fields in Astrophysics

Daniel O. Gómez
Instituto de Astronomía y Física del Espacio,
Casilla de Correo 67, Sucursal 28, (1428) Buenos Aires, Argentina,
gomez@iafe.uba.ar

Abstract. Magnetic fields play an important role in a wide variety of astrophysical objects, such as planets, stars, accretion disks, galaxies and galactic clusters. The magnetic fields associated to these objects display large differences in their origin, morphologies and intensities, which therefore makes their theoretical modelling much more difficult. The most promising mechanism to explain the origin of astrophysical magnetic fields is the so-called dynamo effect, which consists of an efficient transfer of kinetic energy of astrophysical plasma flows into magnetic energy. The use of supercomputers to model high Reynolds numbers plasma flows, allowed in recent years to test the ability of certain flows to generate magnetic fields. In the present study, we review our current knowledge on the origin of the magnetic fields in several astrophysical objects.

Resumen. Los campos magnéticos desempeñan un rol importante en una amplia gama de objetos astrofísicos, tales como planetas, estrellas, discos de acreción, galaxias y cúmulos de galaxias. Los campos magnéticos asociados a estos objetos, presentan fuertes diferencias en cuanto a su origen, morfología e intensidad, lo cual representa un desafío para su explicación teórica. El mecanismo más promisorio de generación de campo magnético es el llamado efecto dínamo, que consiste en la transformación de energía cinética en magnética. En los últimos años, la disponibilidad de supercomputadoras ha permitido investigar cuantitativamente la capacidad de diversos flujos astrofísicos (caracterizados por su elevado número de Reynolds) para generar campos magnéticos. En este trabajo se reseñará nuestro conocimiento actual sobre el origen de los campos magnéticos en distintos objetos astrofísicos.

1. Introduction

The aim of the present paper is to provide an updated overview of our current observational and theoretical knowledge of the role played by magnetic fields in astrophysics. This is a rather ambitious task, since magnetic fields pervade virtually all known astrophysical objects, including planets, stars, accretion disks, galaxies and clusters of galaxies, and therefore the present review is necessarily far from complete.

We focus on the theoretical mechanisms proposed in the literature for the origin of magnetic fields in different astrophysical environments, and whenever available, on their associated observational signatures. In section 2 we briefly describe the fluidistic description known as magnetohydrodynamics, which is the general theoretical framework to be used. A summary of the so-called α - Ω dynamos is

given in section 3, and an overview on turbulent dynamos is shown in section 4. The observed properties of the solar magnetic field, as well as the theoretical models applied, are listed in section 5, and a bird's eye overview of our current knowledge of stellar magnetic fields is given in section 6. Galactic magnetic fields are discussed in section 7, and the overall conclusions of the present study are summarized in section 8.

2. The magnetohydrodynamic description

Magnetohydrodynamics (MHD) corresponds to a fluidistic description of matter and its interaction with magnetic fields, which appropriately describes the large-scale dynamics of fully ionized plasmas. By large scales, we mean typical sizes much larger than the mean free path of the particles and timescales much longer than the inverse of the collisional frequency.

2.1. The MHD equations

Incompressible MHD is described by the induction and the Navier-Stokes equations,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = -(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \left(P + \frac{B^2}{2} \right) + \mathbf{F} + \nu \nabla^2 \mathbf{U}, \quad (2)$$

with the divergence-free conditions $\nabla \cdot \mathbf{U} = \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ for the velocity and magnetic fields. The external force \mathbf{F} is assumed to be solenoidal, and the velocity \mathbf{U} and magnetic field \mathbf{B} are expressed in units of a characteristic speed U_0 . The scalar field P is the fluid pressure divided by the constant mass density, while η and ν are the magnetic diffusivity and the kinematic viscosity. The vector potential \mathbf{A} is defined by $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$.

2.2. Extra effects: Hall, electron pressure and ambipolar diffusion

One-fluid MHD, as presented in equations (1)-(2), is the standard framework used to describe the large-scale dynamics of astrophysical plasmas. For instance, it is a good approximation for the solar dynamo and the geodynamo (Priest & Forbes 2000).

However, astrophysical scenarios characterized by low temperatures, partial ionization, or collisionless plasmas, are not properly described by the MHD framework, since MHD fails to distinguish the relative motions between different species. A first step toward creating a more appropriate theory for these scenarios is to include the dominant two-fluid effects considered in the generalized Ohm's law. The most relevant effects for astrophysical applications are ambipolar diffusion and the Hall effect (Zweibel 1988, Wardle 1999, Balbus & Terquem 2001, Sano & Stone 2002).

Ambipolar diffusion is important in the evolution of magnetic fields in protostars and proto-planetary circumstellar disks, as well as in the dynamics of the galactic gas (Zweibel 1988, 2002; Sano & Stone 2002, Brandenburg & Subramanian

2004). It is also relevant in the evolution of magnetic clouds (Zeldovich et al. 1983). In the interstellar medium, ambipolar diffusion is believed to be the principal mechanism responsible for breaking the frozen-in condition for the magnetic field.

The ambipolar drift occurs because the magnetic field lines are attached to the plasma ions but not to the neutrals. The Lorentz force acting over the magnetized ions generates a drift between the ions and the neutrals. If collisions are frequent, the Lorentz force acting on the ions is balanced by collisions with the neutrals. Under these assumptions, in a partially ionized medium with the bulk velocity \mathbf{U} dominated by the neutrals, the induction equation (1) takes the form

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [(\mathbf{U} + \lambda \mathbf{J} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (3)$$

where $\lambda = (\rho_i v_{in})^{-1}$. Here, ρ_i is the ion mass density, and v_{in} is the collision frequency between ions and neutrals. Note that in this approximation $\mathbf{U}_i = \mathbf{U} + \lambda \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ is the velocity of the ions, and equation (3) expresses that the magnetic field lines in the ideal case (i.e. $\eta = 0$) are frozen to the ion velocity field.

The Hall effect is relevant in dense molecular clouds (Wardle & Ng 1999), in accretion disks (Wardle 1999, Balbus & Terquem 2001, Sano & Stone 2002) in white dwarfs and neutron stars (Yakovlev & Urpin 1980, Muslimov 1994, Geppert & Rheinhardt 2002), and in the early universe (Tajima et al. 1992). Recently, the impact of the Hall current on the dynamo effect was also measured in the laboratory (Ding et al. 2004).

With the inclusion of the Hall effect, the induction equation (1) reads

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [(\mathbf{U} - \varepsilon \mathbf{J}) \times \mathbf{B}] + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (4)$$

The Hall term $\varepsilon \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ is the manifestation of the difference in velocity between ions and electrons. Indeed, in a two-species quasi-neutral electron-ion plasma $\mathbf{U}_e = \mathbf{U} - \varepsilon \mathbf{J}$ is the electron velocity. From equation (4), when $\eta = 0$ the magnetic field is frozen to the electron velocity field, instead of the bulk velocity \mathbf{U} as is the case in one-fluid MHD.

Assuming the characteristic velocity equal to the Alfvén velocity, the intensity of the Hall effect is given by $\varepsilon = c/(\omega_{pi} L_0)$, where c is the speed of light and ω_{pi} is the ion plasma frequency. Note that c/ω_{pi} is the ion skin depth, which is the lengthscale where the Hall effect becomes non-negligible. Typical values of ε for several astrophysical objects can be found in Mininni et al. (2003).

Since in equation (4) the magnetic field is stretched by the electron velocity field \mathbf{U}_e rather than the bulk velocity field \mathbf{U} , and these velocities can be quite different, the Hall term is expected to impact on dynamo mechanisms.

3. Alpha-Omega dynamos

According to the so-called $\alpha - \Omega$ theoretical models, the dynamo is caused by a combination of differential rotation (the Ω effect) and the role of the turbulent small-scale fluid motions (the α effect).

A dynamo is a mechanism able to generate a macroscopic magnetic field from an initial micro-scale configuration, consisting of a small seed magnetic field along with a substantial velocity field. The first theoretical model of such a mechanism, was developed within the general framework of *mean-field theory* by Krause & Radler (1980). More recently, Blackman & Field (1999) presented the so-called *reduced smoothing approximation* (RSA), which is summarized below. We assume the initial state $\mathbf{u}_0, \mathbf{b}_0$ to be a solution of equations (1)-(2) in the absence of a large-scale field. We now perturb the system about this micro-scale solution, with $\mathbf{B} = \overline{\mathbf{B}} + \mathbf{b} + \mathbf{b}_0$ and $\mathbf{U} = \overline{\mathbf{U}} + \mathbf{u} + \mathbf{u}_0$, where the overbar denotes spatially or statistically averaged large-scale fields, while \mathbf{u} and \mathbf{b} are small-scale perturbations. Note that while \mathbf{b}_0 is the short-scale magnetic field in the absence of $\overline{\mathbf{B}}$, \mathbf{b} is the perturbation when $\overline{\mathbf{B}}$ is present, which might not be isotropic. All small-scale fields have zero averages, while their products in general do not. Substituting into equations (1)-(2), using the equation for \mathbf{b}_0 and taking averages, we find an equation for the evolution of the large-scale averaged magnetic field,

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\overline{\mathbf{U}} \times \overline{\mathbf{B}}) + \langle \nabla \times (\mathbf{u}_0 \times \mathbf{b} + \mathbf{u} \times \mathbf{b}_0) \rangle , \quad (5)$$

where quadratic terms in \mathbf{b} and \mathbf{u} were dropped, as is usually done in mean field theory. Note that, although a common assumption, it is not clear that these terms will remain negligible once the mean field grows to finite amplitudes. Therefore, the RSA assumption is less restrictive than the one used in mean field derivations.

We can also derive an equation for the small-scale perturbed magnetic field \mathbf{b} . Here, we drop terms involving spatial derivatives of the mean fields because the variations of the long-scale fields are negligible on the microscale. Finding corrections to the α coefficient as our current focus, we also ignore the averaged terms as they will not contribute to the equation for $\overline{\mathbf{B}}$. We obtain

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u}_0 \times \overline{\mathbf{B}} - \mathbf{b}_0 \times \overline{\mathbf{U}}) . \quad (6)$$

In a similar manner, we can write the perturbed Euler equation,

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = (\nabla \times \mathbf{b}_0) \times \overline{\mathbf{B}} - (\overline{\mathbf{U}} \cdot \nabla) \mathbf{u}_0 - \nabla p , \quad (7)$$

From the divergence of Eq. (7), we obtain $p = -\mathbf{b}_0 \cdot \overline{\mathbf{B}}$ for the small-scale pressure perturbation, which, when substituted in Eq. (7), yields

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = (\overline{\mathbf{B}} \cdot \nabla) \mathbf{b}_0 - (\overline{\mathbf{U}} \cdot \nabla) \mathbf{u}_0 \quad (8)$$

To obtain an expression for α , we close equation (5) by approximating the time derivatives in (6) and (8) by multiplications by an inverse correlation time. Assuming a weakly anisotropic turbulence and eliminating terms involving $\overline{\mathbf{U}}$ in the short-scale equations in the proper reference frame, the evolution equation for the mean field $\overline{\mathbf{B}}$ becomes

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\overline{\mathbf{U}} \times \overline{\mathbf{B}} + \alpha \overline{\mathbf{B}}) , \quad (9)$$

where $\alpha\overline{\mathbf{B}}$ denotes the microscale contribution to the magnetic field generation with

$$\alpha = \tau(-\langle \mathbf{u}_0 \cdot \nabla \times \mathbf{u}_0 \rangle + \langle \mathbf{b}_0 \cdot \nabla \times \mathbf{b}_0 \rangle) / 3. \quad (10)$$

The kinetic term is proportional to the kinetic helicity of the flow, i.e. $H_k = \frac{1}{2} \int \mathbf{U} \cdot \boldsymbol{\omega} dV$ (Krause & Radler 1980). According to the present derivation, the expression of α is modified by a magnetic correction derived by Pouquet et al. (1976). Equation (9) describes the large-scale dynamics of the magnetic field, for a given large-scale velocity profile $\overline{\mathbf{U}}$ usually describing differential rotation (the Ω effect), and considering the effect of a small-scale MHD turbulence through the α coefficient (the α effect). $\alpha - \Omega$ models have been extensively used to describe the generation of magnetic fields in a variety of rotating objects, such as the Sun, stars, accretion disks or galaxies.

4. Turbulent dynamos

In the so-called turbulent dynamos, the small-scale turbulence that was theoretically modeled through the α coefficient, is described in a more detailed fashion by direct numerical simulations (DNS). The simulations discussed in this section were made using a parallel pseudospectral code (Mininni et al. 2003, 2004; Gómez et al. 2005). Equations (1)-(2) are integrated in a cubic box with periodic boundary conditions. The code uses a second order Runge-Kutta scheme to evolve the equations in time, and the 2/3-rule to control aliasing error (Canuto et al. 1988). As a result, the largest wavenumber k_{max} that can be resolved in a spatial grid of N^3 points is given by $k_{max} = N/3$.

We performed several simulations with 256^3 spatial grid points and $\eta = \nu = 0.02$. Simulations begin by subjecting the Navier-Stokes equation to a stationary helical force \mathbf{F} operating at a macroscopic scale $k_{force} = 3$ (Mininni et al. 2003) to reach a hydrodynamic turbulent steady state. The resulting statistically steady state is characterized by a positive kinetic helicity. As discussed in the previous section, the kinetic helicity is known to play a significant role in generating magnetic fields through the so-called α -effect.

Once the hydrodynamic stage of the simulation reaches a steady state, a non-helical and very weak magnetic seed was introduced. This initial magnetic seed was generated by a δ -correlated vector potential centered at $k_{seed} = 35$. The run was continued with the same external helical force in the Navier-Stokes equation, to study the growth of magnetic energy due to dynamo action.

Figure 1(a) shows the spatial distribution of one of the components of the magnetic field right after the seed has been implanted, for a purely MHD run with 256^3 grid points. Figure 1(b) shows the shift toward much larger spatial scales by about the time when the dynamo reaches saturation. Both the exponentially fast growth of magnetic energy and its net flow toward larger spatial scales, are the essential ingredients for a turbulent dynamo. Within this context, turbulent dynamos can be defined as those turbulent microscale flows with the ability to generate large-scale magnetic fields.

Figure 2 shows the kinetic and magnetic spectra at different times. The dotted curve at the lower right, corresponds to the spectrum of the magnetic seed. During the initial kinematic stage, the magnetic energy grows uniformly at all wave numbers. After the saturation ($t \approx 5$) the emergence of a large-scale field

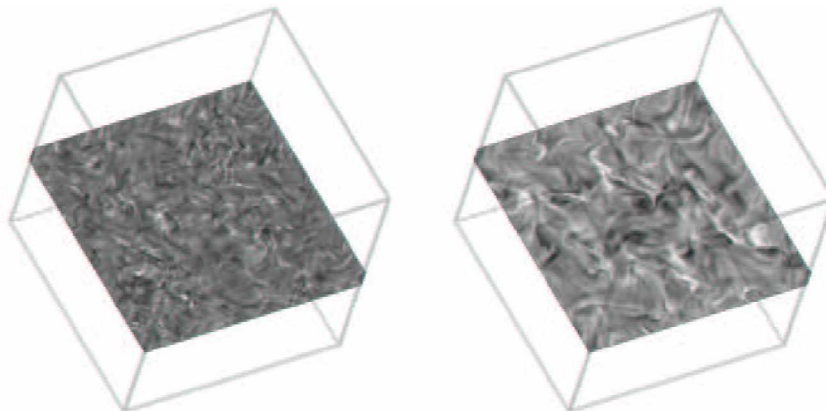


Figura 1. Slice of a 256^3 MHD simulation displaying the component of magnetic field perpendicular to the slice. Left: right after inserting the magnetic seed. Right: when the stationary regime is reached.

can be clearly seen in the spectrum. At $t \approx 18.4$, when the system has already reached equipartition, the magnetic energy at large scales (small wave numbers) still remains growing slowly. As a result, the large scale magnetic field reaches super-equipartition with the kinetic energy. An excess of magnetic energy can be also observed at small scales.

The slope of the total (magnetic plus kinetic) energy spectrum in the inertial range is consistent with Kolmogorov's law (i.e. $E_k = \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$) and in good agreement with simulations of helical MHD turbulence with higher spatial resolution (Haugen et al. 2003).

The effect of ambipolar diffusion in the dynamo was studied using a simplified model by (Zweibel 1988), and an α -effect was recovered from equation (3). It was shown that helical turbulence can amplify a magnetic field under these conditions, and ambipolar diffusion can alleviate the need of large turbulent diffusivity in some numerical models of galactic dynamos. More recently Brandenburg & Subramanian (2000) confirmed the existence of an α -effect contributed by ambipolar diffusion, using both direct simulations in a periodic box and a closure model. Simulations with the modified version of the induction equation given in Eqn. 3 have also been made within the context of reconnection in the interstellar medium (Zweibel & Brandenburg 1997). The generation of sharp fronts together with a change in the reconnection rate of magnetic fields was observed in this study.

Using mean field theory, Mininni et al. (2002) showed that a helical flow can amplify a magnetic field in the Hall-MHD framework, and obtained a generalized expression for the α -effect. The Hall term was found to enhance or suppress dynamo action depending on the value of ε . DNS of Hall-MHD helical dynamo confirmed this result (Mininni et al. 2003, 2004).

The saturation amplitude of the Hall-MHD dynamo has a nonlinear dependence with the amplitude of the Hall effect ε . When the Hall lengthscale is close to or smaller than the Kolmogorov's magnetic dissipation scale $k_\eta = (\langle J^2 \rangle / \eta^2)^{1/4}$, the MHD behavior is recovered ($\varepsilon \ll 1$) and no differences in the evolution and

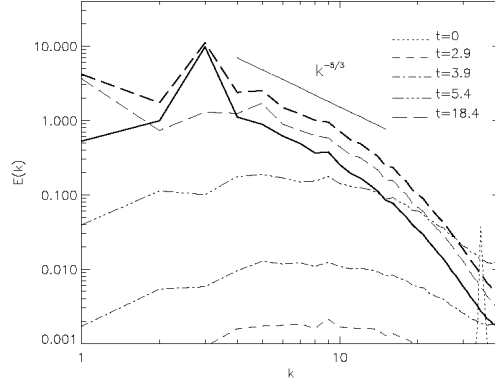


Figura 2. Mean kinetic energy spectrum (thick line), total energy spectrum (thick dashed line), and magnetic energy spectrum at different times ($\epsilon = 0$ and $R = 300$). The Kolmogorov's slope is shown as a reference.

saturation of the dynamo can be identified. On the other hand, when the Hall effect dominates in all the relevant scales including the energy containing scales of the turbulent flow ($\epsilon \approx 1$), the helical dynamo is less efficient than its MHD counterpart. The dynamo saturates at a lower level of total magnetic energy, and the kinetic energy dominates the dynamics at almost all scales.

However, there is an intermediate regime in which the dynamo effect is enhanced by the Hall term. In this regime, the Hall effect dominates the dynamics in a range of scales starting from intermediate scales and up to the diffusion scale. The enhancement was observed to increase as the Reynolds numbers and the scale separation are increased (Mininni et al. 2004), and the peak of maximum magnetic energy moves to smaller values of ϵ as R is increased. Also, in this regime the Hall effect was observed to alleviate the slow saturation of the MHD helical dynamo, and large scale magnetic fields grow faster than its MHD counterpart.

5. Solar magnetic field

The solar magnetic field is believed to be regenerated every 11 years by a dynamo process operating at the “*tachocline*”, which is a thin layer located at the base of the convective region. According to the $\alpha - \Omega$ theoretical models, the solar dynamo is caused by a combination of the differential rotation in this layer (the Ω -effect) and the role of the turbulent small-scale fluid motions (the α -effect). Once the field emerges at the surface, it creates bipolar regions in the corona, whose footpoints correspond to sunspots at photospheric heights. Sunspot locations are not completely random: they tend to concentrate along two bands at both sides of the equator, as shown in Fig. 3. At the beginning of the cycle, the first sunspots appear near a belt at latitudes of approximately 30° . The region of activity widens up and slowly migrates toward the equator as the cycle evolves. According to dynamo theory, the number of sunspots and their spatial

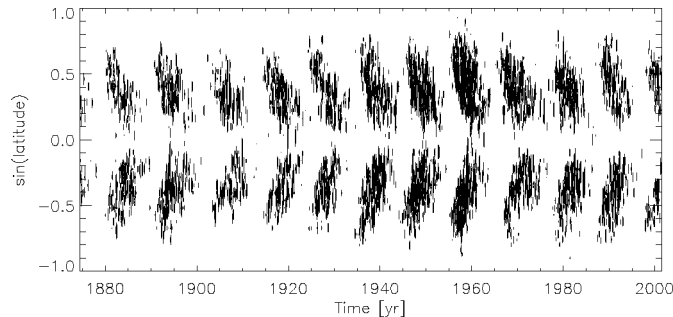


Figure 3. Butterfly diagram from Royal Greenwich Observatory.

distribution is in phase with the strong toroidal magnetic field at the base of the convective region (Stix 1976). The observational discoveries of Hale’s law (Hale 1908) and the reversal of the polar magnetic field (Babcock 1961), led to the conclusion that the sunspot cycle is a manifestation of a roughly periodic evolution of the Sun’s magnetic field, with a mean period of 22 years.

The kinematic dynamo approximation, corresponds to the assumption of a given velocity field $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ in which the magnetic field $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ is advected according to

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) + \nabla \times (\alpha \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} , \quad (11)$$

In spherical coordinates and assuming axisymmetry, the magnetic field can be decomposed into its toroidal and poloidal components, i.e. $\mathbf{B} = B_\phi \hat{\phi} + \nabla \times (A \hat{\phi})$. The flow is given by $\mathbf{U} = r \sin \theta \Omega(r, \theta) \hat{\phi} + \nabla \times (\Psi(r, \theta) \hat{\phi})$, where Ω describes the differential rotation of the Sun, and $\Psi(r, \theta)$ determines a slow meridional flow (θ is the colatitude). The functions $\Omega(r, \theta)$ and $\Psi(r, \theta)$ were derived from recent helioseismic observations (see for instance Mininni & Gómez 2004). Typical values for the angular velocity are $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ rad s}^{-1}$ (the solar core rotates like a rigid body at approximately this speed), and the meridional flows are about 20 m s^{-1} . The coefficient α in Eqn (11) represents the effect of small scale convective motions on the large scale magnetic field $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$. The effect of α is essential for the regeneration of the poloidal field, while its role in the evolution of the toroidal component is negligible for the Sun. The generally assumed expression for α is

$$\alpha = \alpha(\mathbf{B}) = \frac{\alpha_0}{1 + \left(\frac{B}{B_{sat}}\right)^2} \sin(\theta) \cos(\theta) . \quad (12)$$

It contains a nonlinearity responsible for the saturation of magnetic energy growth, which simulates the inhibition of turbulence caused by the Lorentz force on the fluid. According to observations, this saturation value can be estimated as $B_{sat} \approx 10^5 \text{ G}$. The value chosen for alpha is $\alpha_0 \approx 15 \text{ cm s}^{-1}$, to yield results compatible with observations (Choudhuri 1992, Hoyng 1993).

Since the dynamo activity on the Sun is concentrated in the “tachocline” (Charbonneau & Dikpati 2000), we can simply replace the radial derivatives by the

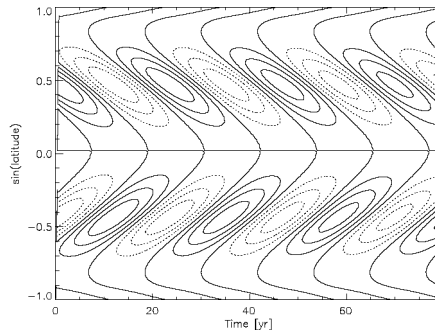


Figure 4. Contours of toroidal magnetic field. The maximum magnetic field is 10^5 G. Full traces correspond to positive levels and dotted traces to negative levels.

inverse width of this layer (approximately $0.1R_{\odot}$). A numerical integration of Eqn. 11 under this simplifying assumption, provides the spatio-temporal evolution of the toroidal (i.e. $B_{\phi}(\phi, t)$) and poloidal ($A(\phi, t)$) magnetic field components.

Figure 4 shows the toroidal magnetic field intensity as a function of latitude and time. These results reproduce many of the regularities observed in the solar cycle, such as its time periodicity, the equatorward migration of the regions of magnetic activity, the change of magnetic polarity from one cycle to the next and from one hemisphere to the other.

6. Stellar magnetic fields

The Sun is not the only star displaying the signatures of a cyclic dynamo. Late-type stars, which have outer convective regions just like the Sun, also present magnetic fields. The magnetic strength increases with the rotation speed of the star. Rapid rotators such as the T Tauri stars, have average magnetic intensities of a few kilogauss. Main sequence stars of spectral types between G0 and K7 also show cyclic variations in their magnetic strengths, as measured by the ratio of Calcium H and K emission lines (Baliunas et al. 1995).

There are three important dimensionless parameters to study the cyclic magnetic activity in late-type stars: (1) the Rossby number, which is the ratio between the rotation period of the star and the turnover time of eddies in its convective region (i.e. $Ro \approx T_{rot}/T_{conv}$); (2) the ratio of magnetic cycle to rotation period, i.e. T_{cyc}/T_{rot} ; (3) the ratio of chromospheric Calcium H and K emissivities to the bolometric flux, R_{HK} . The observational study of many cyclic stars led to the following empirical relationships for these parameters (Saar & Brandenburg 2001)

$$\frac{T_{cyc}}{T_{rot}} \propto Ro^{\sigma} \propto R_{HK}^{-\sigma'} \quad (13)$$

Scatter plots show the presence of two groups of stars: *active stars* for which $\sigma_A \approx 0.46$ and $\sigma'_A \approx 0.85$, and *inactive stars* for which $\sigma_I \approx 0.48$ and $\sigma'_I \approx 0.72$.

Although α - Ω theoretical models have been developed to reproduce these empirical laws (see an overview in Brandenburg & Subramanian 2005), they require speculative hypothesis about the α -quenching mechanism, in order to obtain a quantitative agreement.

Early-type stars also present magnetic fields. Peculiar Ap and Bp stars show magnetic fields of typically 1 – 10 kG, even though they are slow rotators. Furthermore, these stars have inner convective cores, which poses a strong limitation to dynamo models (Moss 2001). On the other hand, their magnetic and rotational periods coincide for most of the stars observed. Therefore, a reasonable theoretical model seems to be a *displaced dipole* model, rotating along with the star. Even though many important questions remain unanswered, this simple model provides a good first approximation for the observed magnetic variations in most of the Ap and Bp stars.

7. Galactic and extra-galactic magnetic fields

At larger scales, the interstellar gas in galaxies and the intergalactic gas in clusters of galaxies is also permeated by magnetic fields. The mechanisms involved in generating these magnetic fields are still uncertain, but there are essentially two competing theories: (1) *the primordial theory*, according to which the magnetic field was generated in the initial stages of the Universe, and is currently being advected by the dynamics of the galaxies; (2) *dynamo theory*, in which the field is generated by an α - Ω mechanism by the galaxies themselves (Zweibel & Heiles 1997, also Brandenburg & Subramanian 2005).

Although observations might in principle distinguish between these two theoretical viewpoints, there is at present no conclusive evidence to rule out any of them, and therefore more observations and theoretical analysis are clearly necessary. Observations of other galaxies allow a global view of their magnetic fields, which is supplemented by spatially more detailed observations of the magnetic field of the Milky Way. Observations consists mainly on the intensity, polarization and Faraday rotation of the diffuse synchrotron radiation. In the case of our galaxy, we also have measurements of the Zeeman splitting to determine the line-of-sight component, as well as detailed polarization maps to derive the orientation of the field in the plane of the sky.

There are at least two clear examples of spiral galaxies, showing magnetic field-lines aligned with the spiral arms: NGC6946 (Beck & Hoernes 1996) and NGC5055 (Beck 1996). By looking at the symmetries of magnetic fields in spiral galaxies, we can classify them in two groups: (1) *axisymmetric spirals (ASS)* are those presenting even parity with respect to a rotation of 180° about the galactic center (see Fig. 5a), and (2) *bisymmetric spirals (BSS)* are those displaying an odd parity (see Fig. 5b). Dynamo theory is in principle consistent with ASS configurations (and a quadrupolar transverse structure, see Fig. 5c), while on the other hand primordial theories would lead to BSS configurations and a dipolar structure accross the disk (see Fig. 5d). Our galaxy, for instance, displays field reversals in the radial direction, thus suggesting the possibility of a BSS configuration (Zweibel & Heiles 1997). There are a couple of galaxies whose global magnetic field structure is consistent with ASS (M31 and IC342), while M81 is better described by a BSS configuration (Brandenburg & Subramanian

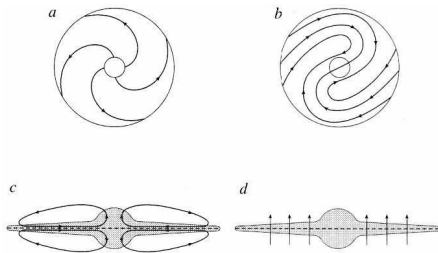


Figura 5. Cartoons of magnetic field configurations (adapted from Zweibel & Heiles 1997) for: (a) face-on view of ASS, (b) face-on view of BSS, (c) edge-on view of even-parity magnetic structure, (d) edge-on view of odd-parity magnetic structure

2005). Most galaxies, however, do not seem to be described by any of these symmetries, but by a superposition of modes.

8. Conclusions

The sustained improvement in spatial resolution and innovative observational techniques in virtually all spectral ranges, permitted a considerable progress in our current understanding about the origin and the role played by magnetic fields in a variety of astrophysical environment.

On the other hand, parallel numerical codes allow to simulate different configurations of astrophysical plasmas, which are characterized by very large Reynolds numbers. Because of this, a substantial progress in turbulent dynamos has been made in recent years.

It seems clear that the role played by magnetic fields are essential in many astrophysical systems, modifying the dynamics of the gas and in turn being distorted and re-generated by this dynamical state. Notwithstanding, this self-consistent state is still far from being understood, which calls for more high-quality observations and innovative theoretical models in the near future.

Acknowledgments. I would like to acknowledge to the Scientific Committee of the 47th Annual Meeting of the *Asociación Argentina de Astronomía* for their invitation, and to the Local Organizing Committee for their kind hospitality. I am also grateful to an anonymous referee for his/her constructive comments.

References

- Babcock, H.W. 1961, *ApJ*, 133, 572.
- Balbus, S. A., & Terquem, C. 2001, *ApJ*, 552, 235
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., & Soon, W. H. 1995, *ApJ*, 438, 269.
- Beck, R., & Hoernes, P. 1996, *Nature*, 379, 47-49.
- Beck, R. 1996, *Astron. Soc. Pacific, C.S.* 97, 475.
- Blackman, E.G. & Field, G.B. 1999, *ApJ*, 521, 597

- Brandenburg, A. & Subramanian, K. 2000, *A&A*, 361, L33
- Brandenburg, A., & Subramanian, K. 2005, arXiv:astro-ph/0405052.
- Canuto, C., Hussaini, M. Y., Quarteroni, A., & Zang, T. A. 1988, "Spectral Methods in Fluid Dynamics". Springer-Verlag, New York
- Charbonneau, P., & Dikpati, M. 2000, *ApJ*, 543, 1027.
- Choudhuri, A.R. 1992, *A&A*, 253, 277.
- Ding, W. X. et al. 2004, *Phys.Rev.Lett*, 93, 045002.
- Geppert, U. & Rheinhardt, M. 2002, *A&A*, 392, 1015
- Gómez, D. O., Mininni, P. D., and Dmitruk, P. 2005, *Phys. Scripta*, in press.
- Hale, G.E. 1908, *ApJ*, 28, 315.
- Haugen, N. E. L., Brandenburg, A., and Dobler, W. 2003, *ApJ*, 597, 141
- Hoyng, P. 1993, *A&A*, 272, 321.
- Krause, F. & Radler, K.H. 1980, "Mean-field MHD and dynamo theory", Pergamon Press.
- Mininni, P., & Gómez, D. 2002, *ApJ*, 573, 454.
- Mininni, P. D., Gómez, D. O., & Mahajan, S. M. 2002, *ApJ*, 567, L81
- Mininni, P. D., Gómez, D. O., & Mahajan, S. M. 2003, *ApJ*, 587, 472
- Mininni, P. D., & Gómez, D. O. 2004, *A&A*, 426, 1065.
- Mininni, P. D., Gómez, D. O., & Mahajan, S. M. 2005, *ApJ*, 619, 1019.
- Moss, D. 2001, *Amer. Soc. Pacific C.S.*, 248, 305.
- Muslimov, A. G. 1994, *MNRAS*, 267, 523
- Pouquet, A., Frisch, U., & Léorat, J. 1976, *J. Fluid Mech.*, 77, 321
- Priest, E., & Forbes, T. 2000, "Magnetic reconnection", Cambridge Univ. Press.
- Saar, S., & Brandenburg, A. 2001, *Amer. Soc. Pacific C.S.*, 248, 231.
- Sano, T., & Stone, J. M. 2002, *ApJ*, 570, 314
- Stix, M. 1976, *A&A*, 47, 243.
- Tajima, T., Cable, S., Shibata, K., & Kulsrud, R. M. 1992, *ApJ*, 390, 309
- Wardle, M. 1999, *MNRAS*, 307, 849
- Wardle, M., & Ng, C. 1999, *MNRAS*, 303, 239
- Yakovlev, D. G. & Urpin, V. A. 1980, *Astr. Zh.*, 57, 526
- Zeldovich, Ya.B., Ruzmaikin, A.A., & Sokoloff, D.D. 1983, "Magnetic fields in astrophysics, Gordon & Breach, New York.
- Zweibel, E. G. 1988, *ApJ*, 329, 384
- Zweibel, E. G. & Brandenburg, A. 1997, *ApJ*, 478, 563
- Zweibel, E.G., & Heiles, C. 1997, *Nature*, 385, 131.

Can we determine the magnetic helicity sign of the solar active regions from observations?

M.L. Luoni,¹ C.H. Mandrini,¹ P. Démoulin,² L. van Driel-Gesztelyi,^{2,3,4}
and Zs. Kóvári⁴

¹ *IAFE, CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina -
mluoni@iafe.uba.ar*

² *Observatoire de Paris, Meudon, France.*

³ *Mullard Space Science Lab., UCL, Holmbury St.Mary, UK.*

⁴ *Konkoly Observatory, Budapest, Hungary.*

Abstract. To improve space weather prediction it is important to know the characteristics of the solar active event responsible for the observed disturbances in the interplanetary (IP) medium. The comparison of the magnetic helicity sign of the active region (AR) and the interplanetary magnetic cloud, observed after a coronal mass ejection (CME), is a useful tool to link solar and interplanetary events. However, the determination of the coronal helicity sign requires the analysis of loop observations which is not promptly available (and, sometimes, non-conclusive), vector magnetograms that are not obtained in a routine way, and/or coronal magnetic field modeling. In this preliminary work, we show that it is possible to determine the magnetic helicity sign of an AR using only observations of the photospheric line of sight component of the magnetic field (B_l) during its emergence and early life-time stages.

Resumen. Para mejorar la predicción del clima espacial es importante conocer las características del evento activo responsable de las perturbaciones observadas en el medio interplanetario. La comparación del signo de la helicidad magnética de la región activa y de la nube magnética interplanetaria, que se observa después de una eyección de masa coronal, es una herramienta útil para vincular los eventos solares e interplanetarios. Sin embargo, la determinación del signo de la helicidad en la corona requiere del análisis de observaciones de arcos que no están disponibles rápidamente (y a veces no son decisivas), magnetogramas vectoriales que no se obtienen de manera rutinaria, y/o modelos del campo magnético. En este trabajo preliminar, mostramos que es posible determinar el signo de la helicidad magnética de una región activa usando sólo observaciones de la componente del campo fotosférico en la dirección de la visual durante su emergencia y primeras etapas de su vida.

1. Introduction

Helical magnetic structures are ejected into the IP space during eruptions of prominences, as suggested by $H\alpha$ observations. In the same way, several examples of S-shaped coronal loops observed in soft X-rays are interpreted as a signature of erupting twisted configurations associated with CMEs (e.g. Pevtsov et al. 1996, Rust and Kumar 1996). These helical structures are then observed in the IP medium, sometimes as magnetic clouds. Very recent works have attempted

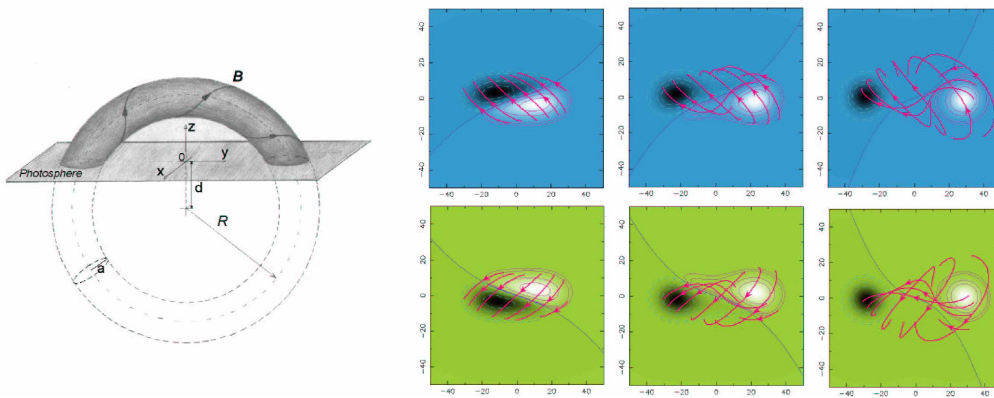


Figure 1. Sketch of the emergence of a twisted magnetic flux tube (left). The flux tube is modeled as the upper half of toroidal magnetic field. d represents the location of the photospheric plane (measured from the torus center to the photosphere), the flux tube is fully emerged when $d = 0$. The six panels to the right show the isocontours of the magnetic field orthogonal to the photosphere (B_l when the AR is at center disc) for different d (30, 20, 10 Mm, left to right) and for a particular choice of the parameters of the toroidal field (see text). Upper panels correspond to $\alpha > 0$, lower ones to $\alpha < 0$

to link the active coronal event to the flux tube observed in the interplanetary medium using qualitative and quantitative clues (Luoni et al. 2004). The aim of these works is, on one hand, to set constraints for both theoretical CME models and IP flux tube models and, on the other, to find out which is the chain of coronal events that lead to a geoeffective eruption. However, this kind of studies demands the detailed analysis and modelling of both multiwavelength coronal and interplanetary observations. In this sense, it would be very useful to find a simple and efficient tool to determine some characteristics of ARs, that can help us to identify the source of the event responsible for the perturbation observed in the solar wind. One of this characteristics is the magnetic helicity sign of the AR.

We present preliminary results that show that it is possible to determine the magnetic helicity sign of a bipolar AR, when it is observed during its emergence and early phase, using only observations of B_l . In Section 2, we describe a simple model of the emergence of a twisted flux tube, which is useful to exemplify the way in which the helicity sign can be deduced. Then, we present observations showing the characteristics predicted by the model, and, finally we conclude.

2. A model for the emergence of a twisted magnetic flux tube

A twisted flux tube can be modeled as the upper half of a torus having a major radius R and a minor radius a . The torus is orthogonal to the photosphere (Fig. 1). The magnetic field of the tube can be written as: $\mathbf{B} = B_s(r)\mathbf{s} + B_\varphi(r)\boldsymbol{\varphi}$, being: $B_s(r) = B_0 e^{-(r^2/a^2)}$ the component of the field along the magnetic flux tube, $B_\varphi(r) = \alpha r B_s(r)$ the azimuthal magnetic field component, B_0 the magnetic field intensity at the flux tube axis, s the curvilinear coordinate along the tube axis, φ the local azimuthal coordinate, r the local radial coordinate, $\alpha = N_t/2\pi R$ quantifies the twist of the magnetic field and N_t indicates the

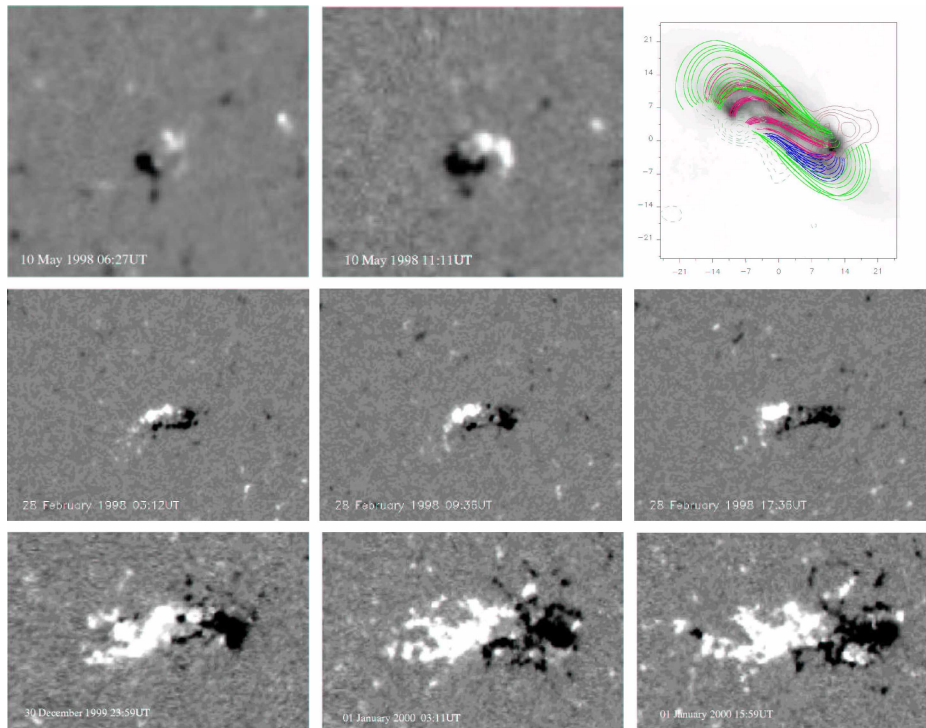


Figure 2. Three examples to test the determination of the magnetic helicity sign using MDI line of sight data: a small AR (top row), AR 8171 (central row) and AR 8813 (lower row). See text for explanations.

number of turns of a field line along the full torus. The emergence of the flux tube can be simulated changing the distance d (see Fig.1). The magnetic isocontours shown in Figure 1 (right) have been drawn for a model with the following parameters: $R = 30\text{Mm}$, $a = 10\text{Mm}$, $B_0 = 3 \times 10^3\text{G}$ and $N_t = 3$.

If the flux tube is not twisted, we would observe that the isocontours of B_l present two opposite polarities that separate as the tube emerges. However, when the tube is twisted an asymmetry appears in B_l distribution. This asymmetry originates in the contribution of the azimuthal component to the line of sight component. We then observe two elongations (that we call *tongues*) that stretch out from the central polarities. The position of these *tongues* depends on the sign of α , which corresponds to the flux tube magnetic helicity sign (given by the twist of field lines around the flux tube axis). If $\alpha > 0$ (< 0) the *tongue* of the following (preceding) polarity elongates above the preceding (following) one. We can observe the *tongues* when the upper part of the tube crosses the photosphere; then, these *tongues* disappear as the legs emerge (when $d \rightarrow 0$).

3. Observations and analysis

We do our search of ARs to test the sign of α predicted by our simple model, in the following way: 1) We scan MDI data base looking for ARs showing *tongues*

during their emergence. Once an AR was found, 2) we look for coronal loop observations either in EUV and/or soft X-rays (Transition Region and Coronal Explorer and/or Yohkoh/Soft X-ray Telescope data). Then, 3) we model the coronal data using MDI magnetograms as boundary conditions and a linear force-free field approach to determine the value of α . Finally, 4) we compare the sign of the computed α and that inferred from the orientation of the *tongues*. We show in Figure 2 three examples. The top row corresponds to a small non-numbered AR (see Dasso et al. 2004), for which we also show the extrapolated coronal field. When derived from the extrapolation $\alpha < 0$, as we would have inferred from B_l distribution (second image in this row). The central and lower rows correspond to the evolution of ARs 8171 and 8813 in their early phases, two South hemisphere ARs. According to our simple loop model, we would have predicted $\alpha > 0$. This is in agreement with observations of patterns that indicate a hemispheric preference of magnetic chirality, i.e., a preponderance of left-handed helical fields ($\alpha < 0$) in the northern hemisphere and right-handed ones ($\alpha > 0$) in the southern hemisphere (Pevtsov and Balasubramanian 2003).

4. Discussion and conclusions

We have shown three ARs whose B_l distribution presents an asymmetry which corresponds to the magnetic helicity sign, as predicted by a simple flux tube emergence model. This suggests that the sign of the magnetic helicity of a bipolar AR can be determined from line of sight magnetograms obtained during its emergence. To strengthen these preliminary results, we have to find more ARs showing *tongues* and to verify the predicted sign via a coronal magnetic field model (as done for the small AR).

Acknowledgments. We thank SOHO/MDI consortia for their data. PD and CHM acknowledge financial support from ECOS (France) and SECyT (Argentina) (cooperative science program - A01U04). CHM, LvDG and ZsK thank TET (Hungary) and SECyT for financial support (programs - AR03/02 and HU/A01/UIII/01). CHM acknowledge support from: UBACyT X329, PIP 2388 (CONICET), and PICT 12187 (ANPCyT). LvDG was supported by the Hungarian Gov. grant OTKA T-038013. M.B. Rodríguez and J.E. Marino contributed to this work as placement students at IAFE from Colegio Nacional de Buenos Aires and Escuela Técnica ORT, respectively. CHM is a member of the Carrera del Investigador Científico, CONICET.

References

- Dasso, S., Mandrini, C. H., Pohjolainen, S., Green, L. M., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Foley, C., & Copperwheat, C. 2004, in this issue.
- Luoni, M. L., Mandrini, C. H., Dasso, S., van Driel-Gesztelyi, L., & Démoulin, P. 2004, JASTP, in press.
- Pevtsov A. A., & Balasubramaniam K. S. 2003, Adv. Space Res. 32, 1867.
- Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., & Zirin, H. 1996, ApJ 473, 533.
- Rust, D. M., & Kumar, A. 1996, ApJ 464, L199.

Linking coronal observations of a ‘mini’ active region with its interplanetary manifestation.

S. Dasso,^{1,2} C.H. Mandrini,¹ S. Pohjolainen,³ L.M. Green,⁴ P. Démoulin,⁵ L. van Driel-Gesztelyi,^{5,6,7} C. Foley,⁷ and C. Copperwheat⁷

¹*IAFE, CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina, sdasso@iafe.uba.ar.*

²*Depto. de Física, FCEN-UBA, Buenos Aires, Argentina.*

³*Tuorla Observatory/VISPA, University of Turku, Finland.*

⁴*The Faulkes Telescope Project, Cardiff University, UK.*

⁵*Obseatoire de Paris, LESIA, Meudon, France.*

⁶*Konkoly Observatory, Budapest, Hungary.*

⁷*Mullard Space Science Laboratory, University College London, UK.*

Abstract. We analyze the smallest ‘sigmoidal eruption - CME - interplanetary magnetic cloud’ event ever observed. We find: (a) the same magnetic helicity sign and (b) similar magnetic flux values in the coronal source region and associated cloud, and (c) that pre- to post-ejection magnetic helicity change is approximately the same amount as the helicity content in the interplanetary cloud. These results stress the importance of complementary solar and interplanetary studies, to achieve a better understanding of the origin of eruptive phenomena.

Resumen. Analizamos el vínculo entre el evento ‘erupción sigmoidal - CME - nube magnética interplanetaria’ más pequeño observado hasta ahora. Encontramos: (a) el mismo signo de la helicidad magnética (HM) y (b) valores comparables de HM y flujo magnético en la región coronal y en la nube interplanetaria, y (c) que el valor del cambio en la helicidad magnética en la corona solar antes y después de la erupción resulta aproximadamente igual al contenido de helicidad en la nube magnética interplanetaria. Estos resultados acentúan aún más la importancia de realizar estudios solares e interplanetarios complementarios para comprender mejor el origen de los fenómenos eruptivos.

1. Introduction

Coronal Mass Ejections (CMEs) are huge expulsions of magnetized mass, generally involving a large scale reconfiguration of the solar corona. Their interplanetary manifestation, the so-called ICMEs, produce significant disturbances in the solar wind when they travel from the Sun through the heliosphere. Magnetic clouds (MCs) are a subset of ICMEs, presenting (a) a coherent rotation of the magnetic field vector, (b) an enhanced field strength, and (c) a proton temperature lower than in the surrounding solar wind (Burlaga et al., 1981). Most of MCs studies have focused on larger events observed *in situ* lasting from ~ 10 hours up to a few days. However, both at the coronal level and in the interplanetary medium much smaller events are observed as well. In this paper we report observations of a small active region (AR) situated near the solar disc centre on May 11, 1998 (see left top panel of Fig. 1). This structure showed signs of an eruptive nature, such as elongated sigmoidal loops, dimmings, and

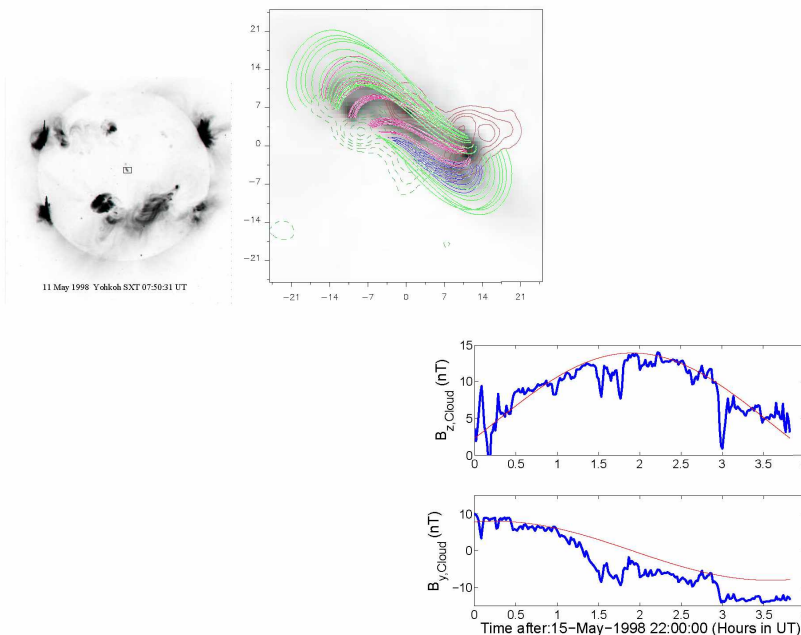


Figure 1. SXT full disc image (left top) and magnetic isocontours of the photospheric field, MDI (left bottom) at 00:03 UT (positive: continuous, negative: dashed) overlaid to the TRACE (195 Å) image taken at 00:38 UT. Computed field lines are superimposed (green + blue and magenta correspond to $\alpha = -0.08 \text{ Mm}^{-1}$ and $\alpha = -0.11 \text{ Mm}^{-1}$, respectively). Right: Observed (blue thick lines) and fitted (red thin lines) cloud magnetic field.

cusp formation. In the next section we describe and analyze the solar and interplanetary data, quantifying the magnetic flux and helicity in both environments. Finally, in Section 3, our conclusions are given.

2. Coronal and Interplanetary Data Analysis

Soft X-rays observations (Yohkoh/Soft X-ray Telescope) indicate the presence of several emission peaks on May 11; in particular, three events were identified. The first one (at $\sim 00:42$ UT) lasted for ≈ 26 minutes. The second event occurred between 06:00 UT and 08:00 UT; while the third, which started at about 8:30 UT, had a duration of ≈ 3 hours. The later event was followed by the formation of coronal dimmings and a cusp. The photospheric magnetic field of this bipole was observed with the Michelson Doppler Imager (MDI/SOHO). We computed the magnetic flux in the dimmings after the third event finding $F_{\text{dimming}} = 13 \pm 2 \times 10^{19} \text{ Mx}$.

An important physical quantity to link coronal observations to interplanetary ones is the magnetic helicity (MH), because it is nearly conserved both in the

corona and the heliosphere. To compute this quantity we need first to model the coronal magnetic field. Using MDI magnetograms, we extrapolated the observed photospheric line of sight component of the field to the corona under the linear (constant α) force-free field assumption: $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$. The value of α is chosen so as to best fit the observed coronal loops observed with the Transition Region and Coronal Explorer, TRACE (see Figure 1). Unluckily, TRACE images are only available before the first X-ray burst and it is difficult to distinguish the shape of individual coronal loops and to use their images to determine the value of α . Thus, we use the previously determined values for α to compute H_{cor} . Having the model, we compute the relative coronal magnetic helicity, H_{cor} , using a linearized expression of the one given by Berger (1985), Eq. (A23).

When a flux tube is ejected from the solar corona into the interplanetary medium, it carries part of the MH contained in the coronal field. Therefore, we need to compute the variation of the coronal MH from before to after the event to compare this variation to the helicity content of the associated interplanetary event. Our results are shown in Table 1.

Table 1. Left block of columns shows time, range of α , and range of H_{cor} . The right block shows the fluxes F_z and F_ϕ/L , and H_{MC}/L , using Lundquist's model.

Active Region			Magnetic Cloud		
Time UT	α Mm^{-1}	H_{cor} 10^{39}Mx^2	F_z 10^{19}Mx	F_ϕ/L 10^{19}Mx/AU	H_{MC}/L $10^{39}\text{Mx}^2/\text{AU}$
00:03	-0.08/-0.11	-5.2/-7.5	1.3	20.	-3.0
11:11	-0.08/-0.11	-2.9/-4.2			

We analyze the interplanetary data from the Wind spacecraft from 2-5 days after the coronal event with the hope to identify the interplanetary manifestation of the eruption (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cdaweb/istp-public/>). By scanning the *in situ* observations of plasma and magnetic field we are able to isolate a small MC, from 22:00 UT on 15 May to 01:50 UT on 16 May, around 110 hours after the sigmoidal eruption. Considering the observed average speed of the solar wind ($\sim 350 \pm 50$ km/s) we expect a travel time of $\sim 119 \pm 17$ hours from the corona to $\sim 1\text{AU}$; then, this event is a good candidate to be associated to the coronal eruption.

We obtain the components of the field in the local cartesian system of coordinates using the minimum variance (MV) method (as done by Dasso et al. (2003)), such that $B_{z,cloud}$ is the axial component (positive at the cloud centre), $B_{y,cloud}$ is the azimuthal component after the spacecraft reaches the minimum distance to the MC axis, and $B_{x,cloud}$ is the radial component, also after leaving the MC centre.

We model the small cloud field considering a linear force-free field configuration (Lundquist, 1950). The physical parameters that fit best the observations are computed following the method described in Dasso et al. (2003). The radius of the cloud ($R = 1.6 \times 10^{-2}$ AU) is estimated from the duration of the MC and the observed solar wind speed. The observations and the fitted curves

are shown in right panels of Figure 1 for $B_{z,cloud}$ and $B_{y,cloud}$ ($|B_{x,cloud}| \ll |B_{y,cloud}|, |B_{z,cloud}|$).

We next compute some global quantities that are comparable to the corresponding coronal ones. An expression for the gauge-invariant relative magnetic helicity per unit length (H_{MC}/L) has been deduced by Dasso et al. (2003) for the model used here. We compute H_{MC}/L , the magnetic flux ($F_{z,cloud}$) of $B_{z,cloud}$ (i.e., along the flux tube) and the magnetic flux ($F_{\phi,cloud}/L = \int_0^R dr B_{\phi}(r)$) of $B_{\phi,cloud}$ (i.e. across a section of the cloud containing its axis). Our results are shown in Table 1.

3. Conclusions

There are several observational evidences that support the link between the third X-ray event and the small MC: a) the location, i.e. the eruption occurred very close to disc centre and, since the ejecta travel dominantly in the radial direction, this implies that the resulting magnetic cloud has a chance to be observed by Wind; b) the timing, i.e. 4.5 days travel time is expected for a slow MC (~ 350 km/s) to reach Wind, c) the signs of the the axial magnetic field of the MC and of the AR, and d) of the helicities, all agree.

We also quantified this link through the measured magnetic fluxes and calculated helicities. We know that the photospheric magnetic bipole disappeared about one day after the eruption, so the erupting flux rope was detached from its original solar source when it was observed by Wind. Using a simple proportionality we find a length of ≈ 0.5 AU for the flux tube. However, because detached field lines must reconnect with interplanetary field lines leading to a propagation of twist along the new connections with the Alfvén speed (≈ 100 Km/s), the most probably length of the flux rope is ~ 1 AU. Therefore, the estimated cloud helicity is $|H_{MC}| \approx 1.5 - 3 \times 10^{39} \text{ Mx}^2$, being in good agreement with the decrease of the magnetic helicity in the corona, $2.3 \times 10^{39} \text{ Mx}^2 \leq |\Delta H_{cor}| \leq 3.3 \times 10^{39} \text{ Mx}^2$ (Table 1).

The values of magnetic flux in the dimmings are similar to the flux associated with the azimuthal component of the cloud (Table 1), so the ejection could be the result of the expulsion of a twisted flux tube formed during the eruption by successive reconnections in a sheared magnetic arcade.

Based on the evidences discussed above, we conclude that the observed coronal eruption (third X-ray burst) indeed resulted in the small MC.

More studies linking solar and interplanetary observations, as the analysis presented here, will help to get a better understanding of the origin of eruptive phenomena and will improve the forecast of space weather conditions.

Acknowledgments. We thank: the NASA's Space Physics Data Facility (SPDF), the SOHO/EIT and SOHO/MDI and TRACE consortia, and the SURF UK facility for SXT data. CHM and SD acknowledge support from: UBACyT X329, PIPs 2693 and 2388 (CONICET), and PICTs 12187 and 14163 (ANPCyT). S.D. and C.H.M. are members of the Carrera del Investigador Científico, CONICET. C.H.M. and L.v.D.G. thank TET (Hungary) and SECyT for financial support through their cooperation program (AR03/02 and HU/A01/UIII/01). L.v.D.G. was supported by the Hungarian Government grant OTKA T-038013.

References

- Berger, M. A., 1985, *Astrophys. J.*, 59, 433.
Burlaga L., et al., 1981, *J. of Geophys. Res.*, 86, 6673.
Dasso, S., et al., 2003, *J. of Geophys. Res.*, 108, 1362.
Lundquist S., 1950, *Ark. Fys.*, 2, 361.

Comparison of submillimeter-wave and $H\alpha$ observations of a solar flare

G. Cristiani,¹ G. Martínez,¹ C.H. Mandrini,¹ C.G. Giménez de Castro,²
M.G. Rovira,¹ P. Kaufmann,² and H. Levato³

¹ *IAFE, CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina*

² *CRAAM, Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, Brazil*

³ *Complejo Astronómico El Leoncito-CONICET, San Juan, Argentina*

Abstract. We study a flare that occurred on November 28, 2001, in active region (AR) 9715. The flare started at 16:34 UT and was accompanied by an $H\alpha$ surge. We combine observations taken with the Solar Submillimeter Telescope (SST) in 212 and 405 GHz with data from the $H\alpha$ Solar Telescope for Argentina (HASTA). We complement our data with magnetograms from the Michelson Doppler Imager (MDI) and ultraviolet images from the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT) to calculate a coronal magnetic model field. $H\alpha$ and 212 GHz lightcurves during the impulsive phase of the flare present a notable agreement. From the magnetic field connectivity, we conclude that magnetic reconnection at low coronal and chromospheric level could have been at the origin of the flare and surge, respectively.

Resumen. Analizamos la fulguración que ocurrió el 28 de noviembre de 2001 en la región activa (AR) 9715. El evento comenzó hacia las 16:34 TU y fue acompañado por un “surge” en $H\alpha$. Combinamos observaciones del “Solar Submillimeter Telescope” (SST, 212 y 405 GHz) y del “ $H\alpha$ Solar Telescope for Argentina” (HASTA). Complementamos nuestros datos con magnetogramas del Michelson Doppler Imager (MDI) e imágenes en ultravioleta del Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT), lo que nos permitió calcular un modelo del campo magnético coronal. Las curvas de luz en $H\alpha$ y en 212 GHz presentan una notable coincidencia durante la fase impulsiva de la fulguración. Considerando la conectividad del campo magnético concluimos que la fulguración y el “surge” pudieron haberse originado por reconexión magnética a nivel de la baja corona y de la cromósfera, respectivamente.

1. Introduction

Solar flares produce a large amount of non thermal radiation in the millimetric/submillimetric range, as they do in hard X-rays. We can investigate the energy release mechanisms in flares analyzing their emissions at several wavelengths.

According to flare models, the radiation in the millimetric/submillimetric radio range is originated by gyrosynchrotron from accelerated electrons when they precipitate along magnetic loops. The $H\alpha$ emission is produced when the electrons reach the chromosphere. Both emissions begin almost simultaneously in non-thermal flare models and show delays of 10 to 20 s in thermal flare models

(see Trottet et al. 2000). Then, a comparison of the light curves in $H\alpha$ and submillimetric waves can be used to test flare models. Surges or chromospheric mass ejections are common phenomena in flaring active regions. There are two main physical mechanisms proposed to explain the surges, magnetic energy release through reconnection (Shibata et al 1992) or high pressure gradients in magnetic tubes (Steinolfson et al. 1979).

We present here an analysis of a 1B/M6.9 solar flare, combining observations of the SST (Kaufmann et al. 2000) and the HASTA (Fernández Borda et al. 2002). The flare occurred on November 28, 2001, in AR 9715. It showed an impulsive peak at $\approx 16:34$ UT and consisted of two compact kernels that elongated westward. At $\approx 16:41$ UT a chromospheric ejection became visible in HASTA images. These phenomena occurred in association with the emergence of new bipolar flux concentrations.

2. Observations

The SST is installed at the Complejo Astronómico El Leoncito in the Argentinean Andes. It provides observations in 212 and 405 GHz with a time resolution of 1ms. A multiple receiver focal array produces six beams (four at 212 GHz and two at 405 GHz), which allow us to use the multiple-beam technique to determine at each time the location of the centroid of the emission (see Giménez de Castro et al. 1999). From this it is possible to calculate the emitting source flux density. Fig. 1 left panel shows the calculated flux density at 212 GHz, while at 405 GHz we observe no significant radio emission above noise level during the impulsive flare phase. The radio burst is very structured, exhibiting five peaks with a duration between 1 and 5 s. We determine the location of the source for each of these peaks and we find a very low position dispersion (< 6 arcsec); that is to say, the source shows a very compact structure (see Fig. 1 central panel). Using full disk 1.5 level magnetograms obtained by MDI we study the dynamical behavior of the AR magnetic field. AR 9715 was mainly bipolar (polarities numbered 1 and 2) when it appeared in the eastern solar limb (see Fig. 2 upper left panel). On November 27 a new bipole emerged at the eastern portion of the AR, numbered as 3 and 4 in Fig.2 left central panel. Before the events analyzed here two bipoles appeared in the western portion of the AR on November 28, numbered as 5-6 and 7-8 in Fig. 2 lower left panel.

The $H\alpha$ images were obtained with HASTA, which is located at the Estación de Altura Ulrico Cesco of Observatorio Astronómico Félix Aguilar. Two intense kernels were observed overlaying polarities 1 and 6 all along our $H\alpha$ observations (see upper right panel in Fig. 2). Four other kernels, less intense than the previous ones, were visible at the eastern portion of the AR overlaying polarities 3 and 4. The maximum intensity of the two brightest kernels occurred at 16:34 UT (see central right panel in Fig. 2). From around 16:42 UT and until $\approx 17:04$ UT we observed a surge in HASTA images. This ejection seemed to start from polarity 7 and stayed at low coronal heights (see Fig. 2 lower right panel). Fig. 1 right panel depicts the $H\alpha$ and 212 GHz lightcurves. The SST data

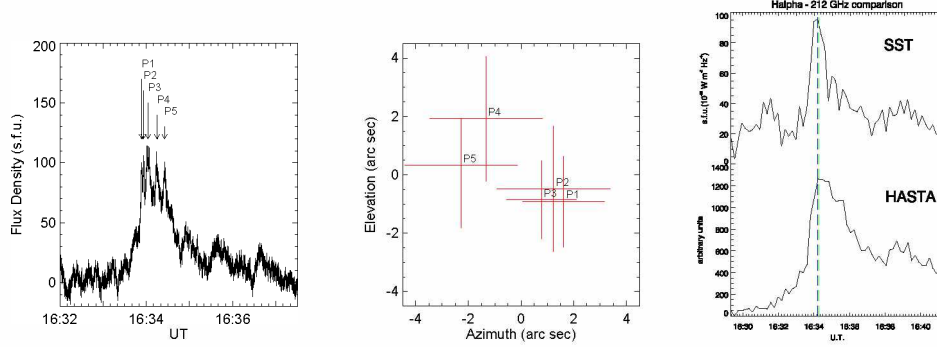


Figure 1. Left panel: Calculated flux density at 212 GHz. Central panel: Relative position of emitting sources at 212 GHz. Right panel: Comparison of $H\alpha$ and submillimetric lightcurves.

have been integrated in order to match the HASTA time resolution (12 s). The $H\alpha$ lightcurve was obtained adding up the intensity in both kernels. SST and HASTA curves show a remarkable agreement.

3. Coronal Magnetic Field Model

Considering a linear force-free configuration, $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$ ($\alpha = \text{constant}$), we calculated a coronal magnetic field model, taking as boundary condition the MDI magnetogram closest in time to the flare event (the one at 15:59 UT) and computing iteratively the value of the free parameter α to fit the computed magnetic field lines to the EIT loops observed in 195 Å, not shown in this paper (see Mandrini et al. 1996). Fig. 3 left (right) panel shows the pre-flare (post-flare) connectivities obtained with the model. In the pre-flare situation we have lines anchored in polarities 5-6 (7-8) that could interact with large scale fields lines anchored in polarity 1 at the South (North). This interaction could give origin to the observed flare (surge). After the events the reconnected field lines would link polarities 1-6 (1-8) and 5 (7) to the outer region magnetic field for the flare (surge).

4. Conclusions

The submillimetric and $H\alpha$ emissions presented a remarkable agreement in rising time during the impulsive phase of the flare. This suggests that non-thermal electrons were the dominant energy transport mechanism from the reconnection site to the flare kernels.

Taking into account the magnetic field evolution and the coronal magnetic field model, we conclude that the flare and surge were the result of the interaction of newly emerged bipoles with the pre-existing AR magnetic field, via magnetic reconnection. The proximity between and compactness of the flare kernels, added to the results of the coronal magnetic field model, suggest strongly that the reconnection happened at very low atmospheric heights (lower coronal and chromospheric levels for the flare and surge, respectively).

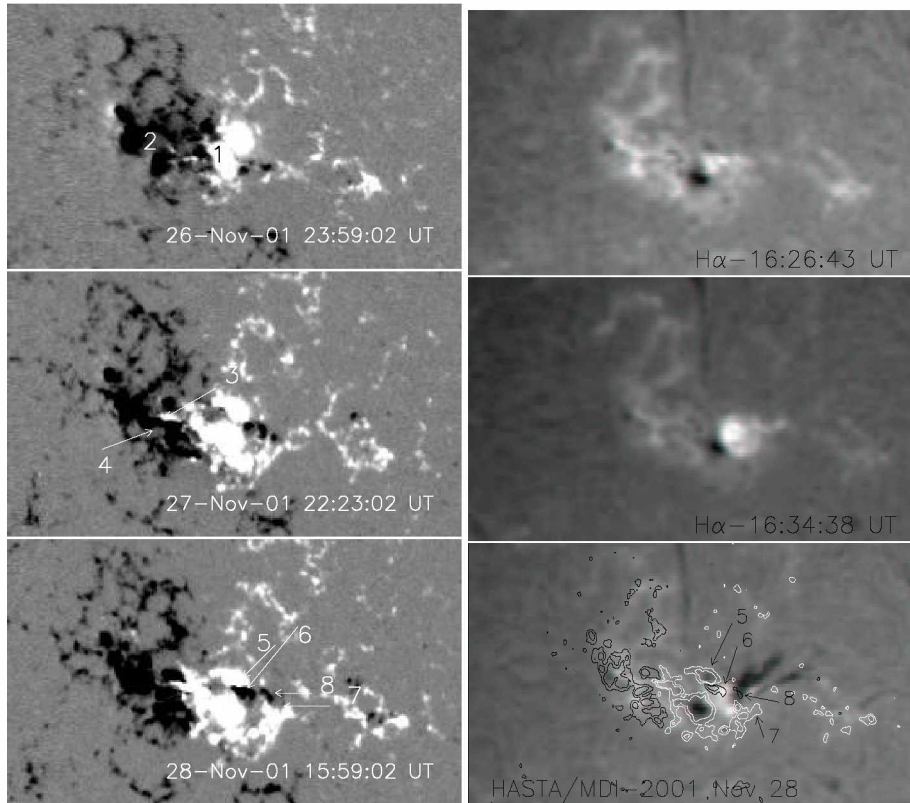


Figura 2. Left column: The photospheric line of sight component of the magnetic field in AR 9715 from Nov. 26 to Nov. 28. The data represented in gray scale are saturated above (below) 200 G (-200G). Right column: HASTA image at 16:26:43 UT showing eastern and western kernels (upper panel). HASTA image for which the maximum intensity in $H\alpha$ is achieved (central panel). Overlay of the HASTA image at 16:51:16 UT and the 15:59:02 UT MDI magnetogram (lower panel). See the spatial coincidence between surge and polarity 7.

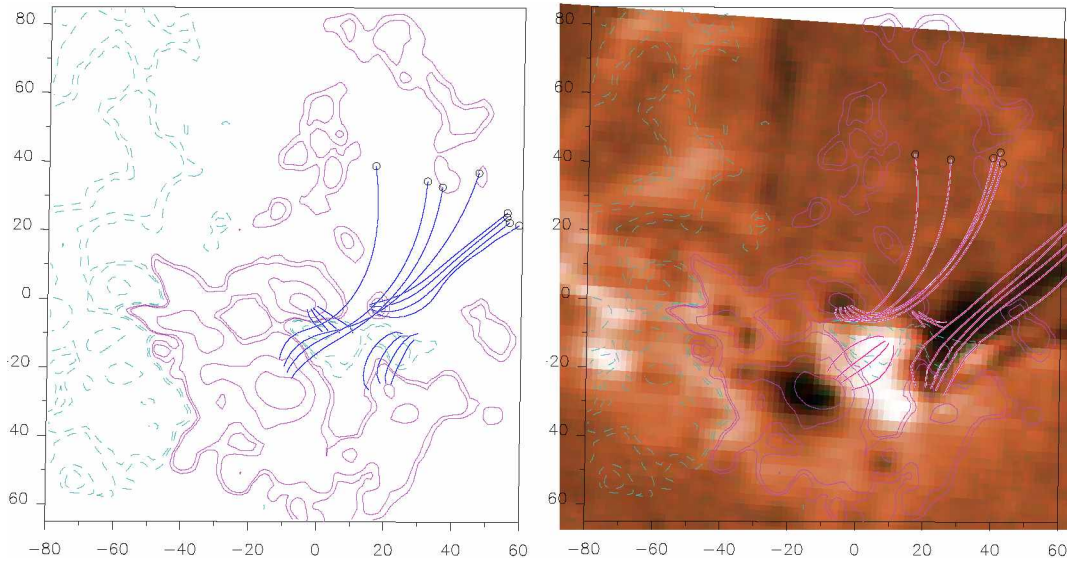


Figura 3. Left panel: Magnetic field model of AR 9715 is shown together with MDI isocontours ($\pm 50, 100, 500, 1000$ G). The connectivities correspond to the pre-flare situation. Right panel: The same for the post-flare situation. In addition an HASTA image at 16:51:16 UT has been superimposed showing the spatial coincidence between the chromospheric mass ejection and a set of large scale field lines.

Acknowledgments. This research was partially supported by the Argentinean grants UBACyT X329 and ANPCYT PICT-12187 and by the Brazilian research agency Fundacao de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo grant nr. 99/01626-7. The authors thank the SoHO/MDI and SoHO/EIT consortia for MDI and EIT data. SoHO is a joint project by ESA and NASA. This study is based on data obtained at OAFa (El Leoncito, San Juan, Argentina) in the framework of the German-Argentinean HASTA/MICA Project, a collaboration of MPE, IAFE, OAFa and MPaE.

References

- Fernández Borda, R., Mininni, P., et al., 2002, *Solar Phys.*, 206, 347
 Giménez de Castro, C. G., Raulin, J.-P., et al., 1999, *A&A*, 140, 373
 Kaufmann, P., Costa, J. E. R., et al., 2000, *ASP Conf. Ser.* 206, 318.
 Mandrini, C. H., Demoulin, P., et al., *Solar Phys.*, 168, 115
 Shibata, K., Nozawa, S., Matsumoto, R., 1992, *PASJ*, 44(3), 265
 Steinolfson, R. S., Schmahl, E. J., Wu, S.T., 1979, *Solar Phys.*, 63, 187
 Trottet, G., Rolli, et al., 2000, *A&A*, 356, 1067

Magnetohydrodynamic properties of solar-origin magnetic clouds: An statistical study

A.M. Gulisano,¹ S. Dasso,^{1,2} C.H. Mandrini,¹ and P. Démoulin³

¹*IAFE, CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina,*
agulisano@iafe.uba.ar

²*Departamento de Física, FCEyN, UBA, Buenos Aires, Argentina*

³*Observatoire de Paris, LESIA, Meudon, France.*

Abstract. Magnetic Clouds (MCs) are the interplanetary manifestation of transient expulsions of solar mass, the so-called coronal mass ejections. Despite several statistical works have been done studying diverse properties of MCs, systematic studies of their magnetohydrodynamic (MHD) global magnitudes, such as their magnetic helicity (MH) and energy, have not yet been done. In this work we present a study of 20 MCs observed by the Wind spacecraft and quantify their MHD properties. The study is performed exploring 4 helical models with substantial differences in the magnetic field twist distribution. We find that the values of the MH content are almost independent from the analyzed models, in the sense that their dispersion, when considering different models for a given event, is smaller than the dispersion when considering different events.

Resumen. Las nubes magnéticas (NMs) son la manifestación interplanetaria de las eyecciones de masa coronal expulsadas por el Sol. Si bien se han realizado varios trabajos estadísticos sobre diversas propiedades de las NMs, aún no existen estudios sistemáticos de los valores magnetohidrodinámicos (MHD) de algunos de sus parámetros físicos globales, tales como la energía y helicidad magnética (HM). En este trabajo presentamos resultados de un estudio estadístico de 20 NMs observadas por la sonda Wind y cuantificamos sus propiedades MHD globales. Realizamos el estudio explorando 4 modelos helicoidales que presentan diferencias significativas en la distribución de la torsión de sus líneas de campo. Encontramos que los valores de la HM resultan ser prácticamente independientes de los modelos analizados, en el sentido que la dispersión cuando se utilizan distintos modelos para un evento dado resulta menor que la dispersión cuando se consideran distintos eventos.

1. Introduction

The magnetic helicity (MH) is a key magnetohydrodynamic magnitude, that allows us to relate solar and interplanetary phenomena because it is a well conserved magnitude in both environments. Mandrini et al. (2004) discussed the technique, applied by Démoulin et al. (2000) and Green et al. (2002), to estimate the amount of MH released from solar active regions (AR), and compared their results with the MH average values for magnetic clouds (MCs). In these

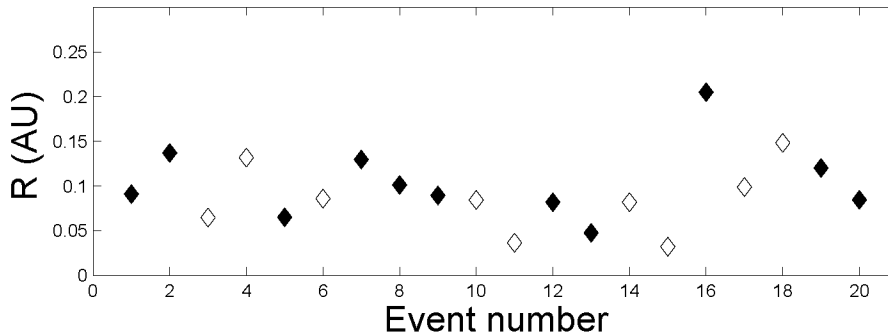


Figure 1. The radius (R) of the cloud versus event number. The helicity signs are also shown (black markers stand for positive helicity and white ones for negative).

papers the MCs parameters were taken from statistical studies by Lepping et al. (1990) and Zhao et al. (2001), who used a linear force-free model for the cloud structure. A recent work (Luoni et al., 2004) has compared the MH released from an AR with the MH content in the associated MC, finding a very good agreement. A comparison of the amount of MH contained in a hot cloud-like flux tube, using different models, has been done by Dasso et al. (2003). However, no statistical work comparing the MH obtained using different models has yet been done. We study a set of 20 MCs observed by the Wind spacecraft and estimate their local magnetic field structure from in situ observations. We quantify the MH per unit length along the cloud axis, using four models with cylindrical symmetry, but with different twist distributions. In Section 2 we describe the data and the method used to process them. The values of the helicity per unit length obtained from the analysis are shown in Section 3. Finally, in Section 4, we summarize our conclusions.

2. Data Analysis

We select the 20 MCs observed by the spacecraft Wind at the Lagrangian L1 point, from 22-Aug-1995 to 07-Nov-1997, as listed in http://lepmfi.gsfc.nasa.gov/mfi/mag_cloud_pub1.html.

We analyze the magnetic data from the Magnetic Field Instrument (MFI) aboard Wind (http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cdaweb/istp_public/) in GSE (Geocentric Solar Ecliptic) coordinates with a temporal cadence of 3 seconds. To compute the large scale magnetic structure of the clouds, we smooth the data to obtain 100 averaged points per cloud. The orientation of the axis of the cloud is estimated using a minimum variance analysis for every event, as discussed in Bothmer and Schwenn (1998). From this analysis we obtain: the latitude angle (Θ) between the cloud axis (oriented in such way that the maximum field along the cloud axis is forced to be positive) and the ecliptic plane, as well as the longitude angle (Φ), between the projection of the axis on the ecliptic plane and the Earth-Sun direction (X_{GSE}) measured counterclockwise. Accordingly, Θ is such that when $\Theta=90^\circ$ ($\Theta=-90^\circ$) the cloud axis is parallel to Z_{GSE} , and it points to the ecliptic

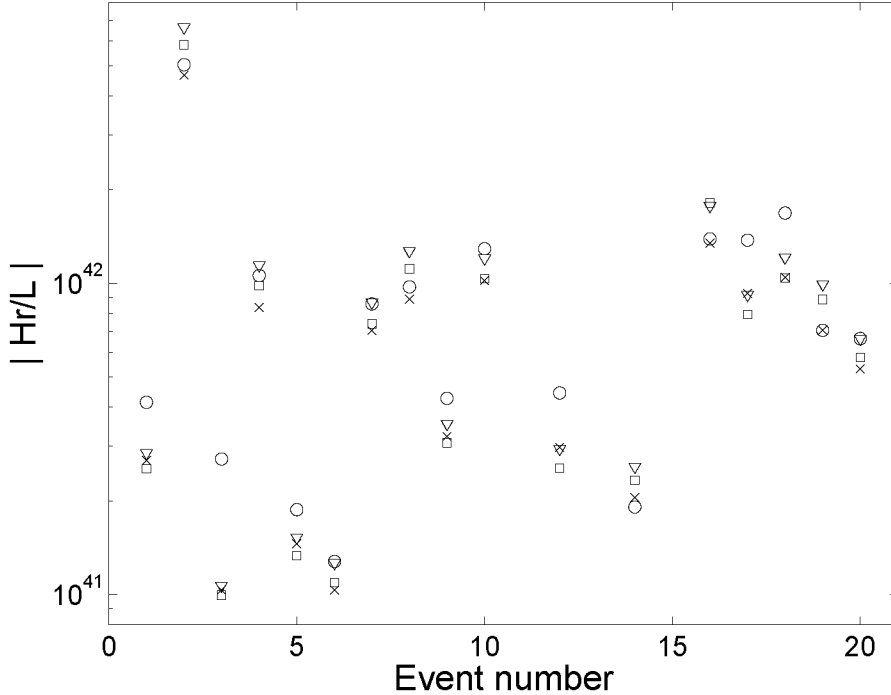


Figura 2. $|Hr/L|$ in units of Mx^2/AU for all the studied events. Symbols circles, x-signs, squares, and triangles correspond to the models (a), (b), (c), and (d), respectively (see text).

North (South) pole. When $\Theta=0^\circ$ the cloud axis is on the ecliptic plane, being $\Phi=0^\circ$ the case of the axial field pointing toward the Sun direction, and being $\Phi=90^\circ$ ($\Phi=270^\circ$) when it points to the terrestrial dusk (dawn) direction. From this cloud orientation, we obtain the radius (R), using the cloud mean speed and the time span of the Wind observations. We also determine the sign of the helicity from the global behavior of the field components, as done in Dasso et al. (2004). The radius and the helicity sign are given in Figure 1 for the complete set of analyzed clouds.

3. Magnetic Helicity Calculation for the Four Cylindrical Models

We fit our observations to four different models, for a description of the models and the fitting procedure see Dasso et al., (2004), and references therein. We analyze two force-free and two non force-free models based on: (a) a linear force-free field, (b) a uniformly twisted field, (c) a non force-free field with constant current, and (d) a non force-free field with an azimuthal component of the current (\mathbf{J}) depending linearly on the radius, and a constant axial component of \mathbf{J} . Then, from the fitted parameters, we compute the magnetic helicity for each event and each model. The absolute value of the relative magnetic helicity per unit length, $|Hr/L|$, is shown in Figure 2 for the different models and events. It is evident that the dispersion of $|Hr/L|$, when changing from model to model,

is much lower than the dispersion for different events. Thus, in this sense, Hr/L is a magnitude with a very low dependence on the model (i.e., an almost model independent magnitude).

4. Conclusions

To improve the knowledge of the physical characteristics of magnetic clouds (MCs), of their solar source regions, and of the link between them, the quantification of global magnitudes, such as their magnetic helicity, are needed. From an statistical study of 20 magnetic clouds (exploring four different models for their local magnetic structure) we find that, despite the important variations in the distribution of the twist assumed by the models, the relative magnetic helicity per unit length is a well defined quantity. We base this statement on the fact that the dispersion of Hr/L for a given event is, in average, one order of magnitude smaller than the dispersion of the mean magnetic helicity per unit length among events.

Acknowledgments. We thank the NASA's Space Physics Data Facility (SPDF) for observations. This work was partially supported by the Argentinean grants: UBACyT X329 and PICTs 12187 and 14163 (ANPCyT). S.D. and C.H.M. are members of the Carrera del Investigador Científico, CONICET. C. H. M and P. D. thank SECyT (Argentina) and ECOS (France) for their cooperative science program.

References

- Bothmer, V., & Schwenn, R., 1998. *Ann. Geophysicae* 16, 1.
- Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., Luoni, M. L., & Gulisano, A. M., 2004. *Adv. in Space Res.*, in press.
- Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., Farrugia, C. J., 2003. *J. Geophys. Res.*, 108, (A10), 1362.
- Démoulin, P., Mandrini, C. H., van Driel-Gesztelyi, L., Thompson, B., Plunkett, S., Kovári, Zs., Aulanier, G., & Young, A., 2003, *Adv. in Space Res.* 32, 1855.
- Green, L. M., López Fuentes, M. C., Mandrini, C. H., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., & Culhane, J. L., 2002. *Solar Phys.*, 208, 43.
- Lepping R. P., Burlaga L. F., & Jones J. A., 1990. *J. Geophys. Res. (Space Physics)* 102, 11957.
- Luoni, M.L., Mandrini, C. H., Dasso, S., van Driel-Gesztelyi, L., & Démoulin, P. 2004. *J. Atmos. and Solar-Terres. Phys.*, in press.
- Mandrini, C. H., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Green, L. M. & Fuentes, M. C. L., 2004. *Astrophys. and Space Sci.*, 290, 319.
- Zhao, X. P., Hoeksema, J. T., & Marubashi, K. 2001. *J. Geophys. Res. (Space Physics)* 106, 15643.

On the origin of loops with transition region temperatures

C. H. Mandrini,¹ L. K. Harra,² and S. A. Matthews²

¹ *IAFE, CONICET-UBA, Buenos Aires, Argentina - mandrini@iafe.uba.ar*

² *Mullard Space Science Lab., UCL, Holmbury St. Mary, UK*

Abstract. Very dynamic loops at transition region temperatures have been observed at coronal heights since more than 30 years. The origin of these loops is still debated and several explanations have been put forward. It has been proposed that the loops are merely cooling from hotter coronal loops, that they are produced from siphon flows, or that they are loops heated only to transition region temperatures. In this work we combine SOHO/MDI (Michelson-Doppler Imager), SOHO/CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer) and Yohkoh/SXT (Soft X-ray Telescope) observations to determine whether the appearance of transition region loops is related to small-scale flaring in the corona, and to compute the magnetic configuration of the loops. The latter allows us to determine the direction of plasma flows in the loops. In our analysed examples the appearance of the transition region loops is often related to small flares and, consequently, the plasma flows from the loop top to the footpoints as it cools down.

Resumen. Desde hace más de 30 años se han observado arcos dinámicos a alturas coronales con temperaturas típicas de la región de transición. El origen de estos arcos es aún hoy motivo de debate y se han dado varias explicaciones posibles. Se ha propuesto que se originan a partir del enfriamiento de arcos coronales a mayor temperatura, que son producidos por flujos tipo sifón o que son arcos calentados sólo a esas temperaturas. En este trabajo combinamos las observaciones del SOHO/MDI (Michelson-Doppler Imager), del SOHO/CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer) y del Yohkoh/SXT (Soft X-ray Telescope) para determinar si la aparición de los arcos está vinculada con fulguraciones débiles y, en consecuencia, el plasma fluye descendiendo desde la parte superior del arco hacia sus bases a medida que se enfría.

1. Introduction

Active regions (ARs) are known to be made up of several components. The well observed coronal loops with temperatures greater than 1MK, and the UV loops with temperatures between $\approx 20,000\text{K}$ and 1MK. The presence of flows and the dynamical behaviour of UV loops have been acknowledged for many years. The morphological and dynamical properties of UV loops are nicely summarised in Bray et al. (1991). One possible explanation for flows and dynamics of transition region loops are siphon flows which are driven by a pressure difference between the two ends of a loop. Another possibility for the existence of the UV loops is

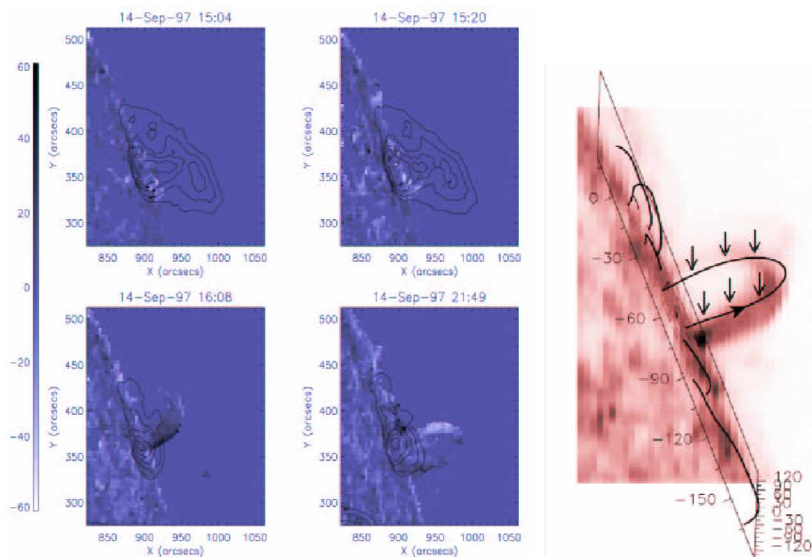


Figure 1. Left: A times series of CDS OV velocity maps of an AR at the NW limb on 14 September, 1997. The black contours show the SXT data. Dark blue (light blue) shows red-shifted material (blue-shifted) material. The colour bar indicates the magnitude of the velocity in km s^{-1} . We are not including the CDS intensity maps used to fit the limb loop shown in the left figure. Right: Magnetic field model of the AR. The computed field line matches well the observed CDS loop at 16:08 UT. The arrow on the field line shows the direction of \vec{B} . The axes are in Mm. The vertical arrows mark the points at which we have estimated the values of $|\vec{v}|$ (see text).

that they are cooling down from hotter coronal loops. Observations of cooling plasma are well known in the area of solar flare physics. There is a dramatic period of energy release when the temperature of the plasma increases to over 20 MK, this period is followed by another one of cooling of the loops, which may be extended by additional heat input.

In this paper we address the difficult problem of distinguishing between UV loops being heated or cooled. To do this we use spectroscopic data from SOHO/CDS to measure the line of sight flows in AR loops. We combine this information with magnetic field extrapolations to determine whether the plasma flows are parallel or anti-parallel to the magnetic field. If the flows are parallel (or anti-parallel) in both legs of the loop, then there is evidence of siphon flows. If the flows are in opposite directions in each leg, then they are either heating or cooling, depending if the flows are directed upwards or downwards.

2. Observations and Analysis

Our observations include data from the CDS, MDI and SXT. For CDS, we analysed the regularly used “EJECT_V3” study that observes the emission lines He I, O V, Si X, Mg IX and Fe XVI, providing data from the transition region to the corona. For MDI we used the full disc level 1.5 magnetograms, and for SXT we selected partial frame or full disc images with the highest temporal cadence available. We analysed 3 different ARs observed at the limb by CDS. We will report only the results obtained for the one observed on 14 September, 1997. Similar results were found for those observed on 7 September, 1997, and 23 February, 1998.

Our choice of ARs was restricted to ones with coverage by SXT to determine whether UV loops appear related to small scale flaring. Another criterion was to have MDI and SXT data of the AR when it was observed on the disk to provide constraints for our magnetic field models. We produced models of the ARs three or four days prior to when they reached the solar limb to avoid using distorted line of sight magnetic data. Furthermore, we tested that the AR did not substantially change magnetically over the period between the computation of the model and the arrival to the limb. We are forced to proceed in this way because the UV loops are not easily seen on the disc due to their relatively low emission measure. Then, we rotated the extrapolated coronal model to the limb and, after fitting the observed limb loop with extrapolated field lines, we computed the two magnetic field components: along the line of sight and orthogonal to this direction.

AR 8082 was located at N21 E00 on 7 September, 1997. It reached the western limb on 14 September. The AR has no partial frame SXT data. However, we used full Sun SXT data (shown with CDS velocity maps in Fig. 1 left). The UV loops appear under where a previously bright coronal SXT loop was. It is possible that this region flared, and the UV loops are post-flare loops. We do not have enough data to clarify this, but the location is appropriate. The Doppler velocities determined from the line-fitting show values ranging between $\pm 60 \text{ km s}^{-1}$. When the loop fully appears there tends to be blue-shifts in its north leg and red-shifts in its south leg (see the raster at 16:08 UT in Fig. 1 left).

3. Magnetic Field Model

We selected a magnetogram, and corresponding SXT observations, three days before the AR reached the limb and we computed the coronal magnetic field under the linear (or constant α) force-free field assumption, $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$ (see Mandrini et al. 1996, Démoulin et al. 1997). Once the coronal model was determined, we rotated the calculated field to the location of the AR in the limb and computed the field lines that best fit the observed OV limb loops (Fig. 1 right).

Under ideal magnetohydrodynamic conditions, which hold in general in the solar corona except at locations where the magnetic field is reconnecting, the plasma and the field are frozen to each other. In this frozen-in condition, the plasma and the magnetic field move together. After verifying that the velocities measured by

CDS cannot be explained by plasma motions orthogonal to magnetic field lines, and using the approximation of a static magnetic field, we can write: $\vec{v} = a\vec{B}$, where a is a constant with the appropriate units and \vec{v} is the plasma velocity. Writing the preceding equation in two components: one along the line of sight (B_l) and the other orthogonal to it (B_t), we have: $\vec{v} = \frac{v_l}{B_l}\vec{B}$. Then, if we obtain v_l from CDS data and \vec{B} and B_l from the magnetic field model at the legs of coronal loops, it is possible to find the plasma velocity along these legs and, in particular, the direction of the plasma flow along the observed loop.

Figure 1 (right) shows the computed coronal magnetic field on 14 September, 1997, overlying the CDS UV loop. The match between the modelled field lines and the observed loop is quite good. At all points along both legs of the loop, for which the value of the velocities can be determined accurately, the B_l component points towards the observer. Taking into account the orientation of \vec{B} and v_l (see Fig. 1 and the discussion in the previous paragraph), it can be seen that the plasma flows antiparallel to the magnetic field in the southern leg, and parallel to the magnetic field in the northern leg. This indicates that the plasma is draining from the top of the loop to the footpoints and is consistent with a loop cooling down from a previously hotter coronal loop. We can estimate the order of magnitude of the plasma flow velocity and its variation along the legs of the limb loops. We consider three points along the northern leg of the loop, and the corresponding ones along the southern leg (Fig. 1 right). Then, we compute the values of B_l and $|\vec{B}|$ at those points. Taking the average value of v_l in the CDS pixels surrounding those points, we find that $|\vec{v}|$ changes from 35 km s^{-1} to 145 km s^{-1} in the northern leg, and from 45 km s^{-1} to 100 km s^{-1} in the southern leg, increasing with decreasing height in both cases. Both terms, $|\vec{B}|/B_l$ and v_l , follow the same trend and contribute to the downward increase of $|\vec{v}|$. The variation and magnitude of the velocities of the plasma flow in the loops are consistent with plasma draining from the loop top. These results agree with our previous conclusion based only in the direction of the flows.

4. Conclusion

We have found that the transition region emission in ARs can be explained as the cooling of previously heated loops. These loops are seen when a small flare has occurred in the corona and tend to behave like traditional post-flare loops with the draining of material. It was surprisingly difficult to find examples where complete loops existed; this fact is indeed compatible with our conclusion that the observed UV loops are cooling, since the cooling time at $\approx 10^5 \text{ K}$ is of a few to 10 minutes and, therefore, the loop lifetime is short. However, this period of time is longer enough for the loop to be seen in a CDS raster, which took approximately 11 minutes.

Acknowledgments. SOHO is a joint project by ESA and NASA. Yohkoh was a mission of ISAS in Japan, with contributions from the US and UK. We acknowledge the SURF for providing data used in this publication. CHM is grateful for a visiting fellowship grant at MSSL. CHM, member of the Carrera del Investigador Científico (CONICET), was supported by the Argentinean grants UBACyT X329 and ANPCYT PICT-12187.

References

- Bray, R. J., Cram, L. E., Durrant, C. J., & Loughhead, R. E., 1991, Plasma loops in the solar corona, Cambridge Astrophys. Ser., Cambridge University Press.
- Démoulin, P., Bagalá, L. G., Mandrini, C. H., Hénoux, J. C., & Rovira, M. G., 1997, A&A 325, 305.
- Mandrini, C. H., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Cauzzi, G., & Hofmann, A., 1996, Sol. Phys. 168, 115.

**ASTRONOMÍA DINÁMICA,
CIENCIAS PLANETARIAS
Y ASTROMETRÍA**

INFORME INVITADO

Dinámica, mineralogía y evolución colisional en el cinturón de asteroides

Fernando Roig

Observatório Nacional, Rio de Janeiro, Brasil, froig@on.br

Abstract. We present a brief review of some dynamical and physical properties of the asteroids. The review is focused in two different aspects: (i) the evidence about the internal structure of the asteroids provided by their rotational periods, and the possible consequences of this internal structure for the collisional evolution of the asteroid belt; and (ii) the evidence about the surface mineralogy that is provided by the asteroids' spectra, the relation of this mineralogy with the asteroidal families, and the implications of the existence of basaltic bodies in the asteroid belt.

Resumen. Presentamos una breve revisión de algunas propiedades dinámicas y físicas de los asteroides. El informe se concentra en dos aspectos diferentes: por un lado, la evidencia que se obtiene a partir de los períodos de rotación de los asteroides acerca de la estructura interna de estos objetos, y las posibles consecuencias de esta estructura interna para la evolución colisional del cinturón de asteroides. Por otro lado, la evidencia que la espectroscopia nos revela sobre la composición mineralógica superficial de los asteroides, la relación de esta mineralogía con las familias de asteroides y, en particular, las posibles implicaciones de la existencia de asteroides basálticos.

1. Introducción

En los últimos 15 años nuestros conocimientos sobre las propiedades físicas y dinámicas de los asteroides se han incrementado significativamente. Por un lado, el surgimiento de grandes telescopios con nuevos y más sofisticados instrumentos ha permitido acceder a informaciones espectroscópicas y fotométricas de varios miles de asteroides, incluso los pequeños, informaciones que antes estaban restringidas sólo a algunas centenas de asteroides, en particular los más grandes. Entre otras cosas, ha sido posible analizar detalladamente la parte del infrarrojo cercano de los espectros de reflexión, que provee informaciones importantes sobre la composición mineralógica de las superficies asteroidales. Los avances en las técnicas observacionales han permitido también el descubrimiento de varios asteroides binarios y de satélites de asteroides, lo que abre preguntas interesantes acerca de la formación y evolución colisional de estos cuerpos.

Por otro lado, durante este período fueron lanzadas las primeras sondas que visitaron asteroides y que inclusive llegaron a posar sobre la superficie de algunos de ellos, como el caso de la sonda NEAR-Shoemaker que posó sobre el asteroide 433 Eros. A través de estas misiones ha sido posible fotografiar y mapear las superficies de algunos asteroides, determinando sus formas y masas con gran precisión. Entre otras cosas, esto ha permitido teorizar sobre la posible estructura interna de los asteroides.

Finalmente, el acceso a computadores de alta velocidad ha facilitado significativamente el estudio de la dinámica de los asteroides, siendo posible simular la evolución orbital por intervalos de tiempo del orden de la edad del Sistema Solar. Este tipo de análisis provee informaciones sobre las etapas primordiales del cinturón de asteroides y permite describir la estabilidad a largo plazo de estos cuerpos, así como la relevancia de los procesos de evolución caótica para producir la distribución orbital observada actualmente.

Todos estos avances se encuentran reflejados en la reciente publicación del libro *Asteroids III* (Bottke et al., 2003a), que constituye actualmente la principal referencia sobre asteroides. El objetivo de este informe invitado es resumir algunos aspectos presentados en ese libro, con especial énfasis en la interrelación que existe entre ciertas propiedades físicas y dinámicas de los asteroides que están siendo estudiadas por nosotros actualmente.

2. Períodos de rotación y estructura interna

El período de rotación de un asteroide es determinado a través de la variación de brillo superficial o curva de luz. Esta variación de brillo puede ocurrir debido a la forma irregular del asteroide o también debido a la presencia de manchas de diferente albedo en su superficie. Si el asteroide posee forma esférica y su albedo superficial es uniforme, o si el eje de rotación del asteroide está alineado con la línea de visión del observador, no sería posible detectar cualquier variación del brillo superficial y, por lo tanto, no sería posible determinar el período de rotación.

La Fig. 1 muestra la distribución de períodos de rotación de 984 asteroides en función de sus tamaños (Pravec et al., 2003). El aspecto más relevante de esta figura es la total ausencia de asteroides grandes ($D > 200$ m) con períodos de rotación menores que ~ 2 h. Solamente algunos asteroides pequeños presentan esta característica, motivo por el cual suelen ser denominados “rotadores rápidos”. Este límite de 2 horas en los períodos de rotación no es arbitrario. Si consideramos un cuerpo cualquiera en rotación y determinamos la velocidad de escape v_{esc} de un objeto sobre su superficie, podemos verificar fácilmente que v_{esc} corresponde a una velocidad angular crítica:

$$\omega_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{8}{3}G\pi\rho},$$

donde G es la constante de gravitación y ρ es la densidad del cuerpo. Para valores típicos de $\rho \simeq 2.5 \text{ g cm}^{-3}$, el valor de ω_{esc} se corresponde con un período de 2 horas. En otras palabras, independientemente de su tamaño, si un asteroide girase con velocidad angular $\omega \geq \omega_{\text{esc}}$ se deformaría hasta el punto de desmembrarse totalmente, a menos que las fuerzas de cohesión del material sean suficientemente fuertes como para soportar la deformación y mantener la estructura interna del asteroide sin quebrarlo.

A la luz de este hecho, los resultados de la Fig. 1 pueden ser interpretados en términos de la estructura interna de los asteroides. Por un lado, los asteroides grandes estarían dominados por la compresión autogravitatoria y las fuerzas de cohesión interna del material serían despreciables. Por otro lado, la autogravitación sería despreciable en los asteroides más pequeños y las fuerzas

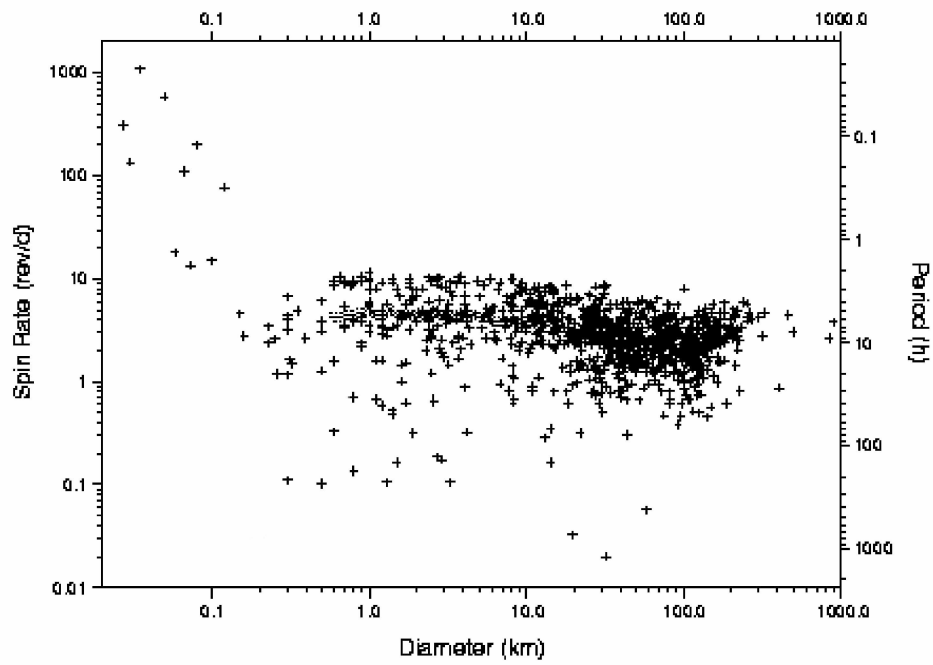


Figura 1. Períodos de rotación de 984 asteroides en función de su tamaño. Tomado de Pravec et al., 2003

del material serían las responsables de mantener al cuerpo coheso, aún cuando $\omega \geq \omega_{\text{esc}}$.

Actualmente, la idea más aceptada para explicar la ausencia de fuerzas de cohesión interna en los grandes asteroides es la de que estos cuerpos poseen una estructura de “rubble-pile”. Rubble-piles se originarían a partir de la reacumulación de fragmentos generados durante la quiebra de asteroides de gran tamaño (Richardson et al. 2003). La idea es que durante el choque de dos asteroides, si la velocidad relativa de los mismos es suficientemente alta, se producen fragmentos que son eyectados con diferentes velocidades. Aquellos fragmentos para los cuales la velocidad de eyección es mayor que la velocidad de escape del sistema, se dispersan. Por otro lado, los fragmentos con velocidad de eyección menor que la escape, se reacumulan, permaneciendo unidos apenas por la atracción gravitatoria mutua.

La existencia de este tipo de asteroide reacumulado también está respaldada indirectamente por las densidades típicas medidas en la mayoría de los asteroides. La Tabla 1 presenta una lista de 10 asteroides con tamaños entre 10 y 100 km de diámetro para los cuales la masa es conocida y, por lo tanto, es posible estimar la densidad media. Las masas son determinadas por diferentes métodos: en algunos casos a través de teoría de perturbaciones inversa, que es el método menos preciso; en otros casos, a través de “fly-by” de sondas espaciales que es el método más preciso, o bien, cuando se trata de asteroides binarios, conociendo el período orbital del sistema. Pero en general, las estimativas de densidad son bastante confiables (Hilton 2003). Para efectos de comparación, la Tabla 1 muestra también las densidades estimadas de los dos satélites de Marte, que se presume que podrían ser asteroides capturados.

Tabla 1
Densidades de algunos asteroides

Asteroide	Tipo de mineral	Densidad [g/cm ³]
16 Psyche	ferroso	1.8 – 2.8
45 Eugenia	condrito rocoso	1.2 – 1.8
216 Kleopatra	ferroso	3.5
243 Ida	condrito rocoso	2.6
253 Mathilde	condrito rocoso	1.3
433 Eros	condrito rocoso	2.7
762 Pulcova	condrito rocoso	1.8
1991 VH	condrito rocoso	1.7
1994 AW1	condrito rocoso	1.7
1996 FG3	condrito rocoso	1.4
Phobos	condrito rocoso	2.0
Deimos	condrito rocoso	2.0

Los resultados indican que las densidades son sistemáticamente más bajas de lo que deberían ser: las densidades típicas determinadas a partir del análisis de diferentes tipos de meteoritos apuntan para valores del orden de $\sim 2.6 \text{ g cm}^{-3}$ para los asteroides condritos rocosos y $> 3.5 \text{ g cm}^{-3}$ para los asteroides ferrosos.

El caso más patológico es 16 Psyche, un asteroide ferroso cuya densidad es menor que 3 g cm^{-3} (Viateau 1999). Suponiendo que la densidad está estimada correctamente, la única explicación posible es que este asteroide posee una estructura de rubble-pile que lo torna extremadamente poroso. Otro candidato a poseer este tipo de estructura es 243 Mathilde, uno de los pocos asteroides que fueron visitados por sondas espaciales y que según las estimaciones más precisas tendría una porosidad interna (definida como porcentaje de volumen vacío en relación al volumen total) del orden de 40%.

La posibilidad de que la mayoría de los asteroides con $D > 10 \text{ km}$ sean rubble-piles (Campo-Bagatin et al. 2001) abre perspectivas interesantes para los estudios sobre la evolución colisional en el cinturón de asteroides. Evidencias indirectas parecen indicar que esta evolución colisional ha sido muy activa en el pasado, pero para describir adecuadamente este proceso y entender cómo se origina, por ejemplo, la distribución de tamaños observada actualmente en el cinturón de asteroides, precisamos entender, entre otras cosas, de qué manera se quiebran los asteroides durante un choque. Y ésto es algo que depende fundamentalmente del tipo de estructura interna de estos objetos.

Uno de los ingredientes más importantes que intervienen en un modelo de evolución colisional es la llamada *ley de escala* de la fragmentación. Para simular la evolución colisional de una población de objetos como los asteroides necesitamos conocer, en primer lugar, la probabilidad intrínseca de colisión, o sea, la probabilidad media $\langle P_i \rangle$ de que ocurra un choque entre dos miembros de la población por año y por km^2 . También precisamos conocer la velocidad mutua media $\langle v_{\text{col}} \rangle$ de estas colisiones. Para el cinturón de asteroides, $\langle P_i \rangle \simeq 2.85 \cdot 10^{-18} \text{ yr}^{-1} \text{ km}^{-2}$ y $\langle v_{\text{col}} \rangle = 5 \text{ km s}^{-1}$ (Farinella y Davis, 1992). Una vez que conocemos estos datos, es necesario determinar cuál será el resultado de una colisión cuando ésta acontece.

Lamentablemente, esta información sólo es bien conocida a partir de experimentos de laboratorio, en los cuales se realizan choques controlados entre proyectiles con diferentes velocidades y blancos con diferentes tamaños (del orden de algunos centímetros o metros), constituidos por diferentes materiales. En estos experimentos se analiza cuál es la energía específica –definida como la energía cinética del proyectil por unidad de masa del blanco– mínima necesaria para fragmentar el blanco y cómo este cuerpo se fragmenta (cantidad y tamaño de los fragmentos generados, velocidades de eyección, etc.). El problema es que estos resultados no pueden ser directamente extrapolados al caso de cuerpos de tamaño kilométrico como los asteroides, porque en este caso la gravitación desempeña un papel importante en el proceso de fragmentación. Lo que nos permite vincular los resultados del laboratorio con los procesos de fragmentación en escalas asteroidales es la ley de escala.

Básicamente, la ley de escala nos dice cuál es la energía crítica necesaria para fragmentar totalmente un cuerpo en función del tamaño del mismo. Fragmentación total se interpreta de dos formas diferentes. En pequeñas escalas, donde la estructura interna del material está dominada por las fuerzas de cohesión y tensión, se asume que un cuerpo se fragmenta totalmente cuando el mayor fragmento generado en la quiebra posee menos de la mitad de la masa del cuerpo original. Por otro lado, en grandes escalas, donde la autogravitación ejerce un papel dominante en la estructura interna, la fragmentación total ocurre

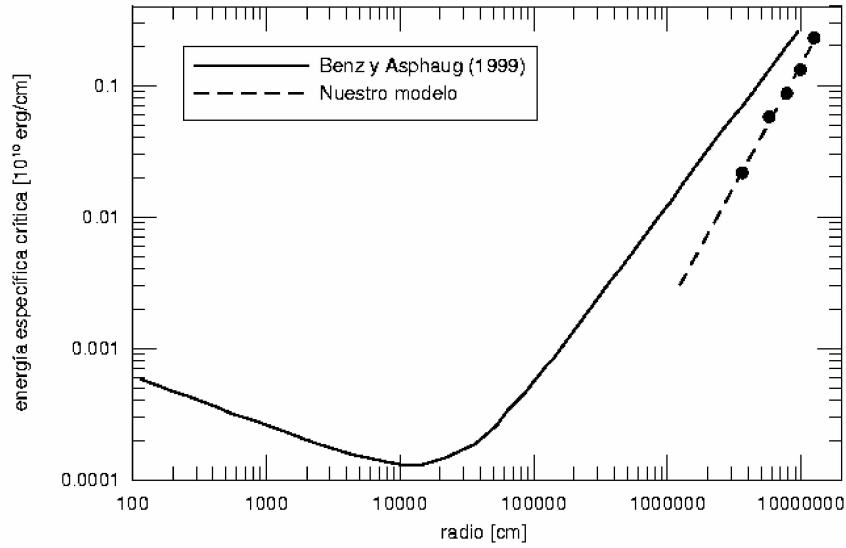


Figura 2. Leyes de escala para asteroides monolíticos (curva continua) y rubble-piles (curva de trazos). Para objetos con tamaños menores que 100 m domina la tensión interna del material, mientras que para objetos mayores domina la gravitación. En este último caso, cuanto mayor el asteroide, mayor la energía necesaria para conseguir una fragmentación total, consistentemente con el hecho de que los fragmentos que se dispersan precisan adquirir una energía cinética mayor para poder escapar del campo gravitatorio del sistema.

cuando más de la mitad de la masa del cuerpo original se dispersa en fragmentos que no vuelven a reacumularse.

Actualmente, las leyes de escala más aceptadas se basan, por un lado, en los experimentos de laboratorio y por otro, en simulaciones numéricas que utilizan códigos hidrodinámicos. Los modelos hidrodinámicos consiguen simular la fragmentación de asteroides con estructura interna monolítica, considerando la estructura interna del objeto como si fuera un fluido superdenso. La gran limitación de esta aproximación es que no puede ser aplicada en forma directa al caso de asteroides con estructura de rubble-pile. Recientemente, nosotros introdujimos un código basado en consideraciones puramente mecánicas con el propósito de simular la fragmentación de este tipo de asteroides (Roig et al., 2003).

La Fig. 2 muestra dos leyes de escala diferentes, una obtenida con un modelo hidrodinámico (Benz y Asphaug, 1999) y la otra obtenida con nuestro modelo. El modelo hidrodinámico consigue abarcar tanto el régimen de tensión interna en pequeñas escalas como el régimen gravitacional en grandes escalas: la transición entre ambos regímenes se produce para tamaños de ~ 100 m. Nuestro modelo, por el contrario, sólo abarca el régimen gravitacional. Sin embargo, la ley de escala en este caso es diferente de aquella obtenida con el modelo hidrodinámico. Nuestros resultados indican que asteroides con estructura de rubble-pile son mucho más fáciles de fragmentar totalmente (se requiere menos energía) que aquellos con estructura monolítica. Teniendo en cuenta que la ley de escala es la que básicamente domina la evolución colisional del cinturón de asteroides, y que una gran mayoría de los asteroides podrían ser de hecho rubble-piles, nuestros resultados podrían tener implicaciones profundas para el origen de la distribución de tamaños observada actualmente entre los asteroides. Esto amplía el panorama en este campo de estudios y ofrece perspectivas muy prometedoras de nuevos trabajos para un futuro próximo.

3. Familias de asteroides y mineralogía

La evolución orbital de un asteroide viene dada por la variación temporal de los parámetros orbitales, usualmente llamados elementos osculadores. En principio, un elemento osculador puede ser representado como un término constante más una serie de términos periódicos que provienen de las perturbaciones planetarias. Utilizando la teoría de perturbaciones es posible remover los términos periódicos y determinar el término constante, denominado elemento propio.

Las familias de asteroides son aglomerados de objetos en el espacio de elementos propios. Esto significa que los asteroides que pertenecen a una misma familia poseen la misma memoria dinámica. Es simple demostrar que la existencia de estos aglomerados no puede ser una mera fluctuación estadística de la muestra: la única explicación posible es que los miembros de una familia son los fragmentos dispersados de un mismo cuerpo progenitor que se quebró por una colisión, de ahí el nombre "familia". Esta idea ya fue propuesta por Hirayama en 1930. En primera aproximación, la estructura del aglomerado en el espacio de elementos propios guarda una relación directa con el campo original de velocidades de eyección de los fragmentos. De hecho, los elementos propios conservan, en parte, la memoria del campo de velocidades de eyección.

En el cinturón de asteroides existen alrededor de 20 familias bien definidas (Mothé-Diniz et al. 2005). Los asteroides miembros de estas familias adquieren un interés particular por dos motivos: por un lado, la mineralogía de los mismos está directamente vinculada a la mineralogía del respectivo cuerpo progenitor; por otro lado, los miembros de una misma familia poseen la misma edad, en el sentido de que sus superficies han estado expuestas a la radiación solar por el mismo intervalo de tiempo. En este informe nos vamos a concentrar en el primer aspecto. Para más detalles sobre el segundo aspecto ver Nesvorný et al. (2005). La mineralogía superficial de los asteroides es determinada a partir del espectro de reflexión (Bus et al. 2003). Este es básicamente el espectro del Sol con algunas pequeñas diferencias debido al flujo que es absorbido y reemitido por la superficie del asteroide. Para colocar en evidencia estas diferencias, se divide al espectro por el de una estrella análoga solar y se asigna una clase taxonómica para cada tipo de espectro resultante, denotándolo con una letra. De esta forma, los espectros pueden ser divididos en dos grandes grupos:

- Espectros sin bandas de absorción: se trata de espectros rectos, con inclinaciones que van desde levemente negativas (clase B), nulas (clase C), levemente positivas (clases X y M) o muy positivas (clases D y P). Algunos de estos espectros (clases B y C) son semejantes a los de los meteoritos condritos carbonaceos, que serían minerales poco metamorfizados¹. Otros (clase M) son similares a los de los meteoritos ferrosos. En general, se piensa que los asteroides tipo B, C, D y P sean objetos primitivos, en el sentido de que conservan sus características mineralógicas primordiales. Así, este tipo de asteroide nos ofrece información sobre las condiciones de la nebulosa primordial en la cual se formaron.
- Espectros con bandas de absorción: se trata de espectros constituidos por un continuo y una o más bandas de absorción. Las bandas más notorias están centradas en $\sim 1 \mu\text{m}$ y $\sim 2 \mu\text{m}$, y están asociadas a la presencia de silicatos en la superficie del asteroide, principalmente olivinas (Mg_2SiO_4 , Fe_2SiO_4) y piroxenos (MgSi_2O_6 , FeSi_2O_6). Lo interesante de este tipo de espectros es que permiten determinar con precisión los minerales asociados, ya que la posición, el ancho y la profundidad de las bandas están directamente vinculados no sólo a una mineralogía específica sino también a la proporción existente de esos minerales. De hecho, cada banda de absorción resulta normalmente de la suma de varias bandas, cada una de ellas relacionada con un mineral específico presente en una cantidad específica. Ésto hace que sea posible sintetizar un espectro, como el ejemplo mostrado en la Fig. 3, donde las bandas son representadas por Gausianas superpuestas sobre un continuo.

La clase taxonómica más abundante entre los espectros con banda es la clase S. El espectro de estos asteroides es semejante al de los meteoritos condritos

¹Los cóndrulos son como pequeñas gotas de material solidificado que se encuentran ligadas a la estructura cristalina del mineral. Se supone que los cóndrulos se forman por simple condensación de material y que se preservan en su estado primordial, a menos que algún proceso de calentamiento y fusión los derrita. Por eso, la presencia de cóndrulos está asociada a la ausencia de metamorfismo.

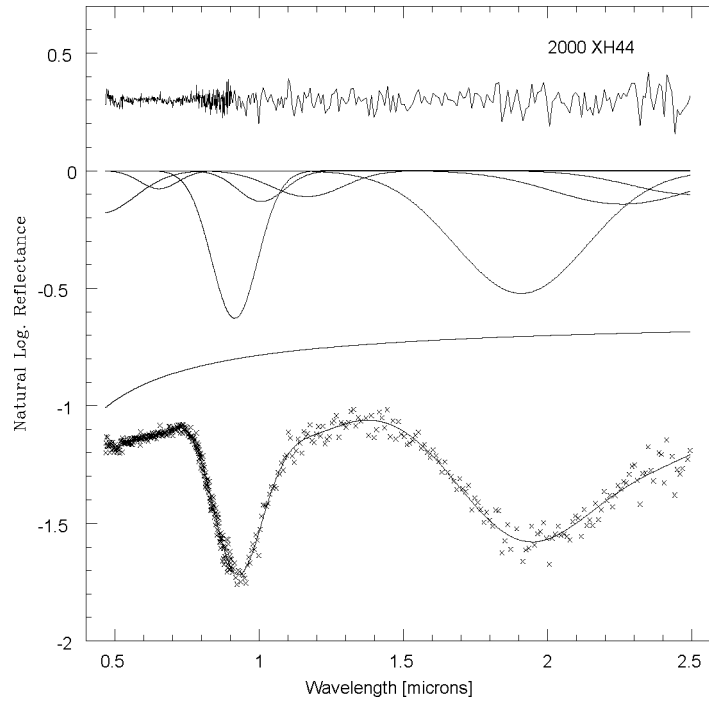


Figura 3. Ejemplo de síntesis espectral utilizando el Modelo de Gaussianas Modificado. Las cruces en la curva inferior representan el espectro observado del asteroide basáltico 2000 XH44, donde son notorias las bandas de absorción en $\sim 1 \mu\text{m}$ y $\sim 2 \mu\text{m}$. La curva continua que ajusta este espectro fue sintetizada a partir de la suma de dos componentes: un continuo (segunda curva desde abajo), más una serie de Gaussianas (tercer conjunto de curvas desde abajo). Cada una de estas Gaussianas representa una banda de absorción específica de un compuesto mineral, en particular olivinas y piroxenios. La curva superior muestra los residuos del ajuste.

ordinarios, cuya mineralogía indica que pasaron por algún proceso de metamorfismo parcial que no llegó a eliminar totalmente las estructuras condriticas. Sin embargo, son las clases menos abundantes las que resultan más interesantes. Por un lado, están los espectros de clase A, caracterizados por una única banda de absorción en $\sim 1 \mu\text{m}$ y que son compatibles con el espectro de olivina pura. Por otro lado, están los asteroides de clase V, que presentan dos bandas de absorción en ~ 1 y $2 \mu\text{m}$, y que son compatibles con una mezcla de piroxenio y olivina. Estos espectros son semejantes a los de los meteoritos acondritos basálticos, que deben haber sufrido procesos de calentamiento y fusión muy intensos vinculados a fenómenos de vulcanismo. Tanto la olivina como el basalto son minerales característicos de objetos que pasaron por un proceso de diferenciación mineralógica por calentamiento. La idea aceptada actualmente es que, después de la etapa de condensación y aglutinación de un cuerpo de grandes di-

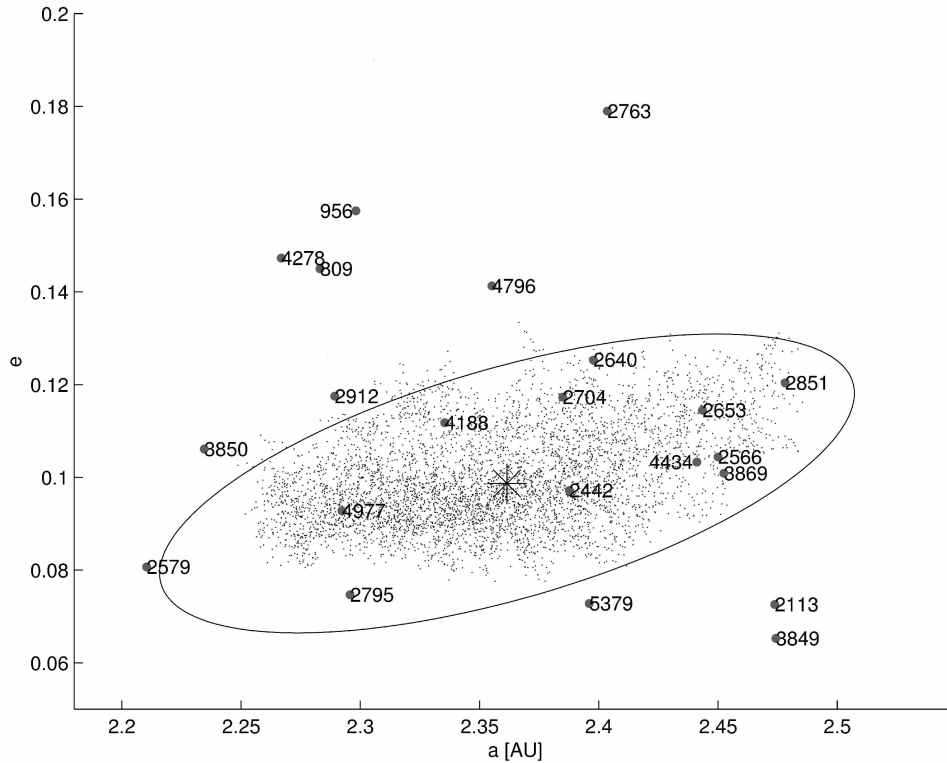


Figura 4. Proyección en el plano de semieje y excentricidad propios de los miembros de la familia de Vesta (puntos pequeños) y 22 asteroides de clase V que no son miembros de la familia (puntos gruesos). La posición de 4 Vesta está indicada por una estrella en el centro de la familia. La elipse que circunscribe a la familia corresponde a una velocidad de eyección a partir de 4 Vesta de 600 m/s y sería el límite máximo de velocidades de eyección que podrían ser generadas en un evento de craterización. Tomado de Carruba et al., 2005

mensionen (~ 100 km o más), el decaimiento radiactivo de ciertos isótopos como el Al^{26} , incorporados durante la etapa de condensación, produciría temperaturas elevadas en el interior del cuerpo por intervalos de tiempo suficientemente prolongados como para derretir los minerales y producir una diferenciación en capas. Durante este proceso de diferenciación, los minerales más pesados (principalmente Fe y otros metales) caerían hacia el centro del cuerpo formando un núcleo, mientras que los más leves (principalmente basalto y otros silicatos) emergerían hacia la superficie formando una costra poco profunda. Entre la costra y el núcleo restaría un ancho manto constituido principalmente por olivina. En el cinturón de asteroides existe un único objeto conocido que, en principio, tendría una estructura interna diferenciada como la descrita anteriormente: 4 Vesta. Este asteroide no sólo es uno de los mayores del cinturón ($D \sim 500$ km) sino que es el único gran asteroide que posee una superficie basáltica (McCord et al., 1970), lo que indica que debe haber pasado por una etapa de vulcanismo

intenso en el pasado. 4 Vesta también es interesante porque está asociado a una familia de asteroides: la familia de Vesta. Los miembros de esta familia son, en general, objetos pequeños ($D \sim 5$ km en media) y la mayoría presenta espectros de clase V, o sea basálticos. Esto llevó a pensar que la familia se habría originado a partir de una colisión que excavó un cráter en la superficie de 4 Vesta, siendo que la existencia de este cráter en el hemisferio sur del asteroide fue confirmada recientemente a través de imágenes del HST.

Sin embargo, la existencia de 4 Vesta y su familia está lejos de ser un problema resuelto, y abre grandes interrogantes sobre la formación y evolución del cinturón de asteroides. El hecho más paradójico es, precisamente, que 4 Vesta es el único gran asteroide basáltico. Otros grandes asteroides, inclusive mayores como 1 Ceres (~ 1000 km), no poseen una superficie basáltica. Muy por el contrario, 1 Ceres presenta un espectro de clase C, lo que indica que los minerales en su superficie no sufrieron ningún tipo de metamorfismo (o si lo sufrieron fue mínimo). ¿Cómo se explica entonces que dos de los asteroides más grandes del cinturón hayan pasado por procesos de evolución mineralógica tan diferentes? Hasta el momento, esta paradoja sigue sin respuesta, pero es evidente que el tamaño del objeto no es el que define si va a ocurrir o no diferenciación. Podríamos suponer que la diferencia está en la cantidad de isótopos radiactivos captados durante el proceso de acreción de ambos asteroides. Sin embargo, Ceres y Vesta están a una distancia del Sol muy parecida (2.76 y 2.36 UA, respectivamente), y resulta difícil imaginar como el gradiente de isótopos radiactivos en la nebulosa primordial podría haber sido tan abrupto. Tal vez en un futuro encontremos una solución a esta paradoja.

Otro problema vinculado a la existencia de la familia de Vesta, se refiere al hecho de que existen algunos asteroides basálticos que no forman parte de la familia. Actualmente se conocen 23 asteroides de clase V que no son miembros de la familia de Vesta. El caso más patológico es el de 1459 Magnya, un objeto de ~ 15 km de diámetro localizado en el cinturón asteroidal externo, a unas 3.14 UA (Lazzaro et al., 2000). Este asteroide se encuentra muy distante de 4 Vesta como para ser un fragmento arrancado de su superficie por una colisión. La existencia de 1459 Magnya abre nuevas perspectivas sobre la posible existencia de otros asteroides basálticos además de 4 Vesta y los vestoides². El problema es que 1459 Magnya parece ser demasiado pequeño como para haber atravesado por un proceso diferenciación mineralógica. Por otro lado, si Magnya es un fragmento de un asteroide basáltico mayor, ¿dónde están los otros fragmentos? ¿Por qué no detectamos ninguna familia de asteroides de clase V en la región en que se encuentra Magnya? Una posible respuesta es que esta familia haya existido en el pasado, pero sus miembros se terminaron dispersando debido a mecanismos de evolución dinámica caótica hasta el punto en que actualmente no es posible identificar trazos de la familia original (Michtchenko et al., 2002). La posibilidad de que en el pasado haya existido un asteroide basáltico de gran tamaño en la región donde actualmente se encuentra Magnya abriría un nuevo panorama de ideas sobre la formación del cinturón de asteroides. Sin embargo, para consolidar esta hipótesis sería importante descubrir otros asteroides basálticos en la misma

²Asteroides basálticos que son miembros de la familia de Vesta.

región de Magnya, aún que éstos no constituyan una familia. Lamentablemente, hasta el momento esto no ha sido posible.

Por otro lado, existe un gran número de asteroides basálticos localizados muy próximos de la familia de Vesta. La Fig. 4 muestra estos objetos proyectados en el plano de semieje mayor propio *vs.* excentricidad propia. En un trabajo reciente (Carruba et al., 2005) mostramos que algunos de estos asteroides pueden ser, de hecho, fugitivos de la familia de Vesta que migraron hasta sus configuraciones orbitales actuales por diferentes mecanismos dinámicos que actuarían en escalas de tiempo del orden de miles de millones de años. Entre estos mecanismos se destacan las resonancias (Nesvorný et al., 2003) y el efecto Yarkovskiy (Bottke et al., 2003b)³. Aún así, estos mecanismos pueden no ser suficientes para explicar la presencia de todos estos asteroides basálticos fuera de la familia de Vesta y precisamos de estudios más detallados antes de poder elaborar conclusiones definitivas.

Para finalizar, destaquemos que la existencia de objetos basálticos en el cinturón de asteroides contrasta significativamente con la casi total ausencia de objetos compuestos por olivina (asteroides de clase A) y la escasez de objetos metálicos (asteroides de clase M). La quiebra de un gran asteroide diferenciado mineralógicamente debería producir fragmentos tanto provenientes de la costra (basaltos), como del manto (olivinas), como del núcleo (hierro). Si suponemos que casi todos los asteroides basálticos provienen del cráter excavado en la costra de 4 Vesta, la ausencia de olivina resulta plausible, ya que el cráter no habría llegado a afectar el manto. Pero por otro lado, ¿de dónde salieron los asteroides ferrosos? Si estos objetos metálicos son restos del núcleo de otros asteroides diferenciados además de Vesta, ¿donde están los fragmentos del manto y de la costra? Una posible respuesta sería que los asteroides metálicos no son restos de núcleos sino que se formaron por la condensación de metales puros, una idea difícil de sustentar a la luz de nuestro conocimiento actual sobre los procesos de acreción y formación de asteroides. La otra posible respuesta, que viene siendo discutida recientemente, sería que la olivina y el basalto serían minerales muy frágiles que se pulverizarían totalmente durante procesos de quiebra violentos (como los que serían necesarios para fragmentar totalmente un asteroide de gran tamaño), no sobreviviendo así ningún fragmento. Sea cual sea la respuesta, tenemos un vasto camino abierto para futuras investigaciones.

4. Conclusiones

En este informe invitado hemos presentado algunos hechos significativos sobre las características dinámicas y físicas de los asteroides, tal como las conocemos actualmente. Por un lado, mostramos que existe una fuerte evidencia a favor de la existencia de asteroides con estructura interna de rubble-pile y que esto podría afectar nuestra visión actual sobre los procesos de evolución colisional en el cin-

³Este último mecanismo se origina por la reemisión térmica en la superficie del asteroide, que genera una fuerza de retroceso que a su vez se traduce en una aceleración orbital. Dependiendo del sentido de rotación del objeto, retrógrado o prógrado, esta aceleración puede ser disipativa o antidisipativa, respectivamente, y su efecto neto será disminuir o aumentar, respectivamente, el semieje orbital medio del asteroide.

turón de asteroides. Por otro lado, presentamos algunos interrogantes que surgen al analizar la mineralogía de los asteroides a la luz de nuestros conocimientos actuales sobre los familias de asteroides y sobre los procesos primordiales de formación de grandes asteroides. Estos son apenas algunos ejemplos de los muchos problemas que tenemos todavía para investigar y tratar de resolver en el ámbito de la física y dinámica de los pequeños cuerpos del Sistema Solar.

Referencias

- Benz, W., & Asphaug, E. 1999, *Icarus*, 142, 5
- Bottke, W. F., Cellino, A., Paolicchi, P., & Binzel, R. P. 2003a, *Asteroids III*, University of Arizona Press, Tucson
- Bottke, W. F., Vokrouhličky, D., Rubincam, D. P., & Broz, M. 2003b, en: *Asteroids III*, W. F. Bottke et al. (eds.), p. 395
- Bus, S. J., Vilas, F., & Barucci, M. A. 2003, en: *Asteroids III*, W.F. Bottke et al. (eds.), p. 169
- Campo-Bagatin, A., Petit, J.-M., & Farinella, P. 2001, *Icarus*, 149, 198
- Carruba, V., Michtchenko, T. A., Roig, F., Ferraz-Mello, S., & Nesvorný, D. 2005, enviado para A&A
- Farinella, P. & Davis, D. R. 1992, *Icarus*, 97, 111
- Hilton, J. L. 2003, en: *Asteroids III*, W.F. Bottke et al. (eds.), p. 203
- Lazzaro, D., Michtchenko, T. A., Carvano, J. M., Binzel, R. P., Bus, S. J., Burbine, T. H., Mothé-Diniz, T., Florczak, M., Angeli, C. A., & Harris, A. W. 2000, *Science*, 288, 2033
- McCord, T. B., Adams, J. B., & Johnson, T. V. 1970, *Science*, 168, 1445
- Michtchenko, T. A., Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., & Roig, F. 2002, *Icarus*, 158, 343
- Mothé-Diniz, T., Roig, F., & Carvano, J. M. 2005, *Icarus*, 174, 54
- Nesvorný, D., Ferraz-Mello, S., Holman, M., Morbidelli, A. 2003, en: *Asteroids III*, W.F. Bottke et al. (eds.), p. 379
- Nesvorný, D., Jedicke, R., Whiteley, R. J., & Ivezić, Z. 2005, *Icarus*, 173, 132
- Praveč, P., Harris, A. W., & Michałowski, T. 2003, en: *Asteroids III*, W.F. Bottke et al. (eds.), p. 113
- Richardson, D. C., Leinhardt, Z. M., Melosh, H. J., Bottke, W. F., & Asphaug, E. 2003, en: *Asteroids III*, W. F. Bottke et al. (eds.), p. 501
- Roig, F., Duffard, R., Penteadó, P., Lazzaro, D., & Kodama, T. 2003, *Icarus*, 165, 355
- Viateau, B. 1999, *A&A*, 354, 725

Granos pre-solares en meteoritos

María E. Varela

CONICET-UNS, Depto. de Geología, San Juan 670, 8000 B. Blanca,

Argentina, evarela@criba.edu.ar

Abstract. This is a review of recent research on pre-solar matter in meteorites. Most of the matter of the solar nebula was processed in the early Solar System and became isotopically homogeneous. However, meteorites keep isotopic evidences, which indicates the existence of different nebular reservoirs. Also, they store small quantities of unprocessed pre-solar matter. These grains, mostly of circum-stellar origin, have an isotopic signature that cannot be explained by solar system processes but can so by stellar nucleosynthesis. Thus, they are a powerful tool for the studies of nucleosynthesis and stellar mixing processes and for advancing in the comprehension of the stellar atmospheres.

Resumen. El presente trabajo es una revisión de los diferentes estudios realizados con respecto a la materia pre-solar contenida en los meteoritos. La mayoría de este material pre-solar ha sido procesado en el Sistema Solar temprano y devino isotópicamente homogéneo. No obstante, los meteoritos poseen evidencias isotópicas que indican la existencia de diferentes reservorios en la nebulosa solar. También, son capaces de almacenar pequeñas cantidades de granos pre-solares en forma prístina. Estos granos, de origen circum-estelar, poseen una rúbrica isotópica que no puede ser explicada a través de procesos ocurridos en el Sistema Solar, pero si en términos de nucleosíntesis estelar. Por lo tanto, son una herramienta importante para los estudios de los procesos de nucleosíntesis y mezclas estelares así como para el avance en la comprensión de las atmósferas de las estrellas donde ellos se formaron.

1. Introducción

Los meteoritos contienen pequeñas cantidades de granos pre-solares que han sobrevivido sin alterarse los procesos ocurridos antes y después de la formación del Sistema Solar. Estos granos exhiben grandes anomalías y variaciones en su composición isotópica tanto en elementos mayores como en trazas.

Hasta no hace mucho tiempo toda la información sobre polvo interestelar era obtenida por observaciones astronómicas. En las últimas décadas una nueva fuente de información sobre el polvo interestelar se identificó en forma de granos pre-solares en los meteoritos. La información más importante extraída de ellos es acerca de su fuente estelar. Su estudio permite obtener con precisión las composiciones elementales e isotópicas de pequeños cristales provenientes de estrellas que nacieron y murieron antes que nuestro Sol. Estos granos pre-solares que han muestreado las capas más externas así como las más profundas de las estrellas, permanecen intactos dentro de los meteoritos primitivos. Para obtener

información más detallada, el lector puede consultar los siguientes reviews: Anders y Zinner, 1993; Ott, 1993; Zinner, 1998; Bernatowicz y Zinner, 1997.

2. Nebulosa solar heterogénea

Todos los modelos de la formación del Sistema Solar parten de una gran masa interestelar constituida, esencialmente, de Hidrógeno y de Helio, conteniendo 1% en masa de polvo pre-solar sintetizada anteriormente en ambientes estelares. Durante el año 1967, todavía se creía que la nebulosa solar era isotópicamente homogénea. Esta homogeneidad era consistente con la noción de que la nebulosa estaba completamente vaporizada, caliente y bien mezclada (Cameron, 1962). Por lo tanto, ningún componente pre-solar podía existir en los objetos del Sistema Solar.

El primer indicio de que las rúbricas isotópicas del material pre-solar habían podido sobrevivir a la formación del Sistema Solar están dadas por el elemento Hidrógeno (Boato, 1954). Pero no fue hasta el año 1973, que una evidencia clara e indiscutible de una *signatura* isotópica no-terrestre fue encontrada por Clayton, et al., (1973). La composición isotópica del oxígeno de los minerales anhidros y de alta temperatura en el meteorito Allende mostraron una relación ($\delta^{17}O$ vs. $\delta^{18}O$) diferente al fraccionamiento terrestre, y es a partir de este momento que la idea de relictos pre-solares en meteoritos fue aceptada. De acuerdo a lo indicado por Thiemens (1988), las mediciones de los isótopos de oxígeno en las diversas clases de meteoritos, muestran la existencia de diferentes reservorios en la nebulosa solar con características isotópicas distintivas. Las fuentes de estos reservorios permanecen desconocidas. Si estas fuentes son nucleosintéticas, entonces las características isotópicas deberían mantenerse en el espacio y tiempo. Si por el contrario, es un proceso químico el responsable de tales anomalías isotópicas, entonces es posible que un solo reservorio haya producido las distribuciones observadas.

Clayton and Mayeda (1977) y Wasserburg (1977), fueron los primeros en mostrar correlaciones entre las anomalías del ^{16}O y los efectos isotópicos de otros elementos, como el Mg. Mostraron que el fraccionamiento de masas de los isótopos del oxígeno podía ser correlacionado al fraccionamiento de masas del Mg.

En estudios recientes, basados en análisis de sonda iónica en hibonitas ($CaAl_{12}O_{19}$), Hinton et al., (1987) indicó que el 7 % del ^{50}Ti del Sistema Solar, había sido incorporado en un breve tiempo antes de la formación del Sistema Solar, y que la mezcla con 5 % de eyecciones de supernova dentro de la nube pre-solar, puede explicar las variaciones isotópicas del ^{16}O , las relaciones $^{26}Al/^{27}Al$ y el ^{50}Ti . Ellos notaron que la falta de correlación entre los efectos del ^{50}Ti y el fraccionamiento químico estaría indicando que la nube pre-solar no era homogénea con respecto al Ti.

Como la composición isotópica del Sistema Solar resulta de una mezcla profunda de numerosos componentes provenientes de diversas fuentes estelares, toda desviación con respecto a la composición isotópica media del Sistema Solar representa una Anomalía Isotópica.

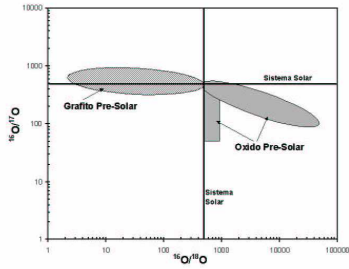


Figura 1. La relación isotópica del oxígeno 16/18 ($^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$) del Sistema Solar es cercana a 500, pero aquella de los granos pre-solares puede variar entre 2.7 a 40000. (Hoppe & Zimmer, 2000).

3. Análisis isotópicos

Las medidas de las relaciones isotópicas pueden realizarse en principio, a partir de toda propiedad que dependa de la masa atómica. Por ejemplo, las medidas espectroscópicas de isótopos en las estrellas son posibles porque la frecuencia de vibración molecular depende de la masa exacta de átomos y porque los espectros ópticos emitidos por las estrellas muestran picos distintos para diferentes isótopos.

En laboratorio, los isótopos son detectados mediante la utilización de un espectrómetro de masa. La sonda iónica (SIMS, Secondary Ion Mass Spectrometry) es un instrumento para el micro-análisis, que contiene un espectrómetro de masa donde los minerales pueden ser analizados en forma puntual (área de análisis $\sim 10 \mu\text{m}$). Por lo tanto, se pueden hacer comparaciones entre un punto y otro. Mas aún, el desarrollo de la nano-sonda iónica (realiza micro-análisis a la escala del nm) es un instrumento especial para el estudio de granos pre-solares teniendo en cuenta que una gran población de los mismos tiene tamaños inferiores a un micrón.

4. Gases nobles en meteoritos

4.1. Su rol en el descubrimiento de los granos pre-solares

Dentro de los elementos que componen los meteoritos, los gases nobles son únicos. Al ser volátiles y no-reactivos, ellos no condensaron totalmente ni siquiera en los meteoritos más primitivos. Por lo tanto, están presentes en una fracción pequeña de la abundancia solar: de 10^{-5} Xe a 10^{-9} para el He y Ne. Pero esta pequeña cantidad de gas noble primordial está estrechamente ligada a su fase huésped o *carrier* y sólo puede ser extraída a altas temperaturas. La técnica que se utiliza para su liberación es el calentamiento en pasos (stepped heating combustion), donde se analizan las fracciones del gas liberadas a temperaturas cada vez más elevadas. En esta técnica, cada componente del gas puede liberarse uno por uno, a medida que su fase huésped o *carrier* se descompone, o bien, se vuelve permeable.

La mayor parte de los gases nobles es Local, es decir su composición elemental e isotópica semeja a aquella de la atmósfera terrestre. Por lo tanto, puede ser relacionada con la composición solar por posibles procesos dentro del Sistema Solar, como por ejemplo: fraccionamiento de masas. Una pequeña parte del gas primordial es EXÓTICO, es decir, contiene una composición isotópica que no puede ser explicada por procesos dentro del Sistema Solar.

Los principales gases nobles estudiados fueron el Neón y Xenón. Pero fue la búsqueda de las fases portadoras (*carriers*) del exótico Xe-HL (High-Low) (Reynolds y Turner, 1964), del Xe-S (Srinivasan y Anders, 1978) y del Ne E (Black y Pepin, 1969) que permitió el aislamiento de los granos pre-solares, 20 años después (Edward Anders, 1988).

4.2. Neón

Hasta 1969, se pensaba que el Neón encontrado en los meteoritos era la mezcla de tres componentes: el Neón A (planetario), Neón B (solar) y el Neón S (cosmogénico). No obstante, cuando Black & Pepin (1969) analizan seis condritas carbonosas del tipo CI y CM por medio del calentamiento en pasos, encontraron que la fracción de gas noble liberada entre 900 y 1100 °C se encontraba debajo del triángulo definido por los tres componentes, tenía una relación $^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$: 3.4. Este componente denominado **Neón E** no podía ser el resultado de un proceso solar (relación $^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$ solar: 13) por un simple fraccionamiento de masas. Un fraccionamiento de este tipo significa la existencia de una dilución muy importante. Es decir, el contenido de Neón estimado en la nebulosa solar debería estar en un reservorio inicial 10^{10} veces más grande. Parece mucho más razonable pensar que el **Neón E** se produjo, ya sea por nucleosíntesis estelar bajo condiciones que favorecen la baja relación $^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$, o bien, por el decaimiento (β^+ de 2.6 años) del ^{22}Na .

Cuando se procede al aislamiento de la fase portadora del Neón E, se tiene en cuenta que, si el Neón E se forma a partir del ^{22}Na , el Neón E tendría que ser mono-isotópico, pero, si se forma por nucleosíntesis estelar, debería estar acompañado por una pequeña cantidad de otros isótopos del Ne y de los otros gases nobles. Sin embargo se encontró que ningún otro componente de gas noble estaba asociado con el Ne E. Por lo tanto, el Ne E es mono-isotópico ^{22}Ne proveniente del decaimiento del ^{22}Na . Si tenemos en cuenta que la vida media del ^{22}Na es de sólo 2.6 años, para que queden registros de su decaimiento, necesitamos que su fase huésped, esto es cualquier grano sólido, condense en pocos meses, mucho antes que el ^{22}Na haya decaído. Esto indica condiciones explosivas: **gigante roja, nova o supernova**, ya que todas ellas producen ^{22}Na y a su vez eyectan materia bajo condiciones que permiten la condensación de sólidos en pocos meses.

4.3. Xenón

Fue en el meteorito Renazzo (condrita carbonosa de tipo CR) donde se encontró que, en la fracción extraída entre 700 y 1000 °C, el Xe pesado (^{131}Xe a ^{136}Xe) estaba enriquecido. Esta abundancia creciente podría ser atribuida a una fisión espontánea. No obstante, los estudios posteriores muestran que la fracción enriquecida en isótopos de Xe pesados [Xe(H): Xenon High], también estaba acompañada de un enriquecimiento en Xe liviano [Xe(L): Xenon Low].

Este doble enriquecimiento, que no podía explicarse por fisión espontánea, involucra procesos de nucleosíntesis. Posiblemente, nucleosíntesis en una supernova por procesos-p y procesos-r (p-process: proton capture, r-process: neutron capture on a rapid time scale).

Ningún proceso único puede explicar el enriquecimiento simultáneo de **Xe(H)** y **Xe(L)**. Los estudios realizados para aislar la fase portadora del **Xe(HL)**, mostraron que estaba localizado en una fase de carbono, de pequeño tamaño pero de alta resistencia química, la cual fue identificada como **diamante** (Lewis et al., 1987).

4.4. Xenón-S

Este componente que se descubrió en el meteorito Murchison (condrita carbonosa del tipo CM), tiene altas temperaturas de liberación (1600 °C) y alta relación $^{130}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$. El *pattern* del xenón encontrado: enriquecido en ^{128}Xe , ^{130}Xe y ^{132}Xe , pero deprimido en los isótopos livianos ^{124}Xe - ^{126}Xe y en los pesados ^{134}Xe - ^{136}Xe , se semeja mucho al previsto en los procesos-s (s-process: captura neutrónica en una escala de tiempo pequeña (slow)), por lo tanto, se lo llamó **Xe-S**. Como los procesos-s ocurren en las gigantes rojas, es muy posible que el Xe-S se produzca en este tipo de estrellas y se libere cuando las gigantes rojas pierden materia a alta velocidad, o bien durante algún estadio posterior: nebulosa planetaria o supernova.

En resumen, los primeros granos pre-solares que pudieron aislarse comprenden compuestos de carbono: SiC (Bernatowicz et al., 1987), Diamante (Lewis et al., 1987) y Grafito (Amari et al., 1990), contenidos en meteoritos carbonosos. Estos granos se encuentran bien protegidos en una cantidad de 10^2 ó 10^4 veces la cantidad de carbón que ellos poseen y sólo pudieron ser encontrados por su contenido en gases nobles anómalos. En la siguiente tabla se resume la información de la primera materia pre-solar aislada, sus dimensiones, tipo de gas noble anómalo y sus posibles fuentes estelares (datos de Hoppe and Zinner, 2000).

Tabla 1

Tipo	Dimensión	Gas Noble	Fuente Estelar
Diamante	2 nm	Xe (HL)	SN
SiC	0,2 - 2 μm	Xe-S / Ne E(H)	AGB
Grafito	1 - 20 μm	Ne E(L)	SN/AGB/Nova

5. Formación de los granos pre-solares

Los granos pre-solares se forman cuando las temperaturas en las capas superiores de las gigantes rojas o de las eyecciones de supernova son suficientemente bajas tal que permiten la condensación de minerales. La composición isotópica de cualquier grano pre-solar refleja aquella de la atmósfera estelar donde el grano condensó.

Después de su formación en el medio estelar como granos circumstelares o como condensados de supernova, los granos comienzan un viaje en el medio interestelar como granos interestelares.

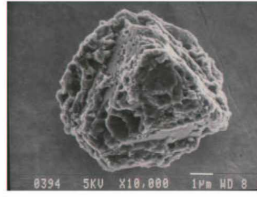


Figura 2. Cristal pre-solar euédrico de SiC aislado del meteorito Murchison. Las orquedades que se observan son típicas de cristales de crecimiento rápido. Microfotografía tomada en el SEM (Secondary Electron Microscope). Reproducción realizada con la autorización de Sachiko Amari.

6. Fuentes estelares de los granos pre-solares

Hasta el presente se han identificado diversas fases pre-solares a saber: carburos (TiC, SiC), nitruros (Si_3N_4), óxidos (Al_2O_3 , $MgAl_2O_4$). Las fases minerales pre-solares más estudiadas en los meteoritos son los SiC. Estos granos se han encontrado en meteoritos carbonosos, en condritas ordinarias y en condritas a enstatita, en concentraciones que llegan a los 10 ppm (Huss y Lewis, 1995). Sobre la base de su composición isotópica en C, N y Si y a la abundancia de ^{26}Mg se pueden diferenciar seis tipos de granos de SiC: los correspondientes a la corriente principal o *mainstream* (90 %) y los minoritarios tipo A, B, X, Y y Z (Hoppe y Ott, 1997).

Las fuentes estelares más probables de los granos del *mainstream* son las estrellas de tipo AGB. Los granos del *mainstream* tienen una relación $^{12}C/^{13}C$ que cubre un rango entre 20 y 100 (Hoppe et al., 1994; 1996), similar a las estrellas de carbón ($^{12}C/^{13}C$: 30-100, Lambert et al., 1986). A su vez, las estrellas de carbón están consideradas como las fuentes más prolíficas para inyectar la materia carbonosa en el medio interestelar (Tielens, 1990) y muestran la emisión de $11.3 \mu m$ típica de los SiC (Treffers and Cohen 1974). Los granos de tipo X podrían ser originados en las eyecciones de una supernova.

Antes de analizar las relaciones isotópicas de los granos de SiC, es necesario analizar en forma sintetizada cuáles son los procesos que producen un enriquecimiento en determinados isótopos de carbono y nitrógeno en las estrellas de tipo AGB.

La variación isotópica en las estrellas AGB ricas en C, resulta de 1) la quema de H en el núcleo mediante el ciclo CNO y una posterior mezcla durante el primer y segundo *dredge-up* y, 2) de la quema de He y mezcla en las capas superficiales a través de un tercer *dredge-up* durante la fase AGB (Frost y Lattanzio, 1996). Como la quema de He produce ^{12}C puro, los sucesivos *dredge-up* en la etapa pulsante AGB, tornan a una estrella que, inicialmente era rica en oxígeno, en otra rica en carbón.

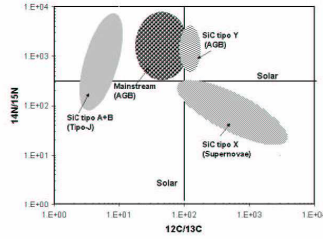


Figura 3. Relación isotópica de C y N en granos de SiC extraídos de los meteoritos Murchison y Acfer 094. Se especifica el tipo de grano y su posible fuente estelar entre parentésis. Datos de Hoppe et al. (1994); Nittler et al. (1995); Amari et al. (1997); Gao et al. (1996) y Gao y Nittler (1997).

El ciclo CNO también favorece la producción de ^{14}N incrementando de esta manera la relación $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ luego de un primer y segundo *dredge-up*. La existencia de un tercer *dredge-up*, no altera la relación isotópica del nitrógeno.

Mientras que la relación $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ de los granos de SiC del *mainstream* está dentro de los valores previstos para una estrella de tipo AGB ($^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$: 20-300, Gallino et al., 1994), los rangos del N exceden los previstos en los modelos de *dredge-up* ($^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$: 600-1600, El Eid, 1994). Es decir, este modelo explica correctamente la composición isotópica del carbono. Pero no puede explicar las altas relaciones de nitrógeno. Para explicar la alta relación $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$, se introduce el Cool Botton Process (CBP) (Wasserburg et al., 1995). En este proceso, se producen corrientes más profundas llevando el material de las capas superficiales hasta las zonas de mayor temperatura donde se quema el H mediante el ciclo CNO. Esto da como resultado un incremento de la relación $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ hasta valores de 6000. En el caso de los granos de tipo A+B, su relación $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ difiere de la de los granos del *mainstream*. Las estrellas de tipo J, tienen una relación $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ en el rango que cubren los granos de tipo A+B. Por lo tanto, estas estrellas son las que se consideran como posibles fuentes estelares de estos granos (Lambert et al., 1986).

De igual manera se procede con todos los grupos de granos pre-solares: Carburo, óxidos, nitruros, grafitos y diamantes. Es decir, se analizan detalladamente todas sus relaciones isotópicas en oxígeno ($^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$), silicio ($^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$, $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$), carbono ($^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$), nitrógeno ($^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$), aluminio ($^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$), titanio ($^{44}\text{Ti}/^{48}\text{Ti}$) etc., y se establece su posible fuente estelar. El porcentaje en que contribuye cada fuente estelar puede variar. Por ejemplo en el caso de los SiC más de un 90 % de los mismos procederían de estrellas de tipo AGB, un 5 % tendría su fuente en estrellas de tipo J y solo un 1 % podría tener un origen en supernovas. Un solo grupo de granos pre-solares: los Si_3N_4 , tiene el 100 % de contribución de una sola fuente estelar. Los nitruros de silicio están enriquecidos en ^{12}C , ^{15}N , ^{28}Si y en el isótopo extinto ^{26}Al . Todas estas características son típicas de granos producidos en supernovas.

7. Conclusiones

Los granos pre-solares pueden guardar en su memoria los procesos de nucleosíntesis ocurridos, tanto en su estrella fuente, como en su evolución química galáctica. Su composición isotópica permite la identificación de dos fuentes estelares principales: estrellas de masa mediana a baja durante sus fases de Gigante Roja o AGB y supernova. Las primeras, producirían la mayoría de los SiC y algunos óxidos (Al_2O_3) encontrados en los meteoritos primitivos. Las segundas, serían fuentes de los nitruros de silicio y los granos de grafito de baja densidad. Hasta el presente, no es posible determinar claramente a que tipo de supernova (Tipo II o Tipo IA) corresponden las anomalías isotópicas de estos granos. Tanto en las estrellas AGB como en supernovas, los procesos de mezcla tienen una fuerte influencia en la nucleosíntesis. Estos procesos son fundamentalmente complejos durante una explosión de supernova. De allí, que el progreso que se haga en este campo dependerá, no solamente del hallazgo de nuevos granos pre-solares y de un avance en los cálculos teóricos de nucleosíntesis en supernovas, sino también de un avance en las técnicas isotópicas que permitan medir la identidad isotópica de cada átomo en el grano pre-solar.

Agradecimientos: Deseo agradecer al Comité Científico de la 47 Reunión Científica Anual 2004, de la Asociación Argentina de Astronomía por su invitación a presentar este informe.

Referencias

- Amari, S., Anders, E., Virag, A., & Zinner E. 1990, *Nature*, 345 238-240.
- Amari, S., Nittler L. R., Zinner, E., & Lewis R. S. 1997, *LPSC* 28, 33-34.
- Anders, E. 1988, Kerridge and Matthews (eds), University of Arizona Press, Tucson. pp. 927-955.
- Anders, E., & Zinner, E. 1993, *Meteoritics* 28, 490-514.
- Bernatowicz, T., Amari, S., Zinner, E., & Lewis, R. S. 1987, *Nature* 330, 728-730.
- Black, D. C., & Pepin, R. O. 1969, *EPSL* 6, 395-405.
- Boato, G. 1954, *GCA* 6, 209-220.
- Cameron, A. W. G. 1962, *Icarus* 1, 13-69.
- Clayton R. N., Grossman, L., & Mayeda T. K. 1973, *Science* 182, 485-488.
- Clayton, R., & Mayeda, T. K. 1977, *Geophys. Res. Lett.* 4, 295-298.
- El Eid, M. 1994, *A&A* 285, 915-28
- Frost C. A., & Lattanzio, J. C. 1996, *Liege Univ. Press* pp. 307-325.
- Gallino, R., Raiteri, C M., Busso, M., & Matteucci, F. 1994, *AJ* 430, 858-869.
- Gao, X., & Nittler, L. R. 1997, *LPSC* 28, 393-394.
- Gao, X., Amari, S., Messenger, S., Nittler, L. R., Swan, P. D., & Walker, R. M. 1996, *MAPS* 31, A48.
- Hinton R. W., Davis, A. M., & Scatena-Wachel, D. E. 1987, *ApJ*. 313, 420-428.
- Hoppe, P., Amari, S., Zinner, E., Ireland, T., & Lewis, R. S. 1994, *AJ* 430, 870-890.

- Hoppe, P., & Ott, U. 1997, AIP Press, New York, pp. 27-58.
- Hoppe, P., & Zinner, E. 2000, J.G.R. 105, 10371-10385.
- Huss G. R., & Lewis R. S. 1995, GCA 59, 115-160.
- Lambert D. L., Gustafsson, B. Eriksson, K., & Hinkle, K. H. 1986, AJ, Suppl. 62, 373-425.
- Lewis, R. S., Tang, J. F., Wacker, E., Anders, E., & Steel, E. 1987, Nature 362, 160-162.
- Nittler L. R., Hoppe P., Alexander, CMO'D, Amari, S., & Eberhardt P. et al. 1995, AJ 453, L25-28.
- Ott, U. 1993, Nature 364, 25-33.
- Thiemens, M. H. 1988, University of Arizona Press, Tucson. pp. 899-926.
- Tielens, A. G. G. M. 1990, NASA Conf. Publ. 3061, pp. 59-111.
- Treffers, R., & Cohen, M. 1974, AJ 188, 545-552
- Wasserburg, G. J., Boothroyd A. I., & Sackmann, I. J. 1995, AJL 447, L37-40.
- Wasserburg, G. J. 1977, Geophys. Res. Lett. 4 299-302.
- Zinner, E. 1998, Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 26, 147-188.

Estudios astrogeodinámicos de variaciones de Latitud - Período 1996-1998

Ester Alonso, Ana María Pacheco, Ricardo Podestá y Eloy Actis
OAFA, San Juan, Argentina

Abstract. Astrogeodynamycs is nowadays one of the most increasing activities in astronomical research. Observatorio Astronómico Félix Aguilar takes part of it by means of Photoelectric Astrolabe PA 2 observations from San Juan, Argentina. Here we present a comparison between Instantaneous Latitude Variation and data published by IERS, for the period January 1996 to December 1998. The resulting curve has been obtained from observation of Fundamental Stars Groups, computing weight values of Latitude Variation for each night, previously corrected of Pole Movement. Finally we analyze the possibility of a relation between this curve and the occurrence of earthquakes of more than 5 magnitude (Mercalli scale).

Resumen. Una de las actividades crecientes en la investigación astronómica es la Astrogeodinámica. El Observatorio Astronómico Félix Aguilar colabora con esta actividad a través de observaciones realizadas con el Astrolabio Fotoeléctrico PAII. En esta comunicación se muestra la comparación entre la Variación Instantánea de la Latitud y los datos publicados del IERS, para un período comprendido entre enero de 1996 y diciembre de 1998. La curva resultante se ha obtenido de las observaciones de grupos fundamentales de estrellas calculando valores pesados de Variación de Latitud para cada noche, corregidos previamente por Movimiento del Polo. Finalmente se analizan las posibles relaciones entre dicha curva y los sismos (magnitud mayor que 5) ocurridos durante ese período de tiempo en San Juan.

1. Introducción

Desde 1976, año en que ocurrió el fuerte terremoto en Tang Shan, con una magnitud de 7.8, astrónomos del BAO Beijing Astronomical Observatory (China) comenzaron con estudios astronómicos y geofísicos demostrando que existen relaciones entre las anomalías en Tiempo y Latitud Astronómica y estos eventos sísmicos.

Los científicos Chinos han realizado profundos estudios de estos fenómenos y actualmente se los aplica en el área de la capital China y otras zonas sísmicas. La provincia de San Juan, ubicada en la región centro-oeste de la República Argentina, se localiza en la zona de mayor actividad sísmica del país. Prueba de ello lo constituye la elevada sismicidad que registran las estaciones sismológicas, así como los numerosos terremotos destructivos que la han afectado en los últimos 100 años.

Ante esta realidad surge la necesidad de trabajar en forma mancomunada geofísicos, astrónomos, geodestas, etc. en la Prevención Sísmica, tema de suma importancia para todos los habitantes de esta región.

Por todo ello es que el Observatorio Astronómico Félix Aguilar comenzó, desde 1995, con los estudios astrogeodinámicos que muestran que las anomalías de los residuos astrométricos de tiempo y latitud que ocurren antes de un sismo fuerte, pueden usarse como método para monitorear y predecir terremotos en la vecindad de una estación o lugar de observación.

Para este trabajo se realizaron observaciones sistemáticas de grupos fundamentales de estrellas con el Astrolabio Fotoeléctrico PAII, instalado en San Juan desde el año 1992.

2. Reducción de las observaciones

La diferencia entre el dato de observación, reducido de las observaciones estelares, y el promedio de los datos observacionales del mundo, dados por los valores del International Earth Rotation Service, es el residuo en Latitud Astronómica. Estos residuos pueden calcularse a través de la siguiente expresión:

$$d\Delta\varphi = \Delta\varphi_{SJ} - \Delta\varphi_{IERS} = \Delta\varphi_{obs} - (x\cos\lambda_o + y\sen\lambda_o)$$

Donde:

$d\Delta\varphi$ = residuo en Latitud

$d\Delta\varphi_{SJ}$ = variación de Latitud obtenida con el Astrolabio de San Juan

$d\Delta\varphi_{IERS}$ = valor dado por el IERS

$d\Delta\varphi$ = residuo propio observado en Latitud respecto del valor adoptado para el Astrolabio ($\varphi = -31^{\circ} 30' 38.880''$)

x , y = coordenadas del Polo respecto al Origen Convencional Internacional (CIO), dadas por el IERS e interpoladas para el instante de observación.

λ_o = Longitud Astronómica adoptada para el Astrolabio ($\lambda_o = -4^{\text{h}} 34^{\text{m}} 28^{\text{s}}.920$)

El proceso de análisis de los datos observacionales ha sido el siguiente:

- Primero se han homogeneizado los valores de Latitud observados para cada grupo estelar fundamental, de acuerdo al peso de la observación. El peso de cada observación se obtiene como $P = 0.1/e^2$, donde e es el Error Cuadrático Medio.
- Se promedian una cantidad de valores observados tal que sumen un peso de aproximadamente 40.
- Se interpolan las coordenadas del Polo(X , Y) dadas por el IERS para el instante de observación, en Días Julianos Modificados (MJD).
- Se obtienen las curvas de la Variación de la Latitud del Astrolabio, respecto de los valores calculados por el IERS.
- Por último se analizan los datos correspondientes a las variaciones anómalas con respecto a los sismos acontecidos en las cercanías de la zona de influencia del Astrolabio en ese período de tiempo.

3. Conclusiones

Las anomalías de Tiempo y Latitud derivadas de los residuos de observaciones estelares se muestran de dos maneras: Anomalías de Corto Período y Anomalías

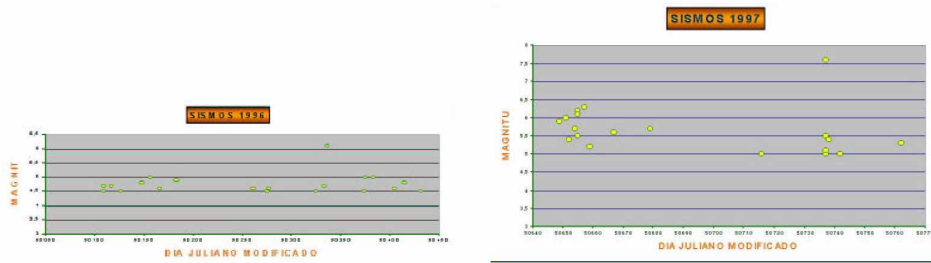


Figura 1. *Izquierda:* Sismos 1996. *Derecha* Sismos 1997.

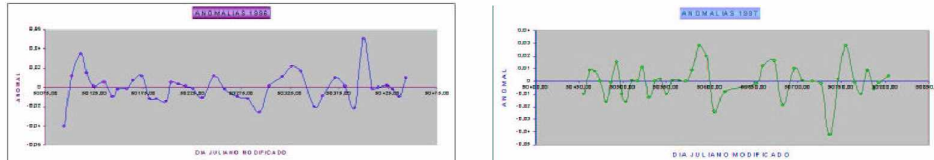


Figura 2. *Izquierda:* Anomalías 1996. *Derecha* Anomalías 1997.

de Largo Período.

Anomalías de Corto Período:

- Pueden aparecer 3 a 5 meses antes de que ocurra un terremoto fuerte.
- Los terremotos de magnitud mayor que 6 cuya distancia epicentral es menor de 200 kilómetros, pueden detectarse con un instrumento óptico de gran precisión.
- Las oscilaciones de corto período en los residuos de Tiempo y Latitud pueden ser motivados por cambios en la Vertical Local, debidos al movimiento de las masas y agua subterránea.
- Los instrumentos ópticos pueden ser usados para detectar las variaciones horizontales de la gravedad [5,6].

Anomalías de Largo Período:

- Hay una clara relación entre las curvas de Tiempo y Latitud y el tiempo de ocurrencia de un terremoto fuerte.
- Las anomalías pueden ser causadas por el movimiento horizontal del observatorio y por deflexiones anormales de la Vertical Local.
- Oscilaciones no periódicas de meses o años pueden reflejar las variaciones de largo término de la Vertical.

Si el instrumento está casi en el epicentro, por referencias [7] sabemos que la variación de la componente horizontal de la gravedad tiende a cero. Los terremotos ocurridos en diferentes direcciones tienen distintos efectos en las curvas graficadas según el movimiento de la masa subterránea. Los terremotos ocurridos al Norte o al Sur afectan principalmente a los residuos en Latitud.

Del gráfico de la Curva de Anomalías 1997 puede verse claramente que existe una anomalía importante aproximadamente en la fecha MDJ 50600, que se corres-

ponde con un sismo significativo ocurrido el 15 de octubre de 1997 de magnitud 7.6 (es decir 5 meses después). Durante el año 1998 no se registraron variaciones notables de la latitud.

Las anomalías pueden no aparecer claramente en las curvas. Es por ello que sería conveniente contar con una red de por lo menos tres estaciones astronómicas separadas aproximadamente 400 Km., para monitorear los sismos, tal como es el caso ideal de la República Popular China que posee una red de tres Astrolabios ubicados en Shanghai, Beijing y Yunnan. En nuestro país la red sísmica existe pero no así la astronómica.

References

- (1) Z. Zeng et al., Estudio y Predicción de Terremotos por Medio de Astrogeodinámica. Reunión Latinoamericana de Astronomía. Montevideo, Uruguay 1995.
- (2) Zhang, Guodong, Acta Seismológica Sinica. Vol. 3 (1981), N2, pp 153-158.
- (3) Tian Ping et al., Publications of the Beijing Astronomical Observatory, N14 (1989), pp 109-115.
- (4) Han, Yanben, Publications of the Beijing Astronomical Observatory, N18 (1991), pp. 72-76.
- (5) Chistopher, Jekeli, Geodetical Bulletin, 1994, Vol. 69, n1, pp. 1-11.
- (6) Ye, Cai Li et al., Geodetical Bulletin, 1995, Vol. 69, N3, pp. 143-156.
- (7) Zeng, Zhifang, Progress in Astronomy, Geophysics and Biology (1989), pp. 290-295.

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Determinación de la variación de la Latitud Instantánea y Latitud Media del Pilar Astrolabio Fotoeléctrico PA II del Oafa para el año 2003

Ricardo Podestá,¹ Ana M. Pacheco,¹ Ester Alonso,¹ Romina Petrucci,² Emiliano Jofré,² Patricia Tejada,² María F. Duplancic,² Ramiro Petruzzi,² Sol Molina,² y José Alacoria²

¹ *Observatorio Astronómico Félix Aguilar, San Juan, Argentina*

² *FCEFN, Universidad Nacional de San Juan, Argentina*

Abstract. With the observation of about 10000 stellar transits made with Photoelectrical Astrolabio PA II installed in Oafa, the 2003 instantaneous latitude variations were calculated. Furthermore with the Orlov formula, the mean latitude was deduced.

Resumen. A partir de los datos de aproximadamente 10000 pasajes estelares observados con el Astrolabio Fotoeléctrico PAII del Oafa, se ha calculado la curva de la Variación de la Latitud Instantánea para el período 2003. También, mediante el empleo de la fórmula de Orlov se ha deducido la correspondiente Latitud Media.

1. Introducción

Mediante observaciones de grupos de estrellas preparados especialmente, se obtienen datos de la Vertical del lugar vinculados a las variaciones periódicas de la Latitud del pilar instrumental, de las cuales pueden derivarse análisis de la estructura interna de nuestro planeta y del movimiento del eje de rotación terrestre[1].

La oscilación de la Tierra respecto del Eje de Rotación, modifica en el espacio la dirección de la Vertical y por ende el Cenit y el Meridiano Celeste. Es decir que el Movimiento de los Polos provoca la variación de las coordenadas Geográficas de cualquier punto de la superficie terrestre, e influye también en la determinación de los ángulos horarios y la Rotación de la Tierra[2].

En este trabajo se ha empleado un telescopio Astrolabio Fotoeléctrico PAII automatizado, fabricado en China e instalado en el Observatorio Astronómico “Félix Aguilar” de San Juan, de acuerdo al convenio de cooperación internacional entre la Universidad Nacional de San Juan y el National Astronomical Observatory of China[3].

2. Variaciones Polares y no Polares

La curva de la variación de la Latitud es el resultado de la acción de una serie de causas físicas relacionadas con la estructura interna de la Tierra, de su forma y del traslado de masas sobre su superficie y dentro de ella. En menor medida se debe a causas lunisolares.

La posición del Eje de Rotación no es fija con respecto al cuerpo físico de la Tierra. No debe confundirse el movimiento del eje de rotación “dentro” del cuerpo físico de la Tierra con el movimiento del eje “fuera” de la Tierra, que experimenta el planeta contra el fondo de estrellas, llamado Precesión y Nutación, y que provoca el desplazamiento de los Polos Celestes [4].

En consecuencia el Polo no es un punto fijo de la superficie terrestre. Si diariamente vamos uniendo sus sucesivas posiciones sobre la superficie, veremos que se mueve describiendo una curva espiral directa llamada “Poloide”, que cumple un ciclo o período en, aproximadamente 14 meses, llamado período de Nutación libre de Chandler. Sobre la base de los 14 meses en que el Polo da una vuelta completa sobre la Poloide, resulta que el desplazamiento angular diario del Polo es del orden de:

$$360^\circ / (14 \times 30 \text{ días}) = 0^\circ.857 \text{ por día} = 0.014957 \text{ radianes por día}$$

El punto P de la superficie terrestre cuya posición se establece como promedio de las posiciones observadas para el Polo en un determinado lapso se dice “Polo Medio para la Época”. La Poloide se mantiene dentro de un círculo centrado en P de no más de 15 metros de radio. En consecuencia, como el desplazamiento angular diario del Polo es de $0^\circ.857$, su movimiento lineal diario sobre la poloide es :

$$0.014957 \text{ rad} \times 15 \text{ metros} = 0.224 \text{ metros} = 22 \text{ cm por día}$$

El polo medio determinado por técnicas exclusivamente astrométricas clásicas se denominaba CIO (Origen Convencional Internacional del Bureau Internationale de l'Heure). A partir de la creación del IERS (Internacional Earth Rotation Service) y el advenimiento de nuevas técnicas de observación (VLBI, SLR, GPS, etc.) el CIO pasó a ser el polo terrestre del sistema ITRF (Internacional Terrestrial Reference Frame) materializado por las coordenadas y velocidades terrestres de un conjunto de estaciones equipadas con las nuevas técnicas [5].

Las variaciones de la Latitud pueden dividirse en dos grupos:

- 1) Variaciones Polares: comprende el período libre o de Chandler, una variación anual u oscilación forzada del Polo y una variación semianual.
- 2) Variaciones No Polares: de naturaleza desconocida.

3. Cálculo de la Latitud Instantánea

Los valores de la Latitud Instantánea se obtienen de la relación por mínimos cuadrados de ecuaciones de la forma:

$$X \times \sin A + Y \times \cos A - dZ + dh = 0$$

donde:

X: corrección del Reloj adoptada

Y: corrección a la Latitud adoptada ($-31^\circ 30' 38.88''$)

A: acimut del astro

dZ: corrección a la distancia cenital instrumental de 30°

dh: corrección en función de los tiempos observados

La fórmula anterior es utilizada para cada estrella observada la cual arroja un valor distinto de cero llamado “residuo”. Después de un año de observaciones se procesan los residuos de los distintos grupos de estrellas, se pesan y se obtiene

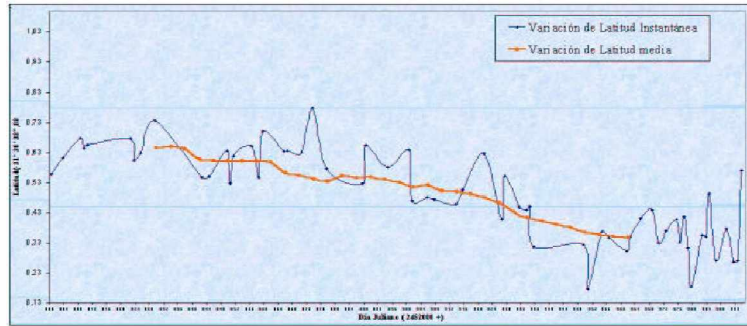


Figura 1. La curva de la variación de la Latitud Media obtenida se muestra en el gráfico (en color rojo) superpuesta a la curva de la Latitud Instantánea (en color azul). Donde el eje horizontal está dado en Días Julianos correspondientes al año 2003 y en el eje vertical se representan los valores obtenidos de la Latitud Instantánea.

la curva de la variación de la Latitud. Para este trabajo se han procesado más de diez mil (10000) pasajes estelares correspondientes al año 2003.

4. Cálculo de Latitud Media

De la curva de la variación de la Latitud Instantánea se deducen los valores medios ϕ para cada centésima de año [6], empleando la fórmula de Orlov siguiente: $\phi_m = 1/20 \times [\phi_0 + \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4 + \phi_5 + 2(\phi_6 + \phi_7 + \phi_8 + \phi_9) + \phi_{10} + \phi_{11} + \phi_{12} + \phi_{13} + \phi_{14} + \phi_{15}]$.

donde:

ϕ_m : latitud en el instante inicial del período a considerar.

ϕ_{1-14} : latitudes para cada centésima de año después del instante inicial.

5. Análisis y Conclusiones

La Latitud Instantánea oscila alrededor de valores medios con amplitudes de hasta $0''.15$ debido a variaciones de corto período de la Vertical local, a cambios de las condiciones meteorológicas de observación, a errores instrumentales y causas relativas a la tectónica de placas [6].

Las variaciones de la Latitud Media ocurren no sólo como consecuencia de la oscilación libre del Polo, sino como motivo de las distintas estaciones del año. Una oscilación anual forzada por el desplazamiento de las masas de agua y aire hace variar la amplitud en valores cercanos a $0''.05$.

La determinación de la Latitud Media corresponde a un período del orden de los 7 meses, aproximadamente la mitad de un período de Chandler, por lo cual no puede estimarse estrictamente la amplitud del movimiento. No obstante, la variación de la Latitud Media observada es consistente con los valores típicos para el movimiento del polo (amplitudes entre $0''.1$ y $0''.2$).

Puede observarse en el gráfico que la variación de la Latitud Media no es grande. El Período de Chandler (aproximadamente de 435 días) tiene una oscilación mucho menor de $0''.1$, contrario al valor teórico dado de $0''.1$ a $0''.2$.

Las observaciones efectuadas con el Astrolabio Fotoeléctrico PAII han sido durante unos 7 meses aproximadamente, tiempo insuficiente para apreciar un ciclo de Chandler completamente.

Existen otras causas que hacen variar la Latitud Media, que producen una deriva del Polo de unos $0''.002$ a $0''.003$ por año, cuya explicación es por la tectónica de placas, pero es difícil obtener resultados tan precisos con instrumentos ópticos. Para ello, se requieren tecnologías más sofisticadas como el telescopio Satellite Laser Ranging.

Referencias

- [1] Manrique, W., Actis, E., Alonso, E., & Podestá, R., 1990. Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, 36, 274
- [2] Zeng, Zhifang., Actis, E., Podestá, R., & Alonso, E., VII Reunión Latinoamericana de Astronomía, Montevideo, Uruguay, Nov. 1995
- [3] Lu, Lizhi., Manrique, W., & Podestá, R., Astrophysical Reports. Publications of the Beijing Astronomical Observatory, Nro. 1, January 1997.
- [4] Zhang, Guodong., Publications of the Beijing Astronomical Observatory, Vol. 3 1981, N^o2
- [5] IERS Conventions 2003. Chapter IV. The International Terrestrial Reference System.
- [6] Pacheco, A. M., Alonso, E., Podestá, R., González, A., & Gómez, W. 46 Reunión Anual de la AAA. La Plata, 2003.

Órbitas periódicas en el problema de los tres cuerpos

Silvia Fernández¹ y Jacobo Gámez²

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina.*

silvia@oac.uncor.edu

² *Observatorio Astronómico de Suyapa, Honduras*

Abstract. In order to investigate the possible existence of small planets in extrasolar systems, a restricted, circular and plane three body problem is used. One of the two primaries has a mass similar to the Sun and the other one has a mass greater than Jupiter. Periodic and quasi-periodic orbits for the third body with different values of the Jacobi constant (C) are found by numerical methods. One of the three cases studied is fictitious, the others resemble two real systems of extrasolar planets. The Everhart method is used and the results show the existence of periodic and quasi-periodic orbits for the lesser value of C . Irregular orbits appear for the other values of C , specially on the exterior zone of the secondary body.

Resumen. Para estudiar la posible existencia de planetas de dimensiones menores en los sistemas extrasolares, se plantea un modelo de tres cuerpos, restringido y circular, donde uno de los primarios posee una masa similar a la del Sol y el segundo tiene una masa mayor que la de Júpiter. Mediante métodos numéricos se encuentran soluciones periódicas y cuasiperiódicas para el tercer cuerpo de masa nula para distintos valores de la constante de Jacobi. De los tres casos estudiados, uno es ficticio y los otros dos se asemejan a sistemas reales de planetas extrasolares. Las integraciones se realizan con el método de Everhart y los resultados muestran la existencia de órbitas periódicas y cuasi periódicas en todos los sistemas, para el menor valor de C . Para los otros dos valores de la Constante de Jacobi, se encuentran órbitas irregulares principalmente en la zona exterior al secundario, es decir hacia valores mayores de X en las condiciones iniciales.

1. Introducción

La evolución temporal de un sistema de cuerpos planetarios puede ser estudiada empleando métodos numéricos con la precaución de considerar intervalos finitos de tiempo, ya que se pueden presentar inconvenientes en el tratamiento de las ecuaciones cuando t tiende a infinito. Por eso es interesante el análisis de la evolución de los cuerpos que integran el sistema mediante el estudio de las superficies de sección de Poincaré. De esta manera, en vez de considerar la trayectoria completa en el espacio de fases, se obtienen las intersecciones sucesivas de la misma con una cierta superficie llamada “superficie de sección”. Esta imagen, que se puede generar mediante una integración numérica, proporciona una idea de las propiedades de la trayectoria relacionadas con su periodicidad.

El estudio de las órbitas periódicas en un sistema dinámico permite conocer propiedades de la solución, que de otra manera sería más difícil de detectar. Dentro de ese esquema de trabajo, es posible investigar sobre la existencia y tipo de soluciones que puede presentar el Problema de Tres Cuerpos Restringido (P3CR) aplicado a sistemas de tipo planetario.

La intención de esta investigación es encontrar soluciones para un sistema compuesto por una estrella de masa similar a la del Sol, un planeta de masa mayor que la de Júpiter y un cuerpo de masa infinitesimal. Para ello se utiliza el formalismo del P3CR y se encuentran numéricamente las superficies de sección correspondientes a las órbitas de la partícula, la cual representa a un planeta de masa infinitesimal comparada con los dos primarios.

2. Métodos y Ecuaciones

De los cuerpos que integran el sistema, los dos primarios giran en una órbita circular alrededor del centro de masa de ambos, el cual será el origen del sistema de referencia rotante. La unidad de masa es la suma de las masas de los primarios, la de longitud es su distancia mutua. La unidad de tiempo es tal que la velocidad angular es igual a la unidad. Esto conduce a que la constante de gravedad sea también igual a 1.

Se designa por μ , la masa del secundario y por $(1-\mu)$ la de la estrella. Planteadas las ecuaciones de movimiento para la partícula en ese sistema rotante solidario con los dos cuerpos finitos, se puede obtener una integral llamada constante de Jacobi (C).

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

Para aplicar el método de Poincaré, debemos considerar que las soluciones de las ecuaciones de movimiento pueden ser representadas por trayectorias en el espacio de fases de 4 dimensiones (x, y, \dot{x}, \dot{y}) . Dando un valor a la constante C y conociendo tres de las coordenadas, por ejemplo x, y, \dot{x} , se puede deducir la cuarta, \dot{y} . Eso permite representar la trayectoria en un espacio de tres dimensiones solamente.

En la práctica, esto se consiguió haciendo partir la partícula de masa nula desde un punto sobre el eje x , con velocidad perpendicular al mismo. Esto significa $y = 0$; $\dot{x} = 0$.

Se integraron las ecuaciones de movimiento del PR3C utilizando el método de Everhart y se obtuvieron las sucesivas intersecciones de la trayectoria con el eje x , es decir cada vez que $y = 0$, $\dot{y} < 0$. Cada una de estas intersecciones puede ser representada por un punto en un plano (x, \dot{x}) .

Una de las ventajas de este método es que permite una representación más concisa de los resultados, ya que en lugar de tener una figura diferente para cada órbita, es posible representar en una sola figura una serie de órbitas para un mismo valor de la constante C .

Para calcular los valores de x e \dot{y} en el instante inicial se generó una distribución de puntos a intervalos regulares, situados a ambos lados de cada punto colineal lagrangiano.

3. Casos Analizados

De los sistemas observados que aparecen en la página exoplanet.org, actualizado a marzo 2004, se seleccionaron dos casos reales que cumplen las siguientes condiciones:

- baja excentricidad de la órbita del secundario
- masa del secundario del orden de 5 MJ

Se requiere baja excentricidad para minimizar la diferencia con el modelo en estudio, el cual considera órbita circular.

1. **Tau Boo** ; $M = 4.14$ MJ ; $e = 0.01$
2. **HD28185** ; $M = 5.7$ MJ ; $e = 0.07$

A los dos sistemas encontrados se agregó un tercero, ficticio, con excentricidad cero y masa del secundario igual a 10 masas de Júpiter.

3. Sistema ficticio $M = 10.0$ MJ ; $e = 0.0$

A fin de detectar posibles diferencias en el comportamiento de la partícula infinitesimal, cada sistema fue estudiado para tres valores de la constante C.

$$C1 = 3.02$$

$$C2 = 3.50$$

$$C3 = 4.50$$

Se calcularon las posiciones relativas de los puntos lagrangianos L1, L2, L3 para los tres sistemas considerados.

4. Resultados

Los resultados obtenidos se analizaron en forma gráfica según los siguientes criterios:

Las órbitas periódicas ocurren cuando se obtiene un punto en el plano (x, \dot{x}) . Si es una órbita múltiplemente periódica, de multiplicidad p, habrá una serie de puntos que se repite con un cierto período (p). En ese caso se notará la existencia de pequeñas curvas cerradas o islas que van formando una curva alrededor de la órbita periódica.

Las órbitas cuasiperiódicas producen una serie infinita de puntos pero formando una curva cerrada alrededor de la órbita periódica.

Para algunos valores de Condiciones Iniciales se ha encontrado que los puntos de intersección correspondientes a una misma órbita, tienden a cubrir toda la superficie sin que sea posible pasar una curva por ellos. En ese caso, la órbita correspondiente es extremadamente compleja y no presenta ninguna regularidad.

5. Conclusiones

En este primer estudio, de carácter puramente numérico, se ha detectado la existencia de órbitas periódicas y cuasiperiódicas en todos los sistemas, para el menor valor de C .

Para los otros dos valores de la Constante de Jacobi, además de las órbitas periódicas, se han encontrado órbitas irregulares principalmente en la zona exterior al secundario, es decir, hacia mayores valores de la coordenada x .

En investigaciones posteriores, se estudiará la posibilidad de existencia de órbitas periódicas, pero en un planteo de Tres Cuerpos Restringido Elíptico.

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Reducción de placas del Catálogo Astrográfico y de la Carte du Ciel de Córdoba

C.A. Giuppone, I.H. Bustos Fierro y J.H. Calderón
OAC, Córdoba, Argentina, cristian@mail.oac.uncor.edu

Abstract. With the intention of determining first epoch positions from Carte du Ciel plates in fields greater than 2° , for future measurements of proper motions, they are combined with Astrographic Catalogue plates therefore improving their link for a simultaneous reduction in the field under research. In this work the zone around Collinder 132 was selected for the development and testing of the methodology. Results of the reduction are presented and the errors are analyzed. Complementarily the quality of stellar images in CdC plates was evaluated. For the astrometric reduction Tycho2 was the reference catalogue. Positions were obtained with errors between $0''.16$ and $0''.21$ in right ascension and between $0''.14$ and $0''.18$ in declination, depending on the plate. The attainable precision for the proper motions would be between 2.0 and 2.5 mas/yr.

Resumen. Con el objeto de la determinación de posiciones de primera época en campos mayores a 2° a partir de placas de la Carte du Ciel, para futuras mediciones de movimientos propios, se las combina con placas del Catálogo Astrográfico a fin de mejorar el vínculo entre ellas para una reducción simultánea en el campo en estudio. En este trabajo se seleccionó la zona de Collinder 132 para el desarrollo y la prueba de la metodología a emplear. Se presentan resultados de la reducción y se analizan los errores. Complementariamente se evaluó la calidad de las imágenes de las estrellas en placas CdC. Para la reducción astrométrica se utilizó como catálogo de referencia el Tycho2, obteniéndose para las posiciones errores entre $0''.16$ y $0''.21$ en AR y entre $0''.14$ y $0''.18$ en Dec, dependiendo de la placa medida. Se estima que la precisión alcanzable para los movimientos propios estaría entre 2.0 y 2.5 msa/año.

1. Introducción

El proyecto Carte Du Ciel - Catálogo Astrográfico (CdC - CA) fue producto de un esfuerzo internacional cuyo objetivo era realizar un catálogo astrométrico que posea estrellas más brillantes que magnitud 11, denominado Catálogo Astrográfico. Un segundo objetivo era producir un mapa celeste de todas las estrellas más brillantes que magnitud 14, el Mapa de los Cielos o Carte Du Ciel. Las colecciones de placas correspondientes al proyecto en el Observatorio de Córdoba son el Catálogo Astrográfico tomadas entre 1907 y 1911 (2500 placas) y la Carte du Ciel tomadas entre 1913 y 1926 (1300 placas), que cubren la franja de -24° a -31° de declinación (1900.0). Dada su antigüedad y su homogeneidad, este material fotográfico constituye una excelente fuente de posiciones de primera época para la medición de movimientos propios. En la esta etapa se procedió a: a) Identificar las imágenes estelares en digitalizaciones de placas CdC y analizar su

calidad. b) Determinar coordenadas de las estrellas para la época de cada placa y evaluar su precisión.

2. Placas utilizadas

Las placas de la CdC al igual que las del CA, cubren cada una un área cuadrada de 2° de lado, con una escala de 1'/mm. Éstas poseen una superposición de 1°, mientras que en las CdC es de sólo unos 10'. Medir campos mayores a 2° a partir de placas CdC requiere, en consecuencia, la combinación de más de una placa. Debido a que la calidad de las imágenes decae hacia los bordes de la placa a causa de las aberraciones, y que el área de superposición entre placas CdC contiguas es muy escasa, para solucionar este inconveniente se propuso además la superposición con placas del CA, para lo cual se identificaron las imágenes estelares en digitalizaciones de placas CA y se evaluó su calidad en un trabajo anterior (Giuppone et al. 2003). En este trabajo se construyó un mosaico con cuatro placas CdC y una del CA, que servirá para una mejor superposición, en la zona del cúmulo abierto Collinder 132 (Figura 1). El cúmulo tiene su centro en $\alpha=07^{\text{h}} 14.4^{\text{m}}$, $\delta=-31^{\circ} 10'$ (ICRS) y posee un diámetro de 80' según la base de datos BDA (Mermilliod 1995), y ya tiene determinaciones previas de movimientos propios aunque su existencia está bajo controversia (Dias et al. 2001 y referencias en él). Las placas seleccionadas son parte de un conjunto mayor digitalizado con la MAMA del Observatorio de París (Bustos Fierro y Calderón, 2000). Para cada placa se dispone de un catálogo de todos los objetos detectados en las mismas, que incluye: posiciones X,Y, magnitudes instrumentales e indicadores morfológicos, construido utilizando el software SExtractor (Bertin y Arnouts, 1996).

3. Identificación de imágenes estelares y errores de centrado

En las placas CdC cada estrella posee tres exposiciones (A = arriba, I = izquierda, D=derecha) de 20^m cada una, dispuestas en los vértices de un triángulo aproximadamente equilátero que apunta hacia el Sur (figura 2) y existe además sobreimpresa una cuadrícula de 5 mm de separación entre líneas. En una región rica en estrellas de una de las placas utilizadas se estimaron las distancias aproximadas: ΔX_I , ΔY_I entre A e I, y ΔX_D , ΔY_D entre A y D, con el objeto de modelar la geometría de los tripletes y utilizar este dato en el programa de identificación de las estrellas siguiendo el algoritmo descrito en Bustos Fierro y Calderón 2003. Una vez identificadas las exposiciones múltiples, se evaluó el error de centrado de las mismas empleándose como indicador las dispersiones en las ΔX y ΔY entre los tres pares de exposiciones: A-I, A-D e I-D. A partir de estas dispersiones se calcularon los errores de centrado en ambas coordenadas para cada exposición individualmente.

4. Deformación de las imágenes CdC

Entre los parámetros morfológicos calculados por SExtractor están la longitud de los semiejes a y b y el ángulo de posición de la elipse que mejor ajusta a cada

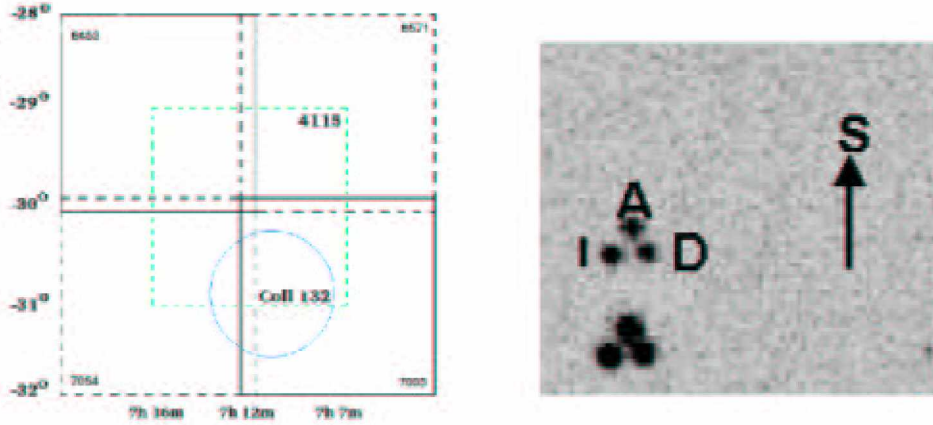


Figura 1. Izq. Disposición de las placas y ubicación del cúmulo Coll132. Figura 2. Der. Zona central de una placa CdC de aprox. 1 mm de lado.

imagen detectada. Se construyó un gráfico de vectores que representan la forma de las imágenes detectadas, promediada en celdas de 1024 px para disminuir el ruido y mostrar los efectos sistemáticos. La longitud de los vectores es proporcional a la elipticidad de las imágenes (definida como $1-b/a$) y su orientación es la del ángulo de posición de la elipse (Figura 3).

5. Reducción

El objetivo de la reducción es obtener las coordenadas (α, δ) de las estrellas a partir de las X,Y medidas. En el presente trabajo dichas transformaciones se modelaron mediante la proyección gnomónica central y con polinomios completos de segundo grado en ambas coordenadas. Los coeficientes de los polinomios se obtienen mediante un ajuste por cuadrados mínimos a partir de las de estrellas de referencia. El catálogo de referencia utilizado para ello fue el Tycho2 (Høg et al. 2000), debido a que los movimientos propios poseen una precisión de 2.5 mas/año y que posee una densidad de estrellas suficientemente alta. En la Tabla 1 se muestra una comparación de los errores por nosotros obtenidos con los publicados en trabajos de otros autores referidos a placas CdC o CA.

Tabla 1
Comparación de Errores

Autor	σ_{α} ["]	σ_{δ} ["]
Este Trabajo	0.17 a 0.20	0.14 a 0.18
Ortiz Gil et al. 1998	0.16	0.13
Geffert et al. 1996	0.14 a 0.18	0.16 a 0.19
Dick et al. 1993	0.26	0.1

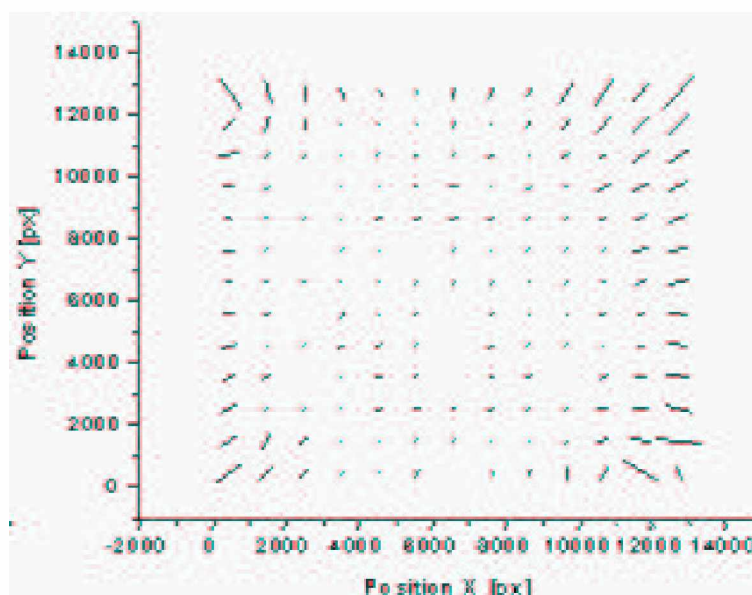


Figura 2. Gráfico de vectores que representa la elipticidad y orientación de las imágenes estelares.

6. Conclusiones

Los errores de centrado son dependientes de la distancia al centro de la placa y prácticamente independientes de la magnitud de las estrellas, tendencias que se observan en todas las placas analizadas. Los parámetros morfológicos muestran una clara tendencia de las imágenes a ser más elípticas hacia los bordes de la placa siguiendo un patrón aproximadamente radial, lo que puede deberse a aberraciones en la óptica del telescopio astrográfico. Los errores finales para las posiciones muestran una leve variación entre placa y placa, menor a los $0''.05$, por lo que podemos decir que la precisión astrométrica alcanzable es similar en todas ellas. Si bien el error de centrado en la placa del CA es mucho menor que en las placas CdC, no se logra una mejora significativa en la precisión del ajuste debido al error en las posiciones de las estrellas de referencia. Los errores astrométricos en nuestras posiciones son del mismo orden que los publicados por otros autores en trabajos con placas de características similares. El error estimado para los movimientos propios determinados a partir de posiciones de primera época obtenidas de placas CdC y CA está entre 2.0 y 2.5 msa/año.

Agradecimientos. Agradecemos al Comité Organizador Local de la 47a. Reunión de la AAA todo el esfuerzo puesto para la realización de la reunión, un encuentro de los astrónomos rico en presentaciones, intercambio y debates.

Referencias

- Bertin y Arnouts 1996, *A&AS*, 117, 393
 Bustos Fierro, I. H., & Calderón, J. H. 2000, *BAAA*, 44, 62

- Bustos Fierro, I. H., & Calderón, J. H. 2003, *RevMexAA*, 39, 303
Dias, W.S., Lépine, J. R. D., & Alessi, B. S. 2001, *A&A*, 376, 441
Dick, W. R., Tucholke, H.-J., Brosche, P., et al. 1993, *A&A*, 279, 267
Geffert, M., Bonnefond, P., Maintz, G., & Guibert, J. 1996, *A&ASS*, 118, 277
Giuppone, C. A., Bustos Fierro, I. H., & Calderón, J. H. 2003, *BAAA*, 46, 76
Høg, E., Fabricius, C., Makarov, et al. 2000, *A&A*, 355, 27
Mermilliod, Jean-Claude 1995 *iota.book*, 127
Ortiz Gil, A., Hiesgen, M., & Brosche, P. 1998, *A&AS*, 128, 621

Catálogo de Familias generadoras de órbitas periódicas de transferencia rápida en el RTBP Tierra–Luna.

Carlos B. Briozzo¹ y Alejandro M. Leiva²

¹ *FaMAF, UNC, Córdoba, Argentina, briozzo@famaf.unc.edu.ar*

² *OAC, UNC, Córdoba, Argentina, mleiva@mail.oac.uncor.edu*

Abstract. We present a catalogue consisting of more than 70 Periodic Orbit (PO) Generating Families in the Earth–Moon Restricted Three Body Problem (RTBP). The orbits presented perform periodic transfers between the primaries, with periods shorter than 180 days, and have low energy. We also present the characteristic curves for the families, including the stability parameters.

Resumen. Se presenta un catálogo consistente en más de 70 Familias Generadoras de Orbitas Periódicas (OP) en el Problema de Tres Cuerpos Restringido (RTBP) Tierra–Luna. Las órbitas presentadas realizan transferencias periódicas entre las primarias, con periodos menores a 180 días, y son de baja energía. Se presentan también las curvas características para las familias, incluyendo los parámetros de estabilidad.

1. Introducción

El objetivo de este trabajo es obtener una clasificación de las órbitas periódicas de transferencia en el Problema de Tres Cuerpos Restringido (RTBP) Tierra–Luna. Nos interesa particularmente describir órbitas de periodos relativamente cortos (menores a 180 días) y de energía lo más baja posible. En un trabajo posterior procederemos a la extensión de estas órbitas a modelos más realistas del sistema Tierra–Luna (Leiva y Briozzo, 2004). Por razones de brevedad sólo mostraremos aquí una de las familias halladas. El catálogo completo puede solicitarse a los autores por correo electrónico.

2. Procedimiento numérico

Trabajamos en el RTBP Tierra–Luna (Szebehely 1967), con cociente de masas $\mu = 0.012150$, y en coordenadas sinódicas. Las órbitas periódicas forman familias monoparamétricas (Hénon 1997) desarrolladas por h (energía), que es la integral de movimiento asociada a la invariancia temporal del Lagrangiano.

Consideramos una sección de Poincaré (Verhulst 1990) en $x = x_{L1} \simeq 0.83691531$, y energías en el rango $-1.59407 < h < -1.58617$, en el cual la superficie de Hill está abierta en L1 pero cerrada en L2. Dividimos el rango de energías en intervalos de 10^{-4} , generamos una grilla 200×200 en el rango accesible de y e \dot{y} , y para cada condición inicial integramos la órbita correspondiente mediante un algoritmo de Bulirsch-Stoer con precisión relativa 10^{-14} . Las órbitas que retornan a la sección a $t < 40$ a distancia menor que 2×10^{-3} del punto inicial, se refinan mediante un algoritmo de Newton-Raphson hasta obtener un punto

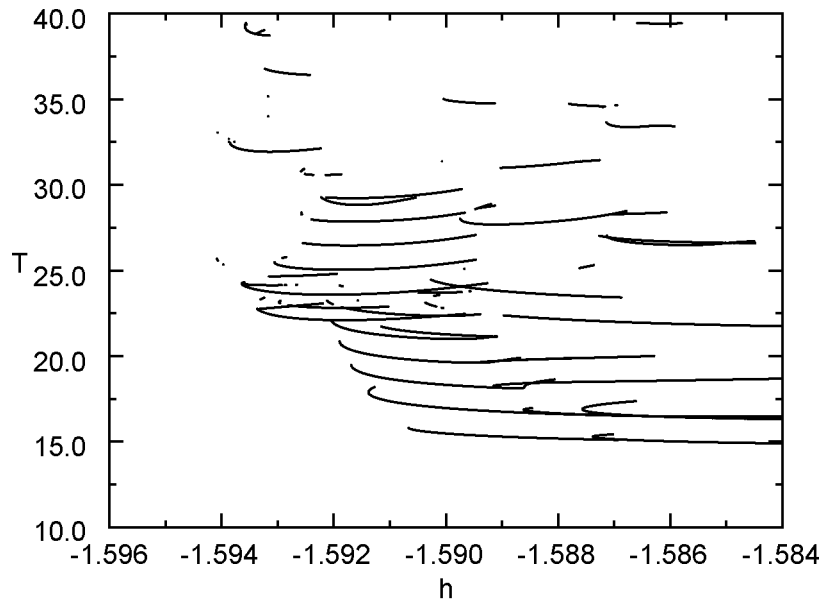


Figura 1. Diagrama periodo-energía de las familias halladas.

fijo con precisión 10^{-9} . Cada uno de los 287 puntos fijos así obtenidos fue continuado analíticamente variando h en pasos de 10^{-5} , reconvergiendo y e \dot{y} a un nuevo punto fijo cada vez. La figura 1 muestra las familias obtenidas en un diagrama periodo-energía.

3. Catálogo de familias

Cada familia se identifica por el número asignado en la búsqueda inicial. Para cada familia se incluye: el rango de energías (h_{MIN}, h_{MAX}) y de periodos (T_{MIN}, T_{MAX}); en caso de bifurcaciones, rama principal (A) y secundarias (B, C, \dots) y puntos de bifurcación (P_1, P_2, \dots); curvas características $T(h)$, $y(h)$, $\dot{y}(h)$ y $\dot{x}(h)$; curva $\text{sgn}(\lambda_u)|\lambda_u|$ vs. h para el autovalor inestable del mapa linealizado alrededor del punto fijo; cortes x_i con $y = 0$, $\dot{y} > 0$ para $x > 0.8$; gráficas de órbitas típicas de la familia, y detalles de la región circunlunar de las mismas. Como ejemplo, presentamos algunos de los resultados para la familia 146. La figura 2 muestra las curvas características para las ramas A, \dots, E . La figura 3 muestra una órbita de la rama 146A para $h = -1.591896$, y detalles de la región circunlunar de una órbita de la rama 146E para $h = -1.588977$, $h = -1.588406$ y $h = -1.587535$. Los puntos de bifurcación son: P1, $h = -1.589430$, $y = -0.016899$, $v_y = 0.018996$, $v_x = 0.089130$; P2, $h = -1.588979$, $y = -0.025445$, $v_y = 0.001567$, $v_x = 0.087992$. Los rangos son: $h_{MIN} = -1.5918962$, $h_{MAX} = -1.5886794$, $T_{MIN} = 19.6078283$, $T_{MAX} = 20.8529209$.

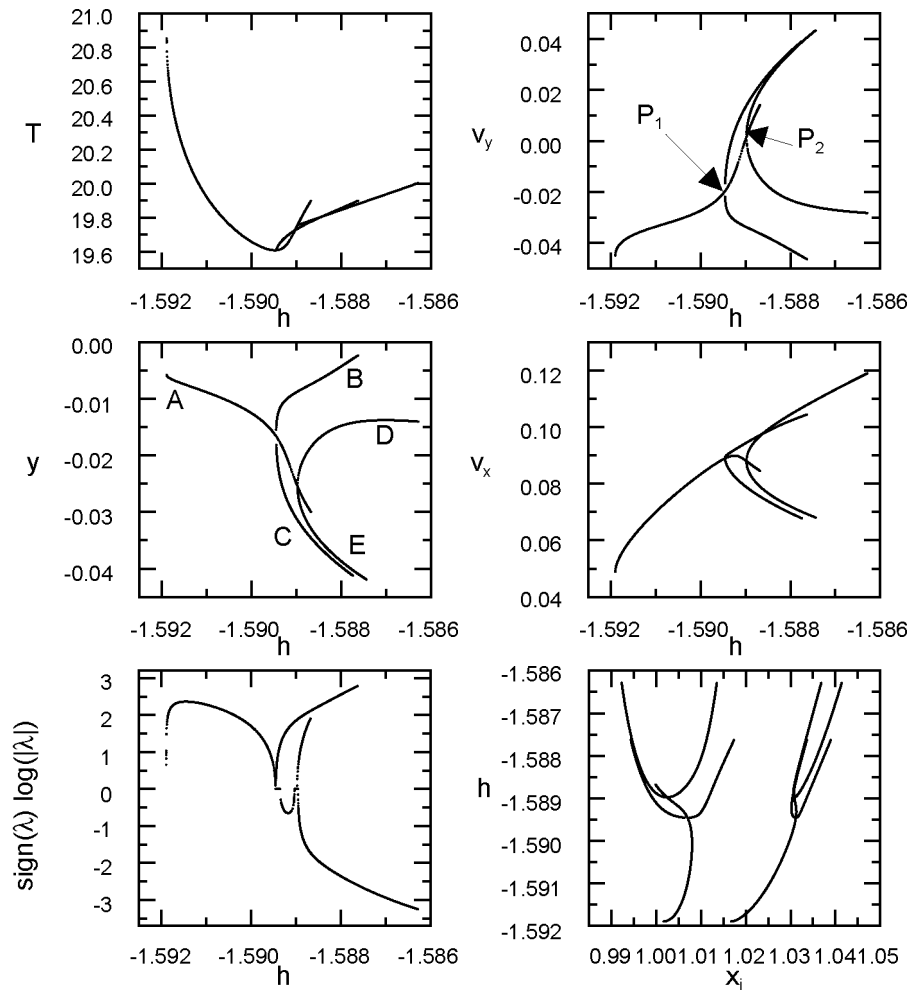


Figura 2. Curvas características para la familia 146.

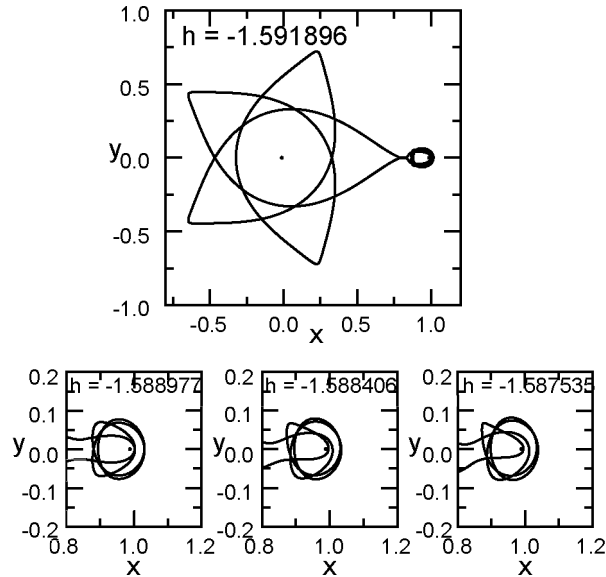


Figura 3. Órbita típica de la familia 146A (arriba), y región circunlunar de la familia 146E (abajo).

4. Discusión

Aparte de la importancia teórica de la clasificación obtenida, que, a diferencia de trabajos anteriores (ver e.g. Hénon 1997 y referencias citadas allí), incluye una mayoría de órbitas asimétricas, este catálogo sirve como punto de partida para la extensión de OP a modelos más realistas del sistema Tierra-Luna (Leiva y Briozzo, 2004).

Agradecimientos. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Subsidio No. 62/03 de la SeCyT-UNC, y por la Beca de Investigación No. 003329/2003 de la Agencia Córdoba Ciencia S. E.

Referencias

- Hénon, M. 1997, *Generating Families in the Restricted Three Body Problem*, Springer-Verlag LNP M52, Berlin.
- Leiva, A. M., & Briozzo, C. B. 2004, BAAA, 47, en prensa.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes 2nd Edition*, Cambridge University Press, New York.
- Szebehely, V. 1967, *Theory of Orbits*, Academic Press, New York.
- Verhulst, F. 1990, *Nonlinear Differential Equations and Dynamical Systems*, Springer-Verlag, Berlin.

Condiciones de fase y continuación analítica de órbitas periódicas de transferencia rápida del RTBP Tierra–Luna al problema cuasi-bicircular Sol–Tierra–Luna

Alejandro M. Leiva¹ y Carlos B. Briozzo²

¹ OAC, UNC, Córdoba, Argentina, mleiva@mail.oac.uncor.edu

² FaMAF, UNC, Córdoba, Argentina, briozzo@famaf.unc.edu.ar

Abstract. We present a first order necessary condition for the value of the initial Solar phase, allowing the analytic continuation of periodic orbits from the Earth–Moon Restricted Three Body Problem (RTBP) to the Sun–Earth–Moon Quasi-Bicircular Problem (QBCP). We apply this condition to several fast Earth–Moon transfer orbits, detailing the final orbits obtained for the QBCP.

Resumen. Se presenta una condición necesaria a primer orden para el valor de la fase solar inicial, que permite la continuación analítica de órbitas periódicas del Problema de Tres Cuerpos Restringido (RTBP) Tierra–Luna al Problema Cuasi-Bicircular (QBCP) Sol–Tierra–Luna. Se aplica esta condición a varias órbitas de transferencia rápida Tierra–Luna, detallando las órbitas finales obtenidas para el QBCP.

1. Introducción

En un trabajo previo (Briozzo y Leiva, 2004) se identificaron y estudiaron más de 70 familias de órbitas periódicas (OPs) en el Problema de Tres Cuerpos Restringido (RTBP) Tierra–Luna, que realizan transferencias rápidas ($T < 180$ días) entre las primarias, son de baja energía, y pasan muy cerca de la masa secundaria (algunas colisionan con ella). Sin embargo, el interés que estas OPs podrían tener en la práctica se ve disminuido por su gran sensibilidad a perturbaciones. En particular, la adición del Sol no es una perturbación pequeña, y generalmente las destruye (Szebehely 1967). Modelos más realistas que incluyen el Sol de manera no-perturbativa, como el Problema Bicircular (BCP) o el Problema Cuasi-Bicircular (QBCP) (Andreu 1998), presentan por otro lado una dificultad mucho mayor para encontrar OPs, ya que se trata de Hamiltonianos no-autónomos y por lo tanto las OPs son aisladas (Szebehely 1967).

En este trabajo, introducimos un método general que permite extender sistemáticamente algunas de estas OPs del RTBP Tierra–Luna al QBCP Sol–Tierra–Luna por continuación analítica.

2. Modelo I: Problema de Tres Cuerpos Restringido

En coordenadas sinódicas (Szebehely 1967), se asumen primarias de masas $m_E = 1 - \mu$ y $m_M = \mu = 0.012150$ y movimiento medio $n = 1$, en posiciones $(x_E, y_E) = (\mu, 0)$, $(x_M, y_M) = (-1 + \mu, 0)$, y una masa infinitesimal m . El Hamiltoniano

para m es (Arnold 1993)

$$H_{RTBP} = \frac{1}{2}(p_x^2 + p_y^2) + yp_x - xp_y - \frac{1-\mu}{r_1} - \frac{\mu}{r_2}, \quad (1)$$

donde $p_x = \dot{x} - y$, $p_y = \dot{y} + x$, $r_1^2 = (x - x_E)^2 + y^2$ y $r_2^2 = (x - x_M)^2 + y^2$.

3. Modelo II: Problema Bicircular

En coordenadas sinódicas Tierra-Luna, se agrega al RTBP el Sol, de masa $M = 328900.54$, en órbita circular retrógrada de radio $R = 388.81114$ y velocidad angular $\Omega = -0.92519599$ (periodo $T_\odot = 2\pi/\Omega$). El Hamiltoniano para m es

$$H_{BCP} = \frac{1}{2}(p_x^2 + p_y^2) + yp_x - xp_y - \frac{1-\mu}{r_1} - \frac{\mu}{r_2} - \frac{M}{r_S} + \frac{M}{R^2}(x \cos \theta + y \sin \theta), \quad (2)$$

donde $r_S^2 = (x - R \cos \theta)^2 + (y - R \sin \theta)^2$ y $\theta = \Omega t + \phi$, y es T_\odot -periódico en t .

4. Modelo III: Problema Cuasi-Bicircular

Se obtiene una solución cerrada aproximada para el movimiento de las primarias (Sol, Tierra, Luna) substituyendo en las ecuaciones del correspondiente Problema de Tres Cuerpos, desarrollos en serie de Fourier alrededor del BCP. En coordenadas sinódicas Tierra-Luna, el Hamiltoniano para m es (Andreu 1998)

$$H_{QBCP} = \frac{1}{2}\alpha_1(p_x^2 + p_y^2) + \alpha_2(xp_x + yp_y) + \alpha_3(yp_x - xp_y) + \alpha_4x + \alpha_5y - \alpha_6 \left(\frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2} + \frac{M}{r_S} \right), \quad (3)$$

donde $p_x = (\dot{x} - \alpha_2x - \alpha_3y)/\alpha_1$, $p_y = (\dot{y} - \alpha_2y + \alpha_3x)/\alpha_1$, $r_1^2 = (x - \mu)^2 + y^2$, $r_2^2 = (x + 1 - \mu)^2 + y^2$ y $r_S^2 = (x - \alpha_7)^2 + (y - \alpha_8)^2$. Las funciones auxiliares $\alpha_k(t)$ pueden consultarse en (Andreu 1998); tanto ellas como H_{QBCP} son T_\odot -periódicos.

5. Fase solar inicial y continuación analítica

Consideremos la familia de Hamiltonianos $H_\epsilon = H_{RTBP} + \epsilon U_\odot$, con

$$U_\odot \sim -\frac{GM}{R} \left[1 + \frac{x^2 + y^2}{4R^2} - \frac{3}{4} \left(\frac{y^2 - x^2}{R^2} \cos 2\theta + \frac{2xy}{R^2} \sin 2\theta \right) \right] \quad (4)$$

ya que en el sistema Tierra-Luna $r/R \sim 3 \times 10^{-3}$. Notemos que $H_1 = H_{BCP}$. Sea $\vec{r}_0(t)$ una órbita T -periódica para $\epsilon = 0$, y sea $\vec{r}(t) = \vec{r}_0(t) + \epsilon \vec{r}_1(t) + \dots$ la órbita para $\epsilon > 0$. Exigiendo que $\int_{t_0}^{t_0+T} \nabla U_\odot \cdot \dot{\vec{r}} dt$ se anule, y poniendo $x_0(t) + iy_0(t) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} c_j e^{ij\omega t}$ con $\omega = 2\pi/T$, obtenemos a primer orden en ϵ

$$\text{Im} \left[e^{2\phi} \int_{t_0}^{t_0+T} \left| \sum_{j=-\infty}^{\infty} c_j e^{i(j\omega + \Omega)t} \right|^2 dt \right] = 0. \quad (5)$$

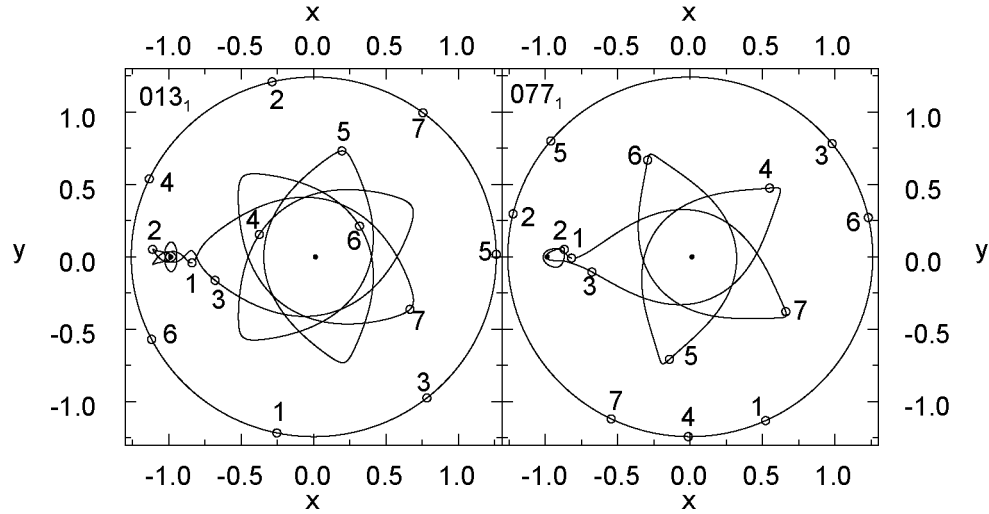


Figura 1. Dos de las OPs de transferencia extendidas al QBCP Sol-Tierra-Luna. Los números correlacionan la evolución de cada órbita con la posición del Sol (curva exterior, no a escala).

Como H_{BCP} es T_{\odot} -periódico, debemos tener $\Omega = (p/q)\omega$ con p y q enteros coprimos. Poniendo $M = j + p/q$, $N = j + k + 2p/q$, sólo los términos con $M = 0$ o $N = 0$ darán integrales no nulas. Tenemos así: para $q = 1$, $\tan 2\phi = -\text{Im}(c_{-p}^2)/\text{Re}(c_{-p}^2)$ o $\tan 2\phi = -\text{Im}(\sum_{j \neq -p} c_j c_{-j-2p})/\text{Re}(\sum_{j \neq -p} c_j c_{-j-2p})$ (para $M = 0$ o $N = 0$); para $q = 2$, $\tan 2\phi = -\text{Im}(\sum c_j c_{-j-2p})/\text{Re}(\sum c_j c_{-j-2p})$ ($N = 0$); y no obtenemos condición a orden ϵ para $q \geq 3$.

Notando que en el sistema Tierra-Luna, $|H_{QBCP} - H_{BCP}| \sim 0.03 |H_{BCP}|$, construimos ahora la familia de Hamiltonianos $H = H_{RTBP} + \epsilon(H_{QBCP} - H_{RTBP})$, $0 \leq \epsilon \leq 1$, y usamos las condiciones de fase obtenidas sobre el BCP para iniciar la continuación analítica del RTBP ($\epsilon = 0$) al QBCP ($\epsilon = 1$).

6. Resultados

La figura 1 muestra dos de las OPs de transferencia que hemos conseguido extender del RTBP Tierra-Luna al QBCP Sol-Tierra-Luna. En todos los casos partimos de OPs halladas en (Briozzo y Leiva, 2004) cuyos períodos fueran múltiplos enteros o semienteros del solar, determinamos la(s) fase(s) solar(es) inicial(es) ϕ mediante las condiciones de la Sección precedente, y variamos ϵ en pasos de $\sim 10^{-4}$, convergiendo en cada paso a una OP con los mismos métodos detallados en (Briozzo y Leiva, 2004).

Tabla 1
Condiciones iniciales y período de las OPs extendidas al QBCP

PO	t_0	x	v_x	y	v_y	T
013 ₁	1.924519	-0.840876	-0.070963	-0.041504	-0.023969	$4T_\odot$
013 ₂	5.320157	-0.841076	-0.070894	-0.041677	-0.023233	$4T_\odot$
077 ₁	1.222403	-0.819276	-0.118408	-0.008283	0.020932	$(5/2)T_\odot$
077 ₂	4.618000	-0.818167	-0.120065	-0.008390	0.018168	$(5/2)T_\odot$
146A ₁	3.326853	-0.833899	-0.065772	-0.001753	0.036715	$3T_\odot$
146A ₂	6.722403	-0.833927	-0.065872	-0.002064	0.036974	$3T_\odot$
171 ₁	1.649282	-0.837445	-0.072192	0.027434	-0.016800	$4T_\odot$
171 ₂	5.044879	-0.837731	-0.071833	0.027596	-0.017243	$4T_\odot$

Las condiciones iniciales en el QBCP para las OP que hemos conseguido extender se detallan en la Tabla 1. El número asignado a cada OP es el de su clasificación original (Briozzo y Leiva, 2004). En lugar de dar la fase solar inicial ϕ , se muestra el tiempo $t_0 = -\phi/\Omega$ al cual la fase solar se anula. Los períodos se dan en unidades del periodo solar T_\odot . Todas las demás variables se dan en unidades sinódicas del RTBP Tierra–Luna.

7. Discusión y conclusiones

Debemos notar que las condiciones de fase obtenidas son condiciones necesarias, no suficientes, y sólo válidas a primer orden en ϵ . Asimismo, en general las OPs obtenidas son muy inestables. Como consecuencia, sólo hemos conseguido extender hasta ahora cuatro OPs, para dos valores de ϕ en cada caso.

Es de destacar que en este trabajo hemos obtenido órbitas tanto simétricas como asimétricas, de amplitud grande (comparable a la distancia Tierra–Luna) y períodos relativamente largos (hasta cuatro meses), a diferencia de trabajos anteriores (Andreu 1998, Leiva y Briozzo 2004). También a diferencia de las OPs en el RTBP Tierra–Luna, las obtenidas aquí presentan interés práctico: por una parte, pasan a muy corta distancia de la Luna y son de baja energía; por otra, al ya estar incluida la influencia solar en el QBCP, el agregado de los demás cuerpos del Sistema Solar y de la pequeña inclinación de la órbita lunar respecto de la eclíptica, sólo introducirán pequeñas perturbaciones.

Agradecimientos. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Subsidio No. 62/03 de la SeCyT-UNC, y por la Beca de Investigación No. 003329/2003 de la Agencia Córdoba Ciencia S. E.

Referencias

- Andreu, M. A. 1998, *The Quasi-bicircular Problem*, Ph. D. Thesis, Universitat de Barcelona (http://www.maia.ub.es/dsg/1998/9801mangel_e.ps.gz).
- Arnold, V. I. 1993, *Dynamical Systems III*, Springer-Verlag, Berlin.
- Briozzo, C. B., & Leiva, A. M. 2004, BAAA, 47, en prensa.
- Leiva, A. M., & Briozzo, C. B. 2004, *Celest. Mech. Dynam. Astron.* en prensa.
- Szebehely, V. 1967, *Theory of Orbits*, Academic Press, New York.

WORK IN PROGRESS

Distribución de planos orbitales de sistemas binarios en la Galaxia

Walter A. Weidmann y Rubén J. Díaz
Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina,
walter@mail.oac.uncor.edu, diaz@mail.oac.uncor.edu

Abstract. In this work we study the orientations of the orbital planes of visual binary stellar systems. This analysis was carried out on a certain region of the sky, where we found a peculiar distribution of the position angles of elongated planetary nebulae. The distribution of the orientations of binary systems towards the galactic center shows some non-random characteristics, although the number of objects studied is not enough to conclude about the relationship between orientations of the planetary nebulae and the population of visual binary stellar systems studied.

Resumen. En este trabajo estudiamos la orientación de los planos orbitales de los sistemas de estrellas binarias visuales. Este análisis se llevó a cabo en determinada región del cielo, donde se ha encontrado una particular distribución de los ángulos de posición de las nebulosas planetarias elongadas. La distribución de orientaciones de las binarias hacia el centro galáctico presenta algunas características no aleatorias, aunque el número de objetos estudiados aún no es suficiente para concluir sobre las relaciones entre las orientaciones de las nebulosas planetarias y la población de estrellas binarias visuales.

1. Introducción

Al observar los catálogos de imágenes de Nebulosas Planetarias (NP) se puede ver, en aquellos objetos que están bien resueltos, que sus morfologías difieren sustancialmente de una forma esférica, predominando las formas elípticas y bipolares. Estas bien conocidas morfologías pueden ser causadas, de acuerdo a la teoría de evolución estelar, por pérdida de masa de las envolturas de gigantes rojas (Wood 1992) o por eyección de la envoltura común de estrellas binarias cercanas (sistemas en los cuales las componentes se encuentran separadas menos de 100 UA), donde la compañera puede ser un objeto subestelar. Esta última es una hipótesis en la que se está trabajando desde hace más de dos décadas (Fabian & Hansen 1979; Livio 1982; Soker 1995, 1996, 1997) y, a pesar de los muchos trabajos aún no existen resultados concluyentes. La intención de este trabajo es buscar evidencia, mediante el estudio estadístico de las órbitas de los sistemas binarios visuales, que ayude a la interpretación del fenómeno de NP.

2. Evidencia observacional

1) La observación sugiere que existen núcleos de NP simples y binarios (cuyas componentes cubren un significativo rango en períodos).

- 2) En la actualidad se conocen 13 NP que poseen núcleos binarios (la primera que se descubrió fue NGC 246 en 1965).
- 3) De éstas solo una posee morfología circular, y se sospecha que es un objeto elongado cuyo eje de alargamiento está en la dirección de la visual. Este tipo de morfología es la que se espera para una NP con núcleo simple.
- 4) El 50% de estos objetos posee morfología bipolar (B) o elíptica (E), el resto muestra extrañas morfologías. Las morfologías B y E están de acuerdo con lo predicho por la teoría de formación de NP con núcleos binarios.
- 5) El 50% de las estrellas AGB forman parte de sistemas binarios, el resto podría poseer algún objeto subestelar orbitándola.

3. Modelo para NP bipolares

Al tener un sistema binario, la pérdida de masa de éste está concentrada en el plano orbital del sistema (Morris 1981); de manera que, tanto el polvo como el gas bloquean la luz de la estrella central. Mientras que, en las direcciones polares, la luz de la estrella es dispersada por el polvo, con lo que la emisión óptica emergente está hacia las dos direcciones polares.

4. Argumentación

Si las NP bipolares se formaran mediante sistemas binarios, entonces se debería esperar que la distribución de los AP de los ejes de alargamientos de las NP y la distribución de los AP de los vectores normales a los planos orbitales de los sistemas binarios, fueran semejantes. En un trabajo anterior (Weidmann et al. 2002) se estudió la orientación de NP, analizando la distribución de los AP de estos objetos en determinadas regiones de cielo; encontrándose que existe, en la dirección al centro galáctico, una marcada tendencia a que los objetos se alineen, respecto al plano de la Galaxia, de manera no aleatoria. Por esta razón se optó por poner a prueba la hipótesis de progenitoras binarias para NP en la región al centro galáctico.

5. Estadística de binarias y NP

El catálogo utilizado para el trabajo estadístico fue el de Worley & Heintz de 1983 estrellas binarias visuales. De éste fueron seleccionados aquellos objetos con determinación de órbitas buenas y que se encontraban en la región al centro galáctico acotada por: $-45^\circ < l < 45^\circ$ y $|b| < 20^\circ$. Para obtener el ángulo de posición (AP) del vector perpendicular al plano orbital se calcula $\Omega - 90^\circ$, donde el elemento orbital Ω es el AP del nodo. Posteriormente a este AP se lo refiere al norte galáctico, obteniéndose la siguiente distribución de estos AP (Figura 1). Para las NP bipolares se usó la muestra de NP de Corradi et al. de 1998 (Figura 1) que se encuentran en la región al centro galáctico.

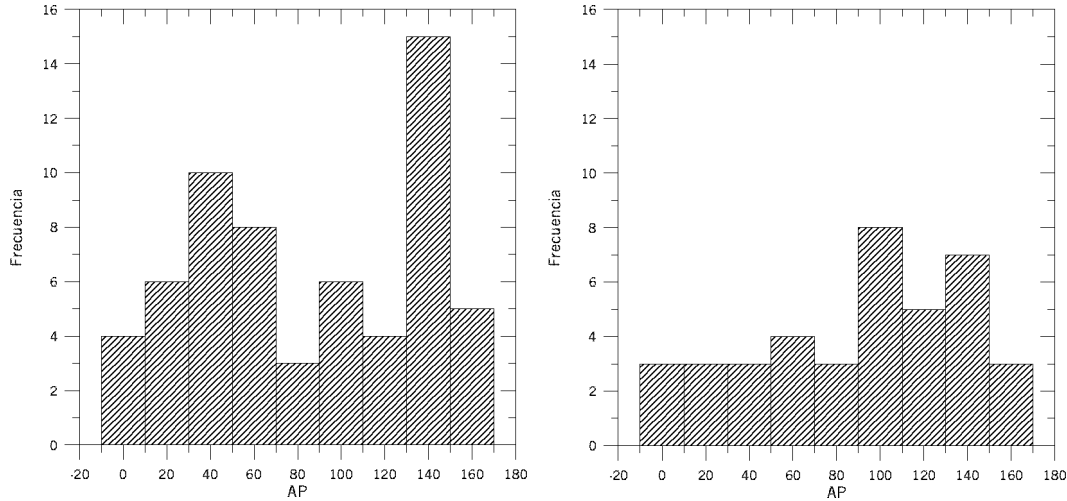


Figura 1. *Izquierda:* Distribución de los AP de estrellas binarias visuales en dirección al centro galáctico. *Derecha:* Distribución de los AP de NP bipolares, en el mismo sector extraídas de la muestra de Corradi et al. (1998).

6. Comentarios finales

La orientación de los planos orbitales de binarias no muestra ninguna tendencia clara, aunque existe un pico por encima de tres veces la incerteza $N^{1/2}$ (con una probabilidad de no más de 0.1), que podría implicar la existencia de, al menos, algunas direcciones orbitales correlacionadas entre sí. Claramente es necesario estudiar una muestra más numerosa a fin de superar los presentes niveles de incerteza. Por otro lado, no parece haber una correlación de las orientaciones de las binarias con la orientación de las NPs, ni parece ser que la distribución de NPs elongadas varíe con el tipo morfológico de la misma. Podemos preliminarmente concluir que las orientaciones preferenciales en algunas NPs sería debidas a agentes extrínsecos a las mismas.

Referencias

- Bond, H & Livio, M. 1990, ApJ, 355, 568
 Corradi, R., Aznar, R., & Manpasso, A. 1998, MNRAS297, 617
 Fabian, A. C. & Hansen, C. J. 1979, MNRAS, 187, 283
 Livio, M. 1982, A&A, 105, 37

- Morris, M. 1981, *ApJ*, 249, 572
Soker, N. 1995, *MNRAS*, 274, 147
Soker, N. 1996, *ApJ*, 469, 734
Soker, N. 1997, *ApJSS*, 112, 487
Weidmann W., Díaz R., & Carranza G. 2002, *BAAA*, 45, 63 (en referato en:
The Astronomical Journal)
Wood, P. & Vassiliadis, E. 1992, en Simposio de la IAU 155, 29
Worley, C. & Heintz, W. 1983, *Publ. U.S. Naval Obs.* (2) 24, part VII
Yungelson, L., Tutukov, A., & Livio, M. 1993, *ApJ*, 418, 794
Zuckerman, B. & Gatley, I. 1988, *ApJ*, 324, 501

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Primer archivo digital de placas fotográficas del Observatorio Astronómico de Córdoba – III

I. Bustos Fierro,¹ J. H. Calderón,¹ R. R. Melia,¹ C. Willemoës,¹ y J. Willemoës¹

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Abstract. In view of IAU Recommendation C13 (1991) and Resolution B3 (2000), we are making a first low-resolution digitalization of the collection of photographic plates at Córdoba Observatory. These digital images constitute the First Digital Archive of Photographic Plates of Córdoba Observatory, that comprises the catalogs of the collections and the digital images. The purpose of this work is to make the plates accessible to the astronomical community and to contribute to their preservation. The new results in this release include direct and spectroscopic plates of Comet Halley from 1910, other comets, novae, some NGC objects, etc, comprising 675 plates from different instruments. In addition to the digitalization of plates, in this opportunity some observations logbooks of the Astrographic Telescope and the 1.54m newtonian telescope from Bosque Alegre were also digitized.

Resumen. De acuerdo a la Recomendación C13 (1991) y la Resolución B3 (2000) de la Unión Astronómica Internacional, se está realizando una primera digitalización –en baja resolución– de las colecciones de placas fotográficas –directas y espectroscópicas– del Observatorio Astronómico de Córdoba en lo que constituye el Primer Archivo Digital de Placas Fotográficas del Observatorio Astronómico de Córdoba. El mismo que comprende los catálogos de las colecciones y las imágenes de las placas. El propósito del trabajo es poner a disposición de la comunidad astronómica, en forma ágil y moderna, la valiosa información astronómica existente en éstas y atender a la conservación de las mismas. En este trabajo se presentan nuevos resultados obtenidos hasta el momento, que incluyen placas del Cometa Halley directas y espectroscópicas de 1910, otros cometas, novae, objetos NGC varios y otros. En esta etapa se han digitalizado un total de 675 placas tomadas con distintos instrumentos. Además, en esta oportunidad se digitalizaron varios cuadernos de observación del Telescopio Astrográfico y del Registro Newtoniano del Telescopio de 1.54m de Bosque Alegre.

1. Introducción

Existen en el Observatorio de Córdoba, al igual que en otros observatorios del mundo, importantes colecciones de placas fotográficas, generalmente muy antiguas y que contienen valiosa información astronómica (Calderón et al. 2004). Acceder a ella resulta generalmente dificultoso, por no decir tedioso, visto a la luz de las actuales formas de manejo de información, ya que insume un significativo tiempo de tarea manual. Gran parte de este material no ha sido procesado

a los fines de obtener la información científica en él contenida o no ha sido aprovechado totalmente.

Con el propósito de agilizar la disponibilidad de todo este valioso material y atender a su conservación se está llevando a cabo un programa para ponerlo al alcance de la comunidad astronómica en formato digital en lo que constituye el Primer Archivo Digital de Placas Fotográficas del Observatorio Astronómico de Córdoba. Esta primera versión, con imágenes en baja resolución (600 dpi), está siendo realizada mediante un escanner comercial para negativos. Importantes recomendaciones de las Comisiones 5 y 8 de la IAU avalan y estimulan la realización de este tipo de proyectos.

El estado de conservación de las placas es, en general, bueno o muy bueno, hallándose las colecciones prácticamente completas.

2. ¿Porqué construir un archivo digital de imágenes fotográficas antiguas?

Los eventos astronómicos registrados en placas fotográficas son únicos, esta cualidad genera un destacable interés en el uso de placas viejas en diversas áreas de la investigación astronómica actual. Las placas contienen mucha información que aún no ha sido aprovechada. Manipular placas para extraer la información es engorroso y arriesgado para su conservación. La manipulación de imágenes fotográficas implica el manejo de hasta 2 Mb/cm^2 de datos digitales. El número de placas es generalmente grande. En el Observatorio de Córdoba rondan las 10000. La cantidad de objetos en cada placa podría llegar a ser muy grande. Una sola placa Carte du Ciel en la zona del plano galáctico puede contener más de 3000 estrellas. El acceso a la información debe ser tan rápido como sea posible. Las Comisiones 5 y 8 de la IAU así lo recomiendan.

3. Metodología

A continuación se mencionan las operaciones seguidas en líneas generales para la construcción de los archivos digitales. Los detalles particulares dependen de cada colección y de los objetivos que se persigan.

- Limpieza, clasificación y ordenamiento de las placas. Propósito: Preservación. Alcance: Todas las colecciones.
- Construcción de catálogos digitales de las colecciones. Propósito: Facilitar búsquedas. Alcance: Todas las colecciones.
- Construcción de bases de imágenes digitales en baja resolución. Propósito: Facilitar inspecciones visuales e identificaciones. Efectuar mediciones rápidas y aproximadas. Alcance: Placas de imágenes directas.
- Construcción de bases de imágenes digitales en alta resolución. Propósito: Efectuar mediciones precisas. Alcance: Imágenes directas y espectroscópicas seleccionadas por interés.

4. Digitalización en baja resolución

Se realiza empleando un escáner para negativos marca UMAX, modelo Astra 1220P, con una resolución espacial física nominal de 600 dpi y una resolución digital de 8 bits (256 niveles de grises) con píxeles cuadrados de $42 \mu m$. Los barridos se realizan con la gelatina hacia el lado del sensor del escaner. Los valores de *offset* y brillo se ajustan de manera que no haya píxeles saturados y se aproveche al máximo el rango dinámico del aparato.

Para evaluar la calidad de las imágenes producidas por el escaner se realizaron diversas pruebas que se detallan en Bustos Fierro et al. 2003.

En anteriores oportunidades (Calderón et al. 2002a, Calderón et al. 2002b, Calderón et al. 2003) se han construido los catálogos y se han digitalizado los siguientes conjuntos de placas:

Carte du Ciel Zona Córdoba

Zonas de la Nube Menor de Magallanes

Zonas de la Nube Mayor de Magallanes

Zonas entre las Nubes de Magallanes

Zonas de Pulkovo para movimientos propios con respecto a las galaxias

Espectros de Eta Carinae (digitalizados con CCD).

En esta entrega se presentan nuevos resultados que incluyen:

Objetos NGC varios

Cometa Halley (1910)

Nova Geminorum (1912)

Cometa Mellish (1917)

Nova Aquilae (1918)

Cometa Geddes (1932)

Cometa Dodwell (1932)

Cometa Jackson Johannesburg (1934)

Cometa Peltier (1936)

Cometa Jackson (1936)

Nova Aquilae (1936)

Nova Sagitario (1936).

5. Digitalización de cuadernos de observación

En esta oportunidad, además de digitalizarse las placas fotográficas con el escaner de negativos, se digitalizaron algunos de los cuadernos de observación para la cual se montó en un trípode una cámara digital Fuji Finepix 2600 zoom de 2 megapíxeles, con las siguientes características:

Resolución máxima 1600x1200 píxeles

Memoria 16 MB

Formato de imagen JPEG

Zoom óptico 3x (38 mm – 14 mm equivalente a cámaras de 35 mm)

Zoom digital 2,5x

Distancia de enfoque normal: 80 cm a infinito – Modo macro: 10 cm a 80 cm

Rango de abertura gran angular: f/3,5 – Teleobjetivo: f/8,7

Ajustes de exposición automático y compensado.

Se digitalizaron los cuadernos 1 al 7 del Telescopio Astrográfico, donde se registran observaciones hechas desde 1909 hasta 1919, y el Registro Newtoniano del 1 al 10735, con las observaciones llevadas a cabo en el foco newtoniano del telescopio de 1,54 m del Bosque Alegre desde su inauguración en 1942 hasta 1982.

6. Conclusiones

Los catálogos construidos permiten una forma ágil y rápida de conocer el contenido de las colecciones a fin de reconocer el material existente junto con su estado de conservación, así como también poder ubicar objetivos específicos según coordenadas y épocas. Las imágenes de baja resolución son aptas para la exploración e identificación visual. De acuerdo a ensayos preliminares, podrían obtenerse posiciones con una precisión de aproximadamente 1" en placas del Telescopio Astrográfico. Aún no se han obtenido magnitudes fotográficas a partir de estas imágenes. Los cuadernos de observación en formato digital permiten conocer detalles sobre cada placa que no han podido ser volcados completamente en los catálogos digitales construidos, tales como hora y tiempo de exposición, observaciones con respecto al estado del cielo o inconvenientes presentados durante la observación.

Referencias

- Bustos Fierro, I. H., Melia, R. R., Willemoës, C., Giuppone, C. A., Calderón, J. H. 2003, Digitization of Córdoba Zone of Carte du Ciel Plates: A complete first survey, ADeLA Publications Series 1, 27
- Calderón, J. H., Bustos Fierro, I. H., Melia, R. R., Willemoës, C., Giuppone, C. 2002a, Primer archivo digital de placas fotográficas del Observatorio Astronómico de Córdoba, BAAA, 45, 7
- Calderón, J. H., Bustos Fierro, I. H., Melia, R. R., Willemoës, C., Giuppone, C. 2003, Primer archivo digital de placas fotográficas del Observatorio Astronómico de Córdoba – II, BAAA, 46, 89
- Calderón, J. H., Bustos Fierro, I. H., Melia, R. R., Willemoës, C., Giuppone, C. 2004, Ap.Sp.Sc., 290,345
- Calderón, J. H., Villada, M., Bustos Fierro, I.H. 2002b, RMxAC, 14, 148

**ESTRELLAS Y
SISTEMAS ESTELARES**

Abnormal isotopic abundances in chemically peculiar upper-main sequence stars

Swetlana Hubrig

European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile,

shubrig@eso.org

Abstract. The current state of knowledge about abnormal isotopic abundances in chemically peculiar stars is reviewed. Most remarkable progress has been achieved in the knowledge of isotopic mixtures of heavy elements in HgMn stars. Very recently, the anomalous isotopic structure of Ca has been discovered in different types of chemically peculiar stars. The results presented about the properties of chemically peculiar stars suggest further directions of investigations to be followed in view of answering the question of development of abundance peculiarities in these stars.

Resumen. Se repasa el actual estado del conocimiento acerca de abundancias isotópicas en estrellas químicamente peculiares. El progreso más notorio se ha logrado en el conocimiento de combinaciones isotópicas de elementos pesados en estrellas HgMn. Hace muy poco, se ha descubierto la estructura isotópica anómala de Ca en diferentes tipos de estrellas químicamente peculiares. Los resultados presentados acerca de las propiedades de estrellas químicamente peculiares sugiere que se impulsen direcciones de investigaciones a seguir, con el fin de responder la pregunta del desarrollo de peculiaridades de abundancia en estas estrellas.

1. Introduction

Chemically peculiar (CP) A and B stars are main-sequence stars in the spectra of which lines of a number of elements appear abnormally strong or weak with respect to the bulk of normal A and B dwarfs of the same temperature. Altogether, the CP stars include the He-rich, He-weak, HgMn, Si, SrCrEu and Am stars. A remarkable variety of elemental abundances and depletions in the atmospheres of CP stars has been a puzzle for stellar spectroscopists for more than a century since the first Ap star α^2 CVn was discovered by Miss Antonia Maury in 1897. Ap and Bp stars with significant dipolar or quadrupolar stellar magnetic fields have up to several dex overabundances of Si, Ti, Cr, Sr and rare earths and underabundances of some other elements, e.g. He and O. Am stars show mild overabundances of most elements from the iron peak, but always abnormally weak Ca II lines. The HgMn stars belong to a group of most slowly rotating late B-type stars and show substantial overabundances of a number of elements, mostly heavy ones, such as Pt, Au, Hg, Tl and Bi, and isotopic anomalies. In the magnetic Ap and Bp stars the rare earth elements are among the most enhanced, up to 3-4 dex, whereas the heavy elements are overabundant in the atmospheres of HgMn stars by up to a million times the solar system level.

Large isotope anomalies are well known in non-magnetic chemically peculiar A and B stars.

The mechanisms responsible for producing the chemical peculiarities in upper main-sequence stars are still unclear. It is generally believed that the peculiar atmospheric abundances are a consequence of trace element diffusion from the stellar envelope. The anomalous abundances probably arise from competition between gravitational settling, radiative levitation, turbulent and convective mixing, and mixed and fractionated mass loss (e.g. Gonzales, Artru & Michaud 1995). However, the observed abundance distributions in these stars have never been successfully explained by any calculation.

The study of isotopic anomalies of different chemical elements in non-magnetic CP stars dates back to the sixties when Sargent & Jugaku (1961) detected an anomalously high concentration of ^3He in the chemically peculiar Bp star 3 Cen A. The most complete study of the isotopic abundance of helium in the atmospheres of B stars was carried out by Hartoog & Cowley in 1979. All of the ^3He -enhanced stars exhibit a helium deficiency in their atmospheres and most of these stars are classified as He-weak or HgMn stars. Hartoog & Cowley also found a tendency for the relative abundance of ^3He to increase with temperature and established the possible absence of any correlation with the total helium abundance. The presence of the heavy element mercury in HgMn stars has been studied ever since Bidelman (1962) identified the $\lambda 3984 \text{ \AA}$ feature as due to Hg II. The early surveys of the mercury isotopic composition in these stars (e.g., Cowley & Aikman 1975; White et al. 1976) revealed substantial departures from the solar-system blend of Hg isotopes. They suggested that the most extreme isotope anomalies appear in the cooler HgMn stars. Significant progress in studies of isotopic abundances has been achieved in the last years by obtaining observations of increased spectral resolution and by availability of new atomic data, including laboratory measurements and computations of wavelengths, oscillator strengths, isotope shifts, and hyperfine structure for a variety of elements in different ionization stages. The combination of high-resolution spectra of unprecedented quality with the extreme sharpness of spectral lines observed in many HgMn stars made these stars ideal targets for the studies of individual isotopes of different elements and led to the identification of exotic species such as Ge, As, Br, Ru, Rh, Pd, Cd, Os, Yb, Tl, Pb, Bi (e.g., Leckrone et al. 1999, Castelli & Hubrig 2004a).

In the following sections I present the results of the most recent studies of isotopic anomalies in HgMn stars and conclude with a discussion of the future work needed for better understanding of the mechanisms responsible for abundance anomalies in chemically peculiar stars.

2. New developments in the study of HgMn stars

In the last years optical region studies based on high resolution spectra of HgMn stars concentrated on the behaviour of the Hg II $\lambda 3984$, Hg I $\lambda 4385$ and Hg II $\lambda 6149$ lines (Wolff & Lambert 1999; Dolk, Wahlgren & Hubrig 2003). The new determinations of isotopic abundances in a larger sample of HgMn stars, in agreement with previous works, confirmed the general trend that in the coolest stars mercury is concentrated in the heaviest isotopes. The high resolution spectro-

scopic study of the isotopic composition of Hg and Pt in five very slow rotating HgMn stars (Hubrig, Castelli & Mathys 1999) showed that also Pt behaves very similar to Hg, i.e. cooler stars exhibit large relative overabundance of the heavy isotopes. However, for some stars a very unusual Hg isotopic structure has been reported. The star HR 6759 has a peculiar isotope mixture, where the ^{198}Hg and ^{199}Hg isotopes are present along with ^{202}Hg and ^{204}Hg , while the ^{200}Hg and ^{201}Hg isotopes are almost completely lacking (Dolk, Wahlgren & Hubrig 2003). This mixture is similar to that observed for 11 Per (Wolff & Lambert 1999) and is difficult to explain using radiative diffusion, since isotopic mass differences alone cannot account for these observed mixtures. The star 46 Aql is rather hot with an effective temperature of about 13000 K. However, almost all of the mercury in this star is ^{204}Hg . In HR 7775, there are signs that the Hg I λ 4385 and Hg II λ 3984 lines have different isotope mixtures. The isotope mixture measured from the λ 3984 line does not fit the λ 4385 feature, as well as a mixture consisting of all isotopes. The confirmation of a difference in the isotopic structure of mercury lines from different ionization stages would be an important constraint on mechanisms proposed to cause the anomalous behaviour of mercury.

Very recently, the first observational evidence for large isotopic shifts in the infrared triplet of Ca II has been presented in a sample of HgMn stars (Castelli & Hubrig 2004b). Calcium has six stable isotopes with mass numbers 40, 42, 43, 44, 46 and 48. The terrestrial isotopic mixture (in percent) is 96.941, 0.647, 0.135, 2.086, 0.004 and 0.187, respectively (Anders & Grevesse 1989). The maximum isotopic shifts between the isotopes ^{40}Ca and ^{48}Ca for the Ca II lines at 3968.47 Å (H-line) and at 3933.64 Å (K-line) is of the order of only $\approx 9 \text{ m}\text{\AA}$ (Martensson-Pendrill et al. 1992), so that these lines are practically unaffected by possible calcium isotopic composition anomalies. On the other hand, the largest isotopic shift in the Ca II infrared triplet at 8498.023 Å, 8542.091 Å and 8662.141 Å, due to $3d^2D_j \rightarrow 4p^2P_j$ transitions, is about 0.2 Å, according to Nörtershäuser et al. (1998). Therefore, the measurement of the exact wavelengths of the Ca II infrared lines give information on the isotopic composition of slowly rotating stars observed at high-resolution and high S/N ratio. Nörtershäuser et al. (1998) measured the isotope shifts of all stable isotopes with respect to the most abundant isotope ^{40}Ca by means of fast ion beam collinear laser spectroscopy, as well as the hyperfine structure of ^{43}Ca .

Among the studied HgMn stars, the record holder is the star HR 7143 for which the measured wavelength is consistent with Ca II being present in the atmosphere entirely in form of the heaviest stable isotope ^{48}Ca . This is a very striking result as ^{48}Ca makes up only 0.187% of the terrestrial Ca mixture.

Unpublished wavelength measurements indicate that chemically peculiar stars in the magnetic sequence also show displaced Ca II lines of the infrared triplet (Cowley 2004). In the UVES spectra of HD 101065 (Przybylski's star) and a similar magnetic CP star HD 217522, two available lines, $\lambda\lambda$ 8498 and 8662 show 0.18 to 0.20 Å positive shifts.

Due to the limited number of sample stars in this recent study it was impossible to place any constraints from the influence of various stellar parameters upon the anomalous isotopic structure of Ca II in both normal and peculiar stars. From the analysis of ten HgMn stars it seems probable that hotter stars are dominated by heavier Ca isotopes (Castelli & Hubrig, 2004b). However, obser-

vations of a larger stellar sample are needed to confirm this trend and to provide statistical information on correlations between the isotopic Ca abundances and $\log g$ (as an indicator of the stellar age), membership in binary and multiple systems, chemical composition, chemical peculiarity type and magnetic field. It is noteworthy that the trend is opposite for the heavy elements Hg and Pt and the largest deviations from the terrestrial composition are found in the coolest HgMn stars (e.g. Hubrig, Castelli & Mathys 1999).

3. Some clues to the origin of anomalies

The explanation of the HgMn star phenomenon could be a result of a complex interplay between a number of physical mechanisms. Possible hints of this are recent magnetic field and surface inhomogeneity detections in HgMn stars, both of which are quantities that could influence the HgMn star abundances.

Previous searches for magnetic fields in HgMn stars had shown that these stars, unlike magnetic Ap and Bp stars, do not have large-scale organized fields detectable through spectropolarimetry. It has never been ruled out, though, that they might have tangled magnetic fields of the order of a few thousand Gauss with only a small net longitudinal component. The first results of the measurements of magnetic fields with the Zeeman analyzer of CASPEC at the 3.6 m ESO telescope in the two SB2 systems with HgMn primaries, 74 Aqr and χ Lup, have been published in 1995 (Mathys & Hubrig 1995). In this study the moment technique was applied to look for possible differential broadening of spectral lines having different magnetic sensitivities. The diagnosis of the quadratic field revealed that the HgMn primary of the system 74 Aqr has a quadratic field of 3.6 kG. A longitudinal magnetic field of a few hundred Gauss has been detected in the secondary component of χ Lup.

Very recently, Hubrig et al. (2004c) have presented the results of a magnetic survey with FORS 1 in polarimetric mode of a sample of B stars with previously undetected magnetic fields. The multi-mode instrument FORS 1 at the VLT is equipped with polarization analyzing optics comprising super-achromatic half-wave and quarter-wave phase retarder plates and a Wollaston prism with a beam divergence of $22''$ in standard resolution mode. The circular polarization spectra have been recorded using GRISM 600B in the wavelength range 3480–5890 Å to cover all hydrogen Balmer lines from H_β to the Balmer jump. The assessment of the longitudinal magnetic field using FORS 1 spectra is achieved by measuring the circular polarization of opposite sign induced in the wings of Balmer lines by the Zeeman effect.

Out of five HgMn stars studied in this survey, three show longitudinal magnetic fields of the order of a few hundred Gauss. However, the structure of the field in HgMn stars must be sufficiently tangled so that it does not produce a strong net observable circular polarization signature. It is possible that most HgMn stars have complicated magnetic fields that are difficult to detect observationally but that affect abundances. As magnetic fields can strongly affect radiative diffusion (Michaud, Charland & Megessier 1981), they may play a major role in producing the abundance and isotopic anomalies observed in HgMn stars.

The aspect of inhomogeneous distribution of some chemical elements over the surface of HgMn stars has been discussed for the first time in 1995 (Hubrig &

Mathys 1995). From the survey of HgMn stars in close SBs, it was suggested that some chemical elements might be inhomogeneously distributed on the surface, with, in particular, preferential concentrations of Mn around the rotation poles and of Hg along the equator. In close SB2 systems, for which orbital planes have small inclinations to the line of sight, a large overabundances of Hg and almost normal Mn are found. By contrast, in stars with orbits almost perpendicular to the line of sight, mercury is not observed at all, whereas Mn lines are remarkably strong.

The first definitively identified spectrum variability which is not caused by the companion has been recently reported for the binary HgMn star α And by Wahlgren, Ilyin & Kochukhov (2001) and Adelman et al. (2002). They suggested that the spectral variations of the Hg II line at λ 3984 Å discovered in high-dispersion spectra are not due to the orbital motion of the companion, but rather produced by the combination of the 2.8 day period of rotation of the primary and a nonuniform surface distribution of mercury which is concentrated in the equatorial region, in good correspondence with the results of Hubrig & Mathys (1995).

However, it may be an essential clue for the understanding of the origin of the chemical anomalies of HgMn stars that many stars of this peculiarity type are very young and are located on the ZAMS or close to it. Their position in the H-R diagram has been obtained from accurate Hipparcos parallaxes ($\sigma(\pi)/\pi < 0.2$) and using photometric data in the Geneva and Strömgren systems for the determination of the effective temperatures (Hubrig et al. 2004c). It is remarkable that many HgMn stars are found in young associations with an age as low as 7×10^5 years (deduced from the presence of the youngest HgMn stars HR 6000 in the Lupus star-forming complex). It is possible that these stars are surrounded by dust envelopes or by thin circumstellar/circumbinary disks. Unfortunately, it is not clear from the previous studies of α And, which is a spectroscopic binary with a companion of ~ 2 mag fainter than the primary in the optical region, whether a reasonable agreement with the observations could be found using, for example, stratified atmospheres with a Hg enhanced layer at very small optical depths, or assuming a Hg concentration in a non-uniform equator belt which is part of a circumprimary or circumbinary disk. Recent studies with SCUBA showed that both circumprimary and circumbinary dust disks can be present around late B-type stars with less massive companions (Wyatt, Dent & Greaves et al. 2003).

The ZAMS eclipsing binary AR Aur (HD 34364, B9V+B9.5V) with an orbital period of 4.13 days at an age of only 4×10^6 years belongs to the Aur OB1 association and presents the best case for a study of evolutionary aspects of the chemical peculiarity phenomenon and circumstellar matter around this star. This is the only eclipsing binary with a HgMn peculiarity known to date. The primary and the secondary eclipses are nearly total because its orbital inclination is 88.5° (Johansen 1970), and the radii of both stars are almost equal. Chochol et al. (1988) discovered a third body in the system. The existence of the as yet unseen third star with the mass $0.51 M_\odot$ has been inferred from a light-time effect in the observed minima with a period of 24 years. Nordström & Johansen (1994) derived the parameters of this multiple system in detail through an analysis of the available light and radial velocity curves. They concluded that the secondary

star is still contracting towards the ZAMS, while the primary star appears to be exactly on the ZAMS.

Remarkably, Takeda, Takada & Kitamura (1979) reported that AR Aur exhibits variations in the Hg II $\lambda 3984 \text{ \AA}$ and Y II $\lambda 3982 \text{ \AA}$ lines. Just before the mid-secondary minimum, the Hg II line suddenly became the strongest over all the observed phases, showing a double-line structure. The observed extent up to +80 km/s of the red wing of the Hg II line at the time of the secondary eclipse could not, however, be explained by the Doppler shift due to the orbital and/or rotational motion alone. To explain the variations of mercury Takeda et al. suggested that the primary star has some inhomogeneities such as a cloud, or spot, or stratification. Later Zverko, Ziznovsky & Khokhlova (1997) reached a similar conclusion about the variable profiles of mercury. However, both studies used photographic observations at low resolution of about 20000 and less and a S/N of 50.

Certainly, a more rigorous study using very high quality, high-resolution spectroscopy at a very high S/N ratio should provide convincing evidence that the Hg II line profiles are variable and should allow to study the site of the Hg II line formation. It will also be important to use the new high quality spectra for a search of interstellar components in strong metallic lines (Ca II H & K, Na D1 and D2 lines, near IR Ca triplet, Ba, Fe II and Cr II lines). Very recently, such a study has been carried out for Vega using high-resolution, high S/N spectra revealing for the first time interstellar components in many spectral lines (Bohlender & Griffin 2004).

4. Future work

The theoretical understanding of the isotopic peculiar abundances and of the processes responsible for them is still poor, mostly because of the insufficiency of the presently available observational constraints. High-quality studies of correlations between elemental abundances and fundamental parameters are crucial for the understanding of the physical processes taking place in CP stars. In the absence of convective zones and other mixing mechanisms in A and B stars it is very likely that radiative diffusion is responsible for many observed abundance peculiarities. However, this mechanism alone can not account for all abundance and isotopic anomalies (Proffitt et al. 1999, ApJ 512, 942). Effects of stellar evolution, binarity, mass loss, microturbulence and magnetic fields could also play important roles in the development of anomalies. Systematic studies of magnetic fields and the variation of abundances of given chemical elements as a function of fundamental parameters can yield significant insight into the mechanisms responsible for abundance anomalies in CP stars.

It is important to investigate the Ca isotopic anomaly in a variety of stars. The discovery of this phenomenon in CP stars does not necessarily mean that it is restricted to this group. It is important to note that for the sun the observed infrared Ca II profiles agree much better in the cores with the computed profiles when all the isotopic components (with the terrestrial mixture) are considered, indicating the importance of the isotopic composition for line profile predictions (Castelli & Hubrig 2004).

The origin of the ^{48}Ca isotope itself is problematic (Clayton, D. D., Handbook of Isotopes in the Cosmos, 2003), and it is urgent to find if only the traditional CP stars show an excess of ^{48}Ca . Scientists who work on presolar grains can not measure the ^{48}Ca isotope because of some interference with ^{48}Ti in their mass spectrographs. For most of the Ca isotopes the s-process is invoked. The formation of ^{48}Ca is, however, enigmatic, since the ^{47}Ca isotope is unstable.

It is important to study the isotopic mixture of Ca II in stars of different mass and different evolutionary stage, in particular in the normal B and A spectral type stars and chemically peculiar stars belonging to different classes: metallic-lines Am–Fm stars, magnetic Ap stars, HgMn stars, He-weak stars, BpSi stars and λ Boo stars and further to add F, G and K stars to complete the sample. Furthermore, stars of various metallicity including old metal-poor Galactic halo stars should also be examined.

The rest wavelength to adopt for Ca II lines in deriving radial velocities is also of great relevance to ESA's coming GAIA mission, which will record stellar spectra over the whole sky in a spectral interval centered on the Ca II infrared triplet with a limiting magnitude of $V=17.5$. The expected accuracy of GAIA radial velocities is of the order of 1 km/sec down to $V=15$ (cf. Munari et al. 2003), and the 0.2 Å shift caused by the isotopic anomaly translates into a 7 km/sec uncertainty in GAIA radial velocities. We therefore need to both (a) quantify accurately the effect of the isotopic induced shift and (b) link its presence to other observables (like metallicity, binarity, mass loss, etc.) that can be assessed by combined astrometric, photometric and spectroscopic GAIA observations. The quantification of this effect needs to be done soon, because a variable reference wavelength for the Ca II lines requires a re-design of part of the automatic pipeline for GAIA data reduction. With the mission approved for a launch in just six years from now (April 2010), any major change in the data reduction pipelines needs fast implementation and testing.

References

- Adelman, S. J., Gulliver, A. F., Kochukhov, O. P., et al. 2002, ApJ, 575, 449
Anders, A., Grevesse, N. 1989, Cosmochim. Acta 53, 197
Bidelman, W. P. 1962, AJ, 67, 111
Bohlender, D. A., & Griffin, R. E. M. 2004, ASP Conf. Ser., in press
Castelli, F., & Hubrig, S. 2004a, A&A, 425, 263
Castelli, F., & Hubrig, S. 2004b, A&A, 421, L1
Clayton, D. D. Handbook of Isotopes in the Cosmos, 2003, Cambridge U. Press
Chochol, D., Juza, K., Zverko, J., et al. 1988, Bull. Astr. Inst. Czechosl. 39, 69
Cowley, C. R. 2004, private communication
Cowley, C. R., & Aikman, G. C. L. 1975, PASP 87, 513
Dolk, L., Wahlgren, G. M., & Hubrig, S. 2003, A&A, 402, 299
González, J.-F., Artru, M.-C., & Michaud, G. 1995, A&A, 302, 788
Hartoog, M. R., & Cowley, A. P. 1979, ApJ, 228, 229
Hubrig, S., Szeifert, T., North, P., et al. 2004c, ASP Conf. in press

- Hubrig, S., Castelli, F., & Mathys, G. 1999, *A&A*, 341, 190
- Hubrig, S., & Mathys, G. 1995, *Com. Ap* 18, 167
- Johansen, K. T. 1970, *A&A*, 4, 1
- Leckrone, D. S., Proffitt, C. R., Wahlgren, G. M., Johansson, S. G., & Brage, T. 1999, *AJ*, 117, 1454
- Martensson-Pendrill, A.-M., Ynnerman, A., Wartson, H., et al. 1992, *Phys. Rev.* 45, 4675
- Mathys, G., & Hubrig, S. 1995, *A&A*, 293, 810
- Michaud, G., Charland, Y., & Megessier, C. 1981, *A&A*, 103, 244
- Munari, U., Zwitter, T., Katz, D., et al. 2003, *ASP Conf. Ser.* 298, 275
- Nordström, B., & Johansen, K. T. 1994, *A&A*, 282, 787
- Nörtershäuser, W., Blaum, K., Icker, P., et al. 1998, *Eur. Phys. J.* 2, 33
- Sargent, A. W. L. W., & Jugaku, A. J. 1961, *ApJ*, 134, 777
- Takeda, Y., Takada, M., & Kitamura, M. 1979, *PASJ* 31, 821
- Wahlgren, G. M., Ilyin, I., & Kochukhov, O. 2001, *BAAS* 33, 1506
- White, R. E., Vaughan, A. H., Preston, G. W., & Swings, J. P. 1976, *ApJ*, 204, 131
- Woolf, V. M., & Lambert, D. L. 1999, *ApJ*, 521, 414
- Wyatt, M. C., Dent, W. R. F., & Greaves, J. S. 2003, *MNRAS* 342, 876
- Zverko, J., Ziznovsky, J., & Khokhlova, V. L. 1997, *Contr. Astron. Obs. Scaln. Pleso* 27, 41

Abundancias químicas y estado de evolución de estrellas tipo B y A

Olga I. Pintado,^{1,*} Susana Pedrosa,¹ y Saul J. Adelman²

¹ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Dpto de Física, FCEyT, Universidad Nacional de Tucumán, Argentina, opintado@tucbbs.com.ar

² Department of Physics, The Citadel (Charleston, SC, USA)

* Astrónomo Visitante del Complejo Astronómico El Leoncito que opera mediante acuerdo entre el CONICET y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan

Abstract. Three stars of B (α Tel y HR1781) and A (τ^7 Eri) type have been studied in order to determine their evolutionary state and the presence of chemical peculiarities. For this study we used spectra with high signal-to-noise ratios, obtained with the EBASIM spectrograph at CASLEO. The effective temperature, surface gravity, rotational velocity and chemical abundances were derived. In order to determine the evolutionary state of the stars, we calculate their luminosity using Hipparcos parallaxes.

Resumen. Se estudian tres estrellas tipo B (α Tel y HR1781) y A (τ^7 Eri) con el objeto de determinar la posible existencia de peculiaridades en su composición química, así como el estado evolutivo de las mismas. El estudio se realiza en base a espectros con alta relación señal-ruido obtenidos con EBASIM de CASLEO. Se determinan temperatura efectiva, gravedad superficial, velocidad de rotación y abundancias químicas. Se utilizan las paralajes de Hipparcos para calcular la luminosidad, lo que permite determinar el estado evolutivo de las mismas.

1. Datos observacionales

Continuando con el estudio de atmósferas de estrellas de tipo espectral B y A se seleccionaron tres estrellas poco estudiadas espectroscópicamente. Las mismas fueron observadas en CASLEO con el espectrógrafo EBASIM y el CCD Tek. Todas las imágenes fueron obtenidas con 30 minutos de exposición. Los espectros se procesaron con IRAF¹, realizándose correcciones por bias y flat en todos los casos. Se sumaron utilizando la subrutina COMBINE y la normalización de los mismos se realizó con la subrutina CONTINUUM. En la tabla 1 se detallan los espectros utilizados en este trabajo y la configuración usada en cada uno de ellos.

¹IRAF es distribuido por National Optical Astronomical Observatories que es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., por acuerdo con la US National Science Foundation.

Tabla 1
Espectros Utilizados

Estrella	$\Delta\lambda$ (nm)	Fecha Obs.	Red (1/mm)	Cant. de Espectros
Tau7Eri	424-475	Oct-2000	226	3
	473-559	Oct-2000	226	6
	557-600	Oct-2000	226	8
	599-633	Oct-2000	226	5
	633-738	Oct-2000	115	2
AlpTel	427-474	Jun-2000	226	4
	472-597	Jun-2000	226	6
	594-654	Jun-2000	226	2
HR1781	415-456	Oct-2000	226	3
	454-559	Oct-2000	226	6
	557-588	Oct-2000	226	8
	580-648	Oct-2000	226	2
	647-731	Oct-2000	115	4
	731-905	Feb-2001	226	2

2. Parámetros estelares

La temperatura efectiva y la gravedad superficial se calcularon usando la fotometría de Johnson y los programas de Napiwotzki et al. (1993). Los datos fotométricos y el resto de los parámetros estelares que se muestran en la tabla siguiente se obtuvieron de SIMBAD.

Tabla 2
Parámetros Estelares

Parámetro	τ^7 Eri	α Tel	HR1781
V	5.24	3.48	5.68
Tipo Espectral	A1V	B3IV	B1.5V
Teff	8730	16912	23481
log g	3.91	3.92	4.03
v _{seni}	24/18	35	30/0/15
VR	29	-0.2	22.1

3. Abundancias químicas

Para el cálculo de los modelos de atmósferas estelares se utilizaron los programas ATLAS9, WIDTH9 y SYNTHÉ (Kurucz, 1993). Los programas corren bajo sistema operativo LINUX (Sbordone L., Bonifacio, P., Castelli, F. & Kurucz, R.L., 2004, comunicación privada). Las abundancias se calcularon ajustando los espectros sintéticos a los espectros observados. En la Figura 1 se muestran resultados obtenidos para HR1781. En el cálculo de los espectros sintéticos no se hicieron correcciones por velocidad de rotación ni por perfil instrumental, por lo que las abundancias calculadas son aproximadas.

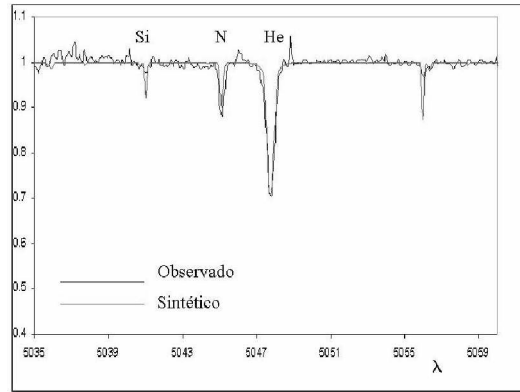


Figura 1. Espectros de HR1781

4. Resultados obtenidos

τ^7 Eri presenta sobreabundancia de todos los elementos pesados, con características de estrella Am.

α Tel tiene deficiencia de S, Si, N y C. El resto de los elementos tienen abundancias solares.

HR1781 presenta abundancias solares, salvo para algunos elementos del pico del Fe, que son levemente sobreabundantes.

En ningún caso se calculó la abundancia del He. Cabe destacar que los resultados son preliminares y que es necesario hacer la corrección por velocidad de rotación y perfil instrumental para obtener valores más precisos.

5. Luminosidad

Intentamos determinar el estado de evolución de las estrellas estudiadas. Para ello calculamos la luminosidad de las mismas a partir de las magnitudes de SIMBAD y las paralajes de Hipparcos, (ESA, 1997) respectivamente.

Las correcciones bolométricas se calcularon según el esquema presentado por Bessel et al. (1998). En la Figura 2 se presenta un diagrama HR junto con los diagramas de evolución de Shaller et al. 1992. Puede observarse en la misma que tanto α Tel como HR1781 se encuentran fuera de la secuencia principal. Esto puede deberse a errores sistemáticos en el cálculo de la temperatura efectiva y/o luminosidad. Todavía existe controversia respecto al valor adoptado para la corrección bolométrica del Sol. Por otro lado las temperaturas determinadas en base a datos fotométricos pueden no ser correctas al tratarse de estrellas con peculiaridades químicas. Es por ello que se hace necesario calcular tanto la temperatura efectiva como la gravedad superficial ajustando perfiles de las líneas de Hidrógeno.

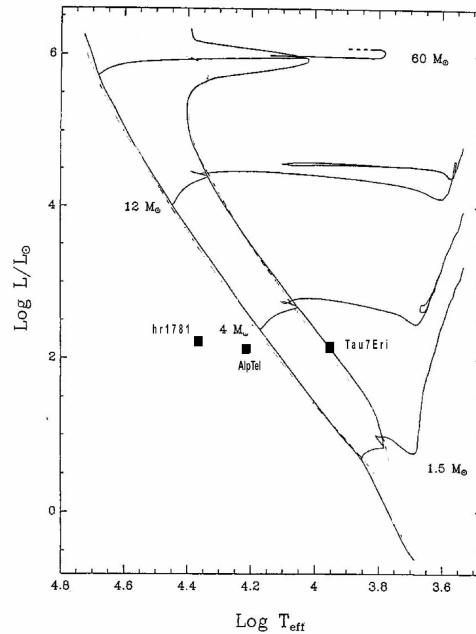


Figura 2. Diagrama HR y diagramas de evolución de Schaller et al. 1992

6. Comentarios finales

Es necesario incluir las líneas débiles en el ajuste de los espectros sintéticos, así como las correcciones por velocidad de rotación y perfil instrumental, a fin de obtener valores más realistas de las abundancias químicas. Por otro lado es necesario realizar un mejor ajuste de la velocidad de microturbulencia a partir de las abundancias de FeI y FeII. Después de realizar estos ajustes se podrán determinar las características de las estrellas estudiadas, así como su estado de evolución.

Agradecimientos. Al personal del CASLEO por la colaboración prestada durante la realización de las observaciones.

El CCD y el sistema de adquisición de datos ha sido financiado parcialmente por R.M. Rich (U.S.NSF Grant AST-90-1592)

Referencias

- Bessel, M. S., Castelli, F. & Plex, B. 1998, A&A, 333, 231
 ESA 1997, The Hipparcos and Tycho Catalogue, SP-1200
 Kurucz, R. L. 1993, CDROM 13,18, <http://kurucz.harvard.edu/>
 Napiwotzki, R., Schonberner, D., & Wenske, V. 1993, A&A, 268, 653
 Schaller, G., Schaerer, D., Maynet, G. & Maeder, A. 1992, A&A, 96, 269

Transporte de radiación en 3-D

Andrea Torres y Lydia Cidale
FCAGLP, UNLP, La Plata, Argentina
andy@carina.fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. We solve the equation of radiative transfer in a three-dimensional system following the two dimensional problem discussed by Cannon (1985).

Resumen. Resolvemos la ecuación de transporte radiativo para un sistema tridimensional, en forma análoga a la propuesta por Cannon (1985) para un caso bidimensional.

1. Introducción

El método desarrollado por Feautrier (1964) para resolver la ecuación de transporte radiativo para un medio unidimensional fue generalizado por Cannon (1970, 1971) para considerar sistemas multidimensionales y aplicado para discutir modelos bidimensionales. Siguiendo esta propuesta, extendemos esta técnica para resolver sistemas en tres dimensiones. Este método numérico permitirá estudiar la variación del espectro de radiación con la latitud en atmósferas estelares con alta rotación y/o campos magnéticos.

2. Metodología

La ecuación de transporte radiativo, independiente del tiempo, para un sistema en tres dimensiones es:

$$\sin \theta \cos \phi \frac{\partial I}{\partial x} + \sin \theta \sin \phi \frac{\partial I}{\partial y} + \cos \theta \frac{\partial I}{\partial z} = -\kappa(I - S) \quad (1)$$

donde la función fuente S está dada por:

$$S(x, y, z, \nu) = \frac{1 - \epsilon}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin \theta d\theta I(x, y, z, \nu, \theta, \phi) + \epsilon B_\nu(T)$$

Las coordenadas cartesianas (x, y, z) especifican una posición en la atmósfera, mientras que (θ, ϕ) fijan la dirección del rayo relativa a la normal exterior en un marco de referencia local en un punto (x, y, z) .

Definimos las intensidades salientes y entrantes para cada posición (x, y, z) y frecuencia ν de la siguiente manera:

$$I_{++}^+ = I(\mu > 0, \cos \phi > 0, \sin \phi > 0), \quad I_{++}^- = I(\mu < 0, \cos \phi > 0, \sin \phi > 0)$$

$$\begin{aligned} I_{-+}^+ &= I(\mu > 0, \cos \phi < 0, \sin \phi > 0), & I_{-+}^- &= I(\mu < 0, \cos \phi < 0, \sin \phi > 0) \\ I_{+-}^+ &= I(\mu > 0, \cos \phi > 0, \sin \phi < 0), & I_{+-}^- &= I(\mu < 0, \cos \phi > 0, \sin \phi < 0) \\ I_{--}^+ &= I(\mu > 0, \cos \phi < 0, \sin \phi < 0), & I_{--}^- &= I(\mu < 0, \cos \phi < 0, \sin \phi < 0) \end{aligned}$$

donde $\theta = \cos^{-1}\mu$.

Dado que $S(x, y, z, \nu)$ es independiente de θ y ϕ podemos escribir la ecuación (1) en función de las nuevas variables:

$$\begin{aligned} \pm \frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial I_{++}^\pm}{\partial z} + \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial I_{++}^\pm}{\partial x} + \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial I_{++}^\pm}{\partial y} &= -I_{++}^\pm + S \\ \pm \frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial I_{+-}^\pm}{\partial z} - \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial I_{+-}^\pm}{\partial x} + \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial I_{+-}^\pm}{\partial y} &= -I_{+-}^\pm + S \\ \pm \frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial I_{-+}^\pm}{\partial z} + \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial I_{-+}^\pm}{\partial x} - \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial I_{-+}^\pm}{\partial y} &= -I_{-+}^\pm + S \\ \pm \frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial I_{--}^\pm}{\partial z} - \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial I_{--}^\pm}{\partial x} - \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial I_{--}^\pm}{\partial y} &= -I_{--}^\pm + S \end{aligned}$$

Definimos nuevas variables, equivalentes a una intensidad media y a un flujo:

$$\begin{aligned} \Phi^{(1)} &= \frac{1}{2}(I_{++}^+ + I_{--}^-), & \Psi^{(1)} &= \frac{1}{2}(I_{++}^+ - I_{--}^-) \\ \Phi^{(2)} &= \frac{1}{2}(I_{--}^+ + I_{+-}^-), & \Psi^{(2)} &= \frac{1}{2}(I_{--}^+ - I_{+-}^-) \\ \Phi^{(3)} &= \frac{1}{2}(I_{-+}^+ + I_{+-}^-), & \Psi^{(3)} &= \frac{1}{2}(I_{-+}^+ - I_{+-}^-) \\ \Phi^{(4)} &= \frac{1}{2}(I_{+-}^+ + I_{-+}^-), & \Psi^{(4)} &= \frac{1}{2}(I_{+-}^+ - I_{-+}^-) \end{aligned}$$

mediante las mismas podemos obtener el siguiente sistema de ecuaciones integro-diferenciales de segundo orden para las nuevas intensidades $\Phi^{(i)}$, $i=1, \dots, 4$:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \Phi^{(1)} &= \Phi^{(1)} - S \\ \left(\frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \Phi^{(2)} &= \Phi^{(2)} - S \\ \left(\frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \Phi^{(3)} &= \Phi^{(3)} - S \\ \left(\frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \Phi^{(4)} &= \Phi^{(4)} - S \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Las ecuaciones de contorno se pueden hallar observando que se cumplen relaciones tales como:

$$\Psi^{(1)} = \Phi^{(1)} - I_{--}^- = I_{++}^+ - \Phi^{(1)}$$

Entonces, para el borde externo e interno respectivamente, tendremos:

$$\left. \begin{aligned}
\left(\frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} \right) \Phi^{(1)} &= I_{--}^- - \Phi^{(1)} \\
&= \Phi^{(1)} - I_{++}^+ \\
\left(\frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} \right) \Phi^{(2)} &= I_{++}^- - \Phi^{(2)} \\
&= \Phi^{(2)} - I_{--}^+ \\
\left(\frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} \right) \Phi^{(3)} &= I_{+-}^- - \Phi^{(3)} \\
&= \Phi^{(3)} - I_{-+}^+ \\
\left(\frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\sin \theta \cos \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\sin \theta \sin \phi}{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} \right) \Phi^{(4)} &= I_{-+}^- - \Phi^{(4)} \\
&= \Phi^{(4)} - I_{+-}^+
\end{aligned} \right\} \quad (3)$$

En nuestro caso particular, consideramos que la intensidad de radiación incidente en la superficie es nula, mientras que para evaluar la intensidad de radiación en lo profundo de la atmósfera usamos la aproximación de difusión.

La función fuente toma la forma:

$$S(x, y, z, \nu) = \frac{1 - \epsilon}{2\pi} \int_0^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\mu [\Phi^{(1)} + \Phi^{(2)} + \Phi^{(3)} + \Phi^{(4)}] + \epsilon B_\nu(T) \quad (4)$$

La solución de este sistema de ecuaciones íntegro-diferenciales de segundo orden para $\Phi^{(i)}, i = 1, \dots, 4$ puede obtenerse numéricamente, reemplazando las derivadas espaciales por diferencias finitas y las integrales por sumas de cuadraturas. Construimos una grilla de N_x, N_y y N_z puntos en la dirección x, y y z , respectivamente y N_μ y N_ϕ puntos para μ y ϕ . Entonces, si definimos para cada profundidad z_j de la grilla el vector $\vec{\Phi}_j$:

$$\vec{\Phi}_j = \begin{pmatrix} \Phi(x_1, y_1, z_j, \nu, \mu_1, \phi_1) \\ \vdots \\ \Phi(x_{N_x}, y_{N_y}, z_j, \nu, \mu_{N_\mu}, \phi_{N_\phi}) \end{pmatrix}$$

podemos escribir los sistemas de ecuaciones (2) y (3) como un sistema de ecuaciones algebraicas en forma matricial:

$$\left. \begin{aligned}
-\mathbf{A}_j^{(1)} \vec{\Phi}_{j-1}^{(1)} + \mathbf{B}_j^{(1)} \vec{\Phi}_j^{(1)} - \mathbf{C}_j^{(1)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(1)} &= \vec{\mathbf{L}}_j^{(1)} + \mathbf{D}_j^{(1)} \vec{\Phi}_j^{(2)} + \mathbf{D}_j^{(1)} \vec{\Phi}_j^{(3)} + \mathbf{D}_j^{(1)} \vec{\Phi}_j^{(4)} \\
-\mathbf{A}_j^{(2)} \vec{\Phi}_{j-1}^{(2)} + \mathbf{B}_j^{(2)} \vec{\Phi}_j^{(2)} - \mathbf{C}_j^{(2)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(2)} &= \vec{\mathbf{L}}_j^{(2)} + \mathbf{D}_j^{(2)} \vec{\Phi}_j^{(1)} + \mathbf{D}_j^{(2)} \vec{\Phi}_j^{(3)} + \mathbf{D}_j^{(2)} \vec{\Phi}_j^{(4)} \\
-\mathbf{A}_j^{(3)} \vec{\Phi}_{j-1}^{(3)} + \mathbf{B}_j^{(3)} \vec{\Phi}_j^{(3)} - \mathbf{C}_j^{(3)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(3)} &= \vec{\mathbf{L}}_j^{(3)} + \mathbf{D}_j^{(3)} \vec{\Phi}_j^{(1)} + \mathbf{D}_j^{(3)} \vec{\Phi}_j^{(2)} + \mathbf{D}_j^{(3)} \vec{\Phi}_j^{(4)} \\
-\mathbf{A}_j^{(4)} \vec{\Phi}_{j-1}^{(4)} + \mathbf{B}_j^{(4)} \vec{\Phi}_j^{(4)} - \mathbf{C}_j^{(4)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(4)} &= \vec{\mathbf{L}}_j^{(4)} + \mathbf{D}_j^{(4)} \vec{\Phi}_j^{(1)} + \mathbf{D}_j^{(4)} \vec{\Phi}_j^{(2)} + \mathbf{D}_j^{(4)} \vec{\Phi}_j^{(3)}
\end{aligned} \right\} \quad (5)$$

La dimensión de cada una de las matrices es $N_x N_y N_\mu N_\phi$, es decir que son matrices muy grandes y no resulta sencillo construirlas. Para la condición de contorno superior $\mathbf{A}_1^{(k)} \equiv \mathbf{0}$, mientras que para la condición inferior tenemos $\mathbf{C}_{N_z}^{(k)} \equiv \mathbf{0}$, para $k = 1, \dots, 4$.

El sistema de ecuaciones matriciales acopladas (5) se puede resolver usando las relaciones de recurrencia:

$$\left. \begin{aligned} \vec{\Phi}_j^{(1)} &= \mathbf{U}_j^{(1)} + \mathbf{V}_j^{(1)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(1)} + \mathbf{W}_j^{(1)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(2)} + \mathbf{X}_j^{(1)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(3)} + \mathbf{Y}_j^{(1)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(4)} \\ \vec{\Phi}_j^{(2)} &= \mathbf{U}_j^{(2)} + \mathbf{V}_j^{(2)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(1)} + \mathbf{W}_j^{(2)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(2)} + \mathbf{X}_j^{(2)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(3)} + \mathbf{Y}_j^{(2)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(4)} \\ \vec{\Phi}_j^{(3)} &= \mathbf{U}_j^{(3)} + \mathbf{V}_j^{(3)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(1)} + \mathbf{W}_j^{(3)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(2)} + \mathbf{X}_j^{(3)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(3)} + \mathbf{Y}_j^{(3)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(4)} \\ \vec{\Phi}_j^{(4)} &= \mathbf{U}_j^{(4)} + \mathbf{V}_j^{(4)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(1)} + \mathbf{W}_j^{(4)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(2)} + \mathbf{X}_j^{(4)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(3)} + \mathbf{Y}_j^{(4)} \vec{\Phi}_{j+1}^{(4)} \end{aligned} \right\}$$

La obtención de estas relaciones es algebraicamente extensa.

Finalmente, la función fuente se obtiene por sustitución directa en la ecuación (??).

3. Discusión

Hemos aplicado un método para resolver la ecuación de transporte en tres dimensiones que nos permite determinar la interacción del campo de radiación con un medio con forma arbitraria. El método tiene la desventaja de trabajar con matrices muy grandes, pero tiene la ventaja de ser muy estable. El desarrollo matemático ha sido concluido, los elementos matriciales ya han sido determinados (por razones de espacio no pueden ser presentados en este trabajo). Este método se implementará para resolver una atmósfera extendida distorsionada por rotación y/o campos magnéticos.

Referencias

Feautrier, P. 1964, C. R., 258, 3189.
 Cannon, C. J. 1970, ApJ, 161, 255.
 Cannon, C. J. 1971, ApJ, 169, 157.
 Cannon, C. J. 1985, en "The transfer of spectral line radiation", Cambridge University Press, 319.

Analysis of stellar activity of F, G and K stars with IUE observations

Andrea P. Buccino and Pablo J.D. Mauas

IAFE, Buenos Aires, Argentina, abuccino@iafe.uba.ar

Abstract. In this work, we correct in colour B-V the calibration between the Mount Wilson (S_{MW}) and the Mg II index (X_{hk}) we presented in previous works. With this calibration, we build a catalog of the Mg II and Ca II indexes for all the F, G and K main sequence stars with high resolution IUE spectra (i.e. 1640 observations of 269 stars). Finally, using the S_{MW} from this catalog, which correspond to the period between 1978 to 1995, and with the indexes S_{MW} derived either from CTIO (1992 and 1993) or from CASLEO (2000-2004) spectra, we analyze the magnetic activity of several stars along decades.

Resumen. En este trabajo, corregimos en color B-V la calibración entre el índice de Mount Wilson (S_{MW}) y el índice de Mg II (X_{hk}) presentada en trabajos anteriores. Con esta calibración construimos un catálogo de los índices de Mg II y Ca II de todas las estrellas F, G y K de la secuencia principal con espectros IUE de alta resolución (1640 espectros de 269 estrellas). Finalmente, usando los S_{MW} de este catálogo, correspondientes al intervalo entre 1978 y 1995, y los índices S_{MW} obtenidos tanto de espectros de CTIO (1992 y 1993) como del CASLEO (2000-2004), analizamos la actividad magnética de varias estrellas a lo largo de décadas.

1. Introduction

Stellar magnetic activity causes non-thermal heating of the outer atmospheres of cool stars. One of the principal diagnostics for solar and stellar chromospheric activity is the emission in Ca II H and K resonance lines (at 3968 and 3934 Å), which have the important advantage that they can be measured from the ground with relative ease. The largest dataset available at present, comprising observations of over two thousand stars, is the one obtained with the Mount Wilson HK spectrophotometers, where high precision Ca II H + K data have been collected since 1966. As an indicator of stellar activity, an index S_{MW} is defined as the line core flux relative to a nearby continuum flux.

Since the Mg II h and k lines (at 2796 and 2803 Å) are formed in a similar way to the Ca II lines, they are also good diagnostics of activity phenomena in the outer chromosphere. In fact, the radiative fluxes of the Ca II and the Mg II lines are highly correlated between themselves (Oranje 1985, Schrijver, 1987). In fact, using nearly simultaneous observations, Schrijver *et al.* (1992) derived a linear relationship between the Mg II h+k fluxes ($F_{Mg II}$), measured on IUE¹ spectra, and the Mount Wilson Ca II H+K fluxes ($F_{Ca II}$). On the other

¹International Ultraviolet Explorer

Table 1
Stars used in the S_{MW} - X_{hk} calibration.

Stars HD	Spectral Class and Type	m_v	B-V	T_{eff} (K)	Stars HD	Spectral Class and Type	m_v	B-V	T_{eff} (K)
1835	G2V	6.39	0.66	5675	114378	F5V	5.22	0.45	6540
3651	K0V	5.87	0.86	5220	115383	G0V	5.22	0.59	5950
9562	G0V	5.76	0.64	5750	115404	K3V	6.52	0.94	4990
10700	G8V	3.50	0.72	5500	131156	G8V	4.72	0.72	5500
17925	K0V	6.04	0.87	5170	141004	G0V	4.43	0.60	5910
20630	G5V	4.83	0.68	5610	143761	G2V	5.41	0.60	5910
22049	K2V	3.73	0.88	5140	149661	K0V	5.75	0.82	5295
26965	K1V	4.43	0.82	5295	152391	G8V	6.64	0.76	5295
35296	F8V	4.99	0.53	6185	154417	F8V	6.01	0.58	5985
39587	G0V	4.41	0.59	5950	187013	F5V	4.99	0.47	6445
45067	G0V	5.87	0.56	6060	188512	G8V	3.71	0.86	5195
101501	G8V	5.33	0.72	5500					

hand, the Mg II core-to-wing ratio defined by Heath and Schlesinger (1986), has become a valuable index of variability of the chromospheric solar radiation. For the last twenty years, solar activity have been monitored from space by many instruments (SBUV, SOLSTICE, SUSIM). These observations have provided valuable data from which the Mg II index can be derived.

2. Mount Wilson and Mg II index

Analogously to the Mount Wilson index, we built a Mg II index (X_{hk}) as the ratio between the Mg II h+k line-core surface flux F_{MgII} to the flux in the continuum nearby (Buccino and Mauas 2002). In order to obtain indirectly the Mount Wilson index S_{MW} from the UV spectra, we analyze the relation between the Ca II and the Mg II indexes.

As we have shown in previous works (Buccino *et al.* 2001, 2003), there is a good correlation between S_{MW} and X_{hk} . For that calibration, we used 120 nearly simultaneous observations of Ca II and Mg II line-core fluxes of 23 stars with $0.45 < B-V < 1.00$ (listed in Table 1).

In Fig.1 we plot S_{MW} vs. X_{hk} . A colour dependent calibration gives a much better fit to the data than the zero order linear fit discussed in Buccino and Mauas (2002). In the figure, we show the linear calibration for three different colour ranges, given by

$$S_{MW} = \begin{cases} 0.374 X_{hk} + 0.112 & \text{for } B-V < 0.58 & R=0.88 \\ 0.198 X_{hk} + 0.132 & \text{for } 0.58 < B-V < 0.73 & R=0.97 \\ 0.133 X_{hk} + 0.110 & \text{for } B-V > 0.73 & R=0.93 \end{cases}$$

As an application of this calibration, we have measured the fluxes and computed the Mg II X_{hk} index for 1640 high resolution IUE spectra of 269 main sequence stars of spectral classes F, G and K, and then converted the UV activity index

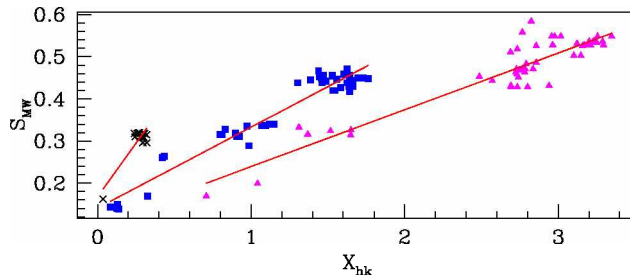


Figura 1. S_{MW} vs. X_{hk} . The three lines are the fits for stars with $B-V > 0.73$ (triangles), for stars with $0.58 < B-V < 0.73$ (squares) and for stars with $B-V < 0.58$ (crosses).

to the Mount Wilson S_{MW} index. With these results we have built a catalog available in electronic form in <http://www.iafe.uba.ar/abuccino/catalogo.htm>.

3. Analysis of the activity of several main sequence stars

In Fig.2 we plot for several stars the S_{MW} obtained in this work, together with the one obtained by Henry *et al.* (1996) from CTIO spectra, and by Cincunegui and Mauas (2002) from CASLEO observations, thus spanning a time interval between 1978 and 2004.

In the figure we see, for example, the RS CVn star HD 22468, the main sequence star mostly observed by IUE, which shows very large variability in short periods and no clear trend. A similar behaviour can be seen in HD 22049 (ϵ Eridani) which is an irregular and variable star, as has already been reported by Baliunas *et al.* (1995).

HD 10700 (τ Ceti) was reported by Baliunas *et al.* (1995) as a quiet star. They reported that this star did not present long term fluctuations between 1966 to 1988, and they speculated that it could have been in a Maunder Minimum-like state until 1989. However, in Fig. 2 we see that the S_{MW} of this star has varied nearly 30% from 1980 to 1985. The variation after that period is also of the same order.

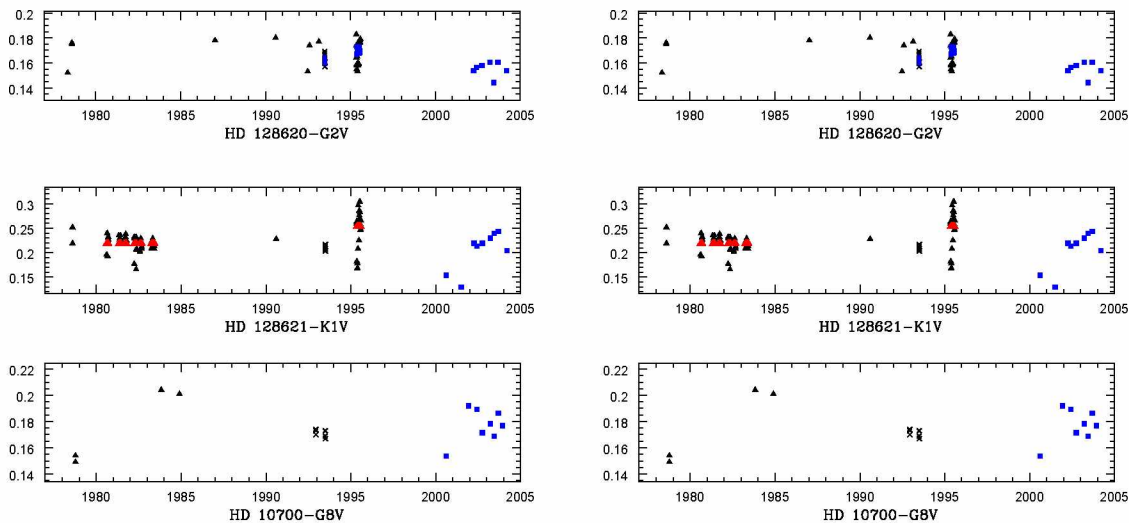


Figure 2. S_{MW} vs. time. The triangles represent the S_{MW} calculated indirectly from IUE spectra, the squares correspond to the Mount Wilson indexes obtained by C. Cincunegui from CASLEO spectra (private communication) and the crosses are the S_{MW} reported by Henry *et al.* (1996).

4. Conclusions

In this work we present a colour dependent linear calibration between S_{MW} and X_{hk} . With this calibration, we build a catalog for all the F, G and K main sequence stars that have been observed at high resolution by IUE. In this catalog we give the X_{hk} and S_{MW} indexes for each of the 1640 spectra of 269 stars. As a valuable application of the S_{MW} - X_{hk} calibration, the UV and visible spectra can be combined to obtain a registry of activity along the last 30 years, as we show in this work for six particular stars.

References

- Baliunas *et al.*, 1995, *ApJ*, 438,269.
 Buccino, A. P., & Mauas, P. J. D., 2003, *BAAA*, 46, 20.
 Buccino, A.P., & Mauas, P. J. D., 2001, *RMexAC*, 14, 116.
 Cincunegui, C., & Mauas, P. J. D., 2002, *Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather ESA-SP*,477, 91.
 Heath, D. F., & Schlesinger, B. M., 1986, *J. Geophys. Res.*, 91, 8672.
 Henry, T. J., Soderblom, D. R., Donahue, R. A. & Baliunas, S. L., 1996, *AJ*,111(1), 439.
 Oranje, B. J. 1985, *A&A*, 154, 185.
 Schrijver, C. J. 1987, *A&A*, 172, 111.
 Schrijver, C. J., Dobson, A. K., & Radick, R. R. 1992, *A&A*,258,432.

Diferentes manifestaciones de actividad cromosférica en Proxima Centauri

Carolina Cincunegui y Pablo J. D. Mauas

IAFE, Buenos Aires, Argentina, *carolina@iafe.uba.ar*

Abstract. In this work we present echelle spectra of the dM5.5e flare star Proxima Centauri, obtained at CASLEO observatory. We have 44 observations from 1999 to date, taken in 11 different observing runs, which were flux calibrated. We found that the He I D₃ line can be a useful proxy to discriminate the average chromospheric activity from the frequent flaring activity. We could separate this transient activity using this index, and we found that the remaining variability is compatible with the existence of an activity cycle of around 1300 days as suggested in previous works.

Resumen. En este trabajo se presentan espectros Echelle de Proxima Centauri, estrella de tipo dM5.5e, obtenidos en el CASLEO. En total, se cuenta con 44 observaciones desde 1999 a la fecha, obtenidas en 11 turnos de observación, que están calibradas en flujo. Se encuentra que la línea D₃ del He I puede ser un *proxy* adecuado para discriminar la actividad cromosférica promedio de la debida a las frecuentes fulguraciones. Usando este índice, se puede filtrar esta actividad transitoria, y se encuentra que la variabilidad remanente es compatible con la existencia de un ciclo de actividad de alrededor de 1300 días como se sugirió en trabajos previos.

1. Las observaciones

Las observaciones que se presentan fueron hechas con el espectrógrafo REOSC del CASLEO, en su modo de alta dispersión cubriendo el rango espectral de 3900 a 7000 Å, con una resolución de $R = \lambda/\Delta\lambda \approx 26400$.

Las observaciones fueron procesadas siguiendo el método descrito en Cincunegui & Mauas (2004), obteniendo espectros calibrados en flujo. En la Tabla 1 se muestra el detalle de las observaciones realizadas. Se presentan en total 44 observaciones individuales, realizadas en 16 noches de observación distribuidas en un lapso de tiempo mayor a 5 años.

2. Variaciones de la actividad cromosférica

El índice más utilizado para medir actividad estelar es el que combina los flujos de las líneas H y K del Ca II (ver, por ejemplo, Baliunas et al., 1998). En Cincunegui & Mauas (2002) se mostró que se puede reproducir este índice utilizando espectros obtenidos en el CASLEO.

Pero estas líneas, formadas en la cromósfera estelar, no son particularmente adecuadas para estudiar estrellas frías, que son rojas e intrínsecamente débiles. Se construyó entonces un índice a partir de H_α, que muestra una muy buena

<i>label</i>	MJD	Texp.	<i>label</i>	MJD	Texp.	<i>label</i>	MJD	Texp.
0399a1	241.85	25	0701c1	1096.46	90	0303d7	1716.87	60
0399a2	241.87	25	0701c2	1096.53	90	0603c1	1804.59	45
0399a3	241.89	15	0302b	1364.69	45	0603c2	1804.63	45
0399b1	242.67	30	0602a1	1451.66	45	0903b1	1895.51	33
0399b2	242.70	30	0602a2	1451.69	45	0903b2	1895.53	33
0300a1	626.82	30	0802c1	1519.50	45	0604c1	2160.59	45
0300a2	626.84	30	0802c2	1519.53	45	0604c2	2160.63	45
0300a3	626.86	30	0303c1	1715.72	45	0604d1	2161.47	60
0300a4	626.88	30	0303c2	1715.75	45	0604d2	2161.51	60
0300b1	627.82	45	0303d1	1716.60	60	0604d3	2161.55	60
0300b2	627.86	45	0303d2	1716.65	60	0604d4	2161.61	60
0301a1	972.78	60	0303d3	1716.69	60	0604d5	2161.65	60
0301a2	972.83	90	0303d4	1716.74	60	0604d6	2161.69	60
0301c1	974.70	90	0303d5	1716.78	60	0604d7	2161.73	60
0301c2	974.77	90	0303d6	1716.82	60			

Table 1. Detalle de las observaciones. En la primera columna se incluyen los *labels* utilizados para nombrar a cada observación individual en las siguientes figuras, contruidos a partir del mes y año de cada observación, y en la segunda y tercera columnas se listan los días julianos modificados, definidos como $MJD=JD-2.451.000$, y el tiempo de exposición en minutos de cada observación.

correlación con las líneas del Ca II y es más adecuado para esta estrella fría, dada su mayor longitud de onda. En particular, en Cincunegui & Mauas (2005) se encuentra que para los espectros de Proxima Centauri que se presentan, el coeficiente de correlación de ambos índices es de 0.85. Si bien la sensibilidad de H_α es menor, se debe tener en cuenta la conveniencia de este indicador para el estudio de esta estrella debido a la mucha mejor relación señal-ruido.

Para apreciar los grandes niveles de variabilidad que presenta Proxima, en la Figura 1 se muestran algunas características interesantes de los espectros tomados en tres noches en particular. En la primera columna, se observa una fuerte fulguración observada en el MJD 1519. Todas las líneas en emisión son mucho más intensas en la segunda exposición que en la primera.

En la segunda columna, se puede seguir la evolución temporal de otra fuerte fulguración ocurrida en el MJD 626, desde el máximo al mínimo, con los dos espectros intermedios con un actividad similar e intermedia. En este caso, la fulguración duró al menos tanto como las observaciones: aún el menos intenso de los espectros es muy activo, como puede apreciarse al compararlo con los que aparecen en la tercera columna.

En esta última, los dos espectros de el MJD 1895 son prácticamente idénticos y muestran un nivel de actividad promedio mucho menor.

3. Actividad inducida por fulguraciones

Se investigaron otros indicadores para estudiar la ocurrencia de fulguraciones. En particular, se construyó un índice asociado a la línea D_3 del He I. Esta línea se ve en emisión en Proxima, siendo que en el Sol sólo puede llegar a verse en absorción y asociada a fuerte radiación UV coronal (ver, por ejemplo, Mauas et al., 2005).

En la Figura 2(a) se muestra el cociente entre D_3 y H_α vs H_α . Se ve que existe una fuerte correlación para $H_\alpha < 3.5$, indicada mediante la recta gris, con un

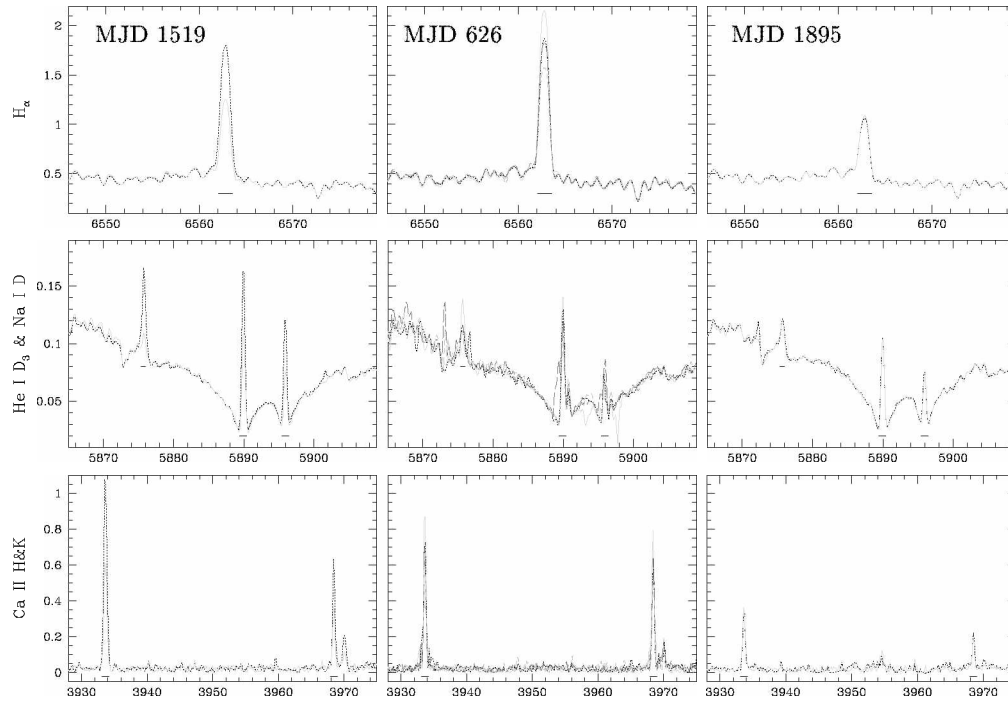


Figura 1. Evolución temporal de algunas líneas espectrales en diferentes noches. En todos los casos, las unidades son 10^{-12} erg/cm²seg Å. En cada noche, el primer espectro corresponde al gris en línea llena mientras que el segundo al negro punteado. En la noche del MJD 626, el tercer y cuarto espectro se graficaron con líneas quebradas grises.

coeficiente de correlación de 0.92. Esto implica una relación cuadrática entre D_3 y H_α , con un máximo alrededor de $H_\alpha \approx 2.8$, que se muestra también en la Figura (b). Si se considera que esta relación permanece constante para mayores valores de H_α , se obtiene la relación indicada con líneas negras punteadas en ambas figuras, que ajusta mucho mejor todos los puntos de las figuras, salvo por los puntos correspondientes a fulguraciones muy intensas.

La formación de la línea D_3 puede deberse a dos mecanismos: por población colisional del nivel superior, o por fotoionización directa de átomos de helio cromosféricos debida a radiación EUV coronal de longitud de onda menor a 504 Å y recombinación sucesiva a los niveles excitados del He I. El ajuste de la Figura 2 podría sugerir que es el primero de esos mecanismos el que domina para condiciones “normales”, y que una cromósfera más caliente asociada a un mayor nivel de actividad se refleja en mayores emisiones tanto de H_α como de D_3 , aunque esta última línea llega a un nivel de saturación. En el caso de las fulguraciones más intensas, por otro lado, el aumento de la radiación UV produce un aumento de la emisión en D_3 por encima de este nivel de saturación. Cabe notar que los puntos señalados como 0802c2 y 0300a1, que están claramente por encima de la tendencia general mostrada en la Figura 2, corresponden a los máximos de las fulguraciones mostradas en la Figura 1.

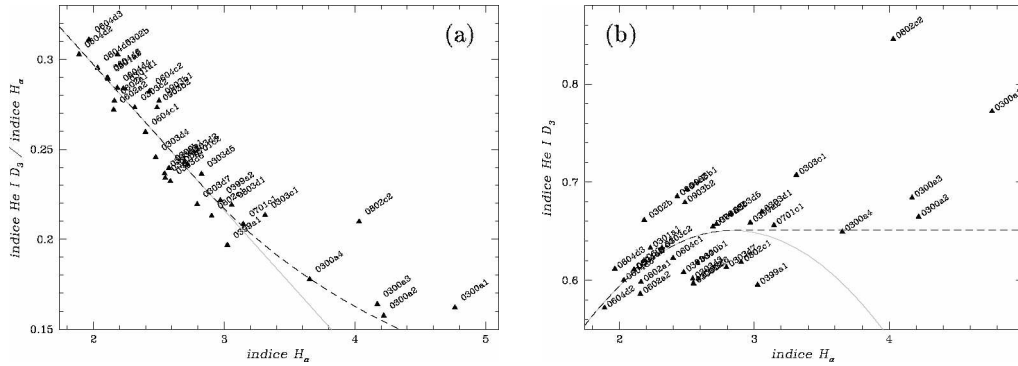


Figura 2. (a) Cociente D_3 / H_α versus H_α . (b) D_3 versus H_α . Las curvas en gris corresponden a la regresión lineal en la figura (a) para $H_\alpha < 3.5$, mientras que las negras al mejor ajuste, como se explica en el texto.

4. Comportamiento de H_α con el tiempo

En la Figura 3 se muestra el índice de H_α como función del MJD, en círculos vacíos. Varía más del 100%, siendo que además la variabilidad en una noche dada es mayor, en general, que la variabilidad promedio en períodos mayores de tiempo, señalada por la curva. Esta variabilidad tan grande y rápida probablemente sea producto de la actividad debida a fulguraciones.

Descartando las dos noches donde se observaron fulguraciones muy intensas, y considerando un índice promedio para el resto de las noches (que se muestra en triángulos llenos), las observaciones parecen compatibles con un ciclo de actividad de ≈ 1300 días, con máximos alrededor del MJD 200 y 1700, que se muestra en forma cualitativa por la curva de la figura.

Este resultado es compatible con el ciclo de actividad de 1100 días propuesto, a partir de observaciones fotométricas, por Benedict et al. (1998).

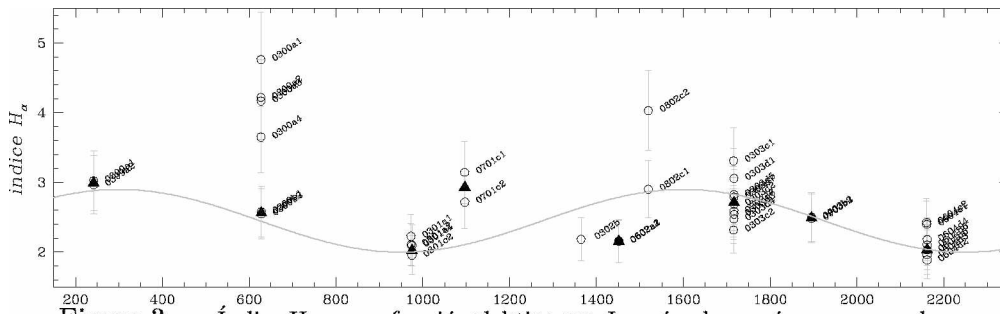


Figura 3. Índice H_α como función del tiempo. Los círculos vacíos corresponden a observaciones individuales mientras que los triángulos llenos a promedios.

Agradecimientos. Los autores son Astrónomos Visitantes del Complejo Astronómico El Leoncito, operado bajo acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan. El CCD y el sistema de adquisición de datos del CASLEO han sido financiados parcialmente por R. M. Rich a través del subsidio de la U.S.NSF AST-90-15827.

Referencias

- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W., & Henry, G. W. 1998, in ASP Conf. Ser. 154: Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, 153
- Benedict, G. F., et al. 1998, AJ, 116, 429
- Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2002, ESA SP-477: Solspa 2001, Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference, 91
- Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2004, A&A, 414, 699
- Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2005, 13th Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, *en prensa*
- Mauas, P. J. D., et al. 2005, 13th Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, *en prensa*

INFORME DE TRABAJO

Las estrellas variables GW Virginis en el marco de nuevos modelos evolutivos de estrellas pre-enanas blancas PG1159

Alejandro H. Córscico,¹ Leandro G. Althaus,² y Jorge A. Panei³

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina. acorsico@fcaglp.unlp.edu.ar*

² *Departament de Física Aplicada, Universitat Politècnica de Catalunya, Castelldefels, Barcelona, Spain.*

³ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina.*

Abstract. We report in this paper some preliminary results of a major project aimed at exploring the evolutionary status and the internal structure of PG1159 stars. We analyze the adiabatic pulsation properties of a new generation of pre-white dwarf models which adequately reproduce the observed chemical composition of these hydrogen-deficient stars. We also make a rough comparison between our theoretical predictions and the observed periodicities in four variable members of the PG1159 class, the GW Vir stars.

Resumen. En este informe reportamos algunos resultados preliminares de un proyecto de investigación destinado a explorar el estado evolutivo y la estructura interna de estrellas PG1159. Aquí analizamos las propiedades pulsacionales adiabáticas de una nueva generación de modelos de estrellas pre-enanas blancas los cuales reproducen muy bien la composición química observada en estas estrellas deficientes en hidrógeno. También hacemos una comparación entre nuestras predicciones teóricas y los períodos de pulsación observados en cuatro estrellas GW Vir, las componentes variables de la clase de las PG1159.

1. Introducción

Existen en la naturaleza estrellas que se distinguen por la ausencia de hidrógeno en sus atmósferas. Las estrellas calientes pre-enanas blancas PG1159 pertenecen a esta clase de estrellas deficientes en hidrógeno; sus espectros evidencian en cambio la presencia de helio, carbono y oxígeno en sus atmósferas. Una fracción de estrellas PG1159 exhiben, además, variabilidad en su brillo provocada por modos globales de oscilación no-radiales con períodos de entre 100 y 2000 segundos. Estas estrellas son conocidas como variables pulsantes GW Vir. Las estrellas PG1159 constituyen la conexión entre las estrellas post-AGB y las estrellas enanas blancas. Debido a las altas temperaturas de estas estrellas ($70000 < T_{\text{eff}} < 150000$ K) las determinaciones espectroscópicas de sus masas y temperaturas efectivas son muy inciertas, y como consecuencia es muy difícil conocer con precisión el estado evolutivo y la estructura de tales objetos. Un método alternativo para conocer detalles de la estructura interna de las estrellas PG1159 lo constituye el estudio de las pulsaciones de sus componentes variables,

las GW Vir. En el Observatorio de La Plata hemos comenzado el estudio de estas fascinantes estrellas calculando modelos evolutivos muy detallados resultantes de la evolución completa de una estrella de $2.7M_{\odot}$ en la ZAMS, pasando a través de las fases de los pulsos térmicos y pérdida de masa hasta llegar a la etapa de pre-enana blanca. Antes de dirigirse hacia su etapa de enfriamiento final como enana blanca, el objeto experimenta un último flash de helio y posteriormente el episodio denominado *born-again*. Detalles de estos cálculos son presentados en Althaus et al. (2005). Como un segundo paso en el estudio de estas estrellas hemos comenzado recientemente la exploración de sus propiedades pulsacionales. En este informe reportamos algunos resultados preliminares de nuestros cálculos.

2. Modelos de evolución-pulsación

Los detalles del modelado y el código evolutivo empleados para construir los modelos de estrellas PG1159 pueden encontrarse en el artículo de Althaus et al. (2005) y no serán descriptos aquí. Específicamente, hemos calculado la evolución de una estrella de masa inicial de $2.7M_{\odot}$ a partir de la ZAMS pasando a través de las etapas de combustión de hidrógeno y helio en el núcleo hasta el extremo de la rama asintótica de las gigantes (AGB) donde ocurren los pulsos térmicos. Después de experimentar 10 pulsos térmicos el objeto se aparta de la AGB y evoluciona hacia altas temperaturas efectivas. El apartamiento de la AGB ha sido forzado a ocurrir en una etapa avanzada del ciclo del flash de helio de tal manera que el remanente post-AGB experimenta un último pulso térmico en el comienzo de la rama de enfriamiento de enanas blancas, en el cual la mayor parte del hidrógeno de la envoltura es quemado. A continuación la estrella experimenta un episodio de *born again*, esto es, regresa al dominio de bajas temperaturas como una gigante roja, y más tarde se dirige nuevamente al comienzo del track de enfriamiento de enanas blancas, esta vez en forma definitiva. La masa final del remanente deficiente en hidrógeno es de $M_* \sim 0.59M_{\odot}$. Las abundancias por masa en la superficie son $X_{\text{He}} = 0.306$, $X_{\text{C}} = 0.375$ y $X_{\text{O}} = 0.23$, en muy buen acuerdo con las abundancias observadas en estrellas PG1159.

Para analizar las propiedades pulsacionales de nuestros nuevos modelos de estrellas PG1159 hemos computado el espectro teórico de períodos de modos- g dipolares y cuadrupolares ($\ell = 1, 2$) empleando el código de pulsaciones descrito en Córscico et al. (2001, 2002).

3. Resultados

Con el fin de comparar nuestros resultados teóricos con las observaciones, decidimos considerar cuatro estrellas variables GW Vir de las cuales se disponen sus patrones de períodos observados con mucha precisión. Este es el caso de las estrellas PG 1159-035, PG 0122+200, PG 1707+427 y PG 2131+066, cuyas temperaturas efectivas y masas estelares son aquellas dadas en la Fig. 1. Con el fin de estimar el grado de acuerdo entre nuestras predicciones teóricas y las pulsaciones en las estrellas reales, hemos considerado tres secuencias evolutivas adicionales, con masas $0.53, 0.55$ y $0.64M_{\odot}$, además de la secuencia previamente considerada, de $0.59M_{\odot}$. Una vez computados los espectros de períodos de pul-

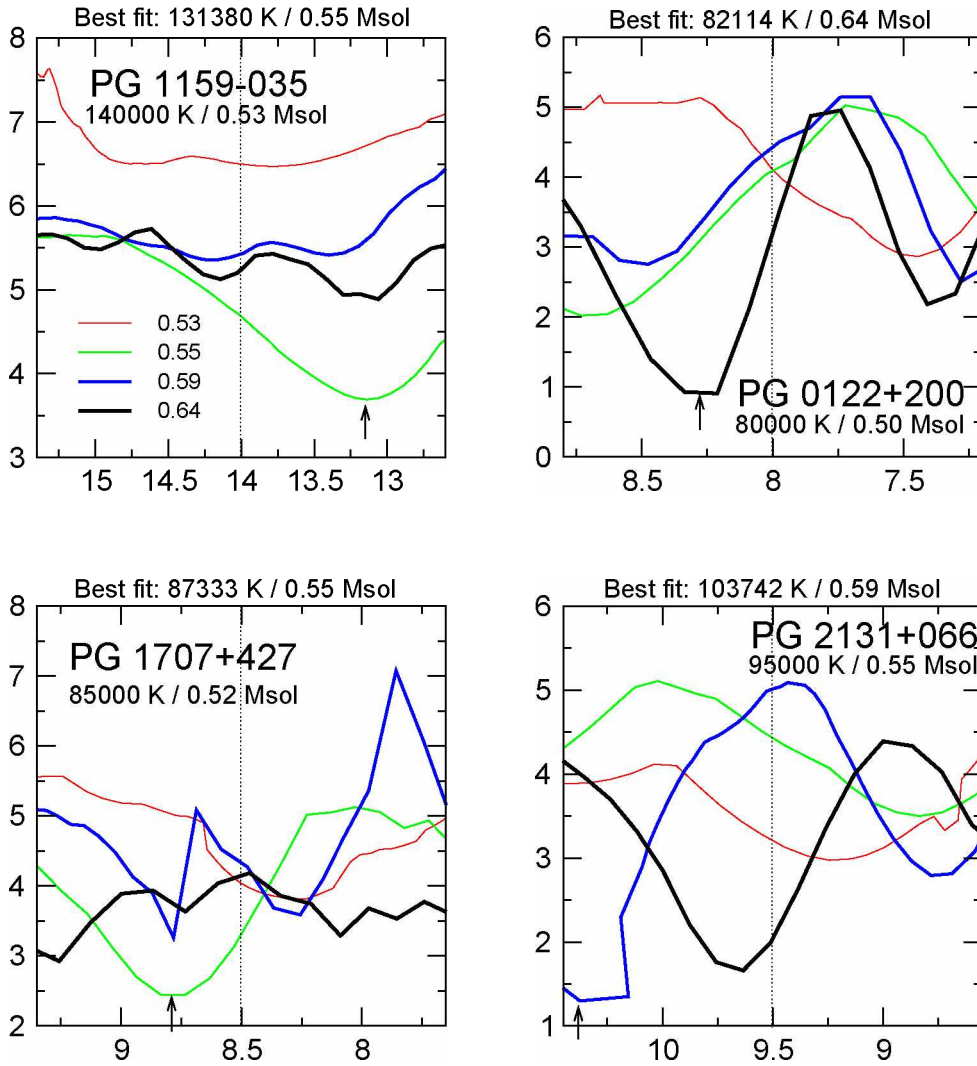


Figura 1. La cantidad σ^2 vs. T_{eff} (en unidades de 10^4 K) para cuatro estrellas GW Vir. Líneas de diferentes colores corresponden a distintos valores de la masa estelar, según lo indicado. La T_{eff} y M_* inferidas a través del ajuste de modelos de atmósferas son indicadas en cada caso debajo del nombre de la estrella, mientras que tales parámetros derivados en este trabajo comparando los períodos observados con los períodos calculados son indicados en la parte superior de cada panel (“Best fit”).

sación de estas secuencias, calculamos las diferencias entre los períodos teóricos y observados para cada una de las cuatro estrellas. Los resultados se muestran en la Fig. 1, donde hemos graficado la cantidad σ^2 versus la temperatura efectiva. σ está definida como:

$$\sigma^2 \equiv \sum_{j=1}^N \min[P_j^{\text{obs}} - P_k^{\text{calc}}]^2,$$

donde N es el número de períodos observados. Definida de esta forma, σ es una medida del acuerdo entre los períodos de los modelos y los períodos observados: si el acuerdo observación-teoría fuese perfecto, entonces $\sigma \rightarrow 0$. A partir de la figura vemos que los mínimos de σ^2 (flechas) están en muy buen acuerdo con las temperaturas efectivas de cada estrella derivada por medios espectroscópicos (líneas punteadas verticales), si uno considera una barra de error canónica de un 10 % en la T_{eff} . En cambio, las masas estelares sugeridas por nuestros resultados difieren considerablemente de las inferidas a partir de la espectroscopía, en particular para el caso de PG 0122+200. En el futuro planeamos extender la exploración del espacio de parámetros, en particular considerando una grilla más fina en el parámetro M_* y también variando las abundancias químicas en la superficie de los modelos.

Agradecimientos. Agradecemos al Instituto de Astrofísica La Plata (CONICET) por facilitarnos los medios computacionales empleados en esta investigación.

Referencias

- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Panei, J. A., Córscico, A. H., García-Berro, E., & Scóccola, C. G. 2005, A&A, aceptado para su publicación
- Córscico, A. H., Althaus, L. G., Benvenuto, O. G., & Serenelli, A. M., 2001, A&A, 380, L17
- Córscico, A. H., Althaus, L. G., Benvenuto, O. G., & Serenelli, A. M., 2002, A&A, 387, 531

Enanas blancas post-AGB deficientes en hidrógeno: su evolución espectral PG1159–DB–DQ

Jorge A. Panei,¹ Leandro G. Althaus,² Alejandro H. Córscico,³ Aldo M. Serenelli,⁴ Claudia G. Scóccola,⁵ y E. García Berro⁶

¹ FCAG/IALP, La Plata, Argentina, panei@fcaglp.unlp.edu.ar

² FCAG/IALP, La Plata, Argentina, althaus@fcaglp.unlp.edu.ar

³ FCAG/IALP, La Plata, Argentina, acorsico@fcaglp.unlp.edu.ar

⁴ IAS, Princeton, USA, aldos@ias.edu

⁵ FCAG/IALP, La Plata, Argentina, cscoccola@fcaglp.unlp.edu.ar

⁶ UPC/IEEC, Barcelona, España, garcia@fa.upc.es

Abstract. This work explore the formation and evolution of hydrogen-deficient post-AGB white dwarfs. To this end, we compute the complete evolution of an initially $2.7M_{\odot}$ star from the ZAMS through the thermally pulsing and mass-loss phases to the white dwarf stage. Particular attention is given to the chemical abundance changes during the whole evolution. The evolution is extended to the domain of the helium-rich, carbon-contaminated DQ white dwarfs to exploring the possible evolutionary connection PG1159-DB-DQ.

Resumen. Este trabajo explora la formación y evolución de enanas blancas deficientes en hidrógeno, posteriores a la rama asintótica de gigantes. Para este fin, hemos computado la evolución completa de una estrella de $2.7M_{\odot}$ en la secuencia principal de edad cero, a través de la fase térmicamente pulsante y de pérdida de masa hacia el estado de enana blanca. Se ha prestado especial atención, a los cambios de la abundancia química durante toda la evolución. La evolución es extendida al dominio de las enanas blancas DQ, estrellas ricas en helio y contaminadas de carbono, para explorar la posible conexión evolutiva PG1159-DB-DQ.

1. Introducción

Las estrellas enanas blancas (EB) con atmósferas ricas en helio, comúnmente llamadas enanas blancas DB, comprenden alrededor del 20% del total de la población de EBs. Se cree que la mayoría de estas estrellas son el resultado de un episodio de rejuvenecimiento o renacido (*born again*), el cual es considerado el escenario más prometedor para explicar la existencia de estrellas deficientes en hidrógeno post-rama asintótica de gigantes (post-RAG) (Blöcker, 2001; Iben et al., 1996). Durante el renacido de la estrella ésta experimenta un pulso térmico muy tardío (PTMT). Hacia el comienzo de este pulso la mayoría del hidrógeno residual es tragado por la zona convectiva de helio y quemado por completo. Entonces la estrella es forzada a evolucionar de vuelta hacia la rama asintótica de gigantes (RAG) y finalmente en una nebulosa planetaria a temperaturas efectivas altas, pero ahora como un objeto que quema helio en forma estable. Se espera que estos objetos exhiban, capas superficiales enriquecidas con los pro-

ductos de la quema de helio, y en particular carbono. Las observaciones que dan muestra de estos objetos, son las estrellas calientes post-RAG deficientes en hidrógeno, PG1159 y sus probables progenitores las estrellas centrales de nebulosas planetarias de tipo espectral [WC]. Una fuerte evidencia observacional sugiere que las estrellas PG1159 son los predecesores directos de la mayoría de las estrellas calientes ricas en helio DO, los inmediatos progenitores de las EBs DB. Una evidencia teórica de la existencia de una conexión entre las PG1159 y de la mayoría de las EBs DO se ha presentado en Unglaub & Bues (2000), sobre la base de cálculos de difusión en las EBs. Los cálculos evolutivos empleados, con una difusión de los elementos químicos que es dependiente del tiempo (Gautschy & Althaus, 2002), han demostrado que el asentamiento gravitacional de carbono y oxígeno en una estrella con estratificación química inicial, como las pre-enanas blancas PG1159, hace evolucionar a la misma en una estrella dominada, superficialmente, por helio con una estructura química de doble capa arribando con esta configuración al dominio de las DBs. En efecto, dos zonas diferentes de transición química caracterizan la envoltura de las estrellas descendientes de las PG1159: una región uniforme, la cual es rica en helio, carbono y oxígeno, los restos de un episodio de mezcla de vida corta que ha ocurrido durante el último pulso térmico, y una envoltura superior de helio puro.

2. Cómputos evolutivos

En este trabajo exploramos algunos de los aspectos relevantes de la evolución de las EBs DB, sobre la base de nuevos cómputos evolutivos que tienen en cuenta un tratamiento completo y auto-consistente de los estados evolutivos previos para la formación de las EBs. Apuntamos este trabajo a las EBs DB resultantes de un episodio de renacido. Específicamente, seguimos la evolución de un modelo de $2.7M_{\odot}$ desde la secuencia principal de edad cero, a través de la fase térmicamente pulsante y con pérdida de masa en la RAG y hacia el régimen de EB. Hemos explorado con sumo cuidado, los estados evolutivos correspondientes a la quema, casi completa, de protones posterior al desarrollo de un PTMT y el consecutivo episodio de renacido. Este escenario puede verse en la Fig. 1, también se han incluido las luminosidades debido a la quema de helio (L_{He}) y de protones (L_H). Notar la trayectoria doble que experimenta el remanente. Los puntos indicados representan: *A* máximo de L_{He} ; *C* máximo de L_H . En *B* los protones comienzan a ser “tragados” y quemados por la zona convectiva del flash de helio. En *E* y *F* los protones están casi extintos, el hidrógeno remanente cae a un valor de $1.3 \times 10^{-8}M_{\odot}$. Notar lo corta que es esta fase.

En la Fig. 2 se muestran las abundancias internas de ^1H , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N y ^{16}O en función de la masa fraccional exterior q para el remanente de $0.5885M_{\odot}$. El cuadro *a* es para el momento justo antes del pico de L_{He} (previo al punto *A* Fig. 1). En *b* es el momento en que la zona convectiva del flash de helio, que se mueve hacia afuera, alcanza la base de la envoltura de hidrógeno (entre *B* y *C* de Fig. 1). Dos semanas después ocurre lo del cuadro *c*. En *d*, el modelo está próximo al punto *F* de la Fig. 1. Hemos prestado especial atención, a los cambios de abundancias a lo largo de toda la evolución, las cuales son descritas por medio de un esquema dependiente con el tiempo para un tratamiento simultáneo de la evolución nuclear y los procesos de mezcla debidos a la convección, convección

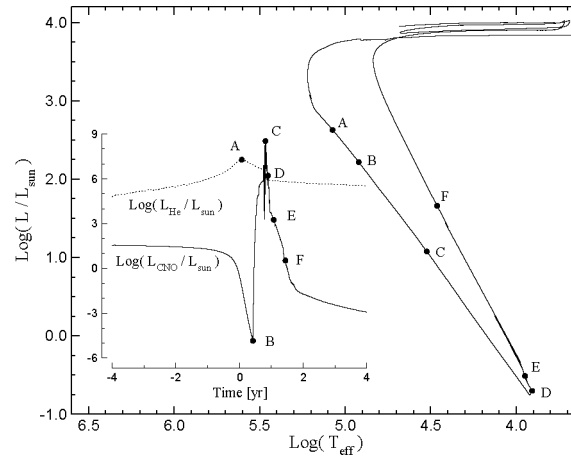


Figura 1. Diagrama HR de lo ocurrido después del PTMT para un modelo de $(M_{ZAMS}, M_{EB}) = (2.7M_{\odot}, 0.5885M_{\odot})$. En la parte izquierda de la figura se incorporaron las luminosidades L_{He} y L_H .

termohalina (*salt finger*) y sobre-extensión de la zona convectiva (SZC) (*overshoot*). Finalmente, hemos extendido nuestros cálculos al dominio de las EBs DQ ricas en helio y contaminadas de carbono, las supuestas descendientes frías de las DBs. Durante la evolución de las DBs, el efecto de la difusión química nos lleva a una estructura de doble capa; esto es, sobre un núcleo inerte de C–O existe un manto de C–O–He y por encima una envoltura de He puro. Se ha tenido en cuenta la posible conexión evolutiva PG1159–DB–DQ (Fontaine & Brassard 2002).

Dentro de lo que es sabido, esta es la primera vez que se calcula consistentemente la evolución de una EB deficiente en hidrógeno sobre la base de un tratamiento detallado y completo de los procesos físicos, que conducen a su formación.

3. Conclusiones

Hemos estudiado aspectos relevantes de la evolución de EBs deficientes en hidrógeno (DB) mediante el análisis de nuevos modelos evolutivos basados sobre un tratamiento completo y autoconsistente de la historia previa a la formación de la EB. Nuestra atención se centró en las EBs DB, cuyos progenitores han experimentado un episodio de renacimiento, esto es un pulso térmico muy tardío de helio sobre la rama de enfriamiento temprana de EB después de que la quema de hidrógeno ha cesado. La inclusión de un esquema dependiente del tiempo para un tratamiento simultáneo de la evolución nuclear y los procesos de mezcla debido a la convección, convección termohalina y SZC, nos ha permitido computar con detalle los cambios de abundancias a través de todas las fases evolutivas; en particular, durante la RAG y el episodio extremadamente corto del renacimiento, para las cuales una aceptación de mezcla instantánea, se vuelve totalmente inadecuada. Los cálculos realizados emplean el esquema de la *Mixing Length Theory* doble difusiva de la convección para fluidos con gradientes de composición (Grossman & Taam 1996). Hemos computado la evolución de una

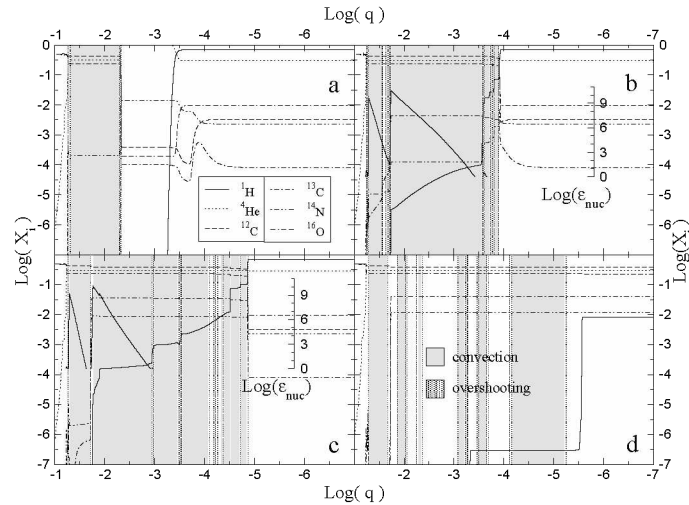


Figura 2. Abundancias internas de ^1H , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N y ^{16}O para cuatro instantes distintos durante el renacido. En *b* y *c* se agregó la energía debido a la quema de He (interna) e H (externa).

estrella con una masa $M_{ZAMS} = 2.7M_{\odot}$ desde la secuencia principal a través de la fase térmicamente pulsante y pérdida de masa hacia el estado final de EB. Posterior al renacido las abundancias son: $(^4\text{He}, ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}) = (0.306, 0.376, 0.228)$ y $(^{13}\text{C}, ^{14}\text{N}, ^{22}\text{Ne}) = (0.040, 0.012, 0.021)$. La inclusión de la difusión de los elementos durante el régimen de EB, nos ha posibilitado extender nuestros cálculos al dominio de las EB ricas en helio y contaminadas de carbono, DQ, y más importante analizar lo plausible de la conexión evolutiva PG1159–DB–DQ. Finalmente, los procesos de difusión conducen a la formación de una estructura química de doble capa durante la evolución DB.

Agradecimientos. A la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata y al Instituto de Astrofísica La Plata (CONICET-UNLP), por hacer posible la realización del presente trabajo.

Referencias

- Blöcker, T., 2001, *Ap&SS*, 275, 1
 Fontaine, G. & Brassard, P., 2002, *ApJ*, 581, L33
 Gaulty, A. & Althaus, L. G., 2002, *A&A*, 382, 141
 Iben, I. J., Tutukov, A. V. & Yungelson, L. R. 1996, *ApJ*, 456, 750
 Unglaub, K. & Bues, I., 2000, *A&A*, 359, 1042
 Grossman, S. A. & Taam, R. E., 1996, *MNRAS*, 283, 1165

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

**Campaña de observación de η Carinæ desde La Plata.
Período 2003-2004**

E. Fernández Lajús,^{1,2} C. Fariña,¹ R. Gamen,³ C. Llinares,¹ N. Salerno,¹
M. Schwartz,¹ L. Simontacchi,¹ A. Torres,^{1,2} y V. Niemela^{1,4}

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

² *Becario de CONICET, Argentina.*

³ *Departamento de Física, Universidad de La Serena, Chile.*

⁴ *Miembro de la Carrera del Investigador Científico, CIC, Bs. As.,
Argentina. eflajus@fcaglp.unlp.edu.ar*

Abstract. After the Observing Campaign of η Carinæ carried Out during 2003, we have continued the CCD observations using the 0.8 m Reflector telescope at La Plata Observatory, in the *BVRI* bands. Here, we present the results obtained since November 2003 until August 2004. In addition, we present differential photometry of other objects included in the η Car's frames, belonging to the open cluster Trumpler 16.

Resumen. Luego de la campaña de observación de η Carinæ llevada a cabo durante el 2003, hemos continuado las observaciones CCD con el telescopio Reflector de 0.8 m del Observatorio de La Plata, en las bandas *BVRI*. Presentamos aquí los resultados obtenidos en el período noviembre de 2003 a agosto de 2004. Simultáneamente presentamos la fotometría diferencial de otros objetos incluidos en las imágenes de η Car, pertenecientes al cúmulo abierto Trumpler 16.

1. Introducción

η Carinæ es la Variable Luminosa Azul más brillante del cielo, y la concentración de estrellas OB en su entorno es comúnmente denominada región de Eta Carina. La región HII ionizada por estas estrellas OB, llamada "Nebulosa de Carina", es una de las más espectaculares de nuestra Galaxia. La estrella η Carinæ está envuelta en su propia nebulosa, el "Homunculus", producto de la eyección de masa durante una impresionante erupción ocurrida a mediados del siglo XIX.

Entre enero y agosto del año 2003 realizamos una campaña de observación de fotometría CCD óptica de η Carinæ desde el Observatorio de La Plata (OALP) perteneciente a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata (FCAG-UNLP), Argentina. Las observaciones fueron llevadas a cabo en el marco de una campaña internacional multifrecuencia para monitorear a este objeto durante un mínimo de rayos X esperado para el 2003.5, el cual efectivamente se produjo. Nuestras observaciones ópticas detectaron un mínimo una semana después del mínimo en rayos X. Estos resultados han sido publicados por Fernández Lajús et al. (2003).

Desde noviembre de 2003 hasta agosto de 2004 hemos continuado las observaciones de η Carinæ ya que se piensa que contiene un sistema binario con un período de 5.5 años (Damineli et al. 2000) y consideramos de gran importancia realizar un seguimiento fotométrico durante todo el período orbital.

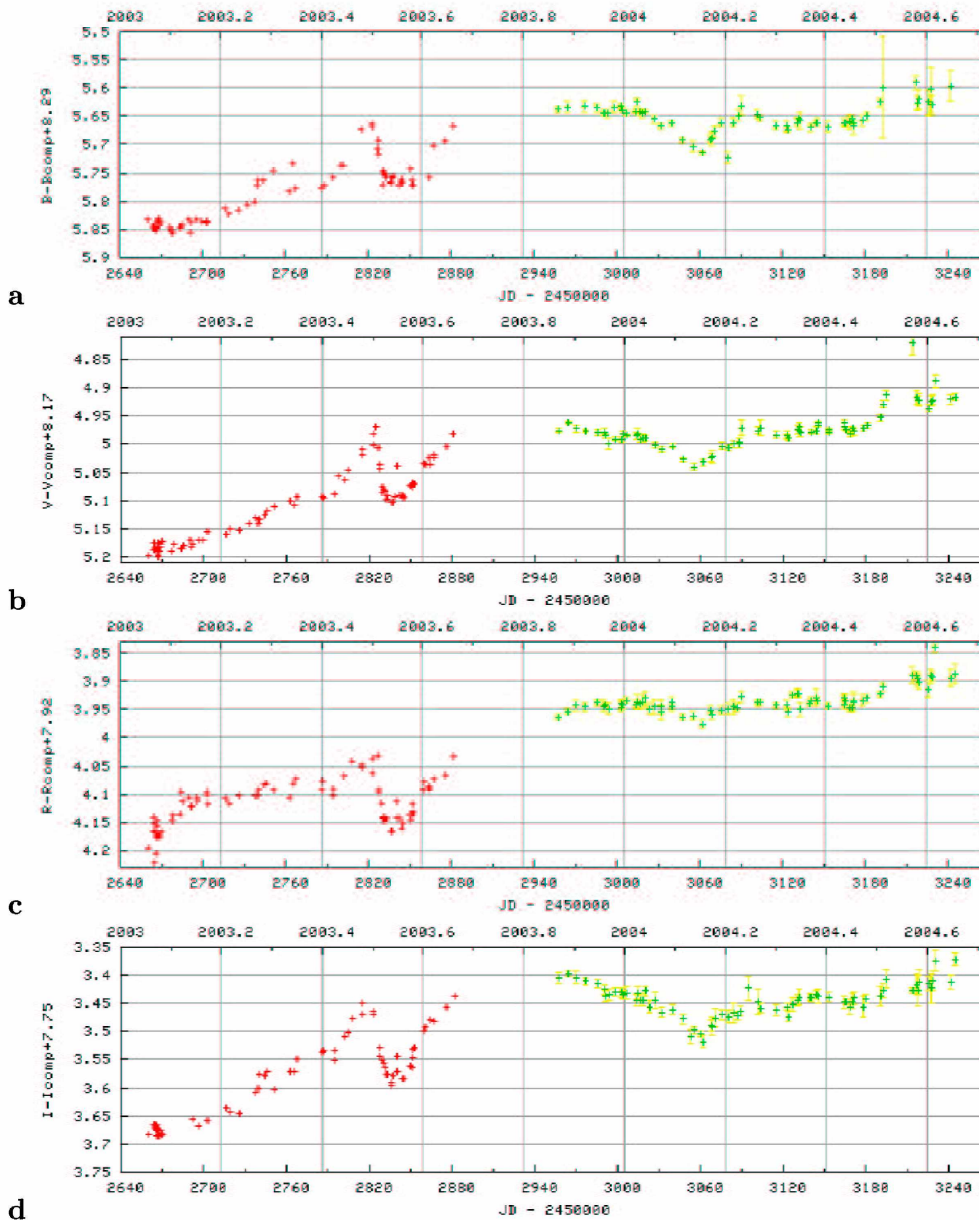


Figura 1. Curvas de luz $BVRI$ de η Car resultantes de las observaciones realizadas entre enero de 2003 y agosto de 2004. Los puntos rojos corresponden a los datos obtenidos entre el 20 de Enero y el 29 de Agosto de 2003 (Fernández Lajús et al. 2003) y los verdes a los obtenidos entre el 14 de noviembre de 2003 y el 27 de agosto de 2004.

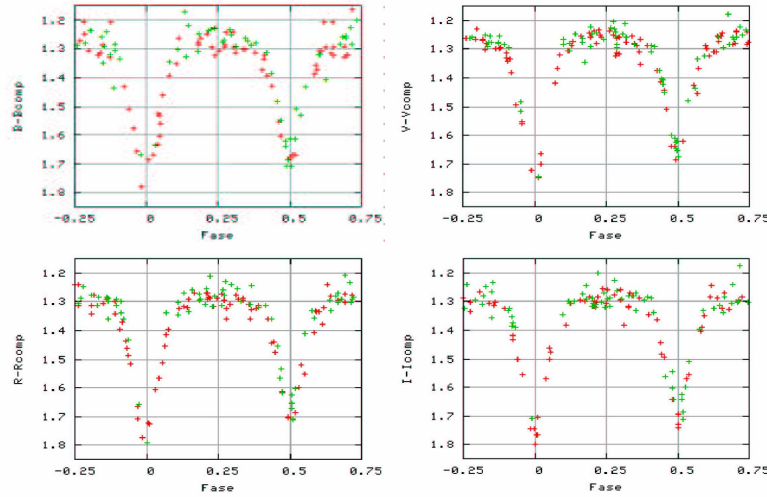


Figura 2. Curvas de luz $BVRI$ de CPD -59 2628 según la fase orbital 2450456.8164+1.4693316E (Freyhammer et al., 2001). Símbolos idem Fig. 1.

Presentamos aquí nuestros resultados más recientes de la fotometría diferencial en las bandas $BVRI$ de Johnson-Cousins. Mostramos, además, la fotometría diferencial de otras dos estrellas en el mismo campo.

2. Observaciones

Las observaciones fotométricas fueron llevadas a cabo con el telescopio Reflector de 0.80-m del OALP, con una cámara directa Photometrics STAR I y un detector Thomson TH7883PS de 384 x 576 pixels ($23 \mu m/\text{pixel}$). La configuración instrumental resulta en imágenes de $1'54'' \times 2'50''$ de campo. Se obtuvieron más de 2600 imágenes en los filtros $BVRI$ del sistema de Johnson-Cousins entre el 14 de noviembre de 2003 y el 27 de agosto de 2004.

La fotometría diferencial de η Car fue determinada usando HDE 303308 ($V=8.15$) como estrella de comparación. Las magnitudes instrumentales de las estrellas fueron obtenidas mediante fotometría de apertura. Dado que no es posible separar el objeto central de η Car del Homunculus, se tomaron radios de apertura para la fotometría de 75 pixels ($22''$). Para las otras estrellas del campo se utilizaron radios de apertura de 50 pix ($15''$). A partir de las magnitudes diferenciales medidas en cada imagen, se calcula un promedio pesado por los errores de cada medida individual de una serie de imágenes ($n \sim 10$) en cada filtro. La dispersión del promedio es adoptada como el error de la medida resultando errores típicos $\varepsilon_B = 0.008$, $\varepsilon_V = 0.005$, $\varepsilon_R = 0.007$ y $\varepsilon_I = 0.01 \text{mag}$.

3. Resultados

La Figura 1 muestra las variaciones de luz de η Car observadas en La Plata a través de los filtros B , V , R e I . Los puntos rojos corresponden a las observaciones

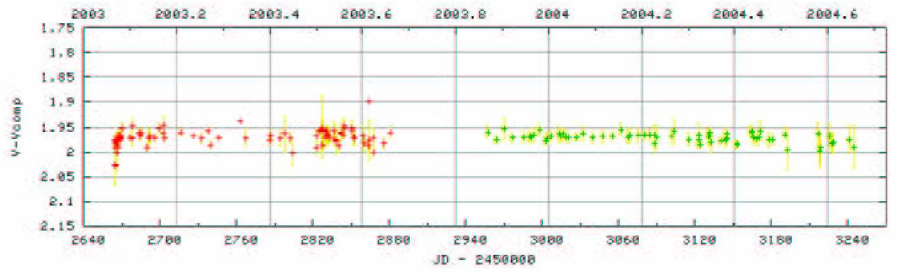


Figura 3. Curva de luz V de CPD -59 2627. Símbolos idem Fig. 1.

publicadas anteriormente. En ellas se puede apreciar un mínimo en todos los filtros correspondiente con el mínimo observado en rayos X en 2003.5. Los puntos verdes corresponden al período de observaciones 2004 y en ellos se puede apreciar otro mínimo local en los 4 filtros ($\Delta_B \sim 0.07$, $\Delta_V \sim 0.05$, $\Delta_R \sim 0.02$, $\Delta_I \sim 0.07$) alrededor de DJ 2453061 para los filtros B , R e I y de DJ 2453055 para el V . Este mínimo local se produce unos 220 días después del mínimo de julio de 2003, es decir en la fase 0.11 considerando un período de 2022 días ($P=5.536$ años según Corcoran (2003) obtenidas a partir de las observaciones del RXTE). Ningún mínimo análogo a este último fue observado en rayos X.

Puede notarse además que el sistema continúa con un leve aumento de brillo principalmente en las bandas B , V y R . Desde finales de 2003 ha superado casi definitivamente la magnitud $V=5$, (excepto durante el mínimo mencionado en el párrafo anterior) no alcanzada por la estrella desde 1860, cuando η Car se encontraba en su fase de decaimiento luego de la erupción de 1843.

Como indicadores de la confiabilidad de nuestra fotometría presentamos observaciones de dos estrellas incluídas en el campo de η Car. En la Figura 2 mostramos la curva de luz de la estrella binaria eclipsante de doble espectro CPD-59 2628 (=Tr16-1, $V=9.6$). Nuestras observaciones reproducen perfectamente las curvas publicadas por Freyhammer et al. (2001).

La Figura 3 muestra las magnitudes diferenciales V medidas en la estrella CPD-59 2627 (=Tr16-3, $V=10.2$), la cual es 2 magnitudes más débil que HDE 303308 y más de 5 magnitudes más débil que η Car. Esta estrella resulta siempre subexpuesta en nuestras imágenes debido a que los tiempos de exposición están optimizados para η Car. Sin embargo, la dispersión de los datos a lo largo de casi 2 años es del orden de 0.025 mag. Esta estrella, dentro de los errores, no parece haber variado su brillo durante nuestras observaciones.

Todas las observaciones son publicadas y actualizadas permanentemente en: <http://lilen.fcaglp.unlp.edu.ar/EtaCar>

Agradecimientos. Agradecemos a las autoridades de la FCAyG-UNLP por facilitar los recursos observacionales y al personal técnico del Observatorio por sus aportes al mantenimiento del Telescopio Reflector.

Referencias

- Corcoran, M. F. 2003,
http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/corcoran/eta_car/2003.5/
- Damineli, A., Kaufer, A., Wolf, B., Stahl, O., Lopes, D., & de Araújo, F., 2000,
ApJ, 528, L101.
- Fernández Lajús, E., Gamen, R., Schwartz, M., Salerno, N., Llinares, C., Fariña,
C., Amorín, R., & Niemela, V., 2003, IBVS, 5477, 1.
- Freyhammer, L., Clausen, J., Arentoft, T., & Sterken, C., 2001, A&A, 369, 561.

The extension of the globular cluster system of NGC 1399, the central galaxy of the Fornax cluster

Favio R. Faifer,¹ Lilia P. Bassino,¹ Juan C. Forte,¹ Boris Dirsch,² Tom Richtler,² and Doug Geisler²

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata - Conicet, Argentina, favio@fcaglp.unlp.edu.ar*

² *Universidad de Concepción, Concepción, Chile*

Abstract. We present preliminary results of the study of the globular cluster system around NGC 1399, the central giant galaxy of the Fornax cluster, located at a distance of 19 Mpc. This work is based on images obtained with the MOSAIC II CCD imager (mosaic of 8 CCDs mounted on the CTIO Blanco 4m telescope, Chile), using the Washington *C* and Kron-Cousins *R* filters. These images cover an area of one deg² at the center of the Fornax cluster. The possibility of counting on this large field allows us to state, for the first time, an indicative value of the total extension of the globular cluster system around NGC 1399. The spatial distribution of the metal-poor globular clusters (“*blue*”), is less steep than the metal-rich ones (“*red*”), and its angular extension reaches at least 40-45 arcmin. According to the Fornax distance adopted here, these values correspond to a radial distance of 220-250 Kpc.

Resumen. Se presentan resultados preliminares de un estudio del sistema de cúmulos globulares que rodea a NGC 1399, la galaxia central del cúmulo de Fornax, a una distancia de 19 Mpc. El material observacional en que se basa este trabajo consiste en imágenes de la cámara MOSAIC II (mosaico de 8 CCDs del telescopio de 4-m de CTIO, Chile), tomadas en los filtros *C* del sistema de Washington y *R* de Kron-Cousins, que cubren un área total de 1 grado cuadrado sobre la parte central del cúmulo de Fornax. La posibilidad de contar con este gran campo ha permitido establecer, por primera vez, un valor indicativo de la extensión total del sistema de cúmulos globulares que rodea a NGC1399. La distribución espacial de los cúmulos globulares de menor contenido de metales (“*azules*”), es más extendida que los de mayor contenido de metales (“*rojos*”), y alcanza una extensión angular de 40'-45' con respecto al centro de NGC 1399. Dada la distancia adoptada aquí para Fornax, dichos valores corresponden a 220-250 Kpc.

1. Introduction

Giant elliptical galaxies at the centres of galaxy clusters sometimes present globular cluster systems (GCSs) which are very populous and extended. Archetypical examples of this are: NGC 1399 in Fornax (Geisler & Forte 1990; Ostrov, Forte, & Geisler 1998; Dirsch et al. 2003), M87 in Virgo (Kundu et al. 1999; Côté et al. 2001), and NGC 3311 in Hydra I cluster (McLaughlin et al. 1995).

There are many different motivations for the study of GCSs, which have gained much attention in recent years. However, one scarcely investigated property is the the extension of GCSs around central giant ellipticals.

The globular clusters (GCs) in these systems are seen as faint point sources from ground-based observations. In order to study them, we take images in good seeing conditions, and separate the extended from the unresolved sources to reduce the contamination by galaxies. We finally select the GC candidates according to their magnitudes and colours. It is important to emphasize the excellent metallicity resolution of the Washington photometric system (Canterna 1976; Geisler & Forte 1990) which enables us to make a good separation between the different subpopulations of GCs present in these galaxies.

The spatial extension of the GCSs around the nearby giant ellipticals (e.g.: M87, NGC 1399, etc) is too large to fit on even a modern wide-field imager. Therefore, one must build up mosaics to determine their total extension.

The GCS of NGC 1399 has been recently studied by Dirsch et al (2003). Their images in Washington *C* and Kron-Cousins *R* were taken with the MOSAIC II CCD imager and covered an area of 36x36 arcmin around NGC 1399 (field 1 in Figure 1). Despite this large field, they have not yet reached the background level and the total extension of the GCS of NGC 1399 remains unknown. In their study, Dirsch et al. found GC candidates up to an angular distance of 23 arcmin (125 Kpc).

We add here a new series of images taken with the same instrument. The two new pointings are close to field 1: one to the East (field 2), and the other to the North-West (field 3). In order to avoid contamination by other GCSs, we selected fields 2 and 3 because they do not include other bright Fornax galaxies.

2. Observations and data reduction

The images used here were taken with the MOSAIC II CCD imager mounted on the CTIO Blanco 4m telescope in November 2001. The instrument consists of eight CCDs 2048x4096 with a scale of 0.27 arcsec per pixel, yielding a 36x36 arcmin field of view. The images were obtained using Washington *C* and Kron-Cousing *R* filters. Figure 1 shows the location of the fields 1, 2 and 3.

We use the same comparison field taken by Dirsch et al. (2003), located $3^{\circ}.5$ to the N-E of NGC 1399.

The raw images were processed using the *mscred* routines within IRAF. Below we list the steps followed to analyse the GCS of NGC 1399:

- We removed the bright background of the galaxy using a median filter.
- We made psf photometry using the Daophot II package (Stetson 1987) within IRAF.
- We observed standard fields and performed the calibrations using the list of Geisler (1996).
- We selected the point sources analysing the *psf* photometric errors , and the *sha* and *chi* parameters given by Daophot.

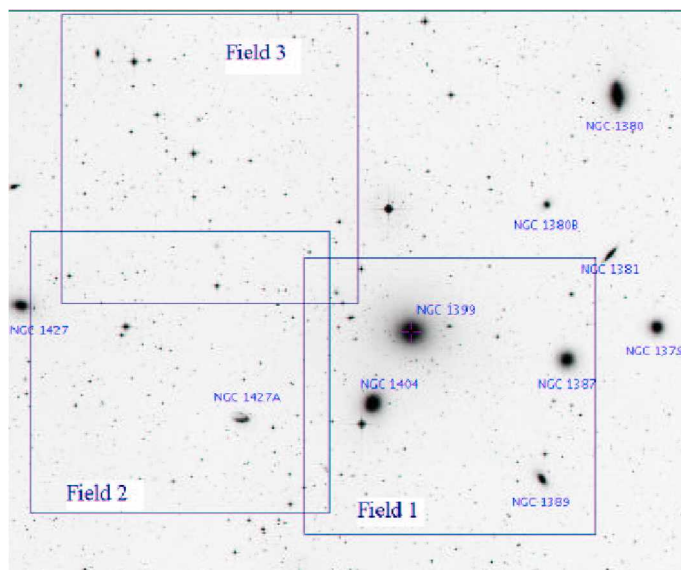


Figura 1. Image taken from the Digital Sky Survey, showing the MOSAIC fields in the Fornax Cluster. North is up and East is left.

- GCs candidates with magnitude and colour ranges of $20 < T_1 < 23$ and $0.9 < C - T_1 < 2.3$ were selected.
- In order to separate the two subpopulations of GCs, we defined the colour limit to be $C - T_1 = 1.55$.

3. Results

We present here a summary of our findings:

1. For the first time, we obtain an estimation of the total extension of the GCS around NGC 1399. As a quantitative measure for the extension of the GCS, we adopted the galactocentric radius at which the areal density of *blue* GCs (corrected by background contamination) falls to 30% of the background level. We found that the GCS of NGC 1399 extends at least up to 40-45 arcmin from the centre of NGC 1399. At a distance of 19 Mpc, these values correspond to a radial distance of 220-250 Kpc (Figure 2).

The proposed range arises from possible errors in the background determination. We have taken limits of 50% above and below the background level to estimate the uncertainty in the determination of the total extension of the GCS around NGC 1399, independently of the pure Poissonian errors.

2. The wide-field used here confirms that the spatial distribution of the *blue* GCs is less steep than the *red* GCs.
3. Finally, the observed density profiles of GCs are well fit by a single de Vaucouleurs law [$\log(dens)$ vs. $r^{1/4}$] (Figure 2).

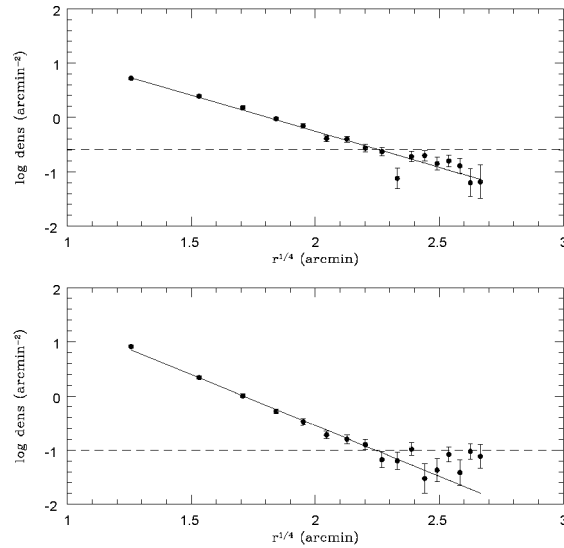


Figure 2. The upper panel shows the surface density profile (filled circles) of *blue* GCs candidates around NGC 1399 plotted versus $r^{1/4}$. The solid line represents a single de Vaucouleurs law $r^{1/4}$ fit. In the lower panel we show the same for *red* GC candidates. In both panels, dashed lines represent the adopted background levels.

References

- Canterna, R., 1976, AJ, 81, 228
 Côté, P., McLaughlin, D. E., Hanes, D. A., Bridges, T. J., Geisler, D., Merritt, D., Hesser, J. E., Harris, G. L. H., & Lee, M. G., 2001, ApJ, 559, 828
 Geisler, D., 1996, AJ, 111, 480
 Geisler, D., & Forte, J. C., 1990, ApJ, 350, L5
 Dirsch, B., Richtler, T., Geisler, D., Forte, J. C., Bassino, L., & Gieren, W., 2003, AJ, 125, 1908
 Kundu, A., Whitmore, B. C., Sparks, W. B., Macchetto, F. D., Zepf, S. E., & Ashman, K. M., 1999, ApJ, 513, 733
 McLaughlin, D. E., Secker, J., Harris, W. E., & Geisler, D., 1995, AJ, 109, 1033
 Ostrov, P., Forte, J. C., & Geisler, D., 1998, AJ, 116, 2854
 Stetson, P. B., 1987, PASP, 99, 191

Nebular abundances in southern symbiotic stars

Gerardo J.M. Luna and Roberto D. D. Costa

IAG/USP, São Paulo, Brasil, gjmluna@astro.iag.usp.br

Abstract. We have calculated relative elemental abundances for a sample of 43 symbiotic stars. Helium abundances and the relative elemental abundances N/O, Ne/O were derived from new spectra collected in the optical range through low dispersion spectroscopy and from IUE low resolution spectra (SWP camera). The He ionic abundances were derived taking into account self-absorption effects in Balmer lines. We found that the symbiotic stars in the galactic bulge have heavy element abundances showing the same wide distribution as other bulge objects. In the galactic disk, the symbiotic stars follow the abundance gradient as derived from different kinds of objects.

Resumen. Calculamos abundancias relativas elementales para una muestra de 43 estrellas simbióticas. Las abundancias de He y las abundancias relativas N/O, Ne/O fueron obtenidas a través de nuevos espectros observados en el visible y espectros de baja dispersión del satélite IUE. Las abundancias iónicas de He fueron derivadas teniendo en cuenta efectos de auto-absorción en las líneas de Balmer. Encontramos que las estrellas simbióticas en el *bulge* de la galaxia tienen abundancias de elementos pesados que muestran una distribución amplia como otros objetos de esa región. En el disco de la galaxia, las estrellas simbióticas siguen el mismo gradiente de abundancias derivado a partir de otros objetos.

1. Introduction

Symbiotic stars consist of (at least) three components: a giant star, a hot source like a white dwarf, a main sequence star, and a nebula ejected by the red giant, as was shown by Nussbaumer et al. (1988). The nebula can be ionized by the UV radiation from the hot source. As the emission lines are very strong, symbiotic stars are easily observable at large distances and useful tools to test some aspects of the chemical composition of the low and intermediate mass population of the disk and galactic bulge as well as the evolution of interacting binaries.

The analysis of chemical abundances is required to investigate the surface enrichment of the red giant photosphere, whose stellar wind reflects the modifications introduced by dredge-up processes along the stellar evolution. In this case, the investigation can be performed through techniques developed to study emission nebulae, which allow the determination of chemical abundances of elements such as helium, nitrogen, oxygen, neon and argon. Helium abundances must be derived with some caution, because the metastability of the 2^3S level causes radiative transfer effects and induces collisional excitation which can affect the final result. A second problem arises from the use of the Balmer decrement

for reddening correction. The observed values suggest self-absorption effects in some systems which must be taken into account.

Our sample was selected from the Belczyński et al. (2000) catalog of symbiotic stars, and one object (SS73 71) was added from Pereira et al (2002). As a selection criteria we chose all the symbiotic stars toward the galactic bulge, which we have roughly defined as the region between $20^\circ \leq l \leq 20^\circ$ and $20^\circ \leq b \leq 20^\circ$. Additionally, we have observed some other objects from the Belczyński et al. (2000) catalog, that are out of our bulge definition.

2. Observations & reductions

Spectroscopic observations were performed in two runs at the National Laboratory for Astrophysics (Brasópolis, MG, Brazil) between 07-16/Jun/2002, and between 23-26/Jun/2003, using a Boller & Chivens Cassegrain spectrograph attached to the 1.60m telescope and a grating with a dispersion of 4.4 Å/pixel. Some observations were made at ESO using the 1.52m telescope in La Silla, Chile (from 08-13/Oct/2002) with a Boller & Chivens Cassegrain spectrograph with a dispersion of 2.2 Å/pixel. In the UV region, we have used the data available in the IUE database (<http://ines.laeff.esa.es/cgi-ines/IUEdbsMY>), and corrected for reddening with the E(B-V) derived from the optical spectra. Emission line fluxes were calculated by adopting gaussian profiles; a gaussian de-blending routine was also used when necessary.

3. Reddening correction

It is now accepted that in symbiotic nebulae self-absorption phenomena in the Balmer lines can occur due to their high densities. To derive the reddening, we have used a method proposed by Netzer (1975), based on the ratios $H\alpha/H\beta$, $H\beta/H\gamma$ and $H\beta/H\delta$. The adopted procedure is described by de Freitas Pacheco & Costa (1992).

4. Physical conditions

The derivation of the ionic concentrations in the ionized gas requires a previous knowledge of the electron temperature and density. From optical spectra these parameters can usually be estimated from line intensity ratios like, among others: $([\text{OIII}]\lambda 5007 + [\text{OIII}]\lambda 4959)/[\text{OIII}]\lambda 4363$, $[\text{SII}]\lambda 6717/[\text{SII}]\lambda 6730$.

In view of the high density of symbiotic nebulae it is difficult to use the [SII] to estimate the electron density, as this relation produce unique results for $N_e \leq 10^5$. We estimated the density from the [OIII] and [NII] ratios assuming $T_e \approx 12000$ K, which is a good initial value (Nussbaumer et al 1988), and adopted two different density zones, namely $N_e[\text{OIII}]$ and $N_e[\text{NII}]$; for those objects where both ratios were available. We consider that in the low-density region the main ionic species are N^+ , O^+ , S^+ , while in the high-density region species of higher excitation like O^{+2} , S^{+2} , Ne^{+2} , Ar^{+2} , Ar^{+3} are dominant.

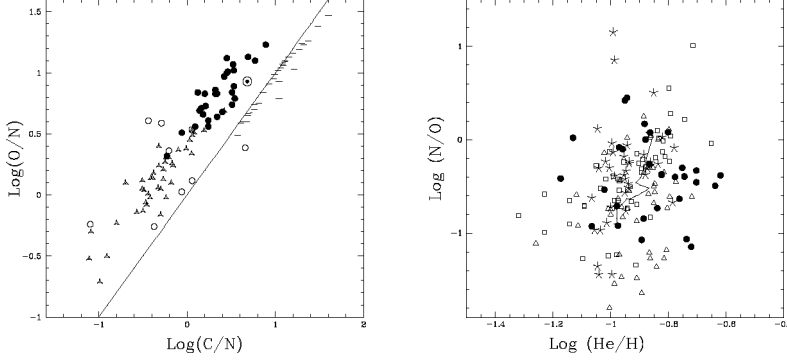


Figura 1. *Left*: O/N vs. C/N for symbiotic stars and related objects (see Nussbaumer et al. 1988 for details) *Rigth*: N/O vs He/H for symbiotic stars and planetary nebulae (see text)

5. Abundances determination

The helium abundance in symbiotic stars is still a controversial subject. The collisional excitation rate must be taken into account. As pointed out by de Freitas Pacheco & Costa (1992), a good approximation to evaluate and correct self-absorption effects in hydrogen is to take the optical depth in $H\gamma$ as an indicator of these effects. Using the optical depth in $H\alpha$, $\tau_{H\alpha}$, which is derived from our reddening calculation, the optical depth in $H\gamma$, $\tau_{H\gamma}$ is $0.07 \cdot \tau_{H\alpha}$. In the cases that $\tau_{H\gamma} \leq 0.5$ we would expect that self-absorption effects are negligible and no large errors are being committed.

The fact that the opacity in He I transitions affects mainly the $\text{HeI}\lambda 7065$ line can be used to estimate the optical depth of the transition $2^3S \rightarrow 3^3P(\lambda 3889)$. In order to minimize the effects of self-absorption in Balmer lines on the derived heavy element abundances, we calculated elemental ratios with respect to oxygen. In the low-density region we derive the nitrogen to oxygen ratio from the relation:

$$\frac{N}{O} \approx \frac{N^+}{O^+} \quad (1)$$

In the high-density region (Schmid & Schild 1990):

$$\frac{Ne}{O} \approx \frac{Ne^{+2}}{O^{+2}} \quad \frac{Ar}{O} \approx \frac{Ar^{+2} + Ar^{+3}}{O^{+2}} \quad (2)$$

6. Results and discussion

The relative elemental abundances shows the composition of the interstellar medium in the time of formation and the N and He abundances reflect the evolutionary state of the stars, showing that this class of objects have experienced dredge-up episodes, may be up to the second one. Also the He and N abundances are comparable with progenitors between 0.6 to 1.5 M_{\odot} .

In fig. 1 (left) can be seen that, as pointed out by Nussbaumer et al. (1988), the carbon stars lie to the right of the $C/O=1$ line. The symbiotic stars (filled circles) have abundance ratios that fit well into the ratio distribution for the other objects, to the left of the $C/O=1$ line. They have abundance ratios that are, on the average, smaller than those for supergiants, but larger than those for giants.

Fig. 1 (right) shows the relation between N/O and He/H (filled circles represent the sample studied); as nitrogen and helium are nucleosynthesis products and related to the mass spectrum of the progenitors, they are expected to be correlated. It can be seen that the objects in this figure are distributed in two groups: a larger, upper group for which the planetary nebulae sample define a reasonably well defined correlation between $\log(He/H)$ and $\log(N/O)$, in the sense that helium-rich objects are usually nitrogen-rich. The symbiotics fit into this distribution, in spite of their dispersion. This correlation reflects the mass spectrum of the progenitors. It can also be seen another small group of objects with low $\log(N/O)$ and $\log(He/H)$ varying from -1.1 to -0.7.

The fig. 1 (right) also includes a model from Marigo (2001). Clearly, the dispersion of the data is high, but the model trend agrees with the mean values and tendencies.

Nebular abundances of symbiotics should reflect the abundances of the intermediate mass stars from which they originate, irrespective of their position in the galaxy. To verify this behavior we compare the mean values of the Ne/O ratio for our sample of symbiotics to other samples of disk and bulge PNe. Being α -elements, the Ne/O ratio do not reflect the chemical evolution of the interstellar medium and should remain the same along the galactic bulge and disk. The mean values and dispersions are listed in table 1:

Tabla 1
Mean Ne/O ratios for different samples

Sample	Ne/O	Source
Bulge PNe	0.168 ± 0.070	Escudero et al. (2004)
Disk PNe	0.181 ± 0.129	Maciel & Köppen (1994)
Disk and Bulge PNe	0.223 ± 0.085	Exter et al. (2004)
This sample	0.211 ± 0.086	

Acknowledgments. This work was supported by CNPq and FAPESP. G.J.M. Luna acknowledges CNPq for his graduate fellowship (Process 141805/2003-0)

References

- Belckzyński, K., Mikolajewska, J., Munari, U., Ivison, R.J., & Friedjung, M., 2000, *A&AS*, 146, 407
- Netzer, H., 1975, *MNRAS*, 171, 395
- de Freitas Pacheco, J. A., & Costa, R. D. D., 1992, *A&A*, 257, 619
- Schmid, H. M., & Schild, H., 1990, *MNRAS*, 246, 84
- Nussbaumer, H, Schmid, H. M., Vogel, M., & Schild, H., 1988, *A&A*, 198, 179

Pereira, C. B., Franco, C. S., & de Araújo, F. X., 2002, *A&A*, 385, 900

Marigo, P., 2001, *A&A*, 370,194

Surface metal abundances of red giants in galactic globular clusters

M.C. Parisi, J.J. Clariá and M.C. Torres

Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina.

parisi@oac.uncor.edu, claria@oac.uncor.edu, mctorres@oac.uncor.edu

Abstract. Surface metal abundances of 310 red giants in 19 Galactic globular clusters (GCs) are determined from the Standard Giant Branches method, using Washington photometric data. The resulting metallicities are compared with those derived by applying the traditional Colour-Colour (CC) technique. The low metallicities derived from the CC technique, particularly for some GCs, are found to be mainly due to the lower metallicity and higher reddening sensitivity of this method, especially for very metal-poor GCs ($[\text{Fe}/\text{H}] < -1.7$). The CC technique, however, is particularly recommendable to derive $[\text{Fe}/\text{H}]$ values in the typical metallicity range of the galactic open clusters.

Resumen. Usando datos fotométricos en el sistema de Washington, se determinan abundancias metálicas superficiales de 310 gigantes rojas en 19 cúmulos globulares (CGs) a partir del método de las Ramas Gigantes Standard. Las metalicidades resultantes se comparan con aquéllas derivadas a partir de la tradicional técnica Color-Color (CC). Las bajas metalicidades derivadas a partir de esta técnica, particularmente para algunos CGs, se deben principalmente a la menor sensibilidad a la metalicidad y mayor sensibilidad al enrojecimiento de la técnica CC, especialmente para CGs muy pobres en metales ($[\text{Fe}/\text{H}] < -1.7$). La técnica CC, sin embargo, es particularmente recomendable para derivar valores de $[\text{Fe}/\text{H}]$ en el rango típico de metalicidad de los cúmulos galácticos abiertos de nuestra Galaxia.

1. Introduction

In this work, we make use of Washington photometric data of 310 red giant candidates in 19 Galactic globular clusters (GCs) to determine their surface metal abundances by applying the Standard Giant Branches (SGBs) method developed by Geisler & Sarajedini (1999). The Washington photometric data were obtained several years ago by Geisler et al. (1992, 1997) and Torres (1997) at Cerro Tololo Inter- American Observatory (CTIO, Chile). The main purpose of the present work is to compare the $[\text{Fe}/\text{H}]$ values resulting from the SGBs method to those previously determined from the traditional Colour-Colour (CC) technique. This comparison ought to allow us to draw conclusions referring to whether one or the other technique is convenient or not in certain astrophysical applications.

2. Selected globular clusters

The GCs chosen for the present study have metallicities ranging from $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.7$ to -2.3 (Zinn 1985, Z85). We have selected the GCs NGC 2298, NGC 4372, NGC 4590, NGC 4833, NGC 5897 and NGC 6101 observed by Geisler et al. (1992, GMC92) for which Z85 reports extremely low metallicities ($[\text{Fe}/\text{H}] < -1.7$). We have also selected 9 intermediate-metallicity GCs ($-1.7 < [\text{Fe}/\text{H}]$) observed by Geisler et al. (1997, GCM97), namely NGC 1851, NGC 1904, NGC 2808, NGC 3201, NGC 5986, NGC 6093, NGC 6362, NGC 6752 and NGC 6981. Finally, we have included in the present cluster sample the GCs NGC 288, NGC 6397, NGC 6656 and NGC 7078 observed by Torres (1997, T97), for which Z85 reports $[\text{Fe}/\text{H}]$ values between -1.2 and -2.2 . All these GCs were observed photoelectrically at CTIO in the Washington system by the above mentioned authors in different observing runs. In most cases a Hamamatsu R943-02 phototube was used, except for two clusters which were observed using an RCA 31034 photomultiplier. Only those stars falling along the principal upper giant branch sequences were here considered. Although we cannot guarantee cluster membership for all these stars, the low abundances of most of the clusters and the unlikelihood of field giants lying along the cluster's giant branch (Ratnatunga & Bachall 1985) suggest that virtually all the stars found to be low metallicity giants by GMC92, GCM97 and T97 are indeed cluster members.

3. Metallicities

Geisler et al. (1991) developed an iterative method based on Washington photometry of red giants, which allows the mean metallicity of a star cluster, open or globular, to be derived. This technique is mainly based on the location of the red cluster giants in different CC diagrams of the Washington system. Its application requires the knowledge of the cluster $E(\text{B}-\text{V})$ colour excess, but not of the cluster distance. Using the CC method and the $E(\text{B}-\text{V})$ values listed in Table 1, GMC92, GCM97 and T97 derived the $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{CC}}$ values given in this table. In the fourth column of Table 1, the differences (in absolute value) between the Z85 metallicities and those derived from the CC technique are shown. The resulting differences are: 0.60 ± 0.19 , 0.24 ± 0.11 , and 0.16 ± 0.06 , respectively. To apply the SGBs method developed by Geisler & Sarajedini (1999), the observed $(T_1, C-T_1)$ plane in each GC was first transformed to the absolute magnitude, dereddened colour $[M_{T_1}, (C-T_1)_0]$ plane, using the following equations: $M_{T_1} = T_1 + 0.58E(\text{B}-\text{V}) - (V - M_V)$ and $(C-T_1)_0 = (C-T_1) - 1.97E(\text{B}-\text{V})$ (Geisler et al. 1996). To perform these transformations, we have used the same reddening values as those adopted by GMC92, GCM97 and T97, respectively. For the GMC92 and GCM97 observations, the apparent distance moduli published by Harris (1996) were adopted, while for the T97 observations the Z85 distance moduli were used. Fig. 1 shows the resulting $[M_{T_1}, (C-T_1)_0]$ diagram for NGC 6397, wherein the fit to the cluster red giant was made using the IRAF routine CURFIT. Similar diagrams were obtained for the remaining 18 GCs. The $(C-T_1)_0$ colour for three different fiducial M_{T_1} values: -1.5 , -2.0 and -2.5 , was determined in each case and the $[\text{Fe}/\text{H}]$ values were derived using three different metallicity scales, namely: Z85, Carretta & Gratton (1997) and a cal-

ibration established by Geisler & Sarajedini (1999). The mean difference (in absolute value) between the Z85 metallicity values and those derived from the SGBs method, using $M_{T1} = -1.5$, for the GCs observed by GMC92 is 0.17 ± 0.15 . For the other two samples, these differences are: 0.14 ± 0.09 and 0.07 ± 0.04 , respectively. Adopting $M_{T1} = -2.0$, the resulting values are: 0.14 ± 0.09 , 0.13 ± 0.10 and 0.03 ± 0.03 , respectively, while for $M_{T1} = -2.5$, the mean differences are: 0.21 ± 0.10 , 0.11 ± 0.13 and 0.04 ± 0.03 , respectively.

4. Results

The metallicities derived through the SGBs method for the six very metal-poor GCs (Table 1) show much better agreement with the Z85 values than those derived with the CC technique, regardless of the fiducial M_{T1} value or metallicity scale used. In fact, the mean differences (in absolute value) between the Z85 values and those derived from the SGBs method, using for example $M_{T1} = -2.0$, are: $|[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{Z85}} - [\text{Fe}/\text{H}]_{-2.0, \text{Z85}}| = 0.14 \pm 0.09$, $|[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{Z85}} - [\text{Fe}/\text{H}]_{-2.0, \text{CG97}}| = 0.08 \pm 0.05$ and $|[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{Z85}} - [\text{Fe}/\text{H}]_{-2.0, \text{GS99}}| = 0.14 \pm 0.10$, while the mean difference between the Z85 metallicities and those determined with the CC technique is significantly larger: $|[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{Z85}} - [\text{Fe}/\text{H}]_{\text{CC}}| = 0.60 \pm 0.19$. This result is virtually the same if the other two fiducial absolute magnitudes are employed. The amazingly low metallicities derived for these six GCs with the CC technique are undoubtedly due to the lower metallicity sensitivity and higher reddening and photometric error sensitivity of this technique, especially for low metallicity cool giants. The main result emerging from the present applications is the reliable confirmation of the higher metallicity sensitivity of the SGBs method to very metal-poor stars ($[\text{Fe}/\text{H}] < -1.7$), in comparison with the CC technique. The latter technique, however, appears to be particularly recommendable for stars having $[\text{Fe}/\text{H}] > -1.0$, i.e., for all the known Galactic open clusters. The metallicities derived for the 9 intermediate-metallicity GCs from the SGBs method prove that even though the mean differences with Z85 decrease when this method is employed, the CC technique is in this case reasonably effective. The good agreement found between the Z85 metallicities and those derived from the SGBs method for three of the four very metal-poor GCs observed by T97, confirms the fact that when the reddenings are either small or have been determined with great accuracy, the CC technique leads to reliable results.

References

- Carretta, E., & Gratton, R. R. G., 1997, *A&AS*, 121, 95
- Geisler, D., Clariá, J. J., & Minniti, D., 1991, *AJ*, 102, 1836
- Geisler, D., Clariá, J. J., & Minniti, D., 1997, *PASP*, 109, 799 (GCM97)
- Geisler, D., Lee, M. G., & Kim, E. 1996, *AJ*, 111, 1529
- Geisler, D., Minniti, D., & Clariá, J. J., 1992, *AJ*, 104, 627 (GMC92)
- Geisler, D., & Sarajedini, A., 1999, *AJ*, 117, 308.
- Harris, W. E., 1996, *AJ*, 112, 1487.
- Ratnatunga, K. U., & Bahcall, J. N., 1985, *ApJS*, 59, 63.

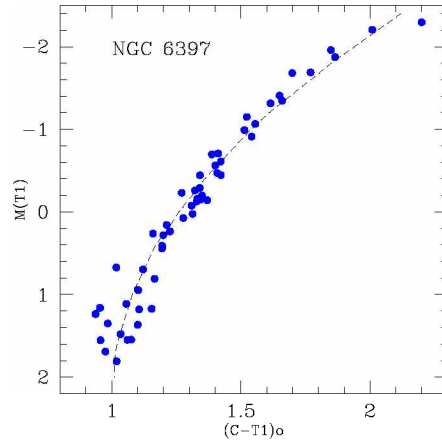


Figura 1. The giant branch of the globular cluster NGC 6397 in the M_{T1} versus $(C-T_1)_0$ diagram.

Torres, M. C. 1997, Trabajo Especial, FaMAF, UNC (T97).

Zinn, R. 1985, ApJ, 293, 424 (Z85).

Table 1
Comparison between Z85 $[\text{Fe}/\text{H}]$ values and those derived from the CC technique(1 = GCs (GMC92); 2 = GCs (GCM97); 3 = GCs (T97))

Cluster	E(B-V)	$[\text{Fe}/\text{H}]_{CC}$	$ \text{Z85}-[\text{Fe}/\text{H}]_{CC} $	Reference
2298	0.16	-2.50	0.69	1
4372	0.48	-2.35	0.27	1
4590	0.06	-2.50	0.41	1
4833	0.32	-2.50	0.64	1
5897	0.09	-2.50	0.82	1
6101	0.07	-2.55	0.74	1
1851	0.02	-1.12	0.21	2
1904	0.01	-1.69	0.01	2
2808	0.22	-1.02	0.35	2
3201	0.21	-1.86	0.30	2
5986	0.29	-1.48	0.19	2
6093	0.16	-2.05	0.37	2
6362	0.11	-0.74	0.34	2
6752	0.04	-1.66	0.12	2
6981	0.04	-1.26	0.28	2
288	0.04	-1.22	0.18	3
6397	0.18	-2.15	0.24	3
6656	0.32	-1.87	0.12	3
7078	0.02	-2.07	0.08	3

Curva de luz y análisis del sistema CPD-59 2603 (=Tr16-104)

E. Fernández Lajús,^{1,2} M. Schwartz,¹ A. Torres,^{1,2} C. Fariña,¹
N. Salerno,¹ C. Llinares,¹ y V. Niemela^{1,3}

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

² *Becario de CONICET, Argentina. eflajus@fcaglp.unlp.edu.ar*

³ *Miembro de la Carrera del Investigador Científico, CIC, Bs. As., Argentina.*

Abstract. CPD-59 2603 is a multiple system which belongs to the open cluster Trumpler 16. This system is composed by a short period eclipsing binary (O7V+O9.5V) and at least a third star (B0.2IV). We have made CCD observations using the HSH Telescope at CASLEO in order to obtain photometric data for this system. Some additional CCD images were obtained with the 80 cm Telescope at La Plata Observatory. In this work we present the light curve of CPD -59 2603 in the Johnson-Cousins's *V* band. We have performed a preliminary analysis of the system with the code written by Wilson & Devinney (1971) and using our photometry and spectroscopic data published in the literature.

Resumen. CPD-59 2603 es un sistema múltiple perteneciente al cúmulo abierto Trumpler 16. Este sistema está compuesto por una binaria eclipsante (O7V+ O9.5V) de corto período y al menos una tercera estrella (B0.2IV). Con el telescopio HSH instalado en el CASLEO se han realizado observaciones CCD a fin de obtener datos fotométricos de este sistema. Se obtuvieron imágenes CCD complementarias con el Telescopio Reflector del Observatorio de La Plata. En este trabajo presentamos la curva de luz obtenida de CPD -59 2603 en la banda *V* de Johnson-Cousins. Realizamos un análisis preliminar del sistema a partir de nuestra fotometría y de los datos espectroscópicos publicados mediante el código de Wilson & Devinney (1971).

1. Introducción

CPD-59 2603 (= V572 Car = Tr16-104; $\alpha_{2000.0} = 10^h 44^m 47^s.4$, $\delta_{2000.0} = -59^\circ 43' 54''$, $V = 8.82$ (Massey & Johnson 1993)), es un sistema múltiple perteneciente al joven cúmulo abierto Trumpler 16 (Feinstein, Marraco & Muzzio, 1973 (FMM73)). Rauw et al. (2001) realizaron un detallado estudio de este sistema a partir de sus datos espectroscópicos y de los datos fotométricos publicados por Antokhin y Cherepashchuk 1993 (ACh93), concluyendo que se trataría de un sistema triple compuesto por un sistema binario eclipsante de tipo O (O7V+O9.5V) con un período de 2.15287 días, en torno al cual orbita una estrella B0.2IV. Sin embargo, los datos fotométricos disponibles no eran suficientes para completar la curva de luz en todas sus fases, quedando notablemente indefinidos el mínimo primario y las alas del mínimo secundario, razón por la cual resulta difícil hacer

una estimación precisa del valor de la inclinación y de la excentricidad de la órbita del sistema. Con la finalidad de confeccionar una curva de luz completa en todas las fases orbitales, hemos adquirido imágenes CCD directas de CPD -59 2603 a través de los filtros *V* del sistema de Johnson-Cousins.

En este trabajo presentamos la curva de luz *V* resultante de CPD-59 2603 y la comparamos con los datos de ACh93. Finalmente realizamos un análisis preliminar del sistema a partir de nuestra fotometría y de los datos espectroscópicos publicados, empleando el código de Wilson & Devinney (WD) (Wilson & Devinney 1971, Wilson 1990, Wilson & Van Hamme 2004).

2. Observaciones y procesamiento de datos

Las observaciones fueron realizadas utilizando el telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH) de 0.60 m (f/15 Cassegrain) instalado en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)¹, San Juan, Argentina, durante 9 noches en marzo y junio de 2004 y el Telescopio Reflector de 0.80 m (f/20 Cassegrain) del Observatorio de La Plata (OALP)², Argentina, durante 20 noches entre marzo y abril de 2003 y entre febrero y junio de 2004. En todos los casos se utilizaron los filtros *V* del sistema de Johnson-Cousins. Un total de 500 imágenes CCD fueron adquiridas con el HSH y otras 150 con el Reflector del OALP. En el telescopio HSH se empleó en modo directo una cámara Photometrics CH250 con un detector PM512 de 516 x 516 pixels (20 x 20 $\mu\text{m}/\text{pixel}$) con revestimiento. La resolución espacial en este telescopio es de 0.452 "/pix y el campo total de 3'53" x 3'53". Con el telescopio Reflector de 0.80-m del OALP se empleó una cámara Photometrics STAR I y un detector Thomson TH7883PS de 384 x 576 pixels (23 x 23 $\mu\text{m}/\text{pixel}$) con revestimiento, en modo directo. La configuración instrumental resulta en imágenes de 1'54" x 2'50" de campo con una resolución de 0.296 "/pix.

Sobre las imágenes adquiridas con el HSH se realizó fotometría de abertura con IRAF³ tomando un radio de abertura de 24 pix = 11" para todos los objetos medidos en el campo. Como valor de referencia para la fotometría diferencial se calculó, para cada imagen, el promedio de las magnitudes instrumentales de las estrellas Tr16-3, Tr16-9 y Tr16-110 (ver Fig. 1 de FMM73) presentes en el mismo campo. El error típico en las magnitudes diferenciales es de 0^m008.

Con las imágenes obtenidas con el Reflector del OALP, se realizó fotometría de abertura controlada con curvas de crecimiento CCD (Howell 1989), usando macros propios (Fernández Lajús, 2000) compilados por PMIS versión 2.0.1. El radio de abertura utilizado fue de 35 pix = 10". Como estrella de referencia se utilizó a Tr16-48 (ver Fig. 1 de FMM73), *V* = 12, ubicada unos 33" al NW de CPD -59 2603. Las magnitudes diferenciales determinadas en cada imagen fueron promediadas tomando grupos de $n \sim 10$ medidas. Los valores promediados arrojan errores entre 0^m01 y 0^m04.

¹Operado bajo convenio entre CONICET-SeCyT y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan, Argentina

²Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata (FCAG-UNLP), Argentina

³IRAF es distribuido por NOAO, operado por AURA, Inc bajo acuerdo de NSF, EEUU.

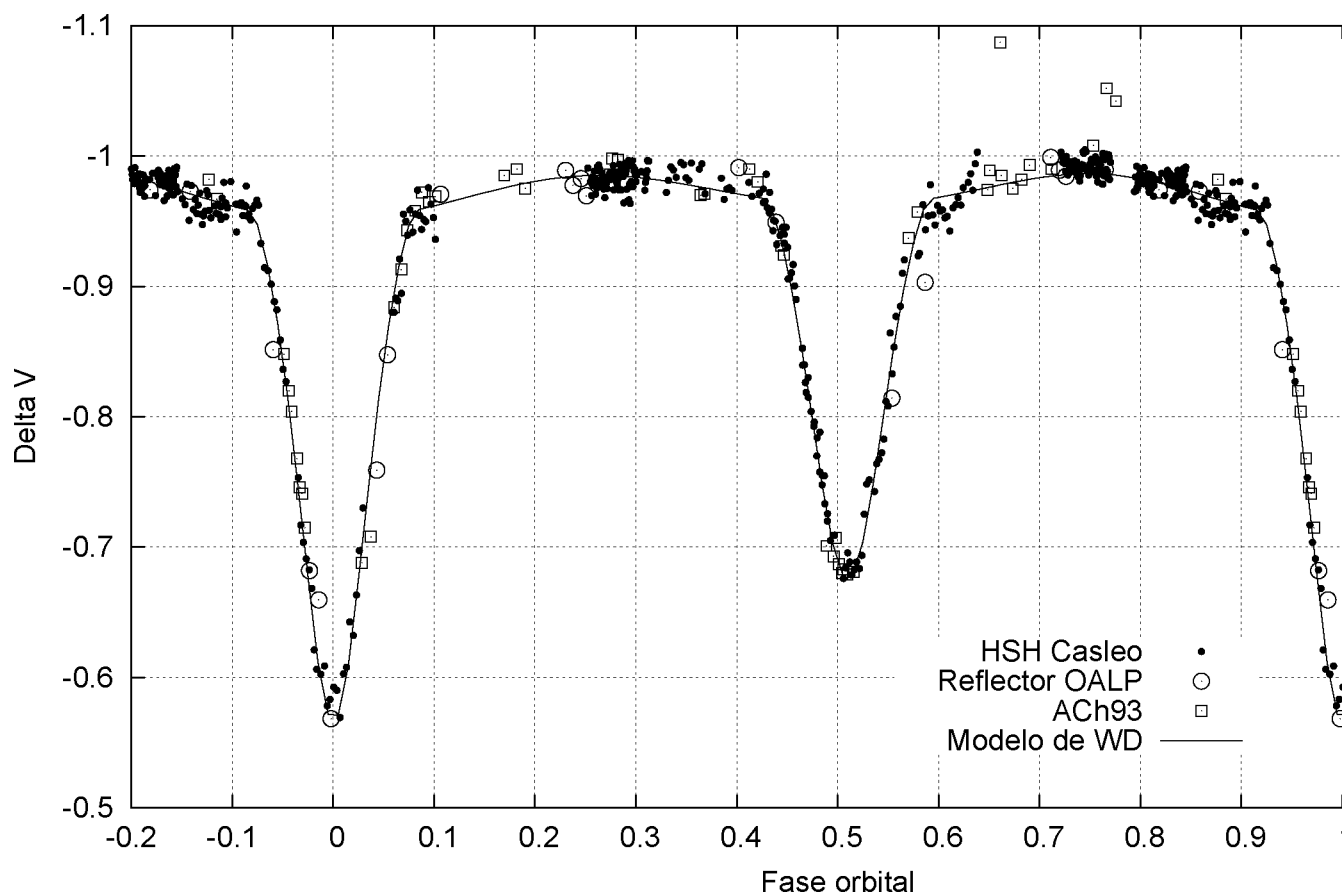


Figura 1. Curva de luz V de CPD-59 2603. Los círculos llenos representan los datos del HSH y los abiertos son promedios de mediciones del OALP. Los cuadrados son las observaciones obtenidas en 1980 y 1991 de ACh93. La línea continua es el ajuste del modelo WD.

3. Curva de luz y ajuste de un modelo WD

A partir de las observaciones realizadas de CPD-59 2603 hemos obtenido su curva de luz V (Fig. 1), que muestra una cobertura en fase prácticamente completa sobre todo el período orbital. La fase Φ fue calculada según las efemérides

$$\text{DJ} (\Phi = 0) = 2451621.961 + 2.15287 \cdot E$$

donde el período es el obtenido por Rauw et al. 2001 y el DJ0 fue corregido respecto al de Rauw et al. 2001 (DJ0=2451621.973) para ajustar a las observaciones. Los mínimos primario y secundario presentan profundidades de 0^m42 y 0^m31 respectivamente y ambos eclipses muestran un ancho de 0.166 en fase. De la inspección visual de la Fig. 1 surge claramente que se trata de un sistema binario separado (detached) con una pequeña excentricidad orbital.

Con la finalidad de hacer un análisis de CPD -59 2603 y determinar el semieje, la inclinación y la excentricidad orbitales, así como las masas, radios y temperaturas efectivas de cada componente de la binaria, hemos utilizado el código *lc* de WD para elaborar un modelo preliminar que ajuste a nuestras observaciones fotométricas y a las curvas de velocidad radial, publicadas por Rauw et al. 2001. En primer lugar establecimos los parámetros necesarios para nuestro modelo, teniendo en cuenta las consideraciones hechas sobre la curva de luz. Por ello fue empleado el modo 2 de dicho código, que corresponde a binarias separadas en el cual la temperatura efectiva (T_{ef}) de la estrella secundaria es un parámetro libre. Ambas componentes de la binaria fueron consideradas cuerpos negros con los valores de luminosidad acoplados a las temperaturas. El modelo de reflexión fue puesto en modo 1 que considera la ley de la inversa del cuadrado, con correcciones por efectos penumbrales y elipsoidales (Wilson, 2004). Para ambas componentes se consideró rotación sincrónica ($F_1 = F_2 = 1$). Los exponentes de oscurecimiento gravitacional ($g_1 = g_2 = 1$) y albedos bolométricos $Alb_1 = Alb_2 = 1$ corresponden a envolturas radiativas. Los coeficientes de oscurecimiento al limbo para las longitudes de onda correspondientes a la banda V , fueron tomados de Díaz-Cordovés, Claret Giménez (1995) ($x_1 = x_2 = 0.32$). El cociente de masas $q = M_2/M_1 = 0.65$ es el determinado a partir de las velocidades radiales de Rauw et al, 2001. Para estimar la T_{ef} de la estrella primaria, consideramos el tipo espectral (TE) O7V. Según las escalas de T_{ef} -TE de Böhm-Vitense (1981) y Humphreys y McElroy (1984) adoptamos para la estrella primaria una T_{ef_1} de 37500 K. Se consideró además una tercera luz asociada al sistema ($el_3 = 0.14$).

De los resultados del modelo surge un valor de la excentricidad de 0.015 ± 0.005 , muy similar a uno de los valores obtenidos por Rauw et al., 2001: $e = 0.02 \pm 0.02$. La inclinación resulta de $83^\circ5 \pm 0^\circ5$ consistente con los $82^\circ5 \pm 5^\circ$ estimados por Rauw et al., 2001 y un semieje $a = 23.5 \pm 0.4 R_\odot$. Para la estrella primaria y secundaria se obtienen masas de 22.8 ± 0.1 y $14.8 \pm 0.1 M_\odot$ y radios estelares de 6.93 ± 0.01 y $4.87 \pm 0.01 R_\odot$ respectivamente.

El modelo de WD ajustado al sistema arroja una T_{ef_2} para la estrella secundaria de 29000 K. Esta temperatura corresponde a una estrella de TE entre B0V y B0.2V según las escalas mencionadas. Esta clasificación difiere levemente del tipo O9.5V realizada por Rauw et al. 2001, aunque la diferencia puede contemplarse dentro de la precisión en la clasificación espectral. Próximamente

realizaremos un análisis más minucioso y detallado de CPD-59 2603 utilizando el código *dc* de correcciones diferenciales de WD.

Agradecimientos. Agradecemos a las autoridades del CASLEO y de la FCAG-UNLP por facilitar los recursos observacionales. A Paul Warhurst (Universidad de Auckland, Nueva Zelandia) por realizar las observaciones de fines de junio de 2004 y al Dr. I.I. Antokhin por facilitarnos sus datos fotométricos.

Referencias

- Antokhin, I. I., & Cherepashchuk, A. M., 1993, *Azh*, 70, 292.
Böhm-Vitense, E., 1981, *ARA&A*, 19, 295.
Díaz-Cordovés, Claret & Giménez, 1995, *A&AS*, 110, 329.
Feinstein, A., Marraco, H., & Muzzio, J. C., 1973, *A&AS*, 12, 331.
Fernández Lajús, E., 2000, *Práctica de la Especialidad*, FCAG-UNLP, 58.
Howell, S. B., 1989, *PASP*, 101, 616.
Humphreys, R. M., & McElroy, D. B., 1984, *ApJ*, 284, 565.
Massey, P., Johnson, J., 1993, *AJ*, 105, 980.
Rauw, G., Sana, H., Antokhin, I. I., Morrell, N. I., Niemela, V. S., Albacete Colombo, J. F., Gosset, E., & Vreux, J. M., 2001, *MNRAS*, 326, 1149.
Wilson, R. E., & Devinney, E. J., 1971, *ApJ*, 166, 605.
Wilson, R. E., 1990, *ApJ*, 356, 613.
Wilson, R. E., & Van Hamme, W., 2004, *Computing Binary Star Observables*, disponible en <ftp://ftp.astro.ufl.edu/pub/wilson/lcdc2003/>

Integrated spectroscopy of six open clusters projected not far from the galactic center direction

A.V. Ahumada,¹ J.J. Clariá,¹ M.C. Parisi,¹ M.C. Torres,¹ D.B. Pavani,² and E. Bica,²

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina. andrea, claria, celeste, mctorres@oac.uncor.edu*

² *Instituto de Física, UFRGS, Brasil. dpavani, bica@if.ufrgs.br*

Abstract. We present results from flux-calibrated integrated spectra of 6 Galactic open clusters located close to the galactic center direction. Based on the measurements of equivalent widths of the Balmer lines and on comparisons with template spectra of solar metallicity, we determined the ages and $E(B-V)$ colour excesses of the clusters. The results show good agreement with those derived from previous photometric determinations. All the clusters are found to be young objects with $E(B-V)$ values ranging between 0.05 and 0.50 magnitudes.

Resumen. Presentamos resultados obtenidos a partir de espectros integrados calibrados en flujo de 6 cúmulos abiertos ubicados en una dirección próxima al centro galáctico. En base a mediciones de anchos equivalentes de las líneas de Balmer y comparaciones efectuadas con espectros templates, determinamos sus enrojecimientos y edades. Los resultados muestran buen acuerdo con determinaciones fotométricas previas. Todos los cúmulos son jóvenes y tienen excesos de color $E(B-V)$ que oscilan entre 0.05 y 0.50 magnitudes.

1. Introduction

Open clusters may be considered excellent “test objects” for a variety of astrophysical applications. This is due to the fact that their fundamental parameters may be determined more easily and more accurately than those for isolated stars. In particular, the wide range of ages, distances and metallicities of the open clusters render them particularly useful to investigate the formation and chemical evolution of the galactic disc. Although reddening, age and metallicity determinations for open clusters have been based mostly on colour-magnitude diagrams and/or on photometric studies of individual stars (e.g., Meynet et al. 1993; Clariá et al. 2003), the integrated spectroscopy of compact objects has also proved to be a very useful tool as a complement of the photometric techniques (e.g., Ahumada et al. 2001).

As part of a systematic spectroscopic survey of galactic open clusters of small angular diameter which is being undertaken at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) in San Juan (Argentina), we lay out here the results obtained for six open clusters located close to the galactic center direction.

2. Observations

The clusters here studied (Hogg 9, Hogg 10, Basel 18, Trumpler 21, NGC 6204 and Markarjan 38) have galactic longitudes in the range $288^\circ < l < 12^\circ$. Their integrated spectra were obtained with the 2.15 m telescope at CASLEO. A CCD camera containing a Tektronics chip of 1024x1024 pixels attached to a REOSC spectrograph was used. The slit was oriented in the east-west direction and the observations were performed by scanning the slit across the objects in the north-south direction. We used a grating of 300 grooves mm^{-1} , producing an average dispersion of 3.46 $\text{\AA}/\text{pixel}$. The spectral coverage was $\sim 3800\text{-}6800 \text{\AA}$. The slit width was 4.2", which yielded a resolution of 17 \AA . All spectra were reduced using the IRAF software package, following standard procedures at the Observatorio Astronómico de Córdoba. They were calibrated in both wavelength and relative flux units and were also normalized at $\lambda = 5800 \text{\AA}$.

3. Reddening and age determinations

A first reddening independent age estimate was performed from equivalent widths of the absorption Balmer lines in each spectrum by interpolating these values in the age calibration of Bica & Alloin (1986). The following step consisted in choosing among the templates published by Piatti et al. (2002) the one that best matched the continuum and absorption lines of the observed spectrum, once the latter was corrected by interstellar reddening using the normal reddening law (Seaton 1979). In some cases, individual spectral extractions of very bright stars were performed.

4. Results

In Fig. 1 we have exemplified the best comparisons obtained between the observed spectra of Hogg 10 and Basel 18 with different templates. The reddenings here derived for the six clusters are given in the second column of Table 1, which also next includes the approximate age derived from the Balmer lines, the age of the template with which the best match was achieved, and the age finally adopted for the cluster. The last two columns display the most reliable age previously obtained from photometric data and the corresponding reference.

Hogg 9: If indeed Hogg 9 is an open cluster, then this is a slightly reddened, moderately young object (Table 1). Radial velocity measurements of a few stars in the cluster field could help to confirm or deny the physical reality of Hogg 9.

Hogg 10: The cluster's light is dominated by that of the bright star HD 97253, an O5.5 III(f) star according to Walborn (1973). The cluster spectrum (without the contribution of HD 97253), compares well with the 20 Myr template, using $E(B-V) = 0.50$ (Fig. 1, left). However, since the Balmer lines resemble more closely those of the 40 Myr template, we adopted an intermediate value of 30 Myr. These results are compatible with the ones obtained by Clariá (1976) from UBV-H β photometry. The spectrum of HD 97253, corrected by $E(B-V) = 0.51$, is very similar to that of an O7B1 III star from the list of Silva & Cornell (1992),

which confirms that this is a blue giant that belongs to the cluster.

Basel 18: The cluster spectrum, corrected by $E(B-V) = 0.30$, exhibits very good agreement with the 40 Myr template (Fig. 1, right), while the spectrum corrected by $E(B-V) = 0.05$ compares reasonably well with the (45-75) Myr template. Since the Balmer lines indicate an age between 40 and 70 Myr, we adopted for Basel 18 an intermediate value of 50 Myr and $E(B-V) = 0.30$. The individual spectrum of the bright star HD 116841, corrected by $E(B-V) = 0.33$, is very similar to that of a K4III star from Silva & Cornell (1992), with which its condition of red cluster giant is confirmed.

Trumpler 21: Both the age and the reddening here determined are compatible with the values derived photometrically by Giorgi et al. (2001). The spectrum of Tr 21 could be added to the base of Piatti et al. (2002) as a new template of 30 Myr.

NGC 6204: From a multicolour CCD photometric study, Carraro & Munari (2004) recently derived $E(B-V) = 0.47$ and an age of 80 Myr. The Balmer lines suggest an age of (40-60) Myr, while the best comparison of the observed spectrum is obtained by means of the 40 Myr template, using $E(B-V) = 0.40$. In particular, the K CaII line suggests this same age, which is somewhat lower than that derived by Carraro & Munari (2004). The resulting reddening is also slightly lower than the one determined by the authors mentioned above, which could be explained if we take into account the fact that the integrated spectroscopy allows to determine the reddening produced by the material located in front of the cluster (without including that produced by the internal dust). Since the Balmer lines in the cluster spectrum (somewhat deeper than those in the template) better resemble those of the (45-75) Myr template, we adopted for NGC 6204 an age of 50 Myr.

Table 1
Age and reddening determinations

Cluster	$E(B-V)$	Balmer Age (Myr)	Template Age (Myr)	Adopted Age (Myr)	Age (Myr)	Ref.
Hogg 9	0.05	100-500	200-350	300	-	-
Hogg 10	0.50	10-50	20	30	36	(1)
Basel 18	0.30	40-70	40-60	50	39	(2)
Trumpler 21	0.20	40	20-40	30	25-30	(3)
NGC 6204	0.40	40-60	40	50	80	(4)
Markarjan 38	0.37	30-40	5-10	10	8	(2)

References: (1) Clariá 1976. (2) Loktin et al. 2001. (3) Giorgi et al. 2001. (4) Carraro & Munari 2004.

Markarjan 38: The cluster integrated spectrum, without the contribution of the bright blue star HD 167287 and corrected by $E(B-V) = 0.37$, matches very well that of the (5-10) Myr template. An individual spectral extraction of the bright star HD 167287 shows that this is clearly a blue supergiant (B3-5 I) be-

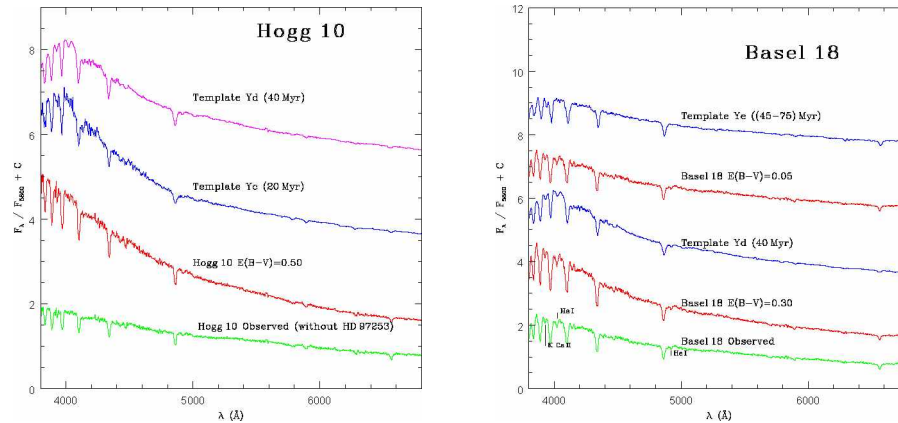


Figura 1. *Left:* Comparison of the observed (bottom) and reddening corrected spectra of Hogg 10 with the Yc and Yd templates. *Right:* Comparison of the observed (bottom) and reddening corrected spectra of Basel 18 with the Yd and Ye templates.

longing to the cluster. The resulting parameters for Markarjan 38 are in good agreement with those published by Loktin et al. (2001).

References

- Ahumada, A., Clariá, J. J., Bica, E., Dutra, C., & Torres, M. C. 2001, *A&A*, 377, 845
- Bica, E. & Alloin, D. 1986, *A&AS*, 66, 171
- Carraro, G. & Munari, U. 2004, *MNRAS*, 347, 625
- Clariá, J. J. 1976, *AJ*, 81, 155
- Clariá, J. J., Piatti, A., Lapasset, E., & Mermilliod, J.-C. 2003, *A&A*, 399, 543
- Giorgi, E. E., Baume, G., Vázquez, R. A., & Feinstein, A. 2001, *RMAA*, 37, 15
- Loktin, A., Gerasimemko, T., & Malisheva, L. 2001, *A&A Trans.*, 20, 605
- Meynet, G., Mermilliod, J.-C., & Maeder, A. 1993, *A&AS*, 98, 477
- Piatti, A., Bica, E., Clariá, J. J., Santos, J. F., & Ahumada, A. 2002, *MNRAS*, 335, 233
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73p
- Silva, D. R. & Cornell, M. E. 1992, *ApJS*, 81, 865
- Walborn, N. R. 1973, *AJ*, 78, 1067

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Comportamiento del doblete del NaI en los espectros de algunas simbióticas

Lía G. García, Estela Brandi, Osvaldo Ferrer y Claudio H. M. Quiroga
FCAG, La Plata, Argentina, lia@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. We analyze the sodium resonance doublet ($\lambda\lambda$ 5889.953, 5895.923 Å) in the spectrum of a group of symbiotic systems (CD-43°14304, RS Oph, CL Sco, FN Sgr y AR Pav) with known orbital periods. We describe for several phases of the orbit: the NaI profiles, their structures and possible variations. We also display the radial velocities corresponding to this doublet and compare them with radial velocity curves previously determined for these binaries. Our aim is to identify the regions where the different components of these lines originate.

Resumen. Se analiza el comportamiento del doblete de resonancia del NaI ($\lambda\lambda$ 5889.953, 5895.923 Å) en los espectros de un grupo de binarias simbióticas (CD -43°14304, RS Oph, CL Sco, FN Sgr y AR Pav), para las cuales se conoce el período orbital. Se describe el perfil de las líneas del NaI para varias fases orbitales, las estructuras y sus posibles variaciones. Al mismo tiempo se grafican las velocidades radiales medidas y se las compara con las curvas de velocidad radial, previamente determinadas, para cada binaria. El objetivo es encontrar la región de formación de cada una de las componentes que integran las estructuras.

1. Introducción

En la tabla se presentan los cinco sistemas simbióticos estudiados.

objeto	comp. caliente	comp. fría	efemérides T_0 (DJ)
CD-43°14304	enana blanca	K5-M0III	$VR_{máx}=2445929.0+1448E^1$
RS Ophiuchi	enana blanca	M0-M2III	$VR_{máx}=2445153.6+454.07E^2$
CL Scorpii	estr. de SP	K5III	$MIN_{fgr}=2427020+624.7E^3$
FN Sagittarii	enana blanca	M5III	$MIN_{ftm}=2450270+568.3E^4$
AR Pavonis	enana blanca	M6III	$MIN_{ftm}=2420331.3+604.5E^5$

¹:Schmid H.M. et al., 1998, simbiótica amarilla; ²:Quiroga C.H.M., 2004, nova recurrente; ³:Kenyon S.J. et al., 1984; ⁴:Brandi E. et al., 2003, eclipsante;

⁵:Bruch A. et al., 1994, eclipsante.

Los perfiles de las líneas del doblete de resonancia del NaI ($\lambda\lambda$ 5889.953, 5895.923 Å) suelen presentar varias componentes, tanto en emisión como en absorción y pueden ser variables con la fase orbital. El análisis de estas estructuras y la determinación de las velocidades radiales de sus componentes pueden darnos información acerca de cual es la región del sistema simbiótico donde se forma cada una de esas componentes. El material observacional utilizado consiste en

espectros de alta resolución obtenidos con el espectrógrafo échelle Reosc adosado al telescopio *Jorge Sahade* de 2.15 m del CASLEO, durante el período 1995-2002.

2. Perfiles de líneas y velocidades radiales

CD-43°14304: Los perfiles de las líneas del doblete son absorciones con aproximadamente la misma profundidad y variables tanto en forma como en intensidad a lo largo de las diferentes épocas. En el gráfico (Fig. 1) de velocidades radiales hemos representado los promedios de las velocidades de las dos líneas del doblete y la curva determinada por Schmid et al. 1998. Vemos que las líneas del NaI acompañan el movimiento de la gigante.

RS Ophiuchi: Ambas líneas del doblete presentan una componente intensa en absorción que en algunas épocas tiene emisiones en sus alas. A veces aparece un pico en el centro de la absorción. Las velocidades radiales de las absorciones del doblete (Fig. 1) no siguen el movimiento orbital de la binaria sino que provienen de la región circumbinaria, con una velocidad media cercana a la baricentral (~ -40 km/s). La emisión al azul está corrida 80 Km/s del baricentro y sigue el movimiento orbital de la enana blanca. Respecto de la emisión al rojo no podemos asegurar nada porque en algunas fases no aparece y son muy pocos los puntos con los que contamos.

CL Scorpii: Se han detectado tres componentes de NaI en absorción y una notable emisión observada solamente en las fases 0.06 y 0.61. Puede verse que (Fig. 1) la absorción más intensa tiene velocidades radiales que oscilan alrededor de un valor medio -2 Km/s. Hay otra absorción (triángulos) muy débil y con una mayor variación que tiene un comportamiento similar al movimiento de la componente gigante del sistema y cuya velocidad media se corresponde con la velocidad baricentral de la binaria. La tercera absorción (cruces) se observa en algunas imágenes bien separada de la componente intensa y con una velocidad media de -75 Km/s, similar al valor baricentral, se propone un origen circunestelar para esta línea.

FN Sagittarii: Los perfiles del doblete del NaI presentan un comportamiento peculiar, mostrando dos componentes en absorción y dos en emisión. Las velocidades radiales (Fig. 1) de las componentes más intensas en absorción parecen estar en fase con el movimiento orbital de la gigante. La otra absorción (triángulos) muestra una velocidad constante de $\sim +5$ km/s. Muy probablemente esta componente estacionaria es de origen interestelar ya que arroja para FN Sgr un valor $E(B-V)$ similar al obtenido a partir de otros métodos [$E(B-V) = 0.20$]. Una de las emisiones presenta velocidades radiales que parecen seguir el movimiento orbital de la componente caliente. En cambio la otra emisión es intensa, tiene una velocidad media de +32 km/s pero sólo se observa inmediatamente después del eclipse y durante la segunda cuadratura (triángulos llenos en fases 0.03, 0.15 y 0.73).

AR Pavonis: En los perfiles del NaI se observan dos componentes de absorción, siendo la más profunda la desplazada al azul. Durante los eclipses observados (fases 0.982 y 0.983), aparece una emisión que oculta la absorción más débil y deforma la absorción intensa. Las velocidades radiales de la absorción más intensa se correlacionan con la fase orbital y su movimiento parece seguir el de la gigante roja. La velocidad media resulta ser más negativa que la velocidad

baricentral del sistema binario. Las velocidades radiales de la absorción débil (triángulos) oscilan, con cierta dispersión, alrededor del valor medio $+0.8$ km/s.

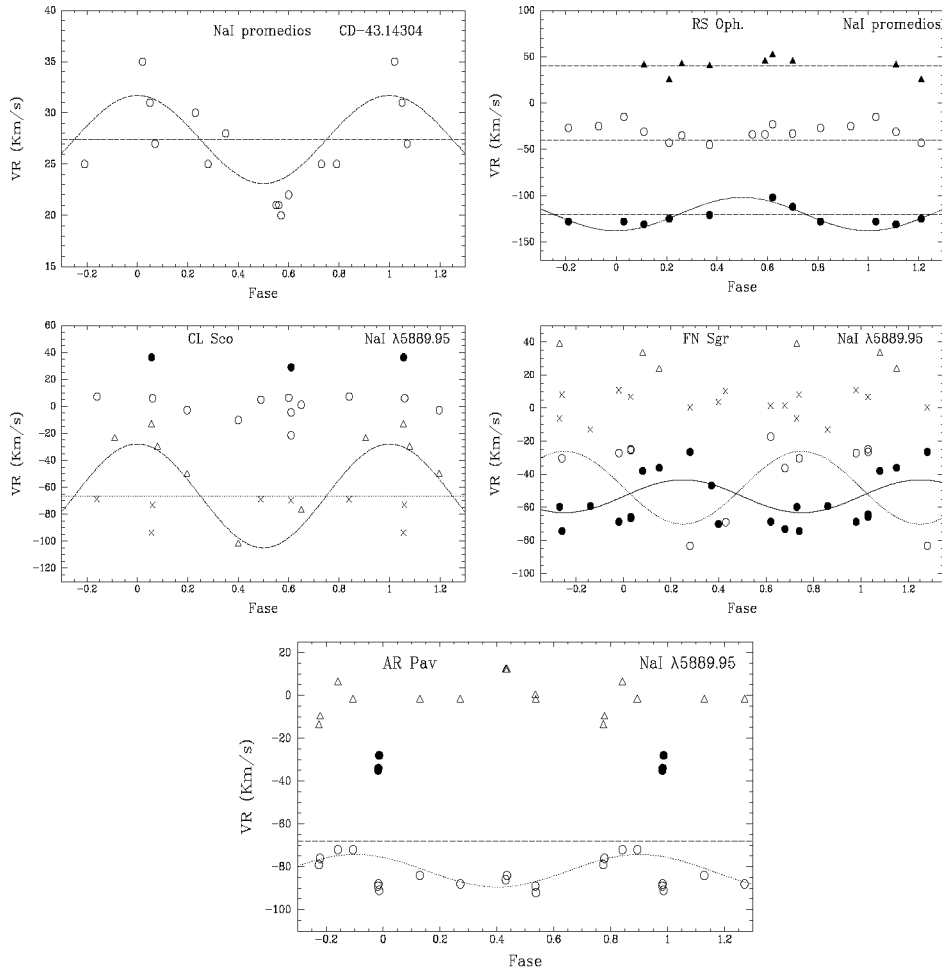


Figura 1. Los símbolos vacíos representan las absorciones y los llenos las emisiones. Los círculos vacíos se refieren a las absorciones más intensas. Los círculos llenos a las emisiones al azul y los triángulos llenos a las emisiones al rojo. Las líneas punteadas indican la velocidad baricentral de cada sistema y las curvas punteadas las curvas de velocidades radiales de las componentes gigantes de cada simbiótica

3. Conclusiones

- El doblete del Na I presenta diversidad de perfiles y de multicomponentes. Cuatro de los cinco sistemas analizados, muestran componentes en absorción y emisión. Sólo en CD-43°14304 se observan únicamente absorciones.

- Las componentes interestelares y circunestelares están a veces presentes, pudiéndose detectar ambas (CL Sco, AR Pav), una de ellas (FN Sgr y RS Oph) o ninguna (CD-43°14304).
- Excepto en RS Oph, se observa una absorción que tiene un comportamiento similar al de la componente gigante. A veces indica una velocidad media más negativa que la velocidad baricentral de la binaria (AR Pav, FN Sgr?). En estos casos pensamos que esa absorción se formaría en el viento frío de la gigante.
- Las componentes en emisión pueden estar presentes en determinadas fases (AR Pav, FN Sgr y CL Sco) y/o en forma permanente a lo largo de la órbita (FN Sgr y RS Oph). Las fases donde se notan notables emisiones corresponden al momento de la conjunción - cuando la gigante roja está delante de la compañera caliente (eclipses, en AR Pav y FN Sgr) - o bien antes de la segunda cuadratura (CL Sco y FN Sgr). En todos estos casos la emisión posee velocidades positivas respecto al movimiento baricentral del sistema. Probablemente se estarían formando en el material entre las dos estrellas o en una corriente gaseosa que iría desde la gigante hacia la enana blanca. En FN Sgr y RS Oph las emisiones observadas a lo largo de todas las fases tienen comportamientos muy diferentes. En el primer objeto pareciera que sus velocidades radiales siguen la curva de la componente caliente. En el caso de RS Oph, las dos emisiones a ambos lados de la absorción principal tienen velocidades simétricas a la baricentral, de ± 80 km/s. La emisión azul parece seguir el movimiento orbital de la estrella caliente, no así la emisión roja. Sería necesario un mayor número de datos para interpretarlas.
- Podríamos concluir que los perfiles del doblete del NaI, al menos en las simbióticas, muestran componentes que pueden provenir de muy diversas regiones del sistema binario y esto nos previene de utilizar estas líneas para la determinación del enrojecimiento E(B-V) y distancias, sin hacer un análisis cuidadoso de las componentes presentes.

Referencias

- Brandi, E., Mikolajewska, J., Quiroga, C., Kulczycki, K., Belczyński, K., Ferrer, O. E., García L. G., & Pereira, C. 2003, A.S.P. Conf. Ser. vol. 303 *Symbiotic stars probing stellar evolution*, p.105
- Bruch, A., Niehues, M., Jones, A. F. 1994, A&A 287, p.829
- Kenyon, S. J., & Webbink, R. F. 1984, ApJ 279, p.252
- Quiroga, C. H. M. 2004, Tesis doctoral presentada ante la FCAG-UNLP en abril de 2004.
- Schmid H. M., Dumm T., Murset U., Nussbaumer H., Schild H., & Schmutz W. 1998, A&A 329,p.986.

The overall properties of intermediate-age galactic open clusters: fundamental parameters of NGC 2627

Andrés E. Piatti,¹ Juan J. Clariá,² and Andrea V. Ahumada²

¹ *IAFE, Buenos Aires, Argentina, andres@iafe.uba.ar*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina, clariá@oac.uncor.edu, andrea@oac.uncor.edu*

Abstract. We present CCD VI_{KC} and CMT_1 photometry in the field of the open cluster NGC 2627. A mean cluster metallicity of $[Fe/H] = -0.12 \pm 0.08$ was derived from four Washington abundance indices. Through comparison of the cluster CMDs with theoretical isochrones, we derived reddening, distance and age. We examined the overall properties of the intermediate-age open clusters and we identified four peaks of cluster formation at 0.7-0.8, 1.0-1.1, 1.6-1.7 and 2.0-2.1 Gyr. A radial abundance gradient of $-0.08 \text{ dex kpc}^{-1}$ was derived, but no clear evidence for a Z gradient was found.

Resumen. Presentamos fotometría CCD VI_{KC} y CMT_1 en el campo del cúmulo abierto NGC 2627. Cuatro índices de abundancia del sistema de Washington implican $[Fe/H] = -0.12 \pm 0.08$. A partir de la comparación de los diagramas CM con isócronas teóricas derivamos enrojecimiento, distancia y edad. Un análisis de las propiedades globales de todos los cúmulos abiertos de edad intermedia permitió identificar 4 picos de formación estelar ocurridos entre hace 0.7-0.8, 1.0-1.1, 1.6-1.7 y 2.0-2.1 miles de millones de años. Estimamos además un gradiente radial de abundancia de -0.08 kpc^{-1} y no encontramos evidencia sobre la existencia de un gradiente en Z de abundancia.

1. Introduction

Two main reasons justify a revision of the parameters of NGC 2627. Firstly, the $E(B-V)$ values determined in previous CCD works range from 0.05 (Ahumada 1995) to 0.63 (Ramsay & Pollaco 1992, RP92), while the distances vary from 1.91 kpc (Janes & Phelps 1994, JP94) to 3.31 kpc (RP92). Secondly, there exists no agreement between the ages previously estimated, the different values ranging from 300 Myr (RP92) to about 2.8 Gyr (JP94).

2. The colour-magnitude diagrams

We obtained CCD images of NGC 2627 with the V, I_{KC} and Washington C, M and T_1 filters, using the CTIO 0.9-m telescope. Details on the reduction procedures are given in Piatti et al. (2003). Fig. 1 (left) shows a schematic finding chart of the cluster field built with all the measured stars in the V band. We divided the field CMD into boxes of 0.5 and 0.05 mag in V and V-I, respectively. We then counted the number of stars in each box and subtracted from

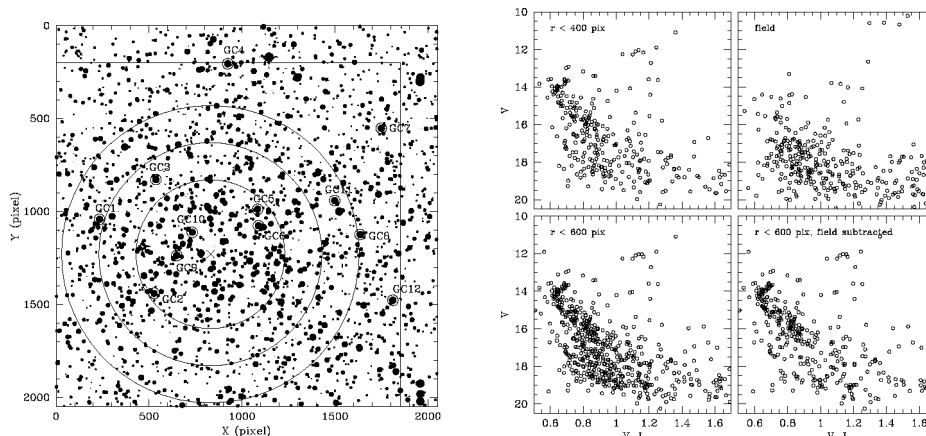


Figure 1. *Left:* Schematic finding chart of stars observed in NGC 2627. North is up and East is to the left. The 12 bright red giant candidates discussed here are identified. *Right:* $(V, V-I)$ CMD for extracted regions as indicated in each panel.

the circular extraction CMDs a number of stars ($N_{i,j}$) given by the expression: $N_{i,j} = (A_i/A_f)N_{f,j}$ where $N_{f,j}$ is the number of field stars counted in the j^{th} box and A_f and A_i represent the areas covered by the surrounding field and circular extraction, respectively. In Fig. 1 (right), the lower panels illustrate the application of this method, and show the $r < 600$ pixel CMD before and after applying the cleaning process. We used the cleaned $r < 600$ pixel CMD to derive the cluster fundamental parameters. In the $(T_1, C-T_1)$ CMD, the cluster main sequence (MS) appears even more clearly defined and the turn-off presents a smoother curvature.

3. Cluster fundamental parameters

To estimate the basic cluster parameters we fitted isochrones computed by Lejeune & Schaerer (2001) to the observed $(V, V-I)$ CMD. We thus derived $E(V-I) = 0.25 \pm 0.05$ and $V-M_V = 11.80 \pm 0.25$ for $\log t = 9.15$ and $Z = 0.02$. Fig. 2 (left) shows, with a solid line, the isochrone that best resembles the cluster features, and two additional isochrones to illustrate the combination of varying ages and metallicities in the fitting procedure. The $\log t = 9.15$ isochrone appears to tightly fit possible cluster stars placed in the transition path from the MS to the giant clump. By using $E(V-I)/E(B-V) = 1.33$ and $A_V/E(B-V) = 3.2$, we obtained $E(B-V) = 0.19 \pm 0.05$ and a distance from the Sun of $d = (1.7 \pm 0.4)$ kpc. In the Washington CMD, the best fit is achieved for $\log t = 9.10$, assuming solar metal content. From this fit we derive $E(C-T_1) = 0.23 \pm 0.07$ and $T_1-M_{T_1} = 11.85 \pm 0.25$. By using the $E(C-T_1)/E(B-V)$ and $A_{T_1}/E(B-V)$ ratios given by Geisler et al. (1996), we obtained $E(B-V) = 0.12 \pm 0.07$ and $V_o-M_V = 11.5 \pm 0.4$ (equivalent to 2.0 ± 0.4 kpc), in good agreement with those arising from the VI data. To derive the cluster metal content we applied the method described

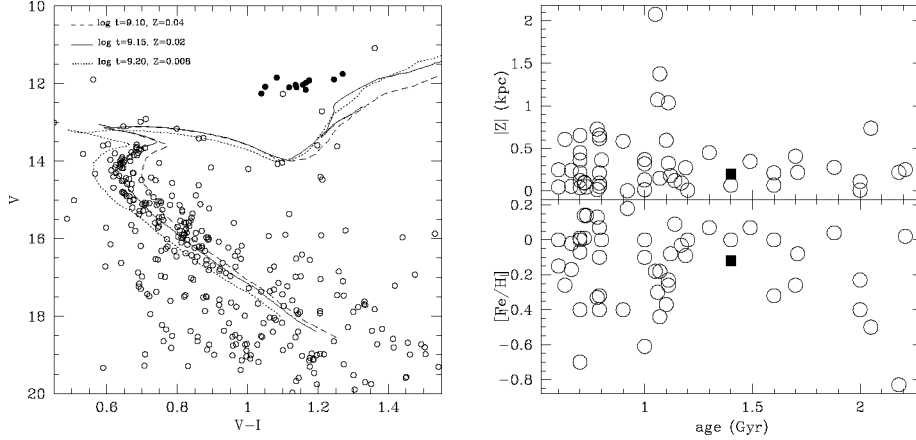


Figure 2. *Left:* $(V, V-I)$ CMD for stars in NGC 2627. Geneva group’s isochrones are overplotted. Full circles represent giant candidates discussed in Section 3. *Right:* Relations between cluster heights and metallicities as a function of cluster ages. Open circles are 54 selected IACs, while the filled square represents NGC 2627.

by Geisler et al. (1991, GCM91), taking into account the criterion suggested by Piatti et al. (2003). We have not employed here the iso-abundance relation between $M-T_1$ and T_1-T_2 on account of the fact that the resulting abundance in this case is not consistent with the ones obtained using the other four relations. The resulting values for 8 red clump stars are $[\text{Fe}/\text{H}]_1 = 0.04 \pm 0.04$, $[\text{Fe}/\text{H}]_3 = 0.14 \pm 0.06$, $[\text{Fe}/\text{H}]_4 = -0.27 \pm 0.02$ and $[\text{Fe}/\text{H}]_5 = -0.18 \pm 0.04$, if the GCM91 calibrations are used. We averaged the four derived $[\text{Fe}/\text{H}]$ values by assigning double weight to the $[\text{Fe}/\text{H}]_4$ and $[\text{Fe}/\text{H}]_5$ values and adopted for NGC 2627 a weighted mean value $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -0.12 \pm 0.08$ (σ_p), where σ_p is the standard deviation of the mean.

4. Discussion

We define here as intermediate-age clusters (IACs) those objects with ages between 0.6 and 2.5 Gyr and compiled a list of galactic IACs from a search in the WEBDA data base. IACs appear to have heights $|Z|$, with few exceptions, from the galactic plane up to 0.5 kpc (Fig. 2, right), which means that most of them were born and moved within the thin disc. Indeed, to reach higher $|Z|$ values, clusters should preferably be born in the thick disc; otherwise, they would need high initial perpendicular velocities, which are unlikely for objects confined near the galactic plane. The sampled IACs do not show any relation between their metal abundances and their ages (Fig. 2, right), but there is some indication that they were born in different epochs more or less distinguishable from the disc lifetime, rather than in a continuous cluster formation process. Particularly, we identified peaks of cluster formation at 0.7-0.8, 1.0-1.1, 1.6-1.7 and 2.0-2.1 Gyr, separated by relatively quiescent epochs of 0.2-0.3 Gyr long. From Fig. 3 (left), we estimated a metal abundance radial gradient of $(-0.08$

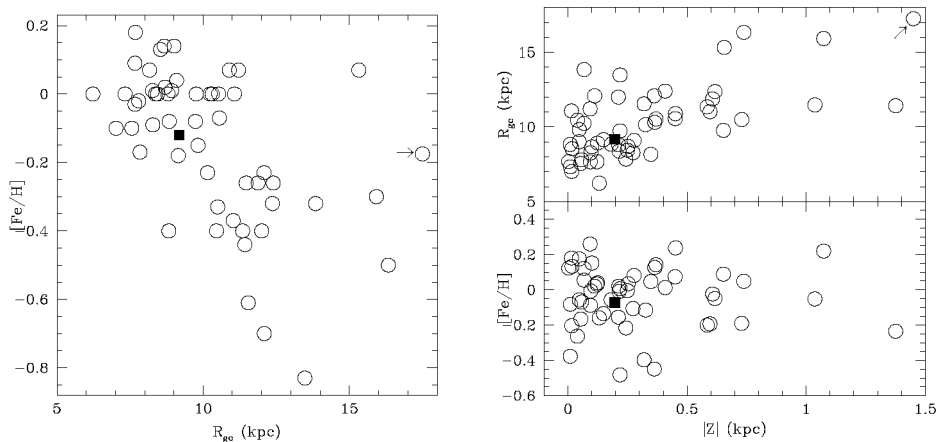


Figura 3. *Left:* Metallicity versus Galactocentric distance for 54 selected IACs. Symbols are the same as in Fig. 2 (right). *Right:* Relations of cluster Galactocentric distances and metallicities as a function of cluster heights. Symbols are the same as in Fig. 2 (right).

± 0.02) dex kpc^{-1} , in very good agreement with the most frequently derived values for the galactic disc. Clusters with $|Z| > 0.5$ kpc are located beyond 10 kpc from the galactic centre (Fig. 3, right). However, clusters can also be found far from the galactic center and near or in the galactic plane. In spite of such correlation, cluster metallicities do not seem to behave similarly with respect to $|Z|$. Once the $[Fe/H]$ ratios are corrected for the radial gradient, a considerable dispersion only arises from the $[Fe/H]$ versus $|Z|$ diagram (bottom panel in Fig. 3, right) for IACs. The $[Fe/H]$ versus $|Z|$ relation of Fig. 3 (right) shows that metal-poor and metal-rich clusters are found at long or short distances from the galactic plane.

References

- Ahumada, J. A. 1995, RMAA, Ser. Conf., 8, 89
 Geisler, D., Clariá, J. J., & Minniti, D. 1991, AJ, 102, 1836 (GCM91)
 Geisler, D., Lee, M. G., & Kim, E., 1996, AJ, 111, 1529
 Janes, K. A., & Phelps, R. L. 1994, AJ, 108, 1773 (JP94)
 Lejeune, T., & Schaerer, D. 2001, A&A, 366, 538
 Piatti, A. E., Clariá, J. J., & Ahumada, A. V. 2003, MNRAS, 340, 1249
 Ramsay, D., & Pollaco, D. L. 1992, A&AS, 94, 73 (RP92)

Estudio de las regiones de formación de las líneas de Fe II e H en las atmósferas extendidas de estrellas Be

M.L. Arias,^{1*} J. Zorec², y A. Ringuelet¹

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, La Plata, Argentina, mlaura@fcaglp.unlp.edu.ar*

² *Institut d'Astrophysique de Paris, Francia*

Abstract. In the present work we study the structure of the extended envelope of Be stars through the analysis of the emission lines that appear in their spectra. Using simple theoretical models to interpret the information given by the shape, intensity, variability, etc. of Fe and H line profiles, we derive physical characteristics (excitation temperature, opacity, extension, etc.) of their forming regions. This allows us to obtain a global picture of the physical conditions, geometry and kinematical properties of the circumstellar matter.

Resumen. El objetivo principal del presente trabajo es el de estudiar la estructura de la envoltura extendida de las estrellas Be a través del análisis de las líneas en emisión presentes en sus espectros. Interpretando, con modelos teóricos simples, la información provista por el estudio detallado de la forma de los perfiles, su intensidad, su variabilidad, etc., derivamos parámetros característicos de la región de formación de las líneas (temperatura, opacidad, extensión, etc.) que permiten obtener una imagen global de las condiciones físicas, geometría y cinemática de la envoltura.

1. Introducción

Las estrellas Be son objetos tempranos de clase de luminosidad de III a V, con altas velocidades de rotación, que presentan emisión en las líneas de H de la serie de Balmer y de Fe II y tienen espectros variables tanto de líneas como de continuo. Los principales interrogantes referentes a estos objetos apuntan a definir por un lado la naturaleza de la estrella central y su estado evolutivo, y por el otro, los mecanismos que dan origen a la envoltura y las condiciones físicas, la estructura dinámica y la geometría de la misma. Nuestro trabajo intenta aportar información acerca de este último tema. A través del estudio detallado de los perfiles en emisión y usando modelos teóricos simples, derivamos propiedades globales de la envoltura extendida de las estrellas Be. Nuestro trabajo se divide en tres partes: **1)** Análisis de los perfiles de Fe II e H: selección de los objetos de estudio, obtención y reducción de las observaciones, identificación de las líneas, confección de un catálogo de perfiles de Fe II e H, búsqueda de correlaciones de anchos de las líneas con la velocidad de rotación de la estrella, interpretación de las correlaciones obtenidas. **2)** Obtención de parámetros característicos de la envoltura mediante modelos semiempíricos (Método SAC). Estudio de las limita-

* Astrónomo visitante, Complejo Astronómico El Leoncito, operado bajo acuerdo entre CONICET y Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

ciones del método SAC. **3)** Desarrollo de códigos sencillos capaces de modelar la estructura extendida en base a dos modelos posibles de envoltura (en forma de anillo o disco). Cálculo de la función fuente del Fe II (parámetro de entrada en los modelos). Cálculo de perfiles teóricos y ajustes a las observaciones.

2. Análisis de los perfiles de H y Fe II

Se observaron 18 estrellas Be con líneas en emisión de Fe II intensas. Las observaciones se llevaron a cabo en CASLEO con el telescopio reflector de 2,15 con espectrógrafo Cassegrain REOSC y detector CCD TEK 1024 x 1024 en dispersión cruzada. Se estudiaron en particular las líneas de la serie de Balmer del H y las líneas de Fe II presentes en el rango 3900 - 8000 Å. Se midieron las siguientes características de los perfiles: ancho equivalente (E), anchos a mitad de intensidad ($\Delta_{1/2}$), ancho en la base (Δ_1), separación e intensidad de los picos en emisión (Δ_p , I_a , I_r), ancho equivalente e intensidad de la depresión central E_{dc} y I_{dc} y se buscaron correlaciones con la velocidad de rotación proyectada.

La forma de los perfiles, su ancho y las correlaciones obtenidas nos permiten descartar la geometría esférica como distribución posible del material circunestelar, pero no resultan suficientes para decidir sobre la estructura más adecuada de la envoltura, dado que el tipo de perfiles observados podría ser originado por envolturas esferoidales, tipo disco o anulares o de forma irregular.

Usando el modelo dinámico de Huang (1972) se obtienen órdenes de magnitud de la extensión de las zonas de formación en base a la separación de los picos en emisión. Los valores obtenidos dependen de la ley de velocidades que domina en la envoltura, resultando mayores para el caso de un disco kepleriano que para el caso de conservación de momento angular. En un modelo de envoltura en rotación donde las líneas en emisión son ópticamente delgadas, los distintos valores de Δ_p implican diferentes extensiones de las regiones de formación, que se pueden determinar usando una ley de la forma $v(r) \propto r^{-j}$, con $j > 0$. Se encuentra que la separación de los picos es creciente de H α hacia H γ y es mayor que H γ para el Fe II.

Si bien resulta evidente que el ancho observado de las líneas revela la influencia de ensanchamientos por rotación, la opacidad del medio, la turbulencia o los movimientos radiales pueden afectar también la forma de los perfiles de manera importante. El hecho de no considerar la influencia de estos factores podría llevar a la obtención de valores poco precisos de la ubicación de la zona emisora para las líneas de Fe II y a interpretaciones incompletas o erróneas de las correlaciones obtenidas. Es por ello que consideramos necesario complementar la información observacional ya obtenida con métodos semiempíricos y modelos de envoltura adecuados que aporten elementos adicionales que nos permitan optar por un modelo u otro de envoltura y que permitan estudiar la influencia de otros factores sobre la forma de los perfiles.

3. Curva SAC (self absorption curve)

El método de la curva SAC (Friedjung & Muratorio 1987) es un método de análisis de las líneas en emisión mediante el cual se puede obtener información

sobre las condiciones físicas de la región emisora. En esta curva se toma una función del flujo emitido en la línea para distintas transiciones de un multiplete dado, de tal manera que resulta constante para un medio uniforme y ópticamente delgado. Para un ensanchamiento Doppler puro el flujo es proporcional a $gf\lambda^{-3}$ y la profundidad óptica a $gf\lambda$. Se toma entonces $\log(F_\lambda W_\lambda \lambda^3 / gf)$ como la ordenada y $\log gf\lambda$ como la abscisa de la curva SAC, donde F_λ es el flujo del continuo local por unidad de longitud de onda y W_λ el ancho equivalente de la línea. Planteando distintas hipótesis físicas concernientes a la geometría y la excitación de la línea, es posible obtener distintas expresiones para F_λ y, por tanto, calcular distintas curvas SAC teóricas. Por otra parte, se pueden construir gráficos, a partir de las observaciones, de $\log(F_\lambda W_\lambda \lambda^3 / gf)$ en función de $\log gf\lambda$ para líneas de distintos multipletes de un elemento dado. Cuando se comparan entre sí gráficos de distintos multipletes y con curvas SAC teóricas apropiadas, es posible derivar una temperatura de excitación característica, tamaño y densidad de la región emisora de la línea.

Utilizando el método SAC, hemos obtenido indicaciones generales del medio que produce las líneas de Fe II. Nuestros resultados indican que las líneas de Fe II se forman en regiones cercanas a la estrella central, entre 1.5 y 4 radios estelares, y son ópticamente gruesas, aún para los objetos vistos casi de polo. Esto indicaría la presencia de una envoltura con material en las zonas polares. Por otra parte, los radios de las regiones emisoras obtenidos resultan menores que los inferidos mediante el modelo dinámico de Huang, que considera líneas ópticamente delgadas. Hemos obtenido también valores estimativos de la temperatura de la zona de formación que van entre 4000K y 13000K.

4. Modelos de envoltura

Basándonos en los datos observacionales recientes sobre la formación de envolturas circunestelares en estrellas Be y con el fin de ser más precisos que el método SAC en lo que se refiere a las geometrías de las regiones de formación de las líneas, hemos formulado dos programas de cálculo de perfiles de líneas que corresponden a una envoltura en forma anular y otra en forma de disco. En ambos casos se ha tenido en cuenta la forma de estas envolturas tales como resultan de su proyección sobre el fondo del cielo con respecto al observador. Esto supone que el ángulo de inclinación del sistema estrella-envoltura es conocido. Al tener en cuenta el ángulo de inclinación, podemos tratar también de manera coherente con respecto a la velocidad de rotación de la estrella central, las velocidades macroscópicas dominantes en las regiones circunestelares. Así hemos tenido en cuenta de manera explícita la presencia de campos de velocidades de rotación y de expansión de los medios. Este aspecto del cálculo trata de suplir la falta de información debida al uso de un único parámetro global de velocidad. La inclusión de estos campos de velocidades nos ha permitido constatar que, como consecuencia de la combinación de velocidades, la forma de un perfil puede revelar muchas propiedades macroscópicas de los medios que lo producen.

La puesta a prueba de los algoritmos de cálculo nos ha permitido reproducir una gran variedad de perfiles de líneas en función sólo de un pequeño número de parámetros libres. Habiendo determinado la función fuente de las líneas en emisión estudiadas y la inclinación i del sistema, y habiendo restringido el

rango de variabilidad de la distancia de la región de formación de las líneas a zonas cercanas a la estrella, los parámetros libres propiamente dichos son: la semialtura H del disco o del anillo, y la profundidad óptica vertical τ_o del anillo o del disco en su borde interno.

En el caso de las emisiones producidas por una envoltura anular, hemos visto que ésta puede explicar la presencia de algunos perfiles de formas enigmáticas, en particular los llamados perfiles de “capilla”. En la literatura estos perfiles son atribuidos a envolturas elípticas excéntricas, mientras que en nuestro caso los relacionamos con anillos circunestelares en rotación con una componente de velocidad de expansión relativamente fuerte. Este tipo de perfil puede explicar entonces la existencia de materia eyectada, o puede referirse a la expansión de una condensación de masa acumulada en una estructura de forma anular, producida quizás por eventos sucesivos de expulsión de materia por la estrella central.

Hemos notado también que la posición de los picos de emisión en un perfil es función de la profundidad óptica. La separación de los picos es usada corrientemente para estimar la extensión de la zona emisiva. Esa estimación está basada en argumentos cinemáticos y supone que las líneas son ópticamente delgadas. En nuestro trabajo demostramos que la posición de los picos depende no sólo de las propiedades cinemáticas del medio sino también de la profundidad óptica. Este fenómeno ya ha sido estudiado en la literatura, en particular por Cidale & Ringuelet (1989). En este trabajo se vió que en un medio estático la profundidad óptica reduce la separación de los picos. Nuestros cálculos muestran, por el contrario, que en el caso de tener capas en movimiento, los picos pueden separarse con el aumento de la profundidad óptica.

Para el caso de las emisiones producidas por un disco circunestelar hemos considerado el efecto de cizalladura del campo de velocidades en el camino óptico que atraviesa la envoltura en la dirección de observación. El efecto más notable que provoca este fenómeno es el ensanchamiento de las alas del perfil local.

Aunque por el momento nuestros códigos son aún muy simplificados, ellos permiten ajustar rápidamente perfiles de líneas formadas en sistemas circunestelares no esféricos y en movimiento. Los parámetros que hemos derivado a partir de este proceso de ajuste, sugieren que la forma de las envolturas no tiene que ser necesariamente un disco delgado como proponen muchos autores. Nuestros modelos permiten obtener buenos ajustes, considerando una envoltura que tiene una extensión en altura que, en muchos casos, cubre completamente a la estrella central, y que es ópticamente gruesa para las líneas de Fe II. Dicha región estaría ubicada muy cerca de la estrella central.

Agradecimientos. Agradecemos especialmente a Lydia Cidale por las fructíferas discusiones sobre diversos puntos de esta tesis.

Referencias

- Huang, S. S. 1972, *Apj*, 171, 549
Cidale, L. & Ringuelet, A. 1989, *PASP*, 101, 417
Friedjung, M. & Muratorio, G. 1987, *A&A*, 188, 100

COMUNICACIÓN DE TRABAJO

Asterosismología de estrellas variables ZZ Ceti: la composición química interna de las enanas blancas DA masivas

Alejandro H. Córscico,¹ Enrique García-Berro,² Leandro G. Althaus,³
Jorge A. Panei,¹ y Jordi Isern⁴

q Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad
Nacional de La Plata, Argentina. acorsico@fcaglp.unlp.edu.ar

² Institut d'Estudis Espacials de Catalunya, Barcelona, Spain.

³ Departament de Física Aplicada, Universitat Politècnica de
Catalunya, Castelldefels, Barcelona, Spain.

⁴ Institut de Ciències de l'Espai, Spain.

Abstract. In this work we propose an asteroseismological prescription to distinguish massive pulsating DA white dwarfs (ZZ Ceti variable stars) containing a core rich in carbon and oxygen from those harboring a core made of a mixture of oxygen and neon. To this end, we assess the pulsation properties of ZZ Ceti models with both types of chemical composition and compare them. We conclude that asteroseismology of these variable stars could become a powerful tool to differentiate the internal chemical composition of massive white dwarf stars.

Resumen. En este trabajo proponemos una técnica asterosismológica para distinguir enanas blancas pulsantes DA masivas (estrellas variables ZZ Ceti) con un núcleo rico en carbono y oxígeno de aquellas conteniendo un núcleo hecho de oxígeno y neón. Específicamente, hemos evaluado las propiedades pulsacionales de modelos de estrellas ZZ Ceti caracterizados por ambas clases de composición química y las hemos comparado entre sí. Nuestros resultados sugieren que la asterosismología de estas estrellas podría convertirse en una herramienta potente para diferenciar la composición química interna de enanas blancas masivas.

1. Introducción

Es ampliamente aceptado que las estrellas enanas blancas son el producto de la evolución de remanentes post-AGB (post-rama asintótica de las gigantes), cuyos núcleos consisten básicamente de una mezcla de carbono y oxígeno (CO). Sin embargo, evidencia teórica creciente sugiere que enanas blancas con masas mayores a $1.05M_{\odot}$ podrían tener una historia evolutiva diferente y que entonces sus núcleos podrían estar compuestos primariamente de oxígeno y neón (ONe) (ver García-Berro & Iben 1994 y García-Berro et al. 1997). Motivados por esta hipótesis, en este trabajo hemos intentado encontrar una estrategia para distinguir enanas blancas masivas con núcleos ricos en oxígeno/neón de aquellas conteniendo núcleos de carbono/oxígeno a través del estudio de sus espectros teóricos de pulsación. La afortunada circunstancia de que las enanas blancas se tornan estrellas variables pulsantes (estrellas ZZ Ceti) a una $T_{\text{eff}} \approx 12000$ K nos permite explorar esta posibilidad. Específicamente, hemos calculado la

evolución de modelos de enanas blancas masivas con ambos tipos de composiciones del núcleo teniendo en cuenta la historia evolutiva completa de las estrellas progenitoras. Cuando los modelos han alcanzado la banda de inestabilidad de las variables ZZ Cet hemos calculado sus espectros de pulsaciones considerando la presencia de una fase cristalina en el núcleo de los modelos.

2. Modelos de evolución-pulsación

En esta investigación calculamos la evolución y las propiedades pulsacionales de enanas blancas masivas con núcleos de ONe (ver García-Berro et al. 1997 por detalles de la evolución previa de estos modelos). Adicionalmente, ya que nuestro objetivo primario es comparar el espectro de pulsaciones de nuestros modelos de ONe con el de sus análogos de CO, también calculamos la evolución de enanas blancas con núcleos de CO y la misma masa estelar (ver Althaus et al. 2003 por detalles). Un aspecto común a ambas secuencias está relacionado con la evolución de la distribución de abundancias químicas por procesos de difusión una vez que las enanas blancas se han formado. En este sentido, hemos empleado un tratamiento dependiente del tiempo para gases multicomponentes que tiene en cuenta la separación gravitacional y la difusión térmica y química. Los períodos de pulsación (modos- g noradiales con grado armónico $\ell = 2$) para ambas secuencias de modelos han sido calculados con la ayuda del mismo código pulsacional empleado en Córscico et al. (2001), modificado apropiadamente para estudiar enanas blancas con una fase cristalina en sus núcleos.

3. Resultados

Hemos comparado el espectro de pulsación de modos- g noradiales cuadrupolares ($\ell = 2$) con períodos entre 50 y 1200 segundos, correspondientes a dos modelos representativos de CO y ONe a la misma temperatura efectiva. Dado que ambos modelos tienen además la misma masa, las diferencias entre sus propiedades pulsacionales son consecuencia pura y exclusivamente de la diferente estructura y composición química interna. En la Fig. 1 hemos graficado la separación de períodos (paneles superiores) y la energía cinética de oscilación (paneles inferiores) para un modelo de CO con una masa estelar de $\sim 1.06M_{\odot}$ y $T_{\text{eff}} \sim 11800$ K. El panel de la izquierda representa el caso en que la cristalización no ha sido considerada, el panel central muestra el caso donde la cristalización ha sido tomada en cuenta pero no la rehomogeneización química, y finalmente, el panel de la derecha, muestra las predicciones en el caso más realista en el cual ambos, la cristalización y la rehomogeneización química, han sido considerados. La Fig. 2 muestra lo mismo pero en este caso para un modelo de ONe de igual masa y temperatura efectiva. En este caso no hemos incluido rehomogeneización química por separación de fases debido a la cristalización. La comparación debería ser hecha entre los paneles de la derecha en las Figs. 1 y 2. Es notable que la distribución de separaciones de períodos correspondiente al modelo de ONe exhibe no-uniformidades de mayor amplitud en comparación con el caso del modelo de CO. Esto es consecuencia de la forma del perfil químico interno que induce un fuerte rasgo en la frecuencia de Brunt-Väisälä y finalmente fuertes apartamientos de las separaciones de períodos en el modelo de ONe. Otra di-

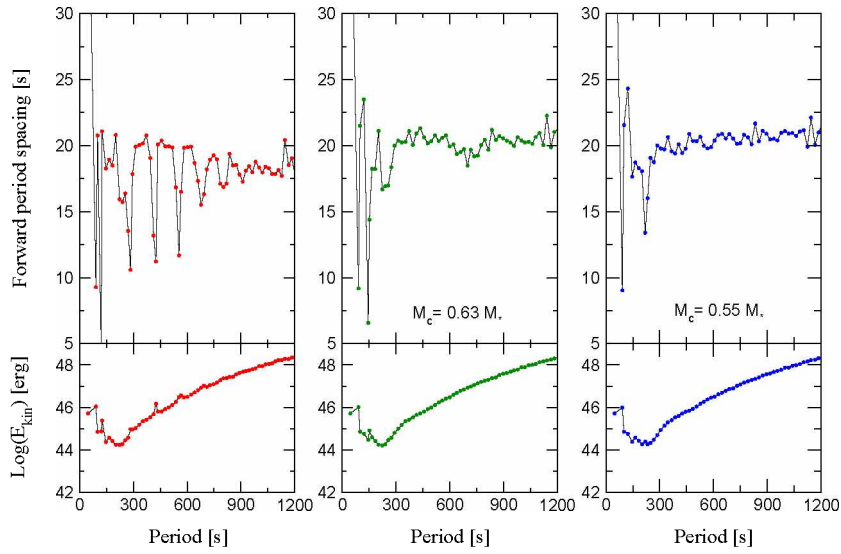


Figura 1. Espaciamento de períodos y energía cinética de oscilación en términos de los períodos (paneles superiores e inferiores respectivamente) para un modelo de carbono/oxígeno. M_c es la fracción de masa cristalizada.

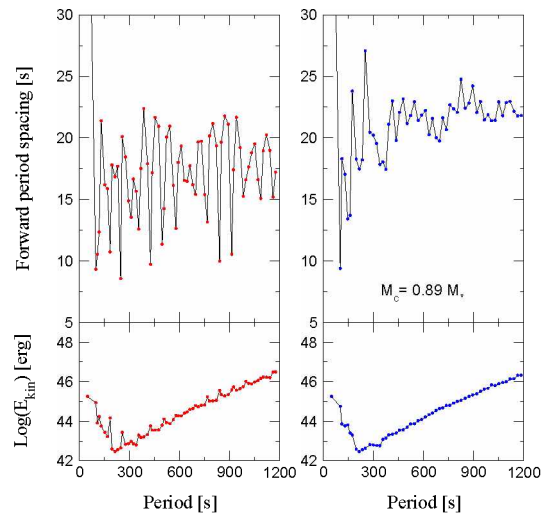


Figura 2. Igual que en la Fig. 1 pero para el caso de un modelo de oxígeno/neón.

ferencia a remarcar es que en el caso del modelo de ONe la energía cinética de los modos es siempre mayor que en el caso del modelo de CO. Esto se debe a que en el modelo de ONe las autofunciones de oscilación están restringidas a una región de baja densidad, debido al gran porcentaje de masa cristalizada. En las regiones cristalizadas las autofunciones de los modos g no pueden propagarse. En el caso del modelo de CO, en cambio, las autofunciones pueden incursionar aún en regiones de muy alta densidad, dado que el porcentaje de cristalización es menor, y así poseen una energía cinética de oscilación intrínseca más elevada.

4. Conclusiones

Debido a la acción de la difusión química, los perfiles químicos en la envoltura de los modelos (tanto de CO así como también de ONe) son muy suaves, y el espectro de pulsaciones está determinado básicamente por el perfil químico del núcleo. En contraste con sus contrapartidas de CO, las enanas blancas de ONe están caracterizadas por fuertes no-uniformidades en sus distribuciones de espaciamiento de períodos. Esta diferencia puede ser explotada por la asterosismología para distinguir enanas blancas de ONe de aquellas constituídas por CO en sus núcleos. Finalmente, cabe señalar que el espaciamiento promedio de períodos de los modelos de ONe es considerablemente mayor que el de los modelos de CO teniendo la misma masa y temperatura efectiva. También esta diferencia debería ser observable y podría ser empleada para decidir cuando una enana blanca contiene una u otra composición química.

En vistas de nuestros resultados, sería factible que la asterosismología de enanas blancas pudiera convertirse en una herramienta útil para distinguir enanas blancas masivas de carbono y oxígeno de aquellas formadas por oxígeno y neón. Ésto a su vez podría permitir un conocimiento más completo de los distintos mecanismos de formación de enanas blancas y la naturaleza de sus estrellas progenitoras.

Agradecimientos. Agradecemos al Instituto de Astrofísica La Plata (CONICET) por facilitarnos los medios computacionales empleados en esta investigación.

Referencias

- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Córscico, A. H., & Montgomery, M. H., 2003, *A&A*, 404, 593
- Córscico, A. H., Althaus, L. G., Benvenuto, O. G., & Serenelli, A. M., 2001, *A&A*, 380, L17
- García-Berro, E., Ritossa, C., & Iben, I. Jr. 1997, *ApJ*, 485, 765
- García-Berro, E. & Iben, I. Jr. 1994, *ApJ*, 434, 306

Chromospheric structure and activity in solar analogues

Mariela Vieytes,¹ Pablo Mauas,² and Carolina Cincunegui³

¹ *IAFE, Buenos Aires, Argentina, mariela@iafe.uba.ar*

² *IAFE, Buenos Aires, Argentina, pablo@iafe.uba.ar*

³ *IAFE, Buenos Aires, Argentina, carolina@iafe.uba.ar*

Abstract. We computed chromospheric models of the Sun as a star and of nine solar analogues. The stars have a wide variety of magnetic activity levels, which allows us to study the differences in atmospheric structures induced by activity.

Resumen. Se construyeron modelos cromosféricos del Sol como estrella y de nueve análogos solares. Las estrellas modeladas poseen distintos niveles de actividad magnética, permitiendo estudiar las diferencias en sus estructuras atmosféricas debidas a la actividad.

1. The Stellar models

The stars in our sample were chosen with $0.62 < B - V < 0.68$ (the solar $B - V = 0.65$) and present differences in activity level. The activity indicator is the S index, which is essentially the flux in the Ca II H and K line cores (Baliunas et al., 1998). Table 1 shows the stellar characteristics. The stellar observations were made at the 2.15 m telescope of the CASLEO observatory, in the Argentinian Andes (see Cincunegui & Mauas 2004), and the solar profiles were taken from the FTS atlas (Brault & Neckel, 1987).

We built a different chromospheric model for each star in the sample, using the code Pandora (Avrett & Loeser 1992). The atmospheric models were constructed to obtain the best possible match with the Ca II K and H β lines, changing the solar model as little as possible. In some of the stars, we included macroscopic velocity fields to reproduce the assymetries in the line profiles. After the model was finished, we checked it comparing the computed profiles of the Mg I b and the Na I D lines with the observations. Our models are shown in Figure 1. Figure 2a shows the observed and calculated profiles for HD 172051 and HD 30495.

Concerning the models for the least active stars, including the Sun, the main change with increasing activity level is in the temperature-minimum region (figure 1a). The chromospheric plateau and the position of the transition region are the same among all these stars. On the other hand, the most active stars show changes all along their atmospheric structures, mainly in the upper chromosphere and in the position of the transition region (figure 1b). These results are in accordance with Pasquini (1992), who studied the Ca II K line for a sample of solar-type stars (G0-G5 spectral type). He showed that, as activity increases, the first changes to appear are in the K_1 , and for larger activity levels also the K_3 changes. Regarding the macroscopic velocity fields, we can distinguish between the two groups. The least active group has velocities only in the

chromospheric plateau, while in the most active stars the temperature-minimum region is affected by the velocities.

To constrain the amount of chromospheric heating required to sustain the atmosphere of the stars, we compute the radiative cooling rate ϕ (ergs cm⁻³ sec⁻¹). Figure 2b shows ϕ_{int} , the positive values (which can be considered as the total amount of chromospheric heating needed to sustain the atmosphere) of the cooling-rate integrated from the temperature-minimum up to the height in the transition region where the temperature reaches 10⁴ K, as a function of the S index. The line shows the linear regression which has a correlation coefficient $r = 0.9969$. There is a very good linear relation between them, and therefore S can be used reliably to predict the star's energy requirements from a given activity level.

<i>HD</i>	<i>Spec.type</i>	<i>B - V</i>	<i>U - B</i>	<i>[Fe/H]</i>	<i>SCTIO</i>	<i>S_{MWmax}</i>
189567	G3 V	0.64	0.07	-0.30	0.185	—
197076	G5 V	0.63	0.09	—	—	0.180
172051	G5 V	0.63	0.17	—	0.181	—
146233	G2 Va	0.65	0.16	0.05	—	0.186
19467	G3 V	0.65	0.15	—	—	—
20766	G2.5 V	0.64	0.08	-0.22	0.245	—
30495	G3 V	0.64	0.13	-0.13	0.286	0.363
1835	G3 V	0.67	0.22	-0.01	0.344	0.439
202917	G5 V	0.65	—	—	0.743	—

Table 1. Star characteristics (increasing activity level order)

References

- Avretti, E., & Loeser, R., 1992 in the 7th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun
- Baliunas, S., Donahue, R., Soon, W., & Henry, G. 1998 in Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, ASP, 154, 153
- Brault & Neckel 1987, Solar Phys.,184, 421
- Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2004, *Å*414, 699
- Pasquini, L. 1992, *Å*, 266, 347

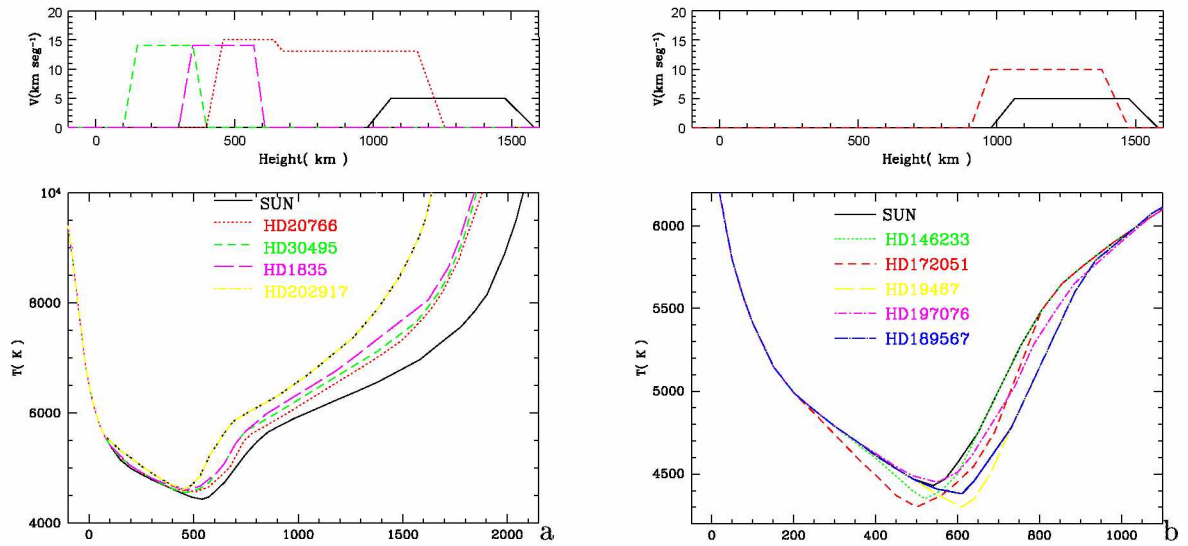


Figure 1. **a.** Models for the least active stars. **b.** Models for the most active stars. Top: Macroscopic velocity fields for the corresponding star.

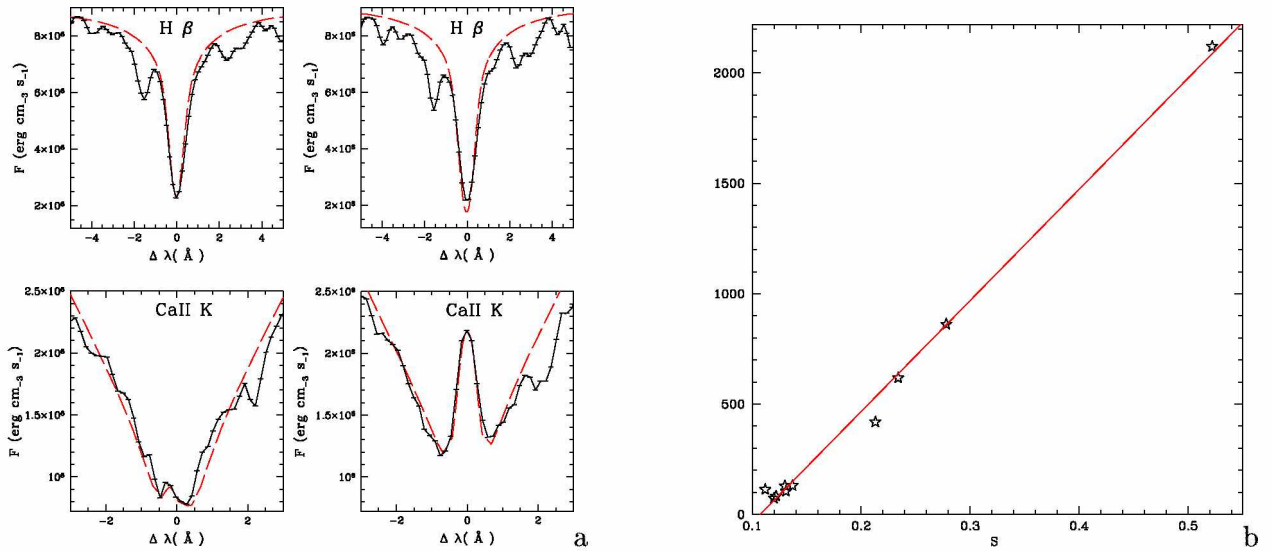


Figure 2. **a.** Observed and computed Ca II K and $H\beta$ profiles for HD 172051 (right) and for HD 30495 (left). **b.** Integrated cooling-rate as a function of the S index

CCD Washington photometry of the intermediate age open cluster Tombaugh 1

Andrés E. Piatti,¹ Juan J. Clariá,² and Andrea V. Ahumada²

¹ *IAFE, Buenos Aires, Argentina, andres@iafe.uba.ar*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina, clariá@oac.uncor.edu, andrea@oac.uncor.edu*

Abstract. CCD Washington CT_1 photometry in the field of the open cluster Tombaugh 1 is presented. Based on the best fits of isochrones computed by the Geneva group for $Z = 0.008$ to the $(T_1, C-T_1)$ diagram, we derive reddening, distance and age. A metal abundance $[Fe/H] = -0.30 \pm 0.25$ was also estimated through the Standard Giant Branches method. Both the position of Tombaugh 1 in the Galaxy as well as its metal content are compatible with the existence of a radial abundance gradient in the galactic disc.

Resumen. Presentamos fotometría de Washington CCD CT_1 en el campo del cúmulo abierto Tombaugh 1. Ajustes de isócronas teóricas del grupo de Ginebra al diagrama $(T_1, C-T_1)$ observado permiten derivar enrojecimiento, distancia y edad. A partir del método de las Ramas Gigantes Standard resulta una metalicidad $[Fe/H] = -0.30$. Tanto la posición en la Galaxia como la metalicidad de Tombaugh 1 resultan compatibles con la existencia de un gradiente radial de abundancia en el disco.

1. The $(T_1, C-T_1)$ colour-magnitude diagram

The only CCD photometric study of this cluster up to date was performed by Carraro & Patat (1995, CP95) in the V and I bands. They make reference to a series of problems in their analysis and their results which they have been unable to explain in a satisfactory way. As they admit it, the lack of any knowledge about the cluster metal content is the main obstacle hindering a suitable fit of the cluster sequence to theoretical isochrones.

CCD images of the cluster field were obtained in the Washington C and T_1 bands using the CTIO 0.9-m telescope. These images were reduced using the IRAF software package. Our photometry covers an area around the cluster nearly four times that covered by the observations of CP95. We estimated a cluster radius of $4.3' \pm 0.3'$ from star counts in boxes of 100 pixels a side distributed throughout the whole field. To illustrate the effect of the photometric errors in the cluster main sequence (MS), we included in Fig. 1 (left) the fiducial cluster MS and two additional fiducial MSs shifted by $\pm 3\sigma(C-T_1)$. Note that both curves fall nearly within the overall dispersion of the cluster MS. Fig. 1 (right *a* and *b*) shows the cluster and field CMDs, built using all the stars distributed within an ellipse centred on the cluster, with semi-major and semi-minor axes parallel to the X and Y axes, and with sizes of 1080 and 660 pixels, respectively. To obtain a

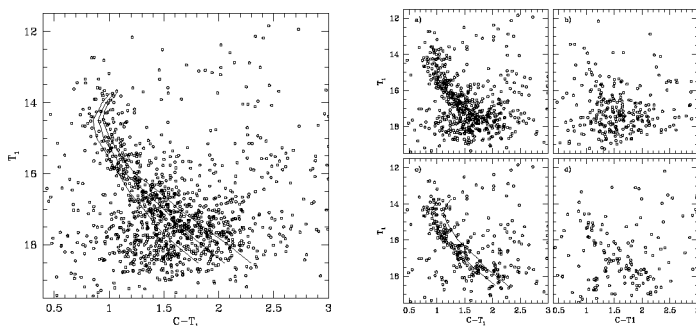


Figure 1. *Left:* $(T_1, C-T_1)$ CMD for stars observed in the field of Tombaugh 1. The fiducial cluster MS and the $\pm 3\sigma(C-T_1)$ shifted fiducial MSs are overplotted. *Right:* $(T_1, C-T_1)$ CMD for stars observed in different extracted regions: *a)* the ellipse mentioned in the text; *b)* field area; *c)* same as in *a)* with field stars subtracted. The fiducial cluster MS and the Burki's limit shifted fiducial MS are overplotted; *d)* the region delimited by contours of *a)* and *b)*.

CMD analogous to that of the field, we first counted the number of stars in bins of $(\Delta(T_1), \Delta(C-T_1)) = (0.5, 0.1)$ mag in the field CMD and normalized them to the unit area. We then calculated the number of stars expected to be found in each $(\Delta(T_1), \Delta(C-T_1))$ box in the cluster area (observed field without the field area), and selected from it the computed amount of stars for the respective $(\Delta(T_1), \Delta(C-T_1))$ intervals. By subtracting the selected stars from Fig. 1 (right *a*), we obtained the CMD shown in Fig. 1 (right *c*), wherein the cluster MS is now clearly shown. In Fig. 1 (right *d*) we plotted the field subtracted CMD for stars placed outside both the above mentioned ellipse and the field area. To derive the cluster fundamental parameters, we used the CMD of Fig. 1 (right *c*) combined with 15 red giants observed in the range $C-T_1 > 1.5$ and $T_1 < 13.5$.

2. Cluster fundamental parameters and discussion

Using the isochrones computed by Lejeune & Schaerer (2001), we first fitted the ZAMSs for $Z = 0.02$ (solar) and 0.008 to the cluster CMD. For $Z = 0.008$, we derived $E(C-T_1) = 0.55 \pm 0.10$ and $T_1 - M_{T_1} = 12.50 \pm 0.25$. By using $E(C-T_1)/E(B-V) = 1.97$ and $T_1 - M_{T_1} = V - M_V - 0.58 \times E(B-V)$ (Geisler et al. 1996), we also obtained $E(B-V) = 0.30 \pm 0.05$ and $V - M_V = 12.70 \pm 0.30$, which places the cluster at a distance of (2.2 ± 0.5) kpc. According to Burki (1975), the cluster MS stars located beyond 0.11 mag in $B-V$ from the ZAMS are statistically affected by a larger amount of interstellar extinction than the mean cluster reddening. The Burki's limit is equivalent to $\Delta(C-T_1) = 0.22$ mag. By using this value, we shifted the fiducial cluster MS redwards and depicted the result in Fig. 1 (right *c*). Far from any evidence of differential reddening across the cluster field, Tombaugh 1 appears to be affected by a uniform reddening. We identified gaps of stars centred at $(T_1, C-T_1) = (15.8, 0.85)$, $(16, 1.25)$ and $(17.2, 1.65)$, some of which have also been detected in other intermediate-age and old open clusters

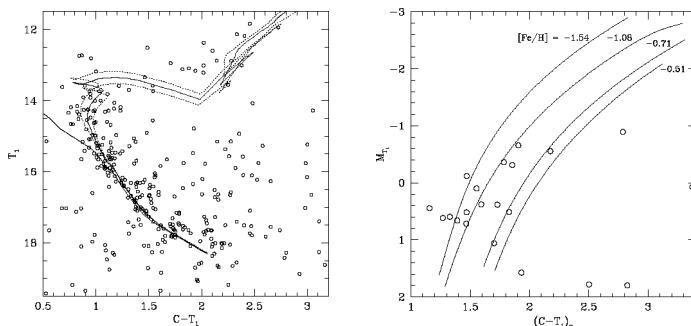


Figure 2. *Left:* Field stars cleaned $(T_1, C-T_1)$ CMD of To 1. The ZAMS and the isochrones for $\log t = 9.05, 9.10$ and 9.15 ($Z = 0.008$) from Lejeune & Schaerer (2001) are overplotted. *Right:* Washington M_{T_1} vs $(C-T_1)_o$ diagram for stars in the cluster giant region, with standard giant branches superimposed. Note that an age-dependent correction to the indicated metallicities was applied for To 1.

(see, e.g., Park & Lee 1999). We measured $\delta T_1 = 0.50 \pm 0.25$, which implies a cluster age of (1.0 ± 0.3) Gyr (Geisler et al. 1997). Despite the somewhat disperse nature of the turn-off, the rather sparse red giant clump and especially some quota of subjectivity in this procedure, we used the resulting age only as reference for focusing on the selection of theoretical isochrones. We performed the fit of the cluster CMD using isochrones with $Z = 0.02$ and 0.008 , shifted them by the previously determined colour excess and apparent distance modulus. The cluster age derived for $Z = 0.008$ is (1.3 ± 0.1) Gyr (Fig. 2, left).

The Standard Giant Branches method of Geisler & Sarajedini (1999) is an interesting tool to roughly estimate the cluster metallicity. We used the colour excess and apparent distance modulus derived from the fit of the ZAMS at $Z = 0.008$ and entered the intrinsic colours and absolute magnitudes in the M_{T_1} vs $(C-T_1)_o$ plane as is shown in Fig. 2 (right). We thus derived $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.0 \pm 0.25$. Then we corrected this value in view of the well known age-metallicity degeneracy. We added $+0.70$ dex to our measured metallicity, which was deduced from the procedure described by Geisler et al. (2003). This leads to a final cluster metallicity of $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.30 \pm 0.25$, which lends support to the metallicity estimated directly from the isochrone fitting.

CP95 derived $E(B-V) = 0.40 \pm 0.05$, $V-M_V = 13.60 \pm 0.20$ ($d = 3.0$ kpc) and an age of 1 Gyr, assuming the cluster to have solar metal content ($Z = 0.02$). Thus, within error range, our cluster distance and age agree with those determined by CP95. However, reddening estimates and apparent distance moduli differ significantly from one another. We re-built the $(V, V-I)$ CMD of CP95 and overplotted the isochrone of $Z = 0.02$ and $\log t = 9.00$ of Bertelli et al. (1994) shifted according to the here determined parameters. The solid line of Fig. 3 shows that our couple of values ($E(V-I), V-M_V$) match the cluster MS considerably better than the dashed line traced with CP95's cluster parameters. We believe that the contamination of field stars below $V = 18$ could have misled

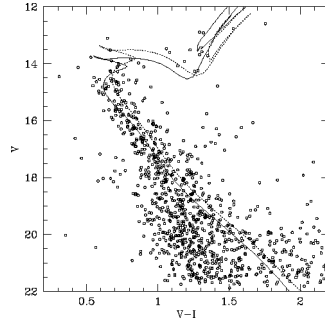


Figura 3. Fig. 7 of Carraro & Patat (1995) with isochrones of Bertelli et al. (1994) superimposed. Solid and dashed lines correspond to isochrones of $(Z, \log t) = (0.008, 9.10)$ and $(0.02, 9.00)$, respectively.

the route of the MS traced by CP95 in the cluster CMD. Moreover, a better fit of the cluster features is obtained when the isochrone for $\log t = 9.10$ and $Z = 0.008$ is used, as shown in Fig. 3 (solid line). According to the present cluster distance, Tombaugh 1 turns out to be a relatively metal-poor intermediate-age open cluster located at 10 kpc from the galactic center. The age, the metallicity and the position in the Galaxy derived here are in complete agreement with the overall properties of the galactic disc, i.e., the existence of a radial abundance gradient, of a predominant dispersion in the age-metallicity relation, and of no clear evidence of a gradient perpendicular to the galactic plane.

References

- Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Fagoto, F., & Nasi, E. 1994, *A&AS*, 106, 275
- Burki, G. 1975, *A&A*, 43, 37
- Carraro, G., & Patat, F. 1995, *MNRAS*, 276, 563 (CP95)
- Geisler, D., Bica, E., Dottori, H., Clariá, J., Piatti, A., & Santos, J. 1997, *AJ*, 114, 1920
- Geisler, D., Lee, M. G., & Kim, E. 1996, *AJ*, 111, 1529
- Geisler, D., Piatti, A. E., Bica, E., & Clariá, J. J. 2003, *MNRAS*, 341, 771
- Geisler, D., & Sarajedini, A. 1999, *AJ*, 117, 308
- Lejeune, T., & Schaerer, D. 2001, *A&A*, 366, 538
- Park, H. S., & Lee, M. G. 1999, *MNRAS*, 304, 883
- Piatti, A. E., Clariá, J. J., & Ahumada, A. V. 2003, *MNRAS*, 340, 1249

COMUNICACIÓN DE TRABAJO

La tasa de cambio de períodos en estrellas variables V777 Herculis

Alejandro H. Córscico,¹ Leandro G. Althaus,² y Jorge Panei³

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina. acorsico@fcaglp.unlp.edu.ar*

² *Departament de Física Aplicada, Universitat Politècnica de Catalunya, Castelldefels, Barcelona, Spain.*

³ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina.*

Abstract. Motivated by a recent paper of Winget et al. (2004) about the possibility of employing V777 Her (or DBV) variable white dwarfs to place constraints to plasmon neutrino physics, we present in this work the theoretical rate of change of the pulsation periods ($\dot{P} \equiv dP/dt$) of g -modes for white dwarf models representative of these stars. We also explore the effects of varying the stellar mass, the mass of the helium envelope and the rate of neutrino emission on the value of \dot{P} .

Resumen. Inspirados en un reciente artículo de Winget et al. (2004) acerca de la posibilidad de emplear estrellas enanas blancas variables V777 Her (ó DBV) para estudiar la física de neutrinos, en este trabajo presentamos la tasa de cambio ($\dot{P} \equiv dP/dt$) de períodos (P) de oscilación de modos- g en este tipo de estrellas. También hemos explorado qué efectos pueden esperarse sobre la tasa de cambio de períodos debido a la variación de la masa estelar, la masa de la envoltura de helio y la emisión de neutrinos de nuestros modelos.

1. Introducción

A medida que una enana blanca variable se enfría, sus períodos de oscilación varían en respuesta a los cambios evolutivos en su estructura interna. Los efectos dominantes son, por un lado un alargamiento de P debido al aumento en la degeneración electrónica a medida que la temperatura del núcleo disminuye, y por otro lado un acortamiento de los períodos provocado por contracción gravitatoria. La competencia entre estos dos efectos da lugar a una tasa de cambio de períodos detectable mediante la observación de una enana blanca pulsante durante varias sesiones — siempre que uno o mas períodos *estables* estén presentes en su curva de luz. La medición de \dot{P} constituye una evaluación directa de la tasa de enfriamiento de las enanas blancas, proporcionando información valiosa acerca de la composición química del núcleo de estas estrellas, y la posibilidad de inferir la edad del disco galáctico en las vecindades solares (Winget et al. 1987). En un reciente artículo, Winget et al. (2004) han llamado la atención acerca de la posibilidad de estudiar la física inherente a la emisión de neutrinos en el interior de enanas blancas variables V777 Her por medio de la variación temporal de sus períodos de oscilación, cuyo valor teóricamente esperado es de

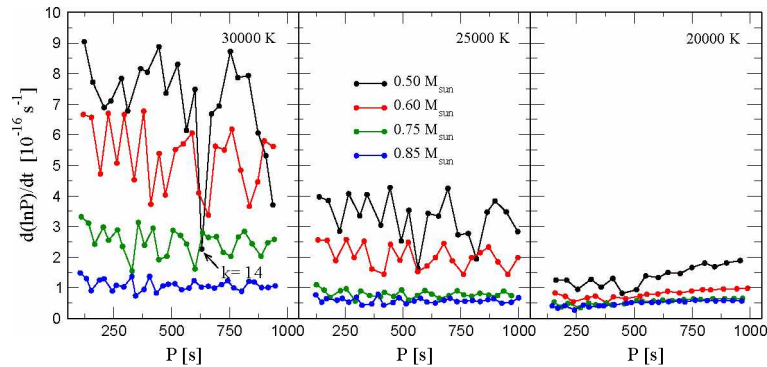


Figura 1. Los valores de \dot{P}/P versus P para modelos de estrellas V777 Her con masas estelares desde 0.50 hasta $0.85M_{\odot}$ y un contenido de helio de $M_{\text{He}} = 8 \times 10^{-3}M_{*}$, para tres diferentes temperaturas efectivas.

$\approx 10^{-13} - 10^{-14}$ s/s. Aunque no existe en la actualidad ningún valor medido de \dot{P} en ninguna estrella V777 Her, se espera que la situación cambie pronto con las observaciones de EC 20058 por Sullivan et al. (2004).

2. Modelos de evolución-pulsación

Los modelos de estrellas V777 Her empleados en esta investigación han sido obtenidos con el código de evolución de enanas blancas DBs desarrollado en el Observatorio de La Plata, descrito detalladamente en Althaus & Córscico (2004). La microfísica incluída comprende una versión actualizada de la EoS de Magni & Mazzitelli (1979), opacidades radiativas OPAL para metalicidades arbitrarias, y tasas de emisión de neutrinos y opacidades conductivas actualizadas. La convección es tratada empleando la *mixing length theory* con la parametrización ML2 (Tassoul et al. 1990). Los modelos son calculados en forma autoconsistente con las predicciones de la difusión química dependiente del tiempo y los perfiles químicos internos son aquellos dados por Salaris et al. (1997). Hemos explorado secuencias de modelos con masas estelares con los siguientes valores: $M_{*} = 0.50, 0.60, 0.65, 0.70, 0.75, 0.85 M_{\odot}$. Los valores considerados para la masa de la envoltura de helio son: $M_{\text{He}} = 8 \times 10^{-3}, 9 \times 10^{-4}, 1 \times 10^{-4}M_{*}$. Los valores de \dot{P}/P han sido calculados con la ayuda del mismo código pulsacional empleado en Córscico et al. (2001), modificado apropiadamente para estudiar enanas blancas pulsantes V777 Her. La frecuencia de Brunt-Väisälä (N) es calculada de acuerdo a Tassoul et al. (1990).

3. Resultados

Nuestros valores de \dot{P}/P varían entre ~ 4 y $\sim 7 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ ($T_{\text{eff}} \approx 30000 \text{ K}$) y entre ~ 1.5 y $\sim 3 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ ($T_{\text{eff}} \approx 25000 \text{ K}$), para períodos en el intervalo $\approx 100 - 1000 \text{ s}$ en el caso de un modelo representativo con $M_{*} = 0.60M_{\odot}$. \dot{P}/P en estrellas enanas blancas es más sensible a la masa estelar que a cualquier otro

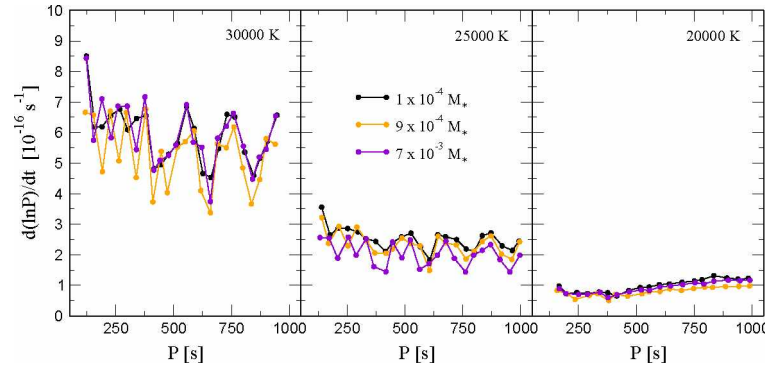


Figura 2. Los valores de \dot{P}/P versus P correspondientes a modelos de estrellas V777 Her con una masa estelar de $0.60M_{\odot}$ y diferentes valores del contenido de helio para tres valores diferentes de la temperatura efectiva.

parámetro. Esto puede ser entendido sobre la base de que, si consideramos un valor fijo de T_{eff} , una enana blanca con menor masa tiene mayor luminosidad y menor capacidad calorífica, y así se enfría más rápido con un mayor valor de P . Como puede verse en la Fig. 1, la magnitud de \dot{P}/P varía en un factor 6 – 7 en el intervalo de masa estelar $0.50 - 0.85M_{\odot}$. El efecto de variar la masa de la envoltura de helio manteniendo la masa estelar fija es mostrado en la Fig. 2. La figura demuestra que los valores de \dot{P}/P correspondientes a modelos con envolturas masivas de helio son marginalmente más pequeños en comparación con modelos caracterizados por envolturas delgadas. Esto es debido a que modelos con envolturas de helio más masivas (y también más transparentes) están caracterizados por temperaturas centrales más bajas, lo cual implica que tales modelos inicialmente tienen un exceso de energía que deben eliminar. Ésto conduce a mayores edades de enfriamiento y así a menores valores de \dot{P}/P . Finalmente, para evaluar la influencia del enfriamiento por neutrinos sobre los valores esperados de \dot{P}/P , hemos calculado una secuencia adicional de modelos en los cuales la emisión de neutrinos ha sido ignorada. En Fig. 3 ilustramos la distribución de \dot{P}/P versus P para tres diferentes valores de la temperatura efectiva, para la situación en la cual se desprecian los neutrinos (líneas rojas) y también el caso en que la emisión de neutrinos está incorporada en los cálculos (líneas azules). Es obvio, a partir de la figura, que la pérdida de energía a través de la emisión de neutrinos modifica fuertemente los valores de \dot{P}/P . En efecto, para $T_{\text{eff}} \approx 30000$ K la tasa relativa de cambio de períodos para el caso que incorpora emisión de neutrinos es un factor 5 mayor que en el caso en que los neutrinos no se tienen en cuenta. Aún para $T_{\text{eff}} \approx 25000$ K la diferencia es significativa (en un factor 2.5).

4. Conclusiones

La tasa de cambio de períodos es una función principalmente de la masa estelar, siendo mayor para modelos menos masivos. En contraste, \dot{P}/P es casi insensible

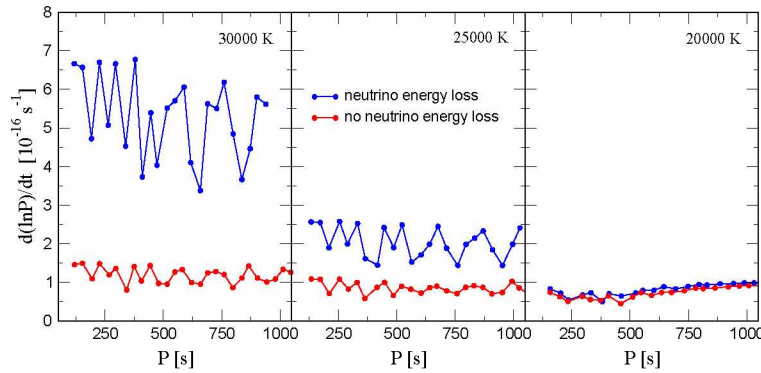


Figura 3. La tasa (relativa) de cambio de períodos en términos de los períodos para modelos V777 Her con una masa estelar de $0.60M_{\odot}$ y un contenido de helio de $8 \times 10^{-3}M_{*}$ a tres diferentes temperaturas efectivas.

al valor de la masa de la envoltura de helio. Finalmente, \dot{P}/P es fuertemente dependiente de las pérdidas de energía por emisión de neutrinos. En efecto, los valores de \dot{P}/P son considerablemente menores (en un factor de 3 – 5) cuando la emisión de neutrinos es ignorada en los cálculos. Nuestros resultados en este sentido son consistentes con la conclusión a la cual han llegado recientemente Winget et al. (2004) acerca de la posibilidad de constreñir cuantitativamente la tasa de producción de neutrinos (plasmones) empleando estrellas variables V777 Her.

Agradecimientos. Agradecemos al Instituto de Astrofísica La Plata (CONICET) por facilitarnos los medios computacionales empleados en esta investigación.

Referencias

- Althaus, L. G., & Córscico, A. H. 2004, *A&A*, 417, 1115
 Córscico, A. H., Althaus, L. G., Benvenuto, O. G., & Serenelli, A.M. 2001, *A&A*, 380, L17
 Magni, G., & Mazzitelli, I. 1979, *A&A*, 72, 134
 Salaris, M., Domínguez, I., & García-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., & Mochkovitch, R. 1997, *ApJ*, 486, 413
 Sullivan, D. J., et al. (the WET collaboration) 2004, in preparation
 Tassoul, M., Fontaine, G., & Winget, D. E. 1990, *ApJS*, 72, 335
 Winget, D. E., Sullivan, D. J., Metcalfe, T. S., Kawaler, S.D., & Montgomery, M.H. 2004, *ApJ*, 602, L109
 Winget, D. E., Hansen, C. J., Liebert, J., Van Horn, H. M., Fontaine, G., Nather, R. E., Kepler, S. O., & Lamb, D. Q. 1987, *ApJ*, 315, L77

Formación y evolución de enanas blancas deficientes en Hidrógeno

Jorge A. Panei¹ y Leandro G. Althaus²

¹ FCAG/IALP, La Plata, Bs. As., Argentina, panei@fcaglp.unlp.edu.ar

² FCAG/IALP, La Plata, Bs. As., Argentina, althaus@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. For long time the explanation of existence of hydrogen-deficient stars was of great discussion. A possible mechanism that explain the formation of post-AGB stars with these characteristics, involve a late thermonuclear flash that occur in a rich-helium shell. For obtain these models, we have computed the prior evolution for intermediate mass stars from ZAMS to white dwarf cooling branch, since is very important to obtain a realistic chemical profile, that is only possible by mean of computing the complete evolution.

Resumen. Desde hace tiempo la explicación de la existencia de estrellas deficientes en hidrógeno ha sido de amplio debate. Uno de los mecanismos posibles que explica la formación de estrellas post-AGB con estas características, involucra un flash termonuclear tardío en una capa rica en helio. Para arribar a este tipo de objetos hemos calculado la evolución previa, para estrellas de masa intermedia, desde la ZAMS hasta la rama de enfriamiento de las enanas blancas, ya que es de crucial importancia obtener un perfil químico realista, sólo obtenible, si se calcula toda la evolución.

1. Introducción

Aproximadamente el 95% del gas interestelar es HI y menos del 1%, elementos pesados y moléculas. La mayoría de las estrellas aún en etapas avanzadas de su evolución poseen hidrógeno en sus envolturas. Sin embargo, existen estrellas cuyos espectros revelan ausencia de hidrógeno: R Coronae Borealis, PG1159, WR CSPNe (*Wolf-Rayet Central Stars of Planetary Nebulae*: estrellas centrales de nebulosas planetarias), entre otras. Algunas poseen un espectro de helio casi puro y están vinculadas a estrellas evolucionadas directamente de la rama horizontal extrema (*Extreme Horizontal Branch*). Estas no experimentan los pulsos térmicos, y se las denominan estrellas AGB-manquè (AGB: *Asymptotic Giant Branch*).

El escenario que explica a las WR CSPNe y sus descendientes más directos las variables PG1159 (las estrellas conocidas con mayor temperatura efectiva) involucra un pulso térmico tardío, produciendo lo que se conoce como escenario “*born again*”. Esto es, la estrella sufre un rejuvenecimiento en su aspecto externo, ya que de un estado de pre-enana blanca evoluciona a gigante roja. Estas estrellas atraviesan la fase térmicamente pulsante AGB. Esta fase es la etapa más corta evolutiva de las estrellas de masa intermedia, pero es rica en nucleosíntesis,

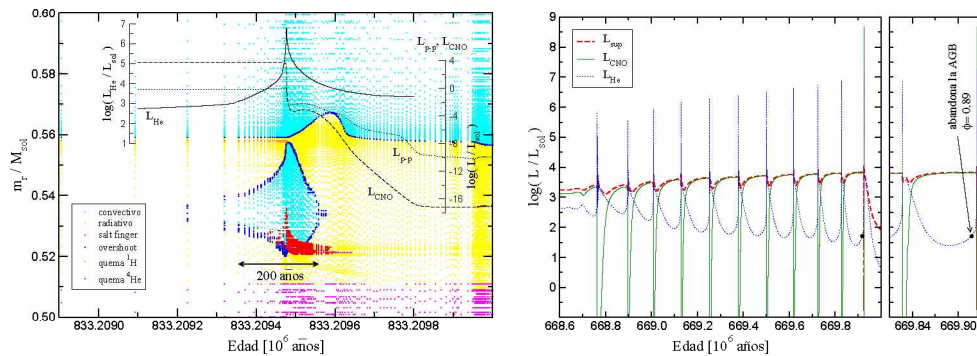


Figura 1. *Izquierda:* Interior de un modelo $M_{ZAMS} = 2.5M_{\odot}$, durante el 9^{no} pulso. Se muestran los distintos tipos de transporte y la quema de H y He. Se indican las luminosidades integradas de la quema de H por los ciclos p-p y CNO, y la correspondiente a la quema de He. Se ha considerado liberación de energía cuando $\epsilon_H > 10^3 \text{ erg/g/s}$ y $\epsilon_{He} > 3 \times 10^3 \text{ erg/g/s}$. *Derecha:* Gráficos de luminosidades: superficial, debido a la quema de H por el ciclo CNO y a la quema de He, para una estrella con una masa de $M_{ZAMS} = 2.7M_{\odot}$. Se indica la fase $\phi \approx 0.89$ con la cual abandona la AGB.

en ella se realiza la creación de elementos más pesados que el hierro mediante el proceso lento de captura de neutrones (procesos s).

2. Cálculos Evolutivos

Para la realización de esta tesis (Panei, 2004) se ha empleado el código de evolución estelar LPCODE descrito en Althaus et al. (2003). Se ha computado la evolución de tres modelos de estrellas de masa intermedia: 2.5, 2.7 y $5M_{\odot}$. Para el modelo de $2.7M_{\odot}$ se calculó la evolución desde la ZAMS hasta la curva de enfriamiento de enana blanca (EB).

En la Fig. (1-izq.) se representa parte del interior de una estrella $M_{ZAMS} = 2.5M_{\odot}$ durante el noveno pulso. Se observa la capa convectiva encargada de conducir los pulsos térmicos (en celeste). Ésta se forma debido a la gran liberación de energía por la quema de helio (en rojo). Por encima de la capa convectiva y en la base de la envoltura convectiva externa, hay una delgada capa que quema hidrógeno (en anaranjado), la cual se apaga cuando esta capa es empujada hacia regiones más frías. La fase AGB ocurre hasta que la abundancia de hidrógeno en la envoltura cae a un valor de $10^{-2}M_{\odot}$.

Posterior a la evolución AGB, la estrella se desplaza hacia temperaturas efectivas más elevadas atravesando por la fase de nebulosa planetaria. Una cantidad útil, es la fase ϕ , definida como el cociente de tiempo transcurrido desde el último pulso (máximo del flash de helio) en la AGB, dividido por el intervalo de tiempo entre el pulso último y penúltimo. Según sea ϕ , fase con la cual abandona a la AGB, el escenario evolutivo post-AGB, será muy distinto (Blöcker, 2001).

Este mecanismo de un pulso térmico final es el más aceptado (Iben, 1996). Durante dicho pulso la envoltura de hidrógeno es completamente destruida por

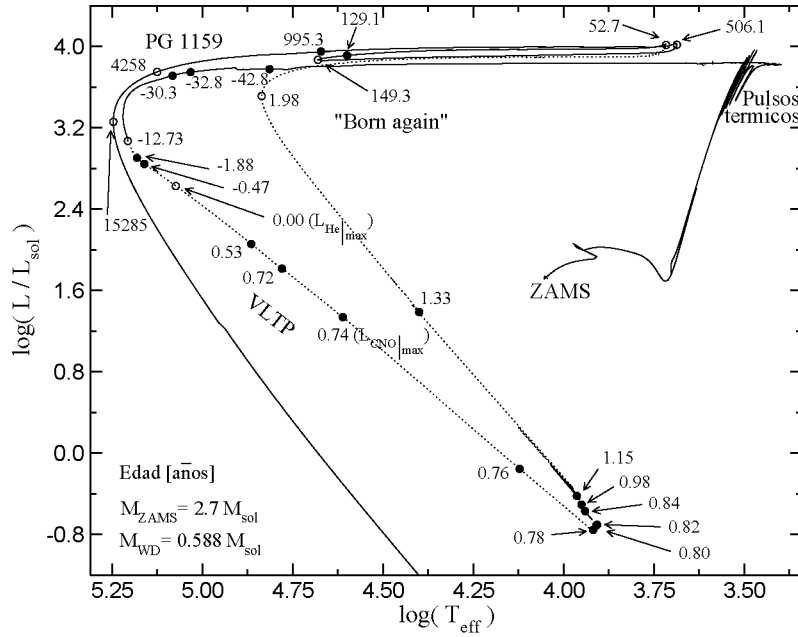


Figura 2. Diagrama HR de una estrella con $(M_{ZAMS}, M_{EB}) = (2.7 M_{\odot}, 0.5885 M_{\odot})$. Se indican con círculos negros los distintos tiempos evolutivos en años. El cero se ha tomado en el máximo de la luminosidad de helio L_{He} .

combustión nuclear o diluida por mezcla convectiva. Existen tres escenarios posibles: i) un pulso térmico final (*AFTP: AGB Final Thermal Pulse*), ocurrido antes de salir de la AGB ($\phi \approx 0$). ii) un pulso térmico tardío (*LTP: Late Thermal Pulse*), sucede durante la evolución post-AGB cuando la quema de hidrógeno está todavía presente, ocurriendo en su camino hacia altas temperaturas a luminosidad constante. iii) un pulso térmico muy tardío (*VLTP: Very Late Thermal Pulse*), sucede sobre la rama de enfriamiento cuando la combustión del hidrógeno ya ha cesado. Los tres escenarios conducen a estrellas post-AGB con baja abundancia superficial de hidrógeno: éste es diluido por la convección (en el caso de *AFTP* o *LTP*) o bien es completamente quemado (a través del *VLTP*).

En esta tesis se desarrolló el tercer escenario describiendo en forma autoconsistente su historia previa. El diagrama HR de nuestro *VLTP* se representa en la Fig. 2, para una estrella $(M_{ZAMS}, M_{EB}) = (2.7 M_{\odot}, 0.5885 M_{\odot})$. En el *VLTP*, la zona convectiva conductora del pulso puede alcanzar y penetrar la envoltura rica en hidrógeno. Entonces, la mayoría de los protones es "tragada" por la zona convectiva donde se sucede el flash de helio y son quemados por completo. Esta región caliente es rica en carbono y los mismos son capturados mediante la reacción $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$. Es importante destacar que las escalas de tiempo convectivo y nuclear se vuelven comparables durante esta fase, esto hace que los protones sean quemados durante su trayecto hacia el interior. En acuerdo con esto, un tratamiento simultáneo de mezcla y de quema es esencial para computar correctamente esta fase evolutiva. El consumo de protones finalmente

aumenta un flash termonuclear de hidrógeno y la energía liberada por este flash conduce a una separación de la convección en una zona superior que genera energía por la quema de hidrógeno y otra zona inferior que genera energía por la quema de helio. Sin embargo, la zona convectiva superior es de vida corta debido a que el hidrógeno de la envoltura, es consumido rápidamente. Este flash hace que la estrella sea forzada a evolucionar rápidamente de vuelta hacia la AGB (en apenas ≈ 52.7 años) y finalmente convertirse en una estrella central de una nebulosa planetaria a altas temperaturas efectivas pero que ahora es un objeto deficiente en hidrógeno que quema helio en forma estable. Lo que se espera, es que ese objeto exhiba capas superficiales enriquecidas con elementos producto de la quema de helio, como el carbono. Después del episodio *born again*, se obtienen las siguientes abundancias superficiales por masa: $({}^4\text{He}, {}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O}) = (0.306, 0.376, 0.228)$ y $({}^{13}\text{C}, {}^{14}\text{N}, {}^{22}\text{Ne}) = (0.040, 0.012, 0.021)$. El doble “loop” en la Fig. 2, es un resultado de la penetración de la zona convectiva conductora del flash de helio dentro de las capas ricas en hidrógeno. Luego de su evolución como nebulosa planetaria, la estrella pasa a la fase de variable PG1159, para finalmente terminar su evolución como EB. Primeramente como EB caliente de helio de tipo espectral DO, luego como EB DB y terminar como EB contaminada de carbono DQ.

3. Conclusiones

La motivación principal de esta tesis fue la existencia de muy pocas simulaciones numéricas que expliquen convincentemente la formación y evolución de estrellas deficientes en hidrógeno. Interés observacional: estos objetos representan el nexo evolutivo entre las supergigantes rojas y las EB. Los resultados fueron obtenidos con el programa LPCODE desarrollado en el Observatorio de La Plata. Se ha realizado el cálculo de la evolución completa desde la ZAMS hasta EB, computando su evolución en forma autoconsistente con los cambios químicos y sobre la base de un tratamiento completo y detallado de los procesos físicos que ocurren en un interior estelar. Los estudios existentes en la literatura no cubren todas las etapas evolutivas estudiadas aquí de manera integral. Es la primera vez que modelos evolutivos de enanas blancas DB son calculados teniendo en cuenta la historia evolutiva completa desde su progenitora.

Agradecimientos. Los autores agradecen a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata y al Instituto de Astrofísica La Plata (CONICET-UNLP), por hacer posible la realización del presente trabajo.

Referencias

- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Córscico, A. H. & Montgomery, M. H., 2003, *A&A*, 404, 593
 Blöcker, T., 2001, *Ap&SS*, 275, 1
 Iben, I. J., Tutukov, A. V. & Yungelson, L. R. 1996, *ApJ*, 456, 750
 Panei, J. A., 2004, Ph.D. thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, <http://www.fcaglp.unlp.edu.ar/~panej/tesis.pdf>

X-ray analysis of the colliding wind binary FO 15

J. F. Albacete Colombo

FCAGLP, La Plata, Argentina, albacete@lahuan.fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. We combine and analyze ten XMM-Newton X-ray observations of the FO 15 hot massive (O5V((f))+O9.5V) binary system. EPIC spectra are fitted according to a warm absorption model ($n_{\text{ism}} \times n_{\text{wind}}$) in combination with a two temperature (APEC) optically thin thermal plasma model of temperatures $kT_1=0.22$ and $kT_2=2.62$ keV, and the inclusion of six independent broad emission lines. The unabsorbed X-ray flux is about 10.74×10^{-13} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ in the 0.4-10.0 keV energy band, leading a L_x/L_{bol} ratio of about 9.7×10^{-7} . We confirm the existence of short-term variability, of about 35% of total observed flux, produced by the highly radiative gas at the colliding wind region of the system.

Resumen. Combinamos y analizamos diez observaciones del satélite XMM-Newton, del sistema binario (O5V((f))+O9.5V) FO 15. Los espectros EPIC se ajustaron con un modelo de absorción “warm” ($n_{\text{ism}} \times n_{\text{wind}}$) en combinación con un modelo de plasma térmico (APEC) de dos temperaturas $kT_1=0.22$ y $kT_2=2.65$ keV, y la inclusión de seis líneas de emisión. El flujo corregido por absorción es de 10.74×10^{-13} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ en la banda 0.4-10.0 keV, y un cociente L_x/L_{bol} de 9.7×10^{-7} . Confirmamos la existencia de variabilidad de corto período, alrededor de un 35% del flujo total observado, el cual es producido por el gas radiativo de la región de colisión de vientos del sistema.

1. Introduction

Since first X-ray observations made with EINSTEIN (Seward et al. 1979) and ROSAT (Berghöfer & Schmitt 1994) satellites, is widely accepted that early O type stars are soft X-ray emitters ($kT \approx 0.3-1.0$ keV), with X-ray luminosities ranging from 10^{32} to 10^{30} erg s $^{-1}$ (Long & White 1980). Furthermore, in early O-type star, the X-ray luminosity (L_x) scales with their bolometric luminosity (L_{bol}) within a factor 10^{-7} .

Often, some massive O+O binaries display an additional X-ray luminosity compared to suspected single stars with similar optical characteristics (Chlebowski & Garmany 1991). Some particular O-type binaries shown a hard X-ray spectra ($kT \sim 2.0-4.5$ keV), open several possibilities about the origin of the observed X-ray emission. Under this situation FO 15 improve an excellent opportunity to address these issues.

2. Observations and data reduction

This work was done using ten different public XMM-Newton X-ray observations. Three of the data sets were centered at the WR 25 star coordinates ($\alpha_{2000} =$

$10^{\text{h}} 44^{\text{m}} 10.34^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = -59^{\circ} 43' 13.25''$) corresponding to satellite revolutions 283-284-285, while the rest were centered at the η Carina position ($\alpha_{2000} = 10^{\text{h}} 45^{\text{m}} 03.77^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = -59^{\circ} 41' 05.39''$) from 115-116-573-574-575 revolutions.

The EPIC Observation Data Files (ODFs) were processed using the last stable version of the Science Analysis System (SAS) version 6.0.6. We applied the *emproc* and *epproc* pipeline chains to produce proper event list files from MOS and PN raw data, respectively. Timing analysis of the background flare events was performed to evaluate the impact of soft proton by the extraction of a light curve above 10 keV Pulse-Invariant (PI) energy channels.

3. X-ray spectral analysis

The EPIC pulse-height X-ray spectra were acquired in the 0.4 to 10 keV energy range, by the use of 17 arcsec extraction radius, while background spectra were acquired within an annular region centered at FO 15 position with the same previous area. We constructed the appropriate *Ancillary Response Files* (ARF) and *Redistribution Matrix Files* (RMF) using the ARFGEN and RMFGEN SAS V6.0.0 commands, respectively. All the background corrected spectra were analyzed using the XSPEC_v11.3.1 software.

To increase the statistical signal to noise ratio, we have binned our spectra to reach 2,4,9,16, and 25 counts per channel, and fit all in a simultaneous way.

We have adopted a *warm* absorber model (Waldron 1984) produced by a two multiplicative photoelectric absorption components: the first component is related with a *hot* absorption column density of ionized hydrogen model (ABSORI), which describe the interaction of X-rays and the stellar wind gas (n_{wind}); while the second component describe the attenuation of X-rays by a *cold* column of neutral hydrogen (WABS model) produced by gas and dust of the Inter Stellar Medium (ISM) (n_{ism}). Adopting for FO 15 an $E(\text{B-V})=1.2$ (Forte & Orsati 1981), and the empirical relation between $n_{\text{ism}}/E(\text{B-V})=5.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ (Shull & van Steenberg 1985), we estimated that n_{ism} is about $0.62 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

First we tried single power-law model ($N(E) \propto E^{-\Gamma}$) with $\Gamma=2.5 \pm 0.3$, which did not provide a good fit to the data, leaving un-fitted soft X-ray energies (0.4-1.2 keV) - reduced χ^2 about 2.4. We then tried to fit the spectrum using a combination of: i) thermal APEC model to fit low energies ($kT=0.23 \pm 0.03$ keV) and ii) non-thermal power-law model for the hard tail of spectrum ($\Gamma=2.0 \pm 0.1$). This fit yields an adequate n_{wind} estimation and lower residuals ($\chi^2_{\nu}=1.30$) than before. However, in both cases, the characterized photon index Γ between 2.0-2.5 is related with a shock compress ratio $\psi \approx 1.0$ -2.5 respectively. These indexes have a much steeper slope than $\Gamma=1.5$ ($\psi=4.0$) expected from Inverse Compton (IC) scattering of relativistic electrons accelerated by strong shock in the O-type stellar winds (Chen & White 1991). Then, non-thermal emission from IC mechanism in FO 15, should be discarded.

Emission lines of the EPIC spectrum (see Figure 1) indicate that X-ray emission of FO 15 is dominated by thermal plasma emission. We then tested two temperature thermal plasma model ($kT_1=0.22$ and $kT_2=2.62$ keV), although

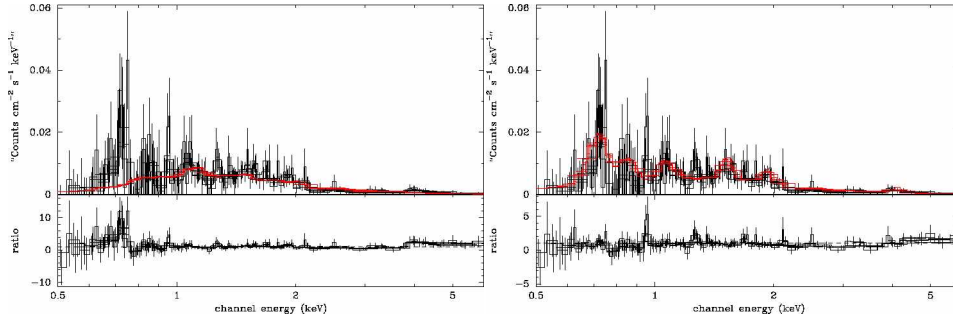


Figure 1. EPIC-PN X-ray spectra of FO 15. Solid-red curve refer to the fitted 2T model. *Left* and *Right* fitted model do not include and include 6 independent emission lines, respectively.

residuals show an apparent excess at $0.72_{0.64}^{0.76}$, $0.85_{0.81}^{0.88}$, $1.06_{1.02}^{1.10}$, $1.52_{1.45}^{1.59}$, $1.93_{1.84}^{1.97}$ and $4.00_{4.15}^{3.91}$ keV (see Figure 1-left), attributable to blended emission lines from ionized atoms of O, Ne, Mg, Si, Ca, and Fe (see Figure 1-right). We fitted this spectral features by the inclusion of six Gaussian lines at the previous two-thermal model, obtaining an overall reduction of $\chi^2_{\nu}=0.98$ for 501 d.o.f. (see Figure 1-right). However, low resolution spectrum makes impossible a detailed analysis of each one of these lines. The un-absorbed X-ray flux is 10.74×10^{-13} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, leading in a luminosity ratio $L_x/L_{\text{bol}} \approx 9.7 \times 10^{-7}$, which is about 30% greater than accepted value (6.0×10^{-7} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$) calculated for most of the O-type star of this region (Albacete Colombo et al. 2003).

Using our X-ray emission model and stellar parameters from Morrell et al. (private communication), $kT=2.62$ keV, $v_8=1.4$ cm s $^{-1}$, $\dot{M}_{-7}=15 M_{\odot}$ yr $^{-1}$, the on-axis CW point is $x_{\text{CW}}^0=0.97 \times 10^7$ km. Now, using the expression (8) from Stevens et al. (1992), $\chi=t_{\text{cool}}/t_{\text{esc}}=v_8^4 x_{\text{CW}}^0 / \dot{M}_{-7} = 0.3$, suggesting that the gas at the colliding wind region of FO 15 is well described by the radiative limit.

4. Short-term variability

We performed an statistical study of the short-term X-ray variability of FO 15 using good time interval (GTI) observation of 32000 seconds. We extracted background corrected light curves for a different time-bin sizes (n_{bins}) between 250 to 1000 seconds. The statistical signification of the apparent X-ray variability was calculated as the ratio of two χ^2 distributions, that follows the statistic F_{χ} (Snedecor F-distribution) with $\nu_1 = 1$ and $\nu_2 = N_{\text{bins}}-n-2$ degree of freedom. We adopted that $P_F(f,1,N_{\text{bins}}) = 0.95$, and then the statistical merit of variability occurs with a significance greater than 95%.

The observed short-term X-ray variability occurs in a time-scale of about of 8.6 hours, with a count rate variability of the 35%, that mean an un-absorbed

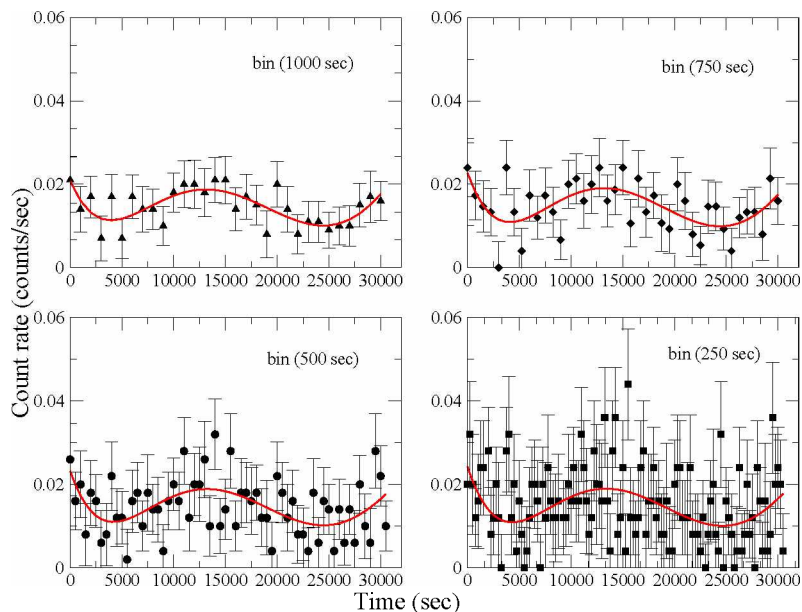


Figure 2. X-ray light curve in the 0.4-10 keV energy band. Error bars are quoted at 1σ . Continuous-red curve refer at the best fitted function.

X-ray flux of $2.0 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1}$. Such observed short-term X-ray variability is produced by dynamical instabilities along the highly radiative colliding wind region, as a wealth of analytical estimates and numerical simulation suggest for this kind of wind-wind interaction (Stevens et al. 1992; Walder & Folini 1998).

5. Conclusions

EPIC spectrum reveal a two-temperature thermal emission model, with several emission lines significantly broadened by instrumental low resolution. Non thermal emission was discarded, while the X-ray model that include two-temperature components and six broad emission lines, confirm the thermal nature of the X-ray emission in FO 15. The un-absorbed X-ray luminosity is rather high ($L_x/L_{\text{bol}} \sim 9.7 \times 10^{-7}$) than expected for early O-type stars. This excess is produced by the radiatively cooling gas at the colliding wind region of the system. We found a significant short-term X-ray variability on time scales of 8 hours. Hydrodynamical instabilities could be present at the colliding wind region.

References

- Albacete Colombo, J. F., Méndez, M. & Morrell, N. I. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 346, 704
 Berghöfer, T & Schmitt, J 1994, *Astrophys. and Space Sci.*, 221, 309

- Chen, W., & White, R. 1991, *Astrophys. J.*, 366, 512
Chlebowski, T., & Garmany, C. 1991, *Astrophys. J.*, 368, 241
Forte, J. & Orsatti, A. 1981, *Astron. J.*, 86, 209
Long, K. & White, R. 1980, *Astrophys. J. Letters*, 239, 65
Seward, F. et al. 1979, *Astrophys. J. Letters*, 234, 55
Shull, J. & van Steenberg, M. 1985, *Astrophys. J.*, 294, 599
Stevens, I., Blondin, J. & Pollock, A. 1992, *Astrophys. J.*, 386, 265
Waldron, W. 1984, *Astrophys. J.*, 282, 256
Walder, R. & Folini, D. 1998, *Astron. Astrophys.*, 330, 24

Incidencia de estrellas peculiares en cúmulos abiertos

María V. Rodríguez Ledesma,^{1,*} Olga I. Pintado,^{2,*} y Ernst Paunzen³

¹ *Departamento de Física, FACEyT, UNT, Tucumán, Argentina*
mVIC_rodriguez@yahoo.com.ar

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y*
Departamento de Física, FACEyT, UNT, Tucumán, Argentina

³ *Zentraler Informatikdienst der Universität Wien & Institut für*
Astronomie der Universität Wien, Austria

* *Astrónomo Visitante del Complejo Astronómico El Leoncito que opera*
mediante acuerdo entre el CONICET y las Universidades Nacionales de
La Plata, Córdoba y San Juan

Abstract. We analyse the incidence of CP stars in open clusters to determine when these peculiarities appeared. With the Δa photometric system, which has been very successful in detecting new chemically peculiar stars, and the Jorge Sahade telescope in CASLEO, we achieve an accuracy of tens of millimagnitudes. We present Δa photometry for two intermediate age open clusters, Pismis 19 and NGC 6005. Our results, coincident with other authors, favour the theory that the CP phenomenon needs at least 10^6 years to start being effective.

Resumen. En este trabajo se analizan la incidencia de estrellas peculiares en cúmulos abiertos con el fin de determinar en qué etapa de la evolución de las estrellas se forman las peculiaridades químicas. El sistema fotométrico Δa , de probada eficiencia en la detección de estrellas químicamente peculiares, permite detectar variaciones de decenas de milimagnitudes en imágenes obtenidas con el telescopio Jorge Sahade de CASLEO. Presentamos resultados en el sistema fotométrico Δa para los cúmulos abiertos de edad intermedia Pismis 19 y NGC 6005. Nuestros resultados, coincidentes con los de otros autores, muestran que la aparición de las peculiaridades implica tiempos de por lo menos de 10^6 años.

1. Introducción

El tiempo en que aparecen las peculiaridades químicas en las estrellas, no es conocido con certeza. Actualmente se discute si ellas presentan las peculiaridades desde su formación o si las mismas se desarrollan a partir de su llegada a la secuencia principal. Aceptando el modelo de difusión propuesto por Michaud (1970), como el modelo capaz de explicar la aparición de las peculiaridades químicas en las atmósferas estelares, podemos decir que éstas necesitan por lo menos 10^4 años para desarrollarse.

Luego del descubrimiento de la banda de absorción del continuo localizada alrededor de los 520 nm, característica de algunas estrellas CP, Maitzen (1976) diseñó el sistema de filtros Δa , capaz de medir esta depresión en el flujo.

Utilizando ese sistema de filtros, en este trabajo se analizan dos cúmulos abiertos

de edad intermedia pertenecientes a nuestra galaxia, Pismis 19 y NGC 6005, con el objeto de aportar datos referidos al origen de las peculiaridades químicas.

2. El sistema Δa

El sistema fotométrico Δa (Maitzen, 1976) consta de tres filtros, cuyas características se dan en la Tabla 1.

Tabla 1
Características del sistema de filtros.

Filtro	$\lambda_c(\text{nm})$	Ancho de banda (nm)	Porcentaje de transmisión
g1	502.7	22.2	66
g2	520.5	10.7	50
y	550.9	12.0	54

Este sistema de filtros mide la banda de absorción, alrededor de los 520nm. Con este fin se define el índice a como:

$$a = g2 - \frac{g1+y}{2}$$

donde $g2$, $g1$ e y son las magnitudes medidas con los diferentes filtros.

Además se define el índice intrínseco de peculiaridad Δa el cual representa una medida de la desviación del índice a respecto al correspondiente a estrellas normales del mismo color:

$$\Delta a = a - a_0$$

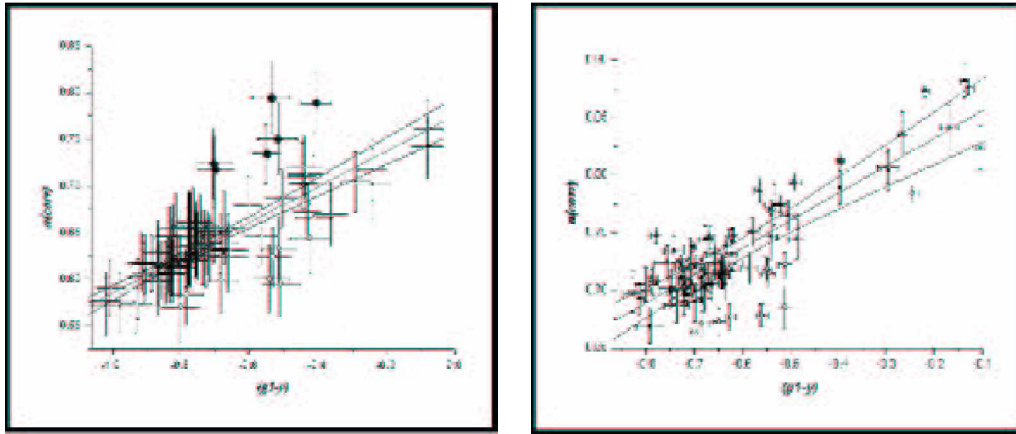
donde a_0 es el valor correspondiente a una estrella normal.

3. Análisis de los resultados

Las observaciones se llevaron a cabo con el telescopio Jorge Sahade de 2.15m de CASLEO, durante el mes de junio de 2003. Las correcciones básicas (sustracción del bias y dark, y división por el flat) se realizaron con las rutinas de IRAF¹. Se utilizó el paquete DAOPHOT para realizar el ajuste de la *Point Spread Function* en todos los frames (Stetson, 1987). El procesamiento de las imágenes se realizó sobre cada uno de los frames de forma separada. Los resultados fueron luego estandarizados a uno de los frames para cada filtro y posteriormente promediados (Rodríguez Ledesma, 2004). Se calcularon las líneas de normalidad y los límites de detección de peculiaridad sobre el total de estrellas detectadas en cada cúmulo (Bayer et al. 2000).

La Figura 1 muestra los diagramas a en función de $(g1 - y)$ para las estrellas detectadas en Pismis 19 y NGC6005.

¹IRAF es distribuido por National Optical Astronomical Observatories que es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., por acuerdo con la US National Science Foundation.



a: Pismis 19

b: NGC 6005

Figura 1. Diagrama *a* en función de $(g1-y)$. En ambos casos se muestran las líneas de normalidad y los límites de confianza correspondientes

1- Pismis 19: Se detectaron 133 estrellas pertenecientes al cúmulo. Se calcularon los índices *a* para las estrellas detectadas y se corrigió por enrojecimiento. La línea de normalidad se calculó sobre una muestra reducida a 60 estrellas. Se detectaron seis candidatas a estrellas CP2/4, las cuales se ubican por encima de la línea de normalidad (fuera de los límites de confianza) en la Figura 1a. También se detectaron ocho estrellas con valores de Δa negativos ubicadas debajo de la línea de normalidad y representadas con círculos vacíos. Estas estrellas son posiblemente λ Bootis o Be/Shell (Vogt et al. 1998).

2- NGC 6005 es también un cúmulo abierto de edad intermedia ubicado en dirección al centro galáctico. Nuestra muestra cuenta con 213 estrellas. Se detectaron doce estrellas con valores de Δa positivos (ubicadas por encima de la línea de normalidad), candidatas a CP2/4 (Figura 1b). Nueve estrellas de la muestra presentan valores negativos de Δa , posibles estrellas λ Bootis o Be/Shell. En la Tabla 2 se muestran algunos parámetros de los cúmulos estudiados obtenidos de la literatura (Piatti et al. 1998).

Tabla 2
Parámetros de los cúmulos estudiados.

	Pismis 19	NGC 6005
Distancia (pc)	2400	2690
Log t	9	9.08
E(B-V)	1.45	0.45
Línea de normalidad	$a_0 = 0.775 + 0.191 (g1-y)$	$a_0 = 0,880 + 0,239 (g1-y)$
Límite de detección (mag)	0.034	0.069
Núm. frames	45	30
Núm. objetos	133	213

4. Conclusiones

En el presente trabajo se ha presentado la fotometría Δa de estrellas con magnitudes comprendidas en el rango ($11 < V < 23$)mag pertenecientes a los cúmulos abiertos Pismis 19 y NGC 6005. La incidencia de estrellas peculiares detectadas es del 4.5% y del 5.6% para Pismis 19 y NGC 6005 respectivamente. Los resultados obtenidos están de acuerdo con los obtenidos en trabajos anteriores de la serie “CCD photometric search for peculiar stars in open clusters” (Bayer et al. 2000; Paunzen y Maitzen, 2001, 2002; Paunzen et al. 2002, 2003), en los que se obtuvo para cúmulos de edad intermedia un porcentaje de estrellas peculiares menor al 6% y para cúmulos jóvenes entre 0.6% y 2.4%. Esto confirmaría que se necesitan 10^6 años para que aparezcan las peculiaridades químicas. El hecho de detectar un número mayor de estrellas peculiares en cúmulos de edad intermedia reafirma a la teoría de difusión como la responsable de la aparición de las peculiaridades químicas, la que indica que se necesitan por lo menos 10^4 años para que aparezcan las peculiaridades.

5. Agradecimientos

MVRL agradece a la Asociación Argentina de Astronomía, por la Beca Estímulo 2004 otorgada, con el fin de incentivar la realización del presente trabajo.

Los autores agradecen al personal del CASLEO por la colaboración prestada durante la realización de las observaciones.

Se utilizaron las bases de datos SIMBAD y WEBDA, operativas en CDS, Strasbourg, Francia y en el Instituto de Astronomía de la Universidad de Lausanne, Suiza, respectivamente. También se hizo uso de ADS, NASA’s Astrophysics Data System.

El CCD y el sistema de adquisición de datos han sido financiado parcialmente por R.M. Rich (U.S.NSF Grant AST-90-1592)

Referencias

- Bayer, C., Maitzen, H. M., Paunzen, E., Rode-Paunzen, M., & Sperl, M. 2000, *A&AS*, 147, 1
- Maitzen, H. M. 1976, *A&A*, 51,223
- Michaud, G. 1970, *ApJ*, 160, 641
- Paunzen, E., & Maitzen, H. M. 2001, *A&A*, 373, 153
- Paunzen, E., & Maitzen, H. M. 2002, *A&A*, 385, 867
- Paunzen, E., Pintado, O. I., & Maitzen, H. M. 2002b, *A&A*, 395, 823
- Paunzen, E., Pintado, O. I., & Maitzen, H. M. 2003, *A&A*, 412, 721
- Piatti, A. E., Clariá, J. J., & Bica, E. 1998, *ApJS*, 116, 236
- Rodríguez Ledesma, M. V. 2004, Tesis de Licenciatura en Física, Universidad Nacional de Tucumán
- Stetson, P. B. 1987, *ApJ*, 224, 953.
- Vogt, N., Kerschbaum, F., Maitzen, H. M., & Faùndez-Abans, M. 1998, *A&AS*, 130, 455

El doblete D del sodio como indicador de la actividad cromosférica en estrellas de la secuencia principal

Rodrigo F. Díaz y Pablo J. D. Mauas

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), Buenos Aires, Argentina, rodrigo@iafe.uba.ar

Abstract. We study the line profile of the sodium D doublet (5890Å and 5896Å) in dwarf stars with spectral type between M5.5 and F6. We find that the equivalent width of these lines shows a very good correlation with the spectral type for stars later than K4. The flux absorbed in this region of the spectrum is then compared with the flux absorbed in the calcium H and K lines -a traditional activity indicator. For stars with $(B - V) > 1.15$ the correlation between both absorbed fluxes is good and hence the sodium doublet is a good activity indicator. Since the doublet is found at longer wavelengths than the calcium H and K lines, it is particularly useful for the study of chromospheric activity in late-type stars.

Resumen. Estudiamos el perfil de las líneas del doblete D del sodio (5890Å y 5896Å) en estrellas enanas con tipo espectral entre M5.5 y F6. Encontramos que el ancho equivalente presenta una muy buena correlación con el tipo espectral para estrellas más tardías que K4. El flujo absorbido en esta región del espectro es comparado con el flujo absorbido en las líneas H y K del calcio, un indicador tradicional de actividad. Para estrellas con $(B - V) > 1.15$ la correlación entre ambos flujos absorbidos es buena, y por lo tanto el doblete del sodio es un buen indicador de actividad para estas estrellas. Dado que el doblete se encuentra a mayor longitud de onda que las líneas H y K del calcio es particularmente útil para el estudio de la actividad cromosférica en estrellas tardías.

1. Introducción

Estudiamos alrededor de 130 estrellas de la secuencia principal con tipos espectrales entre F6 y M5,5 y con índices de color $(B - V)$ entre 0,40 y 1,97. Contamos con más de 800 espectros *echelle* en el rango visible, obtenidos con el espectrógrafo REOSC en el telescopio de 2,15m del Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO) en 16 turnos de observación, comenzando en marzo de 1999. El trabajo se enmarca en un estudio sistemático de la influencia de la actividad cromosférica en el espectro visible. En particular, estudiamos el doblete D del sodio.

2. El perfil del doblete del sodio

El perfil de las líneas que componen el doblete del sodio no es idéntico en todas las estrellas de la muestra. En particular, existe una dependencia marcada con el índice de color $(B - V)$, como puede verse en la figura 1.

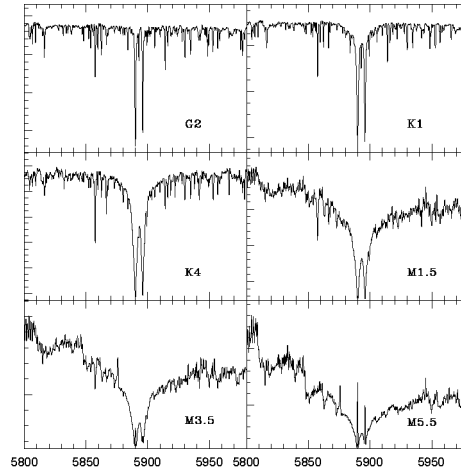


Figura 1. El doblete del sodio en estrellas de distinto tipo espectral. Puede notarse el aumento del ancho equivalente a medida que aumenta el color.

Esta dependencia sugiere que el ancho del perfil puede usarse como indicador del color de la estrella. Sin embargo, al realizar un gráfico del ancho equivalente en función del color (figura 2a), se observa que si bien existe una relación entre ambas magnitudes, algunas estrellas de la muestra quedan excluidas de la misma. Al estudiar las estrellas que se alejan de la curva, notamos que pertenecen al mismo tipo espectral que las estrellas que sí se encuentran en la curva y poseen el mismo ancho equivalente.

Esto sugirió la posibilidad de utilizar el ancho equivalente del doblete del sodio no como indicador del color, sino como indicador del tipo espectral. Se graficó el ancho equivalente en función del tipo espectral para todas las estrellas de la muestra (figura 2b). Todas las estrellas siguen la relación.

En el gráfico puede observarse que para estrellas más tardías que K4, existe una buena correlación entre el ancho equivalente del doblete del sodio y el tipo espectral de la estrella.

3. Respuesta a la actividad

Para que el doblete del sodio sea de utilidad como indicador de la actividad de las estrellas, es preciso que se produzca algún cambio en su perfil como producto de la actividad. Hemos observado ejemplos de esta respuesta a la actividad en estrellas muy activas, como Próxima Centauri. En la figura 3 se presenta el perfil del doblete para esta estrella en dos situaciones diferentes. El espectro inferior corresponde a una fulguración (Cincunegui & Mauas 2004) y puede apreciarse claramente el efecto que tiene ésta sobre el perfil.

Para cuantificar este efecto utilizamos el índice N, análogo al índice S del calcio (Cincunegui & Mauas 2002). El índice N se construye integrando el flujo en dos ventanas de 1 Å centradas en las líneas D_1 (5895,923 Å) y D_2 (5889,953 Å) del

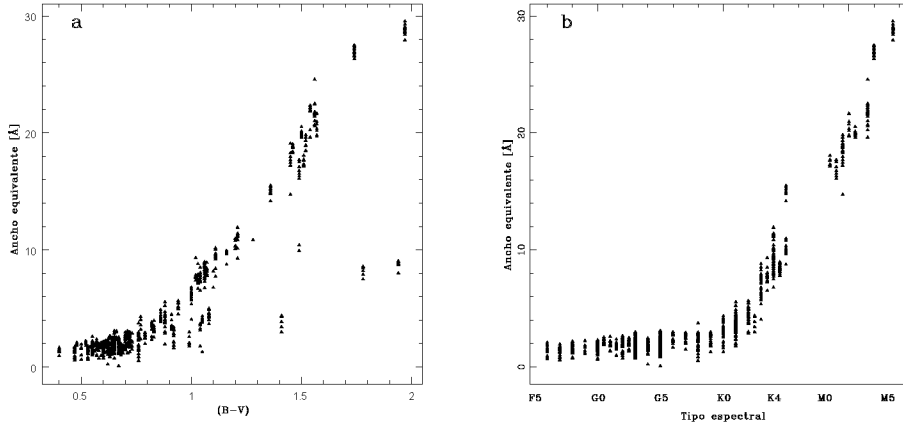


Figura 2. *a*: Ancho equivalente del doblete del sodio en función del índice de color ($B - V$). Algunas estrellas se alejan notablemente de la curva. *b*: Ancho equivalente del doblete del sodio en función del tipo espectral. En este caso, todas las estrellas caen en la misma curva, indicando que el ancho equivalente es un buen indicador del tipo espectral.

sodio. El promedio de estos flujos se divide por el flujo integrado en una ventana de 20 Å centrada en 5840 Å, que da cuenta del flujo del continuo. Es decir,

$$N = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{F_1}{\Delta_1} + \frac{F_2}{\Delta_2} \right)}{\frac{F_{cont}}{\Delta_{cont}}}$$

donde F_i es el flujo en la línea D_i , Δ_i es el ancho de la ventana de integración utilizada para la línea D_i (en nuestro caso, 1 Å), F_{cont} es el flujo del continuo y Δ_{cont} es el ancho de la ventana utilizada para el continuo (20 Å)

El comportamiento de N con la actividad puede estudiarse comparándolo con el índice S del calcio. Esta comparación fue realizada originalmente por Cincunegui y Mauas (2002). Nosotros hemos aumentado la cantidad de espectros utilizados (figura 4).

Observamos que para estrellas poco activas ($S < 1,15$) no existe correlación entre N y S . Sin embargo, para las estrellas más activas ($S \geq 1,15$) ambos índices presentan un comportamiento similar. Concluimos que para estas estrellas, el doblete del sodio es un buen indicador de la actividad. En la figura 4 los cuadrados son las estrellas más tardías que K4. Podemos ver que para las mismas estrellas para las cuales N es un buen indicador de actividad, el ancho equivalente del doblete resulta un buen indicador del tipo espectral.

La sensibilidad del índice N a la actividad es menor que la de S . Sin embargo, dado que las líneas H y K del calcio se encuentran en el extremo azul del espectro visible, el índice N resulta particularmente útil para el estudio de estrellas frías, cuya emisión es considerablemente mayor en la región del doblete del sodio que en la zona del calcio.

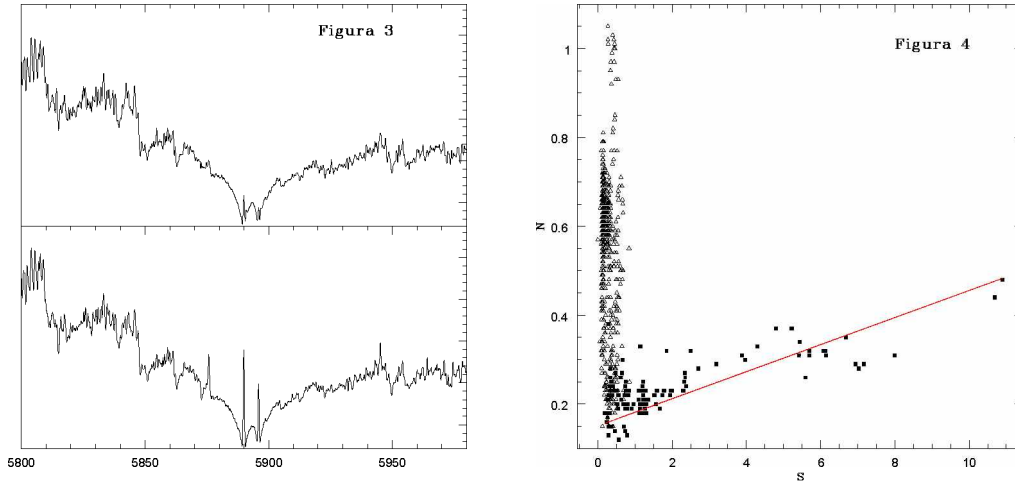


Figura 3. Comparación del perfil del doblete del sodio en Proxima Centauri para dos niveles diferentes de actividad. El panel inferior corresponde a una fulguración ocurrida el 1 de septiembre de 2002.

Figura 4. N vs. S. Existe una buena correlación para las estrellas con $S \geq 1,15$. El ajuste lineal sólo tiene en cuenta a las estrellas más tardías que K4 (cuadrados).

4. Conclusiones

El ancho equivalente del doblete del sodio presenta una dependencia con el índice de color, siendo más ancho para las estrellas más rojas. Encontramos que sirve como indicador del tipo espectral para estrellas de tipo espectral más tardío que K4.

El índice N presenta una buena correlación con el índice S para estrellas con alto nivel de actividad ($S \geq 1,15$), que coinciden con las estrellas más tardías, para las cuales el ancho es un buen indicador del tipo espectral. Esto permite utilizar en estas estrellas al índice N como indicador de la actividad.

Frente a cambios en el nivel de actividad, N es menos sensible que S. Sin embargo, debido a su ubicación en una región de longitud de onda más larga, el doblete del sodio es particularmente útil para estudiar la actividad en estrellas tardías. En un futuro próximo, planeamos incluir nuevas estrellas activas en la muestra, para verificar la correlación entre N y S. Las estrellas ya han sido observadas en CASLEO en septiembre de 2004, y actualmente nos encontramos en la etapa de extracción y calibración de los espectros.

Referencias

Cincunegui, C., & Mauas, P. J. D. 2004, en Proceedings 13th Cool Stars Workshop, F. Favata et al. editores

Cincunegui, C., & Mauas, P. J. D. 2002, en ESA SP-477: Solspa 2001, Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference, 91

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Los cúmulos abiertos y la estructura de la Galaxia

A. Feinstein, R.A. Vázquez, G. Baume y R. Martínez

FCAGLP-UNLP; IALP-CONICET, *afeinstein@fcaglp.unlp.edu.ar*

Abstract. Preliminary results from the analysis of an open cluster data base are presented on this occasion. Main results indicate a better outline of the probable spiral arms, that the evidences for a metallicity gradient are weak and that the rate of cluster dissolution is different in the outer part of the galaxy.

Resumen. Se presentan en esta oportunidad los resultados preliminares de una base de datos de cúmulos abiertos. Los principales resultados indican un mejor trazado de los brazos espirales, que hay evidencias débiles de un gradiente de metalicidad y que la tasa de disolución de cúmulos es diferente en la parte exterior de la galaxia.

1. Introducción

Los cúmulos abiertos son una valiosa herramienta para estudiar la formación y la evolución de la estructura de nuestra galaxia tal como lo sugieren los trabajos de Lindoff (1968), Wielen (1971), Becker & Fenkart (1971), Lyngå(1982), Janes et al. (1988), Friel (1995), Friel et al. (2002), Russeil (2003) y Salaris et al (2004), entre otros. Se construyó, entonces, una base de datos que lista distancias, excesos $E(B - V)$ y edades para un número de cúmulos abiertos que es casi el mismo que el listado en WEBDA pero con un 62% más de metalicidades (175 cúmulos), lo que implica una mejor estadística. Incluimos, además, 179 cúmulos cuyas masas están determinadas (aunque afectadas de incertidumbre) y que sirven para mostrar tendencias en la función de distribución de masas de cúmulos abiertos. Las conclusiones del análisis del presente material son **preliminares**, no basadas en un esquema de pesado de los datos, aunque parte del mismo fue extraído de bases ya empleadas en este tipo de análisis. No esperamos, entonces, más divergencias que las debidas a una mejor estadística.

2. Análisis

1) La Fig. 1 (izquierda) muestra proyectados, sobre el plano de la galaxia, los cúmulos con menos de 10^8 años y las Regiones HII de la lista de Georgelin & Georgelin (1976). Hay una razonable definición de a) El brazo local –aunque podría tratarse de una bifurcación del brazo de Perseo; b) El brazo de Carina-Sagitario (Nótese la posición de los complejos de Carina y Sagitario; c) Que es posible avanzar en la traza del brazo de Perseo hasta bien dentro del tercer cuadrante, donde se confundiría con el brazo local, según el estudio de complejos de formación estelar hecho por Russeil (2003).

2) La altura del Sol sobre el plano de la galaxia fue obtenida analizando la distribución de las alturas Z resultando:

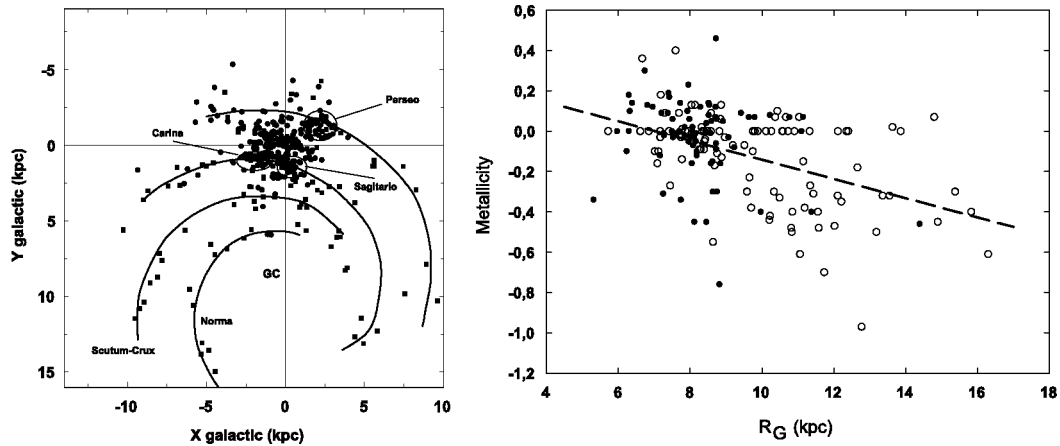


Figura 1. *Izquierda:* Proyección de cúmulos con edades menores de 50 Myr (círculos) sobre el plano de la galaxia junto con las regiones HII (cuadrados) de la lista de Georgelin & Georgelin (1976). Las tres regiones de formación estelar más importantes están indicadas así como los diferentes brazos. La coordenada galáctica Y es negativa hacia el exterior. *Derecha:* Metallicidades de cúmulos y distancias galactocéntricas. Cúmulos de menos de $5 \cdot 10^8$ años se muestran con círculos llenos y los de mayor edad con círculos abiertos. La línea a trazos es el ajuste de todos ellos.

$$Z_{\odot} = 15.8 \pm 0.9 \text{ (todos los cúmulos)}$$

Discriminando por edades resulta:

$$Z_{\odot} = 12.8 \pm 1.8 \text{ (cúmulos con menos de } 5 \cdot 10^8 \text{ años)}$$

$$Z_{\odot} = 26.4 \pm 16 \text{ (cúmulos con más de } 5 \cdot 10^8 \text{ años)}$$

$$Z_{\odot} = 19.8 \pm 25 \text{ (cúmulos con } 10^9 \text{ años o más)}$$

El valor confiable sería 15.8, no lejos del dado por Humphreys & Larsen (1995) -20.5 , por conteos estelares en el ptico; mantenemos gran discordancia con Branham (2003) que obtuvo $Z_{\odot} = 34,56 \pm 0.56$ pc, usando paralajes de Hipparcos.

3) Las metallicidades de 175 cúmulos abiertos parecen estar mejor representada por una distribución bimodal. Si se consideran grupos de edad, en función de la distancia al sol, resulta que: a) uno de los picos está básicamente compuesto por objetos de más de $5 \cdot 10^8$ años; y b) en los alrededores del sol la norma es la metalicidad solar independientemente de la edad de los cúmulos.

En otros análisis de objetos con metalicidad medida (Janes et al., 1988; Lyngå, 1982), se sugería la existencia de un gradiente de metalicidad. Nuestros datos indican una variación de la metalicidad con la distancia galactocéntrica (R_G) de $[Fe/H]/R_G = -0.050 \pm 0,007$ (Figura 1 -derecha) que no difiere de anteriores determinaciones. Vemos, además, desviaciones de este valor para objetos con menos de 10^8 años ($[Fe/H]/R_G = -0.119 \pm 0.070$) aunque, en este caso, la estimación no es confiable por el corto rango de R_G . La existencia de éste gradiente se debilita si se considera: a) los cúmulos de más de $5 \cdot 10^8$ años con metallicidades medidas tienden a ubicarse en el exterior del crculo solar, principalmente más

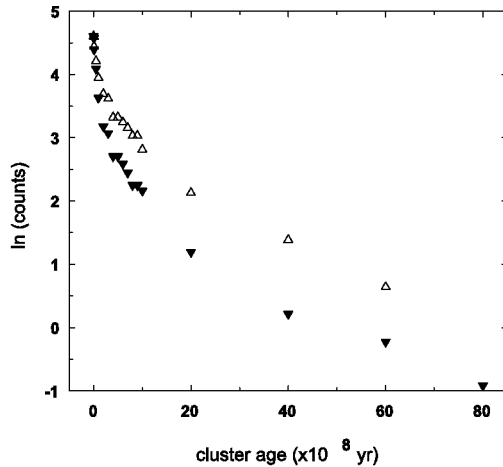


Figura 2. Edad de cúmulos contra $\ln n$ (número de objetos). Los triángulos abiertos representan cúmulos exteriores al círculo solar y los triángulos llenos invertidos, cúmulos interiores al círculo solar.

allá del brazo de Perseo, b) no hay dependencia clara de la metalicidad con la edad (existen cúmulos muy jóvenes con baja metalicidad y cúmulos viejos con metalicidad solar). Tal vez se trate de un gradiente “artificial” producido por la casi ausencia de cúmulos viejos dentro del círculo solar y su progresivo aumento conforme aumenta la distancia galactocéntrica. Es probable, asimismo, que las metalicidades sean independientes de la posición galáctica Z (Salaris et al. 2004).

4) La Fig. 2 muestra la distribución del número de cúmulos por intervalo de edades. Es posible, entonces, estimar la tasa de sobrevivencia de cúmulos en el interior y el exterior del círculo solar calculando la frecuencia acumulada de cúmulos mayores que una cierta edad. Como el número de objetos es distinto en el interior y el exterior, los conteos se normalizaron a una población de 100 miembros y se tomó el logaritmo natural. Se confirman así los valores dados por Janes et al. (1988) -nuestra base contiene 50% más de objetos- y la tendencia ya conocida de que la caída en el número de objetos es exponencial. La tasa de disolución es, en ambas zonas muy rápida al principio (en pocas decenas de años cae a la mitad); luego se suaviza en $\approx 2 \cdot 10^9$ años. Aún incluyendo casi 50% más de objetos que en cualquier otra base, es notorio que la tasa de sobrevivencia de objetos externos al círculo solar, prácticamente duplica la del interior.

5) Los datos de masas disponibles para 179 cúmulos fueron normalizadas a la masa de NGC 1912, $\log m_{(NGC1912)} = 1.18$, para derivar la pendiente de la función de distribución de masas relativas de cúmulos, dN/dm_C . Se hicieron los cálculos considerando cúmulos interiores al círculo solar y exteriores al mismo, resultando que: a) La pendiente de la distribución es similar a la que se obtiene para las distribuciones de masas estelares y que, se supone, siguen una ley de potencia (Salpeter 1955; Scalo 1986, 1998); b) No hay diferencia, a 1σ , entre las pendientes de las distribuciones interiores y exteriores al círculo solar.

3. Conclusiones

Del análisis de la presente base de datos de cúmulos abiertos, nuestras conclusiones preliminares son:

Hay un mejor trazado de los brazos espirales concordante con el modelo de cuatro brazos de Georgelin & Georgelin; especialmente, el brazo de Perseo ahora está mejor delineado dentro del tercer cuadrante.

El sol estaría ubicado a 15 pc aproximadamente sobre el plano de la galaxia.

No hay ninguna correlación obvia entre la distancia galactocéntrica y las metalicidades. La ausencia de cúmulos viejos interiores al círculo solar, que los cúmulos de metalicidad baja son predominantemente viejos y que no hay dependencia de la edad con la metalicidad, explicarían el gradiente observado como un efecto de selección.

Los cúmulos ubicados en el interior del círculo solar muestran una tasa de sobrevivencia que es la mitad de los que están en el exterior del círculo solar.

La función de distribución de masas de cúmulos abiertos es similar en el interior y exterior del círculo solar como lo demuestran nuestros cálculos. La pendiente de su distribución es prácticamente igual a la que se obtiene para las distribuciones de masas estelares. Aparentemente, el mecanismo de formación de cúmulos -y de estrellas- sigue, en líneas generales, el mismo patrón independientemente de la posición galactocéntrica que se considere.

Agradecimientos. Los autores agradecen a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP y del IALP-CONICET por la ayuda económica.

Referencias

- Becker, W. & Fenkart, R. 1971, *A&A* 4, 271
 Branham Jr., R. L. 2003, *Astrophysics and Space Sci*, 288, 417
 Janes, K. A., Tilley, C., & Lyngå, G. 1988, *AJ* 95, 771
 Friel, E. D. 1995, *ARA&A*, 33, 381
 Friel, E. D., Janes, K. A., Tavares, M., et al. 2002, *AJ*, 124, 2693
 Georgelin, Y. M., & Georgelin, Y. P. 1976, *A&A* 49, 57
 Humphreys, Roberta M & Larsen, Jeffrey A. 1995, *AJ* 110, 2183
 Lindoff, U. 1968, *Ark Astr.* 5, 1
 Lyngå, G. 1982 *A&A* 109, 213
 Ruseill, D. 2003 *A&A* 397, 133
 Salaris, M. Weiss, A., & Percival, S. M. 2004, *A&A* 414, 163
 Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
 Scalo, J. 1986, *Fund. Cos. Phys*, 11, 144
 Scalo, J. 1998, in *ASP Conf. Ser. 142, The Stellar Initial Mass Function*, 38th Herstmonceux Conference, 201, 1998
 Wielen, R. 1971, *A&A* 13, 309

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Collinder 307: Estudio fotométrico y espectroscópico

E. E. Giorgi, G. R. Solivella, G. L. Baume y R. A. Vázquez
FCAGLP - UNLP; IALP - CONICET, La Plata, Argentina,
egiorgi@fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. We present a photometric and spectroscopic study for the open cluster Collinder 307. The only available information up to now in relation with this object comes from Moffat & Vogt (1975). Over the base of photometry of 12 stars, they did not find evidences of a cluster in this region. Our data, however, reveal that Collinder 307 should be a real open cluster, therefore we computed its fundamental parameters as reddening, distance and age.

Resumen. Se presenta un estudio fotométrico y espectroscópico del cúmulo abierto Collinder 307. La única información disponible hasta el presente respecto a este objeto pertenece a Moffat & Vogt (1975) quienes, sobre la base de fotometría de 12 estrellas, no encuentran evidencia de que exista un cúmulo en esta zona. Nuestros datos indican, sin embargo, que Collinder 307 sería un cúmulo abierto real, de modo que se han determinado sus parámetros fundamentales como enrojecimiento, distancia y edad.

1. Introducción

El cúmulo abierto Collinder 307 (C1631-508), está ubicado en una región donde se observa una gran cantidad de polvo, intermedia entre las zonas de Ara y de Norma. Según el catálogo de Lyngå (1987) se trata de un cúmulo del tipo III 2p. Los únicos antecedentes de análisis efectuados sobre este objeto corresponden al trabajo de fotometría fotoeléctrica realizado por Moffat & Vogt (1975) quienes observaron 12 estrellas en los filtros *UBV*. El presente estudio tiene como objetivo obtener un conjunto de datos fotométricos uniformes y profundos relacionados con un cúmulo de edad intermedia con estrellas que son importantes para clarificar algunos puntos relacionados con la evolución estelar.

2. Observaciones y reducción de datos

Se han llevado a cabo observaciones fotométricas (filtros *UBV*) y espectroscópicas (de 3900 Å a 5500 Å) en la región del cúmulo Collinder 307 en abril de 2004. Los datos fueron obtenidos en CASLEO (Argentina) utilizando el CCD ROPER 1300B y la red de 600 l/mm. La Fig. 1 (panel izquierdo) es la carta buscadora de la región observada fotométricamente; las estrellas observadas espectroscópicamente están indicadas. Los datos fueron reducidos con IRAF. Para los datos fotométricos se utilizó el método de la PSF (Stetson 1987) y la calibración al sistema estándar se llevó a cabo observando las zonas de los cúmulos NGC 5606 (Vázquez & Feinstein 1991) y Stock 16 (Turner 1985). Estos datos fueron

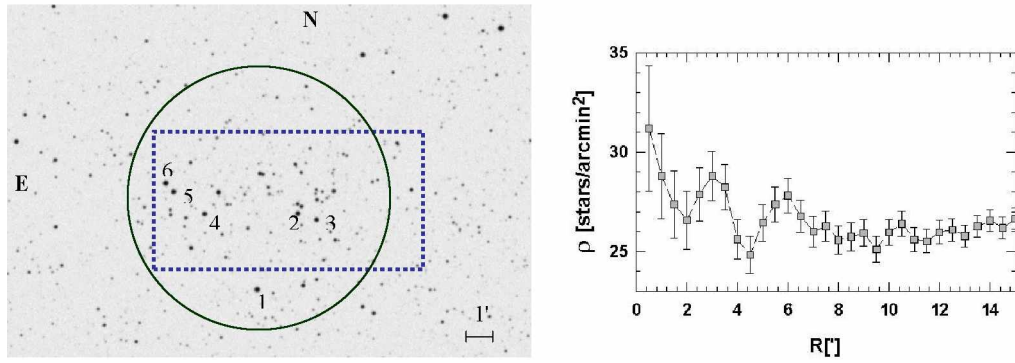


Figura 1. *Izquierda:* Carta buscadora de Collinder 307. La línea de puntos indica la zona observada mientras que el círculo representa al radio adoptado ($R = 5'$). Las estrellas numeradas tienen observaciones. *Derecha:* Perfil radial de densidad estelar en la región de Collinder 307 según datos del 2MASS. Las barras representan el error de Poisson.

comparados con los datos por Moffat & Vogt (1975) obteniéndose las siguientes diferencias medias (en el sentido “nosotros menos ellos”): $\Delta V = -0.06 \pm 0.02$; $\Delta(B - V) = -0.01 \pm 0.03$ y $\Delta(U - B) = 0.04 \pm 0.04$.

3. Análisis de los datos

Se ha establecido (por inspección visual de las imágenes del DSS1) que el centro del cúmulo se encontraría en las coordenadas $\alpha_{2000} = 16 : 35 : 22$ y $\delta_{2000} = -50 : 59 : 37$. Por otro lado, se aprecia que el cúmulo posee una forma alargada en la dirección E-W. No obstante, a los fines de obtener una estimación de su tamaño, hemos realizado los conteos estelares radiales basados en los datos del 2MASS a partir de dicho centro. De esta manera se obtuvo el perfil de densidad indicado en la Fig. 1 (panel derecho). El radio adoptado para el cúmulo es $R = 5'$, a 3σ , aproximadamente, por encima del fondo de campo. De tal modo, nuestras observaciones cubren un porcentaje importante del área de Collinder 307.

La Fig. 2 (panel derecho) presenta el diagrama color-color $U - B$ vs $B - V$. Este revela que el cúmulo tendría un enrojecimiento apreciable además de cierto enrojecimiento diferencial. Mediante el ajuste de la secuencia de Schmidt-Kaler (1982) y adoptando una ley de enrojecimiento normal ($E_{U-B} = 0.72 E_{B-V} + 0.05 E_{B-V}^2$), se determinó un exceso de color promedio de $E_{B-V} = 0.8 \pm 0.1$.

La Fig. 3 muestra los diagramas color-magnitud. Los diagramas ópticos (paneles izquierdo y central) indican que Collinder 307 presenta una secuencia principal con bastante dispersión que tiende a confundirse con la población de campo. En realidad, la secuencia principal se aprecia con relativa claridad sólo para $V < 15$. No obstante, en los diagramas infrarrojos (2MASS; panel derecho) la secuencia del cúmulo no surge tan claramente como en los diagramas de los datos ópticos.

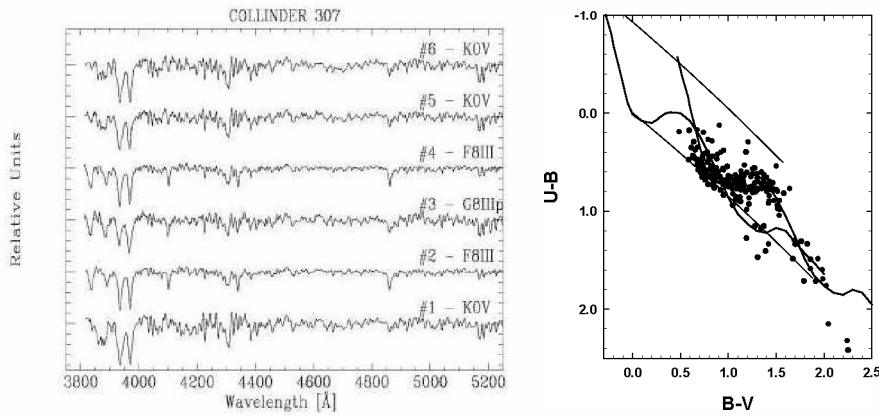


Figura 2. *Izquierda:* Espectros de las estrellas junto con su clasificación espectral. *Derecha:* Diagrama $U - B$ vs $B - V$. Las curvas muestran la secuencia de clase de luminosidad V (Schmidt-Kaler 1982), en su posición intrínseca y desplazada $E_{B-V} = 0.8$. Las líneas finas indican el camino del enrojecimiento normal (ver texto).

De todas formas, la parte superior de la secuencia se destacaría aún en la zona del cúmulo respecto a la observada en el campo de comparación.

La Fig. 2 (panel izquierdo) muestra los espectros obtenidos para seis de las estrellas más brillantes de la zona ($V < 12$) con sus respectivas clasificaciones espectrales. Las clasificaciones se llevaron a cabo comparando los espectros observados con los de estrellas estándar de clasificación tomados en CASLEO y con el Atlas digital de clasificación espectral de Gray. En base a los tipos espectrales se determinaron las magnitudes absolutas utilizando las calibraciones de Schmidt-Kaler (1982) y se estimaron sus respectivos módulos de distancia (ver Tabla 1). En particular, la estrella Nro. 3 es una estrella G8III peculiar (banda CH disminuida -CH-3- y la línea K del Ca II similar a una estrella A7 V), de modo que la determinación de su magnitud absoluta es incierta. No obstante, las distancias obtenidas para estas estrellas sugieren que ninguna de ellas es miembro de acuerdo con la distancia derivada a continuación.

El módulo de distancia del cúmulo fue obtenido realizando un ajuste de la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) a la secuencia principal en los diagramas V vs. $B - V$ y V vs $U - B$ como se muestra en la Fig. 3. El mejor ajuste se logra para un valor $V_O - M_V = 11.2 \pm 0.2$, que corresponde a una distancia $d = 1740 \pm 150$ pc. En la Fig. 3 se presentan también el conjunto de isocronas obtenidas a partir de los modelos evolutivos desarrollados por Girardi et al. (2000). La inspección del ajuste de las isocronas, junto a la información de la clasificación espectral, permite estimar una edad entre 250 y 400 millones de años.

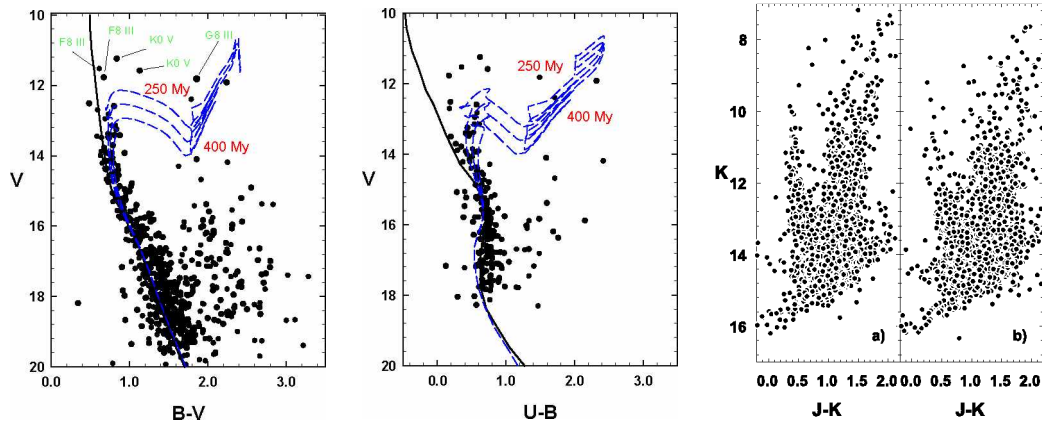


Figura 3. Diagramas color-magnitud. En los diagramas ópticos (paneles izquierdo y central) la línea sólida es la ZAMS de Schmidt-Kaler (1982) y las líneas a trazos son las isocronas de Girardi et al. (2000). Se indican los tipos espectrales de las estrellas clasificadas. Los diagramas infrarrojos (2MASS; panel derecho) corresponden a: a) el cúmulo ($R < 5'$) y b) un campo de comparación ($R \approx 15'$)

4. Conclusiones

Se ha investigado la zona del cúmulo abierto Collinder 307 mediante el procesamiento de imágenes CCD en los filtros UBV , datos infrarrojos provenientes del 2MASS y espectros de algunas de las estrellas más brillantes. Si bien los datos espectroscópicos revelan que las estrellas más brillantes no poseen relación entre sí, los diagramas fotométricos y los conteos estelares indican que existiría un cúmulo en esta región. Aceptando entonces que Collinder 307 constituye un verdadero cúmulo se ha redeterminado su centro y tamaño, y se han determinado por primera vez sus parámetros fundamentales.

Tabla 1: Parámetros de las estrellas observadas espectroscópicamente.

Nro.	TE	M_V	$(B - V)_O$	E_{B-V}	A_V	V_O	$V_O - M_V$	$D[pc]$
1	K0 V	5.90	0.81	0.41	1.27	9.83	3.93	60
2	F8 III	1.60	0.54	0.08	0.23	11.29	9.69	867
3	G8 IIIp	0.80	0.94	0.91	2.85	8.97	8.17	430
4	F8 III	1.60	0.54	0.13	0.41	11.35	9.75	890
5	K0 V	5.90	0.81	0.32	1.00	10.59	4.69	86
6	K0 V	5.90	0.81	0.03	0.08	11.16	5.26	112

Nota 1: Los valores de magnitudes absolutas y de los colores intrínsecos son de Schmidt-Kaler (1982). Los valores para la estrella Nro. 3 son los de una G8 III

Nota 2: Los datos utilizados para la estrella Nro. 1 son de Moffat & Vogt (1975)

Referencias

Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, A&A 141, 371

- Gray, R.O., 2000 "A digital spectral classification atlas", <http://nedwww.ipac.caltech.edu/level5/catalogs.html>
- Lyngå, G. 1987 en Catalogue of open cluster data 5th edition
- Moffat, A. F. J & Vogt, N. 1975, A&AS 20, 155
- Schmidt-Kaler, Th. 1982 en Landolt-Bornstein, N.S., Group VI, Vol. 2b
- Stetson, P. B. 1987, PASP 99, 191
- Turner, D. G. 1985, ApJ 292, 148
- Vázquez, R. A. & Feinstein, A. 1991, A&AS 87, 338

Incrementando la calidad de los espectros echelle

Olga I. Pintado,^{1,*} y Saul Adelman²

¹ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y Departamento de Física, FACEyT, UNT, Tucumán, Argentina, opintado@tucbbs.com.ar

³ The Citadel, Charleston, SC, USA

* Astrónomo Visitante del Complejo Astronómico El Leoncito que opera mediante acuerdo entre el CONICET y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan

Abstract. For more than 10 years we have obtained spectra with the REOSC and EBASIM spectrograph at CASLEO. Usually we used IRAF to extract the spectra. Then we normalized the 1-d spectra and we measured the lines with REDUCE code. In this paper we compare the results obtained using each program. EBASIM permits obtain S/N=500 fot stars of 4th magnitude in two hours exposure.

Resumen. Desde hace más de 10 años se obtuvieron espectros con los espectrógrafos echelle REOSC y EBASIM de CASLEO. La extracción se hizo habitualmente con IRAF, normalización de los mismos y la medición de las líneas con REDUCE. En este trabajo se comparan los resultados obtenidos con ambos programas. Con la metodología propuesta, con EBASIM, se obtienen relaciones señal-ruido próximas a 500 en el centro de los órdenes, para estrellas de magnitud 4 y 120 minutos de exposición.

1. Introducción

Desde 1993 obtuvimos espectros echelle con los espectrógrafos REOSC y EBASIM de CASLEO. Habitualmente la extracción se realizó con IRAF¹ y la normalización y medición de los mismos con REDUCE (Hill, Fisher & Poeckert 1982).

Se analizan los bias y flats combinados usando diferente número de imágenes. Además se comparan los resultados obtenidos cuando se suman y normalizan los espectros usando ambos programas.

Por último se proponen las rutinas a utilizar para obtener los mejores resultados.

2. Bias y flat

Generalmente se toman 10 bias y 10 flats que luego son combinados para obtener una única imagen que será utilizada en la corrección de todos los espectros. Se

¹IRAF es distribuido por National Optical Astronomical Observatories que es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., por acuerdo con la US National Science Foundation.

calcularon los bias y flats combinados utilizando 10 y 50 imágenes obtenidas con los dos CCDs disponibles: Tektronik de 1024x1024 pixeles (TEK) y Roper de 1310x 1300 pixeles (ROPER). En la Tabla 1 se muestran los resultados obtenidos.

Tabla 1
Promedio de Bias

CCD	Imagen	Promedio	σ
Roper	Bias	350	3.752
	Promedio de 10	351	1.032
	Promedio de 50	351	0.813
Tek	Bias	999	9.39
	Promedio de 10	999	1.575
	Promedio de 50	999	0.7261

Los promedios son los mismos pero la dispersión es menor con 50 imágenes. Con un número mayor de imágenes, la dispersión no disminuye notablemente. En las Figuras 1a y 1b se muestran cortes de las imágenes de un bias y del promedio de 50 bias obtenidos con el ROPER.

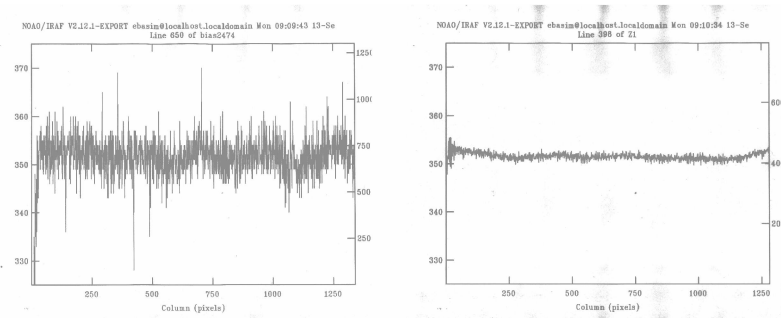


Figura 1. *a*: Bias

b: Promedio de 50 bias

Resultados similares se obtienen para los flats de lámpara.

3. Procesamiento de los espectros

Cuando se trabaja con estrellas de magnitud 5 ó menores, es necesario combinar espectros para obtener relaciones señal-ruido mayores a 70. En general se toman imágenes con exposiciones de 30 minutos y luego se combinan.

Trabajamos con dos imágenes de 30 minutos de exposición de λ ARA (Mag=4.77). La combinación de imágenes se hizo de dos maneras:

- Se suman imágenes previamente corregidas por bias y flats, usando la rutina COMBINE de IRAF. Se extraen los espectros combinados.
- Se extraen los espectros y se coadicionan espectros con la rutina TSTACK de REDUCE. En este caso se trabaja con los espectros extraídos porque REDUCE es un programa desarrollado para espectros unidimensionales.

Con COMBINE se obtiene una relación señal-ruido igual a 547 y con TSTACK, 484.

Posteriormente con la rutina COSMICRAYS de IRAF se removieron los rayos cósmicos.

En la Fig.2 se muestran dos espectros procesados de distinta manera y un espectro simple y en la Tabla 2 se detalla el procesamiento de los mismos y la relación señal-ruido obtenida.

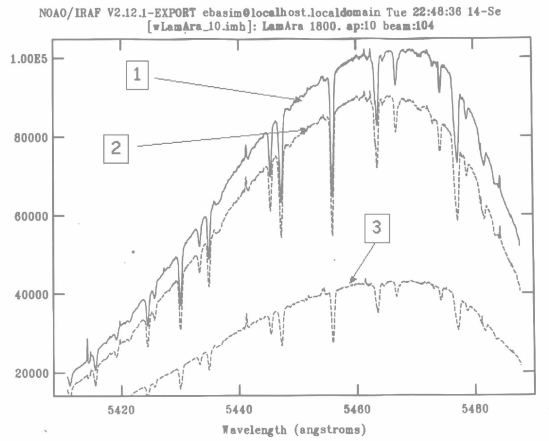


Figura 2. Espectros extraídos

Tabla 2
Espectro de λ ARA

Curva	Espectros	S/N
1	Suma de 2 imágenes	600
2	Suma de 2 imágenes, divididas por flat y removidos rayos cósmicos 30 minutos de exposición cada una	449
3	Imagen individual (exp=30 min)	335

Por último los espectros se normalizaron usando CONTINUUM (IRAF) y REDUCE, los resultados se muestran en las Figuras 3 a y b.

4. Comentarios finales

Luego de este análisis sobre el procesamiento de imágenes decidimos que la forma más conveniente de trabajar para obtener espectros de más alta calidad es la siguiente:

- Combinar 50 bias y 50 flats para no introducir ruido en las imágenes corregidas
- No es necesario restar el Dark.

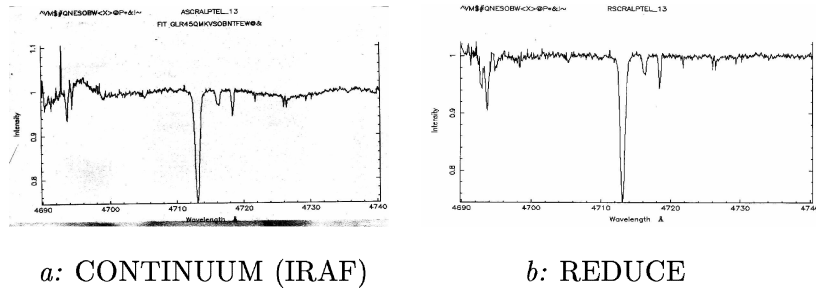


Figura 3. Espectros Normalizados

- Eliminar los rayos cósmicos con IRAF, aunque la eliminación no es completa
- Dividir por el FLAT y controlar los resultados obtenidos, a veces, especialmente hacia el rojo introduce ruido.
- Combinar los espectros usando COMBINE
- Corregir por luz dispersada, teniendo especial cuidado con las longitudes de onda baja, en donde los órdenes están muy juntos.
- Se debe tener especial cuidado en la calibración en longitud de onda, tratando, de que la dispersión sea menor a 0.1 pixeles.
- Normalizar los espectros extraídos y eliminar los rayos cósmicos remanentes con REDUCE.
- Los espectros se miden con VLINE. Esto no se tuvo en consideración en el presente trabajo, porque con anterioridad se compararon los resultados obtenidos al medir los espectros con SPLOT(IRAF) Y VLINE(REDUCE)

5. Agradecimientos

Al personal técnico del CASLEO, especialmente al Ing. Arnaldo Casagrande, que colaboraron para hacer las pruebas necesarias para la realización de este trabajo. A la Dra. Susana Pedrosa por su colaboración en el procesamiento de las imágenes.

El CCD y el sistema de adquisición de datos ha sido financiado parcialmente por R.M. Rich (U.S.NSF Grant AST-90-1592)

Referencias

Hill, G., Fisher, W. A., & Poekert, R. 1982, Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria, 16, 27

COMUNICACIÓN DE TRABAJO

PG1159 y su conexión con las enanas blancas DQ

Claudia G. Scóccola,¹ Leandro G. Althaus,² Aldo M. Serenelli,³ y Alejandro H. Córscico⁴

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina, cscoccola@fcaglp.unlp.edu.ar*

² *Departament de Física Aplicada, Universitat Politècnica de Catalunya, Spain*

³ *Institute for Advanced Study, Princeton, USA*

⁴ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina*

Abstract. DQ white dwarfs have T_{eff} values below 13000 K and are characterized by the presence of trace amounts of carbon in their helium-rich atmospheres. The wide range of surface carbon abundances they exhibit could be reflecting the existence of hydrogen-deficient white dwarfs with a variety of evolutionary history and formation processes. The aim of this work is to analyze distinct evolutionary channels that could lead to the formation of DQ white dwarfs.

Resumen. Las estrellas DQ son enanas blancas con T_{eff} por debajo de los 13000 K y están caracterizadas por la presencia de trazas de carbono en sus atmósferas ricas en helio. El rango de abundancias de carbono observadas es muy amplio, lo cual podría estar reflejando la existencia de enanas blancas deficientes en hidrógeno con variadas historias evolutivas y procesos de formación. En este trabajo investigamos posibles canales evolutivos que llevan a la formación de las estrellas DQ.

1. Introducción

Las estrellas DQ son enanas blancas frías, descendientes directos de las DB – enanas blancas deficientes en hidrógeno que constituyen el 20% de las enanas blancas observadas. La abundancia de carbono relativa a la abundancia de helio, $\log(n_{\text{C}}/n_{\text{He}})$ que se observa en las estrellas DQ, cae en un amplio rango de valores que van de -7.3 a -1.5 (Weidemann & Koester 1995). Se cree que el origen del carbono en las atmósferas de estas estrellas es el dredge up convectivo, mecanismo que tiene lugar cuando la zona convectiva superficial que se genera en la enana blanca al enfriarse, alcanza zonas ricas en carbono. Así, el carbono es arrastrado hacia el exterior, haciéndose observable.

Son varios los posibles canales evolutivos que dan lugar a la formación de estrellas DQ. Uno de los escenarios más aceptados es el que involucra un episodio de born-again, en el cual el último pulso térmico ocurre al comienzo del track de enfriamiento de enana blanca (Herwig et al. 1999). Un estrella que sigue este canal evolutivo, en su etapa de pre-enana blanca, tiene una envoltura con una composición química mezcla de helio, carbono y oxígeno. Estos progenitores se conocen como estrellas tipo PG1159. Al tener en cuenta la evolución desde la

ZAMS hasta la etapa de enana blanca DQ, presentan carbono en su superficie, con abundancias en buen acuerdo con las observaciones.

Sin embargo, existen otras estrellas DQ con una fracción de carbono observado menor a la esperada teóricamente, que no pueden ser explicadas en este contexto. En este trabajo investigamos otros canales evolutivos posibles, aquellos que involucren a las RCB (R Corona Borealis) y a las AGB manqué. Para simular tales escenarios, calculamos la evolución de estrellas que al iniciar el régimen de enana blanca posean un núcleo de carbono-oxígeno y una envoltura de helio pura, con una pequeña cantidad de carbono.

El objetivo de este trabajo es estudiar cual sería la abundancia de carbono superficial observado al llegar al régimen de las DQ, tanto en un escenario como en el otro, y comparar los resultados.

2. Código y secuencias evolutivas

En este trabajo hemos utilizado el código evolutivo para enanas blancas DB recientemente empleado en Althaus & Córscico (2004) y Gaultschy & Althaus (2002). El código nos permite simular la evolución de enanas blancas de manera autoconsistente con los cambios de abundancias que resultan de la difusión de elementos dependiente del tiempo. Nuestro tratamiento de la difusión, basado en la formulación de gases multicomponente de Burgers (1969), tiene en cuenta el sedimentación gravitacional y la difusión química y térmica para las especies nucleares ^4He , ^{12}C y ^{16}O .

Los modelos estelares iniciales necesarios para nuestras secuencias fueron obtenidos a través del procedimiento artificial descrito en Gaultschy & Althaus (2002). Para la composición inicial de la envoltura hemos considerado: 1) Una mezcla de helio, carbono y oxígeno (con abundancias de 0.42, 0.36 y 0.22 en masa, respectivamente), la cual es representativa de estrellas PG1159. Nos referiremos a estos modelos como *doubled-layered*. 2) Helio puro, con una traza de carbono ($X_C = 0.001$ en masa). Esta estratificación es apropiada para progenitores calientes de enanas blancas deficientes en hidrógeno, tales como las estrellas O(He), que podrían estar relacionadas con las estrellas gigantes ricas en helio RCB. Nos referiremos a estos modelos como *single-layered*.

Para los dos tipos de secuencias hemos considerado modelos con masas estelares de 0.50, 0.60 y 0.7 M_\odot y masas de la envoltura de helio (M_{He}) en el rango $0.001 \lesssim M_{\text{He}}/M_* \lesssim 0.02$. El rango de M_{He} seleccionado cubre ampliamente lo esperado por la teoría de evolución estelar para progenitores de enanas blancas. Este espacio de parámetros nos permite explorar la dependencia que tiene el enriquecimiento con carbono en enanas blancas DQ, con las masas del núcleo y de la envoltura. La composición del núcleo es la de Salaris et al. (1997).

Adicionalmente, hemos calculado la evolución completa de un modelo de 0.49 M_\odot desde la rama horizontal extendida (EHB) hasta el régimen de las enanas blancas DQ. Esto cubre la posible conexión evolutiva entre enanas blancas DQ y estrellas AGB manqué.

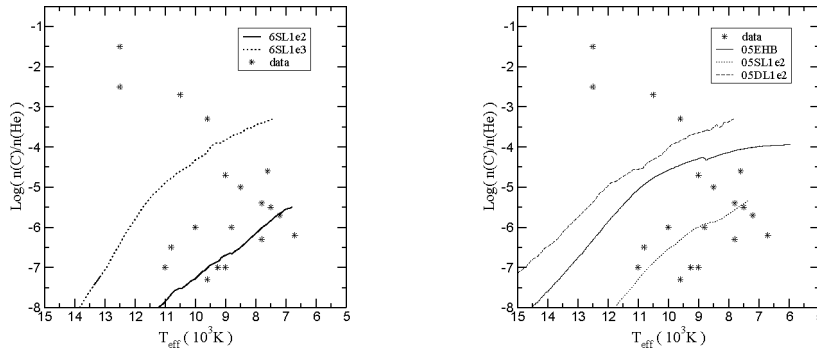


Figura 1. *Izquierda:* Evolución de la abundancia de carbono superficial para modelos single-layered, con distinta masa en la envoltura. *Derecha:* Idem para un modelo AGB manqué, de $0.49 M_{\odot}$, un modelo double-layered y uno single-layered, estos dos últimos de $0.6 M_{\odot}$. Se incluyen las estrellas DQ observadas, dadas en Weidemann & Koester 1995.

3. Resultados

En la Fig. 1 - izquierda, se compara la evolución de la abundancia de carbono superficial para modelos single-layered de $0.6 M_{\odot}$ y envolturas $M_{\text{He}} = 10^{-2} M_{*}$ (línea sólida) y $M_{\text{He}} = 10^{-3} M_{*}$ (línea punteada). En el caso de la secuencia con envoltura delgada, se observa una cantidad de carbono superficial notablemente mayor a la observada en la secuencia con envoltura gruesa. Eso se debe a que en la secuencia con envoltura delgada, la zona convectiva alcanza rápidamente zonas ricas en carbono, que es arrastrado al exterior. En las secuencias con envoltura gruesa, la contaminación en carbono es menor.

En la Fig. 1 - derecha, comparamos la evolución de la abundancia de carbono superficial para modelos con masa total similar y de la envoltura, pero distintas estructuras químicas. La secuencia double-layered de $0.5 M_{\odot}$ con $M_{\text{He}} = 10^{-2} M_{*}$ en la envoltura (línea a rayas) es la que presenta mayor abundancia de carbono a lo largo de toda la evolución. La secuencia que representa la evolución de una estrella AGB-manqué (línea sólida) muestra una menor cantidad de carbono, a lo largo de toda la evolución. La secuencia single-layered de $0.5 M_{\odot}$ con $M_{\text{He}} = 10^{-2} M_{*}$ en la envoltura (línea punteada) es la que presenta menor abundancia de carbono a lo largo de su evolución.

En la Fig. 2 se compara la evolución de la abundancia de carbono superficial para modelos con igual estructura química double-layered, igual masa en la envoltura de helio, $M_{\text{He}} = 10^{-2} M_{*}$, y distintos valores de la masa $0.5 M_{\odot}$ (línea sólida), $0.6 M_{\odot}$ (línea punteada) y $0.7 M_{\odot}$ (línea a rayas). Se observa que a mayor masa, menor es la abundancia de carbono observado. Este comportamiento es el esperado, dado que para enanas blancas más masivas, el transporte de energía por conducción impide el crecimiento de la zona convectiva externa hacia zonas más profundas de la estrella, donde la abundancia de carbono es mayor.

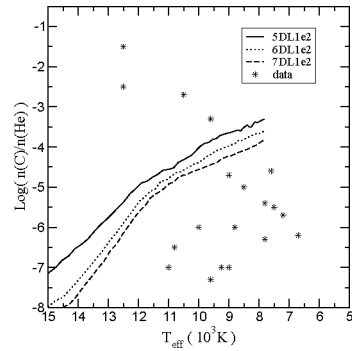


Figura 2. Evolución de la abundancia de carbono superficial para modelos double-layered de distintas masas. Se incluyen las estrellas DQ observadas, dadas en Weidemann & Koester 1995.

4. Conclusiones

Hemos obtenido valores para el carbono superficial en un amplio rango, lo cual da evidencia de que existen canales evolutivos para la formación de las enanas blancas DQ, alternativos al escenario born-again. Los progenitores con estructura química double-layered, que siguen una evolución previa dentro del escenario born-again, resultaron en estrellas DQ con alto contenido de carbono superficial, lo mismo que los progenitores con estructura single-layered y envoltura delgada. En cambio, los progenitores con estructura single-layered, y envoltura gruesa, presentan bajo contenido de carbono superficial, y están en buen acuerdo con las estrellas DQ observadas que poseen baja abundancia de carbono.

Agradecimientos. Agradecemos el apoyo del Instituto de Astrofísica La Plata y del CONICET.

Referencias

- Althaus, L. G., & Córscico, A. H. 2004, *A&A*, 417, 1115
 Burgers, J. M. 1969, *Flow Equations for Composite Gases* (New York: Academic)
 Gautschy, A., & Althaus, L. G. 2002, *A&A*, 382, 141
 Herwig, F., Blöcker, T., Langer, N., & Driebe, T. 1999, *A&A*, 349, L5
 Salaris, M., Domínguez, I., García-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., Mochkovitch, R. 1997, *ApJ*, 486, 413
 Weidemann & Koester 1995, *A&A*, 297, 216

Estudio de abundancias químicas utilizando el espectrógrafo EBASIM del Telescopio de 2,1 mts de CASLEO para las estrellas normales 5 Aqr y 30 Peg

Saul J. Adelman,¹ Zulema López García,² Stella M. Malaroda,³ Natalia Nuñez,⁴ y Mónica Grosso⁵

¹ *Department of Physics, The Citadel, Charleston, SC 29409, USA*

² *CASLEO, CONICET, y Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, San Juan, Argentina*

³ *CASLEO, CIC, y Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, San Juan, Argentina*

⁴ *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de San Juan, Argentina*

⁵ *CASLEO, CONICET, San Juan, Argentina*

Abstract. We report observations made using the EBASIM spectrograph at the 2.1-m telescope at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) of two sharp-lined stars, 5 Aqr and 30 Peg. New spectrograms were also obtained for this study with the long camera of the coude spectrograph at the 1.22m telescope of the Dominion Astrophysical Observatory (DAO). In the regions of overlap we have compared the equivalent widths, and used both sets of spectrograms for elemental abundance studies.

Resumen. Se reportan observaciones espectroscópicas llevadas a cabo en el Complejo Astronómico El Leoncito, San Juan, con el espectrógrafo EBASIM de los estrellas de líneas relativamente finas, 5 Aqr y 30 Peg. Además, se obtuvieron espectrogramas de estas estrellas haciendo uso del telescopio de 1.22 m del Dominion Astrophysical Observatory (DAO). Se comparan los anchos equivalentes y se determinan las abundancias químicas de los elementos presentes en las atmósferas de ambas estrellas.

1. Introducción

Presentamos observaciones realizadas utilizando el espectrógrafo EBASIM del telescopio de 2,10 mts del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), de dos estrellas de líneas relativamente “sharp”. Se obtuvieron también nuevos espectros para estas estrellas obtenidos con la cámara larga del espectrógrafo Coude del telescopio de 1,22 mts del Dominion Astrophysical Observatory (DAO). En la región en la cual se tenían superposiciones, pudimos comparar los anchos equivalentes y usar ambos grupos de espectros para la determinación de abundancias.

Una de las estrellas seleccionadas fue 5 Aqr (HD 198667, HR 7985, HIP 103005) por ser ésta una estrella brillante de líneas finas de tipo espectral B9III. Se incluyen además, estudios previos en la región óptica de Adelman (1986). Cowley (1972) notó que las líneas de silicio están ligeramente intensificadas en 5 Aqr. La fotometría de 30 Peg (HD 211924, HR 8513, HIP 110298), publicada por

Hipparcos, indica que esta estrella es una constante fotométrica. Sin embargo, estudios fotométricos previos sugieren que esta estrella es variable. Con estos perfiles de línea variable y un espectro de tipo Br IV, esta estrella es, quizás, demasiado fría para ser considerada tipo β Cep. Tiene una compañera más débil, de 5.3 mag. a 6".2. Dudamos que la compañera pueda tener cierta influencia en el perfil de las líneas. Esta podría ser, entonces, una estrella B pulsante lenta.

2. Material observacional

Detalles del espectrógrafo EBASIM de CASLEO, pueden encontrarse en Pintado & Adelman (2003). La Tabla 1 detalla los espectros obtenidos con EBASIM. La relación señal-ruido (S/N) de los espectros coadicionados, es típicamente de 200 en el centro de los órdenes. Los espectros correspondientes a los años 2002 y 2003, son de mejor calidad que aquellos obtenidos con anterioridad, debido a mejoras técnicas del instrumento

Para 5 Aqr, Adelman (1986), usó cinco espectros IIaO de 4.3 Å/mm de dispersión, obtenidos con el telescopio de 2,5 mts de Mt. Wilson Observatory, y un espectro IIaO de 8.9 Å/mm obtenido con el espectrógrafo Coudé de Kitt Peak National Observatory, con el fin de analizar sus abundancias. Tres nuevos espectros para 5 Aqr y veintiuno para 30 Peg, con $S/N \geq 200$, fueron obtenidos por Adelman con el espectrógrafo Coudé del DAO, usando detectores Reticon y CCD. La resolución de estos espectrógrafos es de 0.072 Å/mm. La Tabla 1 contiene la lista de los espectros obtenidos con EBASIM.

En la mayoría de las medidas de anchos equivalentes existe un 20 % de diferencia en la misma línea con los espectros de CASLEO. Estos espectros fueron reducidos por MG, usando los procesos estándar de IRAF para espectros echelle adaptados para EBASIM y fueron normalizados orden por orden con la tarea `splot` del mismo paquete. Los anchos equivalentes fueron medidos ajustando perfiles gaussianos a las líneas metálicas con la misma tarea `splot`.

Las líneas fueron identificadas con las referencias generales de *A Multiplet Table of Astrophysical Interest* (Moore 1945) y *Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions, Part I* (Reader & Corliss 1980), así también como las más especializada referencias para PII: Svendenius et al. (1983), S II: Pettersson (1983), Ti II: Huldt et al. (1982), Mn II: Iglesias & Velasco (1964), y Fe II: Johansson (1978).

Existen problemas cuando comparamos nuestros anchos equivalentes medidos en los espectros tomados con EBASIM con aquellos obtenidos en DAO. Para 5Aqr los espectros de DAO cubren sólo un, relativamente limitado, rango espectral (449-455 nm). Para 30 Peg, los anchos equivalentes de los espectros DAO son sistemáticamente más grandes que aquellos de los espectros de EBASIM. Usando líneas no blendadas en la región 385-750 se encuentra para 30 Peg:

$$W_{\lambda}(EBASIM) = 0.8453W_{\lambda}(DAO) - 0.6776$$

Como Pintado & Adelman (2003) encuentran mucho mejor acuerdo entre EBASIM y DAO, necesitamos entender esta discrepancia que puede ser debida a la variabilidad del espectro o bien a que las líneas no tienen perfil gaussiano. Una vez que entendamos esta diferencia, continuaremos con el análisis de abundancias.

3. Parámetros atmosféricos

Para 5 Aqr adoptamos los parámetros de temperatura efectiva (T_{eff}) y logaritmo de la gravedad ($\log g$) publicados por Adelman et al. (2002). Estos son:

$$T_{eff} = 11125K \quad \log g = 3.55$$

Para 30 Peg los parámetros fueron primero estimados usando la fotometría de Strömngren $uvby\beta$ y el programa de Napiwotzki et al. (1993), obtuvimos:

$$T_{eff} = 14509K \quad \log g = 3.38$$

Luego, usamos la corrección sugerida por Adelman et al. (2002) para estrellas con $10050K < T_{eff} < 17000K$, y el resultado es :

$$T_{eff} = 14430K \quad \log g = 3.38$$

Con los valores de T_{eff} y $\log g$ elegidos para las dos estrellas, se calcularon los modelos de atmósfera usando el programa ATLAS (1993) con $[M/H] = 0.0$ (abundancia solar) adecuado para estrellas normales.

4. Análisis de las abundancias

Se utiliza el programa WIDTH9 (Kurucz 1993) para determinar las abundancias químicas. La velocidad de microturbulencia ξ , fue calculada utilizando métodos estándares. Calculamos la abundancia para líneas de Fe II y de Ti II, para un rango de posibles velocidades de microturbulencia. Para derivar el valor inicial de la microturbulencia, las abundancias deben ser independientes del ancho equivalente medido (ξ_1) y, simultáneamente, minimizar la dispersión del error cuadrático medio rms de las mismas (ξ_2). (Ver Tabla 2). Para ambas estrellas adoptamos el valor determinado a partir del Fe II por ser éste el elemento presente con mayor cantidad de líneas. Para 5 Aqr el valor adoptado es $\xi_t = 0.3$ km/seg y, para 30 Peg, el valor adoptado es $\xi_t = 0.0$ km/seg. Las constantes de amortiguamiento para las líneas metálicas fueron adoptadas de Kurucz & Bell (1995) ó, en ausencia de valores, se consideraron aproximaciones semi-clásicas.

5. Conclusiones

En la Tabla 3 se comparan las abundancias obtenidas para 5 Aqr con las de otras estrellas B tardías normales (ν Cap, κ Cep y 134 Tau) y el Sol. Podemos apreciar que los elementos C, Mg, Cr, Fe y Ni muestran un comportamiento normal; Al, Si, Ca, Ti y Mn son levemente deficientes (factores que oscilan entre 1 y 2), mientras que el S y el Sc son deficientes por factores iguales a 4 y 6 respectivamente. En este momento, se está realizando el cálculo de las abundancias químicas de la estrella 30 Peg.

Tabla 1
Observaciones con EBASIM

Estrella	Fecha	Rango en long. de onda (nm)	Red (1/mm)	Fibra	N° de espectros
5 Aqr	Oct. 2001	382-550	226	azul	3
	May 2002	382-550	226	azul	1
	Oct. 2002	382-550	226	azul	2
	Oct. 2002	550-750	226	roja	2
	Jun. 2003	382-550	226	azul	3
30 Peg	Oct. 2001	382-550	226	azul	3
	May. 2002	382-550	226	azul	1
	Oct. 2002	382-550	226	azul	3
	Oct. 2002	550-750	226	rojo	3
	Jun. 2003	382-550	226	azul	3

Table 2
Determinación de la velocidad de microturbulencia

Estrella	Elemento	N° de líneas	ξ_1 Km/seg	$\log N/N_T$	ξ_2 Km/seg	$\log N/N_T$	Ref.
5 Aqr	Fe II	184	0.3	-4.48 ± 0.27	0.3	-4.48 ± 0.27	MF+KX
		52	0.0	-4.59 ± 0.19	0.0	-4.59 ± 0.19	MF sólo
	Ti II	23	0.8	-7.25 ± 0.27	0.8	-7.25 ± 0.27	MF+KX
		22	0.1	-7.24 ± 0.27	0.2	-7.24 ± 0.27	MF sólo
30 Peg	Fe II	173	0.0	-4.66 ± 0.31	0.0	-4.66 ± 0.30	MF+KX
		44	0.0	-4.72 ± 0.29	0.0	-4.72 ± 0.29	MF sólo
	Ti II	24	0.0	-6.72 ± 0.30	0.0	-6.72 ± 0.30	MF+KX
		23	0.0	-6.71 ± 0.30	0.0	-6.71 ± 0.30	MF sólo

Tabla 3
Comparación de las abundancias de 5 Aqr con estrellas B normales y el Sol

Elemento	5 Aqr	ν Cap	κ Cep	134 Tau	Sol
C	-3.50	-3.39	-3.70	-3.45	-3.45
O	...	-3.33	-3.13
Ne	-3.72	-3.92
Mg	-4.38	-4.66	-4.48	-4.86	-4.42
Al	-5.88	-6.03	-5.82	-5.85	-5.53
Si II	-4.63	-4.69	-4.56	-4.53	-4.45
S II	-5.29	-4.85	-4.65	-4.53	-4.67
Ca	-6.03	-5.76	-5.56	-5.62	-5.64
Sc	-9.67	-9.34	-9.20	-9.25	-8.87
Ti	-7.25	-7.05	-6.91	-7.06	-6.98
Cr	-6.37	-6.16	-6.17	-6.14	-6.33
Mn	-6.78	-6.69	-6.28	...	-6.61
Fe	-4.50	-4.52	-4.56	-4.56	-4.50
Ni	-5.83	-5.67	-5.84	-5.85	-5.75

Referencias

- Adelman, S. J. 1986, *A&AS*, 64, 173
- Adelman, S. J., Pintado, O. I., Nieva, F., Rayle, K. E., & Sanders, S. E. Jr. 2002, *Astron. Astrophys.*, 392, 1031
- Cowley, A. 1972, *Astron. J.*, 77, 750
- Huldt, S., Johansson, S., Litzen, V., & Wyart, J.-F. 1982, *Phys Scr.*, 25, 401
- Iglesias, L., & Velasco, R. 1964, *Pub. Inst. Opt. Madrid*, 23
- Johansson, S. 1978, *Phys. Scr.*, 18, 217
- Kurucz, R. 1993, Kurucz CD-Rom N^o 13, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs 1 and 2 km/s grid, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, MA.
- Kurucz, R., Bell, B. 1995 Atomic Data for Opacity Calculations, Kurucz CD-Rom N^o 23, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, MA.
- Moore, C. E., 1945, A Multiplete Table of Astrophysical Interest Princeton University Observatory, Princeton
- Napiwotzki, R., Schönberner, D., & Wenske, V. 1993, *Astron. Astrophys.*, 268, 653
- Pettersson, J. E. 1983, *Phys. Scr.*, 28, 421
- Pintado, O. I., & Adelman, S. J. 2003, *Astron. Astrophys.* 406, 987
- Reader, J., & Corliss, C. H. 1980, NSRDS-NBS 68, Part 1 (Washington, D.C.: US Government Printing Office)
- Svendenius, N., Magnusson, C. E., & Zetterberg, P. O. 1983, *Phys. Scr.*, 27, 339

Los primeros cálculos autoconsistentes de enanas blancas deficientes en hidrógeno teniendo en cuenta su historia evolutiva

Jorge A. Panei,¹ Leandro G. Althaus,² y Alejandro H. Córscico³

¹ FCAG/IALP, La Plata, Argentina, panei@fcaglp.unlp.edu.ar

² FCAG/IALP, La Plata, Argentina, althaus@fcaglp.unlp.edu.ar

³ FCAG/IALP, La Plata, Argentina, acorsico@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. We explore the formation and evolution of hydrogen-deficient post-AGB white dwarfs. We compute the evolution of an initially $2.7M_{\odot}$ star from zero-age main sequence to the white dwarf stage.

Resumen. Exploramos la formación y evolución de las enanas blancas post-rama asintótica de gigantes deficientes en hidrógeno. Calculamos la evolución completa de una estrella que inicialmente tiene $2.7M_{\odot}$ desde la secuencia principal de edad cero hasta el estado de enana blanca.

1. Introducción

En el universo existen estrellas cuyos espectros revelan ausencia de hidrógeno: como las estrellas luminosas R Coronae Borealis (RCB), las estrellas calientes PG1159, las estrellas centrales de nebulosas planetarias (ECNP) Wolf-Rayet (WR), entre otras. El escenario que explica a las estrellas post-rama asintótica de gigantes (post-RAG) ECNP-WR y sus descendientes más directos las PG1159 involucra un pulso térmico tardío vinculado a un rejuvenecimiento o renacimiento de la estrella (*born again*). Existen tres escenarios posibles: a) Un pulso térmico final (PTF), ocurrido antes de salir de la RAG. b) Un pulso térmico tardío (PTT), sucede durante la evolución post-RAG cuando la quema de H está todavía presente, sucediendo en su camino hacia altas temperaturas y a luminosidad constante. c) Un pulso térmico muy tardío (PTMT), sucede sobre la rama de enfriamiento cuando la combustión del H ya ha cesado. Todos conducen a estrellas post-RAG con baja abundancia superficial de H: éste es o diluido por el dragado convectivo externo (DCE) (en el caso de PTF o PTT) o bien es completamente quemado (a través del PTMT). Hemos desarrollado el tercer escenario, computando en forma autoconsistente su historia previa.

En el PTMT, antes del último pulso: el remanente post-RAG está formado de un núcleo degenerado de C-O, por encima una delgada capa convectiva que quema He en forma inestable lo que produce un gran flujo de energía, y esto desarrolla una zona convectiva cuyo borde superior se propaga hacia la superficie. De esta manera el H externo es transportado hacia el interior quemándose mediante la reacción $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$. En esta etapa el tiempo de escala de quema de protones (p) es comparable a los tiempos de mezcla. Se produce una gran liberación de energía debido a la quema de p , desdoblado la región convectiva en una región convectiva superior que quema H y otra inferior que quema He. Se produce un flash termonuclear debido a la quema de p a $T \approx 10^8\text{K}$, temperaturas típicas de la quema de He. La mayor parte de H remanente en la estrella es introducido

dentro de la capa que quema He y así es quemado casi por completo. Se produce entonces una expansión a dimensiones de gigante roja esto es el escenario de renacido. Luego, se desplaza en el diagrama de Hertzsprung–Russell (DHR) hacia temperaturas elevadas y a $L \approx cte$, hacia el dominio de las PG1159. Estas estrellas variables son el nexa evolutivo entre las supergigantes y enanas blancas (EBs). Su prototipo es la estrella PG1159–035. Esta etapa dura $\approx 10^4$ – 10^5 años, luego se apaga la capa de quema de He, evolucionando a EB.

Más del 90% de las estrellas terminan como EB, de las cuales $\approx 20\%$ son EB deficientes en H (tipo espectral DB). Si el renacido es el canal más probable para formar estrellas deficientes en H entonces ¡menos del 20% de las estrellas que se forman en el universo experimentarán un flash termonuclear tardío!

2. Modelos Computados

Se calculó la evolución completa de $M_{ZAMS} = 2.7M_{\odot}$: ZAMS–Rama Gigante Roja–fase RAG–escenario de renacido–PG1159–EB, con el código de evolución estelar LPCODE, desarrollado íntegramente en el Observatorio de La Plata. Emplea 34 reacciones termonucleares con 17 isótopos: ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^7Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , ^{19}F , ^{20}Ne , ^{22}Ne y ^{24}Mg . Utiliza un esquema dependiente del tiempo para el tratamiento simultáneo de los cambios químicos debido a la quema nuclear y la mezcla convectiva, semiconvectiva, inestabilidad tipo Rayleigh–Taylor o convección termohalina (*salt finger*) y sobre-extensión de la zona convectiva (SZC, en inglés *overshooting*).

Evolución durante la RAG: Los pulsos térmicos ocurren en estrellas que contienen una o más capas que son fuente de energía. Durante ciertas etapas de la RAG, existen dos capas que liberan energía por quema de H (ε_H , capa superior) y otra que quema He (ε_{He} , capa inferior). La ε_{He} es muy sensible con la temperatura (T); un pequeño aumento de T gran incremento de la luminosidad del He (L_{He}). Se desarrolla, entonces, en la capa una zona convectiva conductora de los pulsos. Ésta mezcla los productos de la quema de He: C y O hacia la región de la intercapa (ubicada arriba de ella y debajo de la envoltura convectiva externa). La gran liberación de ε_{He} , expande las capas de arriba, empujando al material dentro de regiones más frías, lo que reduce la T de las capas superiores, apagando la fuente de energía ε_H , disminuyendo L_H . Después del pico de L_{He} , se contrae la región, se calienta la capa de H recuperando la producción de ε_H . Cuando cesa la quema de H, la envoltura avanza hacia abajo para mezclar el material de la intercapa hacia la superficie, enriqueciéndola con elementos pesados. Esto es el 3^{er} DCE. La SZC en la base de la envoltura forma reservorios de ^{13}C y de ^{14}N . Los p de la envoltura son quemados mediante la reacción: $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$, luego: $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$. El ^{13}C sirve de fuente de neutrones (n) para producir el proceso s en estas estrellas, mediante $^{13}\text{C}(^4\text{He},n)^{16}\text{O}$. Los protones también se queman según $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. El ^{14}N es tragado en el siguiente pulso por la zona convectiva mediante $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta^+, \nu)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$.

Evolución más allá de la RAG: Durante la fase RAG la estrella ha sufrido grandes pérdidas de masa. Para una estrella con $M_{ZAMS} = 2.7M_{\odot}$ cuando se reduce la masa de la envoltura a $M_{envol} \approx 10^{-2}M_{\odot}$, es el fin de la fase RAG evoluciona entonces a ECNP. En la evolución post–RAG existen 3 escenarios

posibles: i) un pulso térmico ‘final’ en la RAG (PTF), ocurre inmediatamente antes de salir de la RAG ($M_{envol} \approx 10^{-2}M_{\odot}$). ii) un pulso térmico ‘tardío’ (PTT), ocurre en la evolución a $L \approx cte$ desde la RAG hacia el dominio de EB ($M_{envol} \approx 10^{-4}M_{\odot}$). iii) un pulso térmico ‘muy tardío’ (PTMT), ocurre en la rama temprana de enfriamiento de EB, después del cese de la quema de H ($M_{envol} \lesssim 10^{-4}M_{\odot}$). Para el PTF y el PTT es necesario la SZC para explicar estrellas deficientes en H, en este caso es diluido por el DCE. El PTMT produce un quemado y mezcla de la envoltura. La quema de H ya ha cesado. La zona convectiva conductora del pulso puede alcanzar y penetrar la envoltura rica en H. La mayoría de los p son literalmente “tragados” por la zona convectiva y quemados a temperaturas de quema de He. La región es rica en C, los p son capturados mediante $^{12}C(p, \gamma)^{13}N$. En este momento las escalas de tiempo convectivo y tiempo nuclear se vuelven comparables, es cuando los p son quemados durante su camino hacia el interior, por lo que es necesario un tratamiento simultáneo de mezcla y quema. Estos son llevados por convección a regiones calientes y capturados por ^{12}C . Esta quema fuerza a la separación de la zona convectiva en dos: una mantenida por la quema de H y la otra por la quema de He. El H de la envoltura es consumido rápidamente, se produce ahora una evolución rápida hacia la RAG. Nuestros cálculos de PTMT se realizaron para un modelo de $(M_{ZAMS}, M_{EB}) = (2.7, 0.5885)$. En el DHR en su trayecto evolutivo se produce un doble lazo que es un resultado de la penetración de la zona convectiva conductora del flash de He dentro de las capas ricas en H. La expansión inicial es producida por la capa que quema H. Cuando esta energía se agota, la envoltura se contrae. La segunda expansión es producida por la capa contigua que quema He. Cuando esta fuente de energía se agota, la envoltura se contrae nuevamente y la estrella retorna al dominio de las EBs.

Estrellas variables PG1159: Las estrellas pre-enanas blancas PG1159, son los objetos más calientes conocidos, su prototipo es PG1159-035 (GW Vir). La banda de inestabilidad de las GW Vir tiene el borde azul en 180.000K y el borde rojo en 75.000K. Se conocen más de 30 estrellas PG1159. Estas son el nexo evolutivo entre las ECNP ricas en He y C ([WC]) y la secuencia de las EB ricas en He (DO y DB). En nuestros modelos encontramos en su superficie ($^4He, ^{12}C, ^{16}O$) = (0.306, 0.376, 0.228) y ($^{13}C, ^{14}N, ^{22}Ne$) = (0.040, 0.012, 0.021). Los isótopos ^{13}C y ^{14}N se encuentran desde el exterior hasta una profundidad de $0.01M_{\odot}$. En las capas más profundas fueron quemados mediante capturas α .

Enanas blancas: Se calculó la rama de enfriamiento de las EBs pasando por los tipos espectrales DO-DB-DQ, considerando los procesos de difusión química, lo que conduce a una estructura de doble capa. Se obtiene así una capa de He puro que yace sobre una de He, C y O, la cual descansa sobre un núcleo inerte de C-O, lo que es de gran importancia para las pulsaciones estelares.

3. Conclusiones

La motivación del trabajo: existen muy escasas simulaciones numéricas que expliquen convincentemente la formación y evolución de estrellas enanas blancas deficientes en H. Los resultados fueron obtenidos a partir del programa LPCODE desarrollado en el Observatorio de La Plata. Resultados aportados:

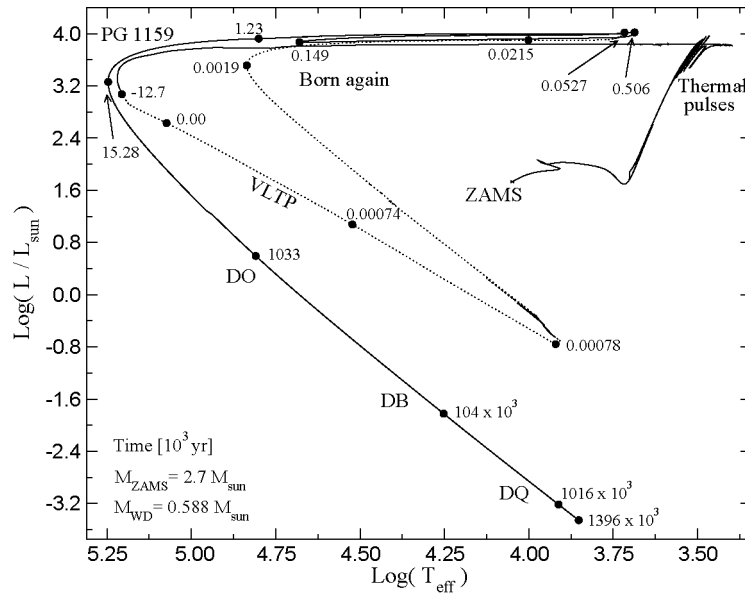


Figura 1. DHR de $M_{ZAMS} = 2.7M_{\odot}$, $t = 0.00$ para el pico de L_{He} .

- 1) Se calculó la evolución completa para $M_{ZAMS} = 2.7M_{\odot}$ desde la ZAMS hasta EB, en forma autoconsistente. Los estudios existentes en la literatura no cubren todas las etapas evolutivas estudiadas aquí de manera integral. Es la primera vez que se calculan EB DB teniendo en cuenta la historia de la progenitora.
- 2) Se explora por primera vez la teoría extendida de convección GNA en estrellas de masa intermedia. Se reproducen aspectos observacionales como la quema de la base de la envoltura convectiva (*Hot Bottom Burning*) y el 3^{er} DCE ocurridos durante la RAG. Se predice la formación de estrellas de baja masa ricas en C en buen acuerdo con las observaciones.
- 3) Renacido: mecanismo más eficiente para explicar las EBs deficientes en H.
- 4) Durante la fase térmicamente pulsante, hay formación de pequeños reservorios de ^{13}C y ^{14}N en la base de la capa de He puro, después del final de la fase de dragado de la envoltura. Durante el interpulso, la zona de ^{13}C es quemada radiativamente, mientras que la zona de ^{14}N es “tragada” por la zona convectiva del flash de He durante el próximo pulso térmico \rightarrow captura de partículas α por los núcleos de ^{13}C y ^{14}N \rightarrow flujo de n formación de elementos más pesados que el Fe. Empleando SZC \rightarrow abundancia alta de ^{13}C y ^{14}N \rightarrow flujo de n apreciable.
- 5) Post-renacido: predecimos una trayectoria doble en el DHR \rightarrow alcanza dimensiones de gigante roja dos veces. 1^{ra} vez \rightarrow evolución rápida hacia la RAG \rightarrow vuelve al azul \rightarrow evoluciona más lentamente hacia la RAG, por 2^{da} vez.
- 6) Se tiene en cuenta difusión química en las EBs \rightarrow estructura de doble capa.

Agradecimientos. A la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP) y al IALP, por hacer posible la realización del presente trabajo.

Comportamiento del viento estelar en estrellas peculiares en He²

M.L. Arias, A. Torres, A. Cruzado y L. Cidale¹

Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas, UNLP, La Plata, Argentina

Abstract. We study the behavior of the He II $\lambda 1640$ line and the resonance lines of Si IV and C IV in the spectra of a group of helium peculiar stars, to analyze the wind structure. For this purpose, we make determinations of fundamental parameters of the stars by means of the BCD method and we analyze the intensity and velocity variability of the lines.

Resumen. A partir de una muestra de estrellas con líneas de He con intensidades peculiares, estudiamos el comportamiento de la línea de He II $\lambda 1640$ y las líneas de resonancia de Si IV y C IV. Con el propósito de modelar el viento estelar, determinamos, mediante el sistema de clasificación BCD, los parámetros fundamentales de los objetos seleccionados y analizamos asimismo la variabilidad espectral en las líneas características del viento.

1. Introducción

Las estrellas peculiares en He (He-strong y He-weak) constituyen un pequeño subgrupo de las estrellas B tempranas (B1 V a B3 V) cuyas líneas de He presentan intensidades mayores o menores a las esperadas según su tipo espectral. La detección de intensos campos magnéticos en muchos de estos objetos ha llevado a considerarlos como una extensión del grupo de las estrellas Ap/Bp (Osmer & Peterson 1974). La intensidad de estos campos magnéticos suele ser variable, con períodos del orden de días (Bohlender et al. 1987, Bohlender et al. 1993). Se observan además variaciones en la intensidad de las líneas de He y otros elementos: H, Si, Fe, C, etc, así como también variaciones fotométricas y polarimétricas (Pedersen & Thomsen 1977, Pedersen 1979, Catalano & Leone 1996). La variabilidad espectral y fotométrica, en muchos casos, presenta igual período que el correspondiente a las variaciones del campo magnético y es consistente con el período de rotación de la estrella. El modelo de rotador magnético oblicuo junto con los procesos de difusión (Vauclair 1975, Michaud et al. 1987), han sido los más usados para interpretar la variabilidad y las anomalías en las abundancias de las estrellas peculiares en He. Sin embargo, estas teorías no son suficientes para explicar casos como el de un objeto que pasa de ser rico en He a pobre en He, como HD125823 (Norris 1968) o que no presenta variaciones en velocidad radial.

En el presente trabajo proponemos estudiar una muestra de estrellas peculiares en He con la finalidad de analizar las variaciones espectrales en el rango ultravioleta.

¹ Astrónomo visitante, Complejo Astronómico El Leoncito, operado bajo acuerdo entre CONICET y Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

² Este trabajo es financiado por la ANPCyT PICT 02-12720

leta y su relación con el campo magnético y con el viento estelar. Buscamos tener información completa de las variaciones espectrales con la fase, dado que muchos de estos objetos han sido descubiertos recientemente y carecen de observaciones sistemáticas (Wiegert & Garrison 1998) y determinaciones de períodos. Existen además inconsistencias sobre la variabilidad en intensidad y en velocidad radial de distintas transiciones para ciertos objetos. Por ejemplo, Bohlender & Landstreet (1990) encuentran variabilidad en las líneas de He en HR 3089 que no son evidentes en las observaciones realizadas por Wiegert & Garrison (1998). Por otra parte, dado que el origen de la anomalía en las líneas de He ha sido interpretado por el confinamiento de un plasma en un campo magnético (Shore 1987, Borra & Landstreet 1979), nos interesa buscar evidencia de vientos estelares. Ante la presencia de intensos campos magnéticos se producirían regiones con condiciones hidrodinámicas diferentes: vientos de alta velocidad en regiones polares y confinamiento de materia en las regiones ecuatoriales. Dado que en algunos casos la determinación de los parámetros fundamentales de estos objetos es difícil y ambigua, vamos a emplear el sistema de clasificación BCD (Barbier-Chalonge-Divan) para determinar de manera homogénea los valores de T_{ef} , $\log g$, M_v y M_{bol} para una muestra numerosa de estrellas ricas en He. Toda esta información resulta de importancia al momento de discutir un modelo magnético consistente con las observaciones.

2. Observaciones y mediciones

Seleccionamos 4 estrellas con líneas de He anómalas, que presentan un campo magnético variable (B_{ef}) del orden de 2kG (Borra et al. 1983, Bohlender et al. 1987) (Tabla 1). Examinamos el comportamiento de la línea de He II λ 1640 y de las líneas de resonancia de C IV y Si IV presentes en los espectros de alta resolución disponibles en la base de datos del satélite IUE (International Ultraviolet Explorer). En la Fig. 1 se muestran las mediciones de anchos equivalentes y velocidades radiales en función del período determinado a partir de las variaciones del campo magnético y las variaciones fotométricas para HR1890. Utilizamos el sistema de clasificación BCD para determinar parámetros fundamentales precisos, analizar el estado evolutivo, cuantificar la intensidad y variabilidad de las líneas espectrales para cada objeto (tarea que se realizará en una segunda etapa). Este método fue aplicado a los espectros de baja resolución de HR 1890, HR 1932, HR 3089 y HR 5942, obtenidos en CASLEO, San Juan, Argentina, entre el 31 de agosto y el 3 de setiembre de 2004. Se utilizó un espectrógrafo Cassegrain "Boller & Chivens", una red de 600 l/mm y un detector CCD de 512 \times 512 px. El rango espectral cubierto fue λ 3400-4600 Å. La muestra de objetos estudiados será ampliada hasta alrededor de 20 objetos.

El sistema BCD (Barbier & Chalonge 1941, Chalonge & Divan 1954) está caracterizado por dos parámetros: **1)** $D = \log(F_{+3700}/F_{-3700})$, que mide la altura del salto de Balmer y es muy sensible a la temperatura, **2)** λ_1 , dada en unidades de la diferencia $\lambda - 3700$ Å, es un indicador de la clase de luminosidad y, por lo tanto, de $\log g$. En la Tabla 2 se listan los valores de D y λ_1 medidos y los correspondientes parámetros fundamentales T_{ef} , $\log g$, M_v , M_{bol} y tipo espectral obtenidos usando las calibraciones de Zorec (1986).

3. Resultados preliminares

HR 1890: La temperatura determinada usando el sistema de clasificación espectral BCD ($T_{ef} = 22500$ K) coincide con el límite inferior obtenido por Shore & Brown (1990) del ajuste de modelos de atmósferas $22500 < T < 25000$ K. Los anchos equivalentes de las líneas de resonancia de C IV y Si IV varían con el período del campo magnético y esta variación concuerda con la obtenida por Shore & Brown (1990) empleando los índices fotométricos, $a(C\ IV)$ y $a(Si\ IV)$. Sin embargo, estos autores no detectan variaciones en velocidad radial significativa para estas líneas, mientras que nosotros encontramos variaciones con amplitudes del orden de 60 Km/s. El ancho equivalente de las líneas de He II se mantiene constante y presenta variaciones de velocidad radial diferentes a las detectadas para C IV y Si IV.

HR 1932: Determinamos una temperatura $T_{ef} = 29000$ K superior a los 24000 K determinados por Shore & Brown (1990). HR1932 sería, de esta manera, el objeto más caliente del grupo de las estrellas ricas en He. El ancho equivalente de las líneas de He II se mantiene constante y presenta variaciones de velocidad radial diferentes a las detectadas para C IV y Si IV.

HR 3089: Nuestra determinación de $T_{ef} = 26000$ K y $\log g = 4.25$ es consistente con la determinación realizada por Bohlender & Landstreet (1990), $T_{ef} = 25000$ K y $\log g = 4.0$. La variación del ancho equivalente de las líneas de C IV y Si IV correlaciona y está en fase con la variación del campo magnético. Detectamos además variaciones en la velocidad radial de las líneas de C IV que aparentemente se encuentra en fase con la variación de W_{CIV} . Al igual que HR1890, las líneas de He II no presentan variaciones de ancho equivalente pero si de velocidad radial, estas últimas no correlacionan con la fase magnética.

HR 5942: La temperatura obtenida con el sistema BCD, $T_{ef} = 19000$ K, es mayor que el valor determinado a partir del ajuste de modelos realizado por Hunger & Groote (1999) ($T_{ef} = 16900$ K). Las observaciones de las líneas de C IV y Si IV sólo cubren la mitad del período determinado por las variaciones de campo magnético. Por lo tanto no resulta posible establecer una correspondencia entre las variaciones espectroscópicas y las magnéticas.

Tabla 1
Parámetros Básicos

Objeto	Período [días]	V sen i [km/s]	B_{ef} [G]
HR 1890	0.912	< 95	-350 a -2170
HR 1932	1.191	170	2810 a -1490
HR 3089	1.330	160	+490 a -890
HR 5942	0.493 y 0.979	200	+920 a -1840

Tabla 2
Parámetros determinados con el sistema de clasificación BCD

Objeto	$\lambda_1 - 3700$	D	T_{ef}	$\log g$	TE	M_V	M_{bol}
HR 1890	68.70	0.114	22500	4.22	B1-2 V	-2.00	-4.50
HR 1932	100.18	0.083	29000	4.2-4.3	B0 V	-2.00	-6.20
HR 3089	100.00	0.114	26000	4.25	B1 V	-1.70	-5.25
HR 5942	67.21	0.202	19000	4.27	B2-3 V	-1.25	-3.20

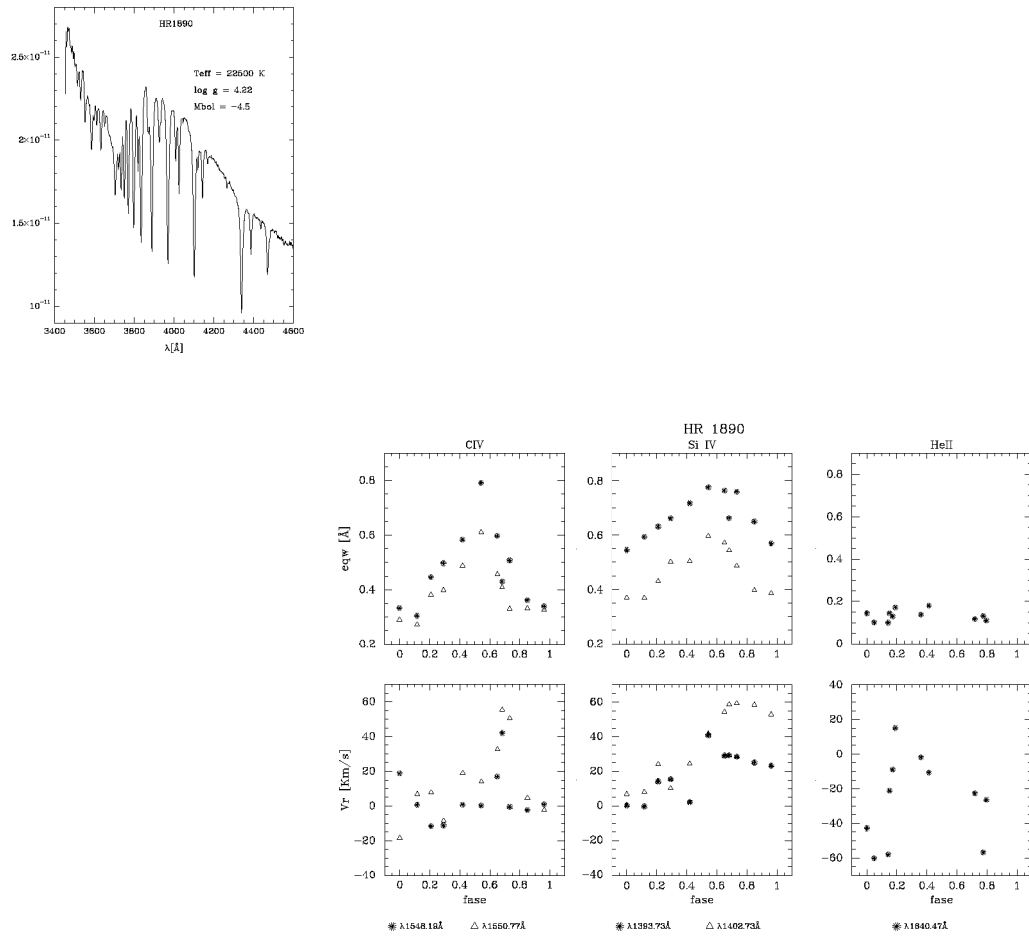


Figura 1. *Izquierda: Espectro de baja resolución de HR1890, Derecha: Anchos equivalentes y de la velocidad radial de He II, C IV y Si IV en función de la fase magnética para HR1890*

Referencias

- Barbier, D. & Chalonge, D. 1941, *Ann. Astroph.*, 4, 30
- Bohlender, D., Brown, D. N., Landstreet, J. D., et al. 1987, *Astrophys. J.*, 323, 325
- Bohlender, D. & Landstreet, J. D. 1990, *Astrophys. J.*, 358, 274
- Bohlender, D., Landstreet, J. D. & Thomson, I. B. 1993, *Astron. Astrophys.*, 269, 355
- Borra, E. F. & Landstreet, J. D. 1979, *Astrophys. J.*, 228, 809
- Borra, E. F., Landstreet J.D., & Thomson I. *ApJSS*, 53, 151
- Catalano, F. A. & Leone F. 1996, *Astron. Astrophys.*, 311, 230
- Chalonge, D. & Divan, L. 1952, *Ann. Astrophys*, 15, 201
- Hunger, K. & Groote, D. 1999, *Astron. Astrophys.*, 351, 554
- Michaud G. et al. 1987, *Astrophys. J.*, 322, 302
- Norris J. 1968, *Nature*, 219, 1342
- Osmer, P. S. & Peterson, D. M. 1974, *Astrophys. J.*, 187, 117
- Pedersen, H. & Thomsen, B. 1977, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 30, 11
- Pedersen, H. 1979, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 35, 313
- Shore, S. N. & Brown D. N. 1990, *Astrophys. J.*, 365, 665
- Shore, S. N. 1987, *Astron. J.*, 94, 731
- Vauclair S. 1975, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 45, 233
- Wiegert, P. & Garrison, R. F. 1998, *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, Vol. 92, p.13
- Zorec, J. 1986, Tesis Doctoral, Universidad de París

Influencia de las colisiones en las líneas espectrales de las estrellas tempranas

R. Venero,¹ A. Brusasco,² L. Cidale,³ y M. Curé⁴

¹ FCAGLP, La Plata, Argentina, roberto@fcaglp.unlp.edu.ar

² CIC, FCAGLP, brusi@fcaglp.unlp.edu.ar

³ CONICET, FCAGLP, lydia@fcaglp.unlp.edu.ar

⁴ Universidad de Valparaíso, Chile, michel.cure@uv.cl

Abstract. In the present work we study the influence of collisions on the profiles of visible and infrared hydrogen lines arising from extended atmospheres of early-type stars. In order to account for this influence, a Voigt function is adopted for representing the line profile function instead of a classical gaussian one. Preliminary results for a model atmosphere are presented and the relevance of the damping coefficient on the profiles is discussed.

Resumen. En este trabajo estudiamos la dependencia de los perfiles de las líneas de hidrógeno en el espectro visible e infrarrojo en estrellas tempranas con las colisiones, adoptando la función de Voigt para el perfil de la línea en lugar del clásico perfil gaussiano. Presentamos los resultados para un modelo de atmósfera, y discutimos la importancia del valor del coeficiente de amortiguamiento en la forma de los perfiles.

1. Introducción

En la formación de las líneas espectrales intervienen muchos mecanismos de ensanchamiento que, superpuestos al ensanchamiento radiativo de las mismas, modifican en mayor o en menor grado, el aspecto de los perfiles. El mecanismo de ensanchamiento más simple es el que surge del movimiento térmico de las partículas en una atmósfera, ya que produce un corrimiento Doppler en las frecuencias. Otros factores que producen ensanchamiento son las colisiones caracterizadas, en determinadas condiciones, por producir un perfil de tipo lorentziano. La convolución de un perfil Doppler o gaussiano y el de uno lorentziano da lugar a un perfil de Voigt, caracterizado por tener un núcleo semejante al de uno gaussiano y las alas extendidas propias de un perfil lorentziano.

Normalmente, en el cálculo de perfiles teóricos, el perfil de tipo gaussiano es, generalmente, el adoptado para caracterizar los ensanchamientos originados en cada una de las capas de la atmósfera. Sin embargo, si la línea se forma en una región de alta densidad o próxima a la fotosfera estelar, es normal que las colisiones dominen sobre los movimientos térmicos, modificando sensiblemente los perfiles. Como nuestro interés es estudiar los perfiles de las líneas infrarrojas del hidrógeno y dado que estas se forman en las regiones internas de las atmósferas extendidas, resulta entonces necesario contar con una representación adecuada en el cálculo de los perfiles. Los perfiles de Voigt resultan ser, bajo

estas condiciones, los más apropiados, siempre que la rotación estelar pueda despreciarse.

En este trabajo se incorpora el tratamiento de los perfiles de Voigt a un código de cálculo de transporte de radiación en líneas, y se evalúa su importancia para los modelos de atmósfera de estrellas tempranas.

2. Cálculo del Perfil de Voigt

El perfil de Voigt está definido (Mihalas, 1978) como la convolución:

$$H(a, v) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(v-y)^2 + a^2}$$

donde $v = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ es la diferencia de frecuencia respecto a la central, en unidades del ancho Doppler $\Delta\nu_D$, la variable de integración es $y = (\Delta\nu/\Delta\nu_D)$ y $a = \Gamma/4\pi\Delta\nu_D$ es el cociente entre la constante de amortiguamiento Γ y el ancho Doppler.

En un perfil Voigt, la constante de amortiguamiento $\Gamma = \Gamma_R + \Gamma_C$, que es la suma de las contribuciones radiativas y las colisionales, se ve incrementada sensiblemente por los efectos colisionales. En general, la función de Voigt está tabulada extensivamente en la literatura, sin embargo es más adecuado contar con una forma analítica para calcular, con gran exactitud, el valor de esta convolución. De acuerdo a Abramowitz & Stegun (1968), la función de Voigt puede expresarse como:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{ae^{-y^2} dy}{(v-y)^2 + a^2} = \pi \operatorname{Re}(W(v + ia))$$

donde la función $W(z) = e^{-z^2} \operatorname{erfc}(-iz)$, adoptando $z = v + ia$.

La función $\operatorname{erfc}(-iz)$ es la función error compleja evaluada en el argumento $-iz$ y puede ser reescrita como:

$$\operatorname{erfc}(-iz) = 1 + \operatorname{erf}(iz).$$

Por su parte la función error puede aproximarse como:

$$\begin{aligned} \operatorname{erf}(x + iy) &= \operatorname{erf}(x) + \frac{e^{-x^2}}{2\pi x} [(1 - 2 \cos(2xy) + i \sin(2xy))] \\ &+ \frac{2}{\pi} e^{-x^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-n^2/2}}{n^2 + 4x^2} [f_n(x, y) + ig_n(x, y)] + \epsilon(x, y) \end{aligned}$$

donde

$$f_n(x, y) = 2x - 2x \cosh(ny) \cos(2xy) + n \sinh(ny) \sin(2xy)$$

y

$$g_n(x, y) = 2x \cosh(ny) \sin(2xy) + n \sinh(ny) \cos(2xy).$$

3. Cálculo de líneas en una atmósfera

Las expresiones adecuadas para calcular el perfil de Voigt presentadas fueron programadas e incluidas en un código de cálculo de transporte de radiación para líneas en atmósferas de estrellas tempranas. Con este código se obtuvieron los perfiles de la líneas de hidrógeno $H\alpha$, $P\alpha$, $P\beta$, $Br\alpha$ y otras líneas del IR.

El modelo de atmósfera tiene simetría esférica y está compuesto por una serie de capas: fotosfera, región de alta temperatura y envoltura templada. Estos modelos han sido empleados ampliamente por nuestro grupo para el cálculo de perfiles de H, He I, He II, Si IV, Fe II, entre otros (véase por ejemplo, Venero et al. 2002). El transporte de radiación se calcula en el marco solidario al viento

(comoving frame). El átomo de hidrógeno se modela con 10 niveles, lo que permite calcular 55 transiciones, muchas de ellas en el IR.

4. Resultados para las líneas de hidrógeno

Probamos la nueva representación del perfil de línea para un modelo de atmósfera con $T_{eff} = 16000K$, $\log(g) = 3$ y abundancias solares. Las características de la envoltura son:

- a) Fotosfera calculada a partir de los modelos de Kurucz.
- b) Región de alta temperatura, caracterizada por una función gaussiana con una temperatura máxima de 25000 K, localizada a $2 R_*$. Desde allí hacia el exterior se extiende una envoltura isoterma a 5000 K.
- c) Un viento radial con una ley de velocidades exponencial, con velocidad terminal de 300 km s^{-1} .

El coeficiente de amortiguamiento a del perfil de Voigt fue modificado artificialmente para estudiar la influencia de las colisiones en los perfiles resultantes. Como primer valor, lo calculamos usando el ensanchamiento radiativo de los niveles involucrados en la transición y luego, lo multiplicamos sucesivamente por 2, 6, 10, 20, 30, 60, 100 y 150, a fin de estudiar los efectos generados.

En los gráficos pueden observarse algunos de los resultados obtenidos, formando una secuencia de perfiles de $H\alpha$, $P\alpha$ y $Br\alpha$, para los distintos valores del coeficiente de amortiguamiento. Con el modelo original, donde sólo el perfil gaussiano era tenido en cuenta, el perfil de $H\alpha$ muestra un perfil de tipo "shell", característico de las estrellas Be, con alas en emisión y un núcleo en absorción. Se puede observar la variación de las alas de $H\alpha$ a medida que se van incrementando los valores de a . Sólo para valores muy grandes de a se hacen evidentes los cambios en las alas. Puede observarse también que las emisiones de las alas disminuyen sensiblemente a medida que las alas crecen, al igual que el núcleo que se vuelve más profundo. Hay, por lo tanto una redistribución de los fotones emitidos en la línea hacia frecuencias más apartadas de la frecuencia central.

Mientras que la variación de los perfiles de $H\alpha$ es más evidente, los perfiles de $P\alpha$ y $Br\alpha$ se muestran más insensibles a los cambios dentro del rango de los parámetros utilizados. Estos están reflejados solamente en una disminución de la intensidad de los núcleos y un leve ensanchamiento de las alas. Estas líneas se forman en regiones más internas de la atmósfera y por lo tanto, de mayor densidad, sin embargo no muestran variaciones importantes con el coeficiente de amortiguamiento.

5. Conclusiones preliminares

La adopción de un perfil de Voigt en lugar del perfil gaussiano es irrelevante en el tratamiento de las líneas del IR. La línea $H\alpha$ muestra ser más sensible a los cambios en las condiciones del medio, particularmente a un aumento en las colisiones. El ensanchamiento de las líneas de hidrógeno en el infrarrojo debería ser tratado por una teoría más completa, que involucre el efecto Stark. Nuestro próximo paso será incorporar este mecanismo a nuestros programas de cálculo.

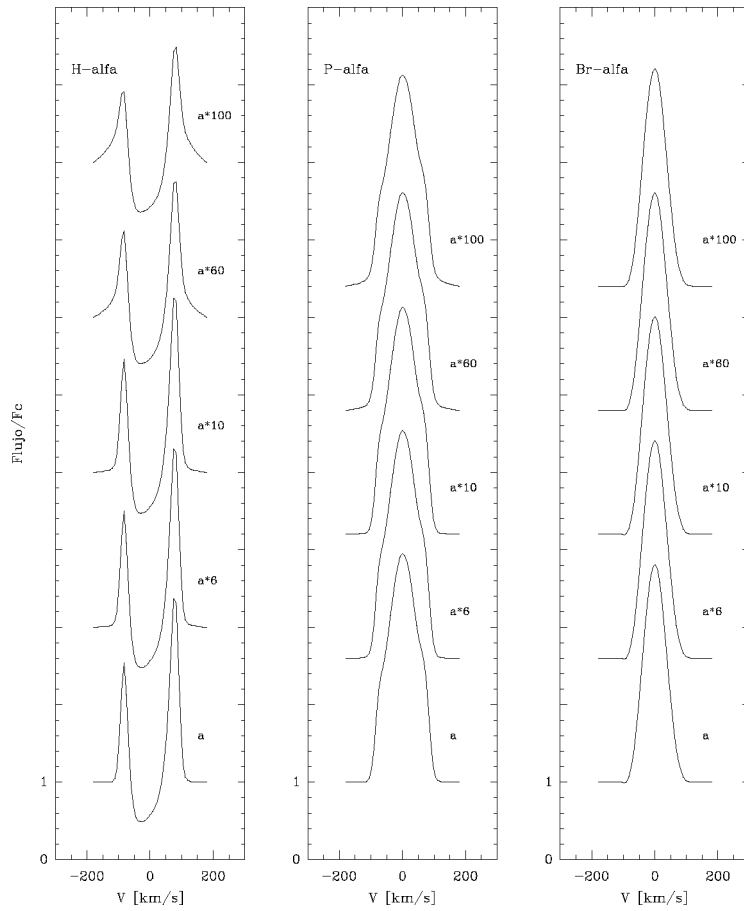


Figura 1. Perfiles de $H\alpha$, $P\alpha$ y $Br\alpha$ para distintos valores del coeficiente de amortiguamiento.

Referencias

- Mihalas, D., "Stellar Atmospheres", 1978, 2da. edición, p. 278
 Abramowitz & Stegun, "Handbook of Mathematical Functions", 1968, p. 302, ec. 7.4.13
 Venero, R., Cidale, L. & Ringuelet, A., 2002, ApJ, 578, 450

Modelado del continuo de Balmer en estrellas Be

Alicia Cruzado, Isabel Bibbó y Adela Ringuelet

FCAGLP, La Plata, Argentina, acruzado@fcaglp.fcaglp.edu.ar

Abstract. The second Balmer jump is a distinctive spectral feature very often observed in Be stars. This jump, which is usually attributed to a surrounding extended envelope, may be in emission or in absorption. So, an excess or defect of radiation relative to theoretical atmospheric models describing early-type spectra is originated in the Balmer continuum region. The aim of the present work is to account for the different aspects shown by the Balmer continuum in Be stars. In order to do that, models have been built by adopting different density and temperature distributions and by taking into account every physical process that may take place in extended envelopes of Be stars.

Resumen. Una característica sobresaliente del espectro de las estrellas Be es la existencia de un segundo salto de Balmer, cuyo origen es atribuido a la envoltura extendida que poseen estas estrellas mas allá de la fotosfera. Esta segunda discontinuidad se manifiesta tanto en emisión como en absorción, dando lugar a un exceso o defecto de flujo en el continuo de Balmer con respecto al flujo del continuo de una estrella B normal. El objetivo de este trabajo es explicar los diferentes aspectos que este continuo puede mostrar. Para ello se han construido modelos de envolturas estelares teniendo en cuenta los procesos físicos que en ellas tienen lugar y adoptando diferentes distribuciones de temperatura y densidad.

1. Modelo de envoltura

Hemos considerado una atmósfera con simetría esférica constituida por partículas de hidrógeno neutro, hidrógeno ionizado y electrones libres inmersas en el campo de radiación originado en la estrella central. Este campo se ha supuesto planckiano y se ha introducido un factor de dilución geométrico para tener en cuenta la variación del mismo con la distancia a la estrella central.

Hemos considerado una distribución de densidades decreciente con la distancia a la estrella central r :

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 V(r)} \quad (1)$$

donde \dot{M} es la tasa de pérdida de masa y $V(r)$ es la velocidad, cuya distribución con la distancia a la estrella está representada por la ampliamente usada ley β (Castor, Abbott and Klein, 1975; Pauldrach, Puls and Kudritzki, 1986; Kudritzki et al., 1989; Lamers and Cassinelli, 1999):

$$V(r) = V_0 + (V_\infty - V_0)\left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \quad (2)$$

con $V_\infty = V(r \rightarrow \infty)$ (velocidad terminal), $V_0 = V(r = R_*)$ y β está relacionada con la pendiente de la ley de velocidades.

Para la temperatura electrónica hemos adoptado la siguiente distribución sugerida por Catala, Kunasz and Praderie (1984) para estrellas Ae y Be Herbig:

$$T = T_0 + (T_{max} - T_0) \exp\left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{max})^2}{\Delta_1^2}\right]$$

si $R_{T_{min}} \leq r \leq R_{max}$, y

$$T = T_0 + (T_{max} - T_0) \exp\left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{max})^2}{\Delta_2^2}\right] \quad (3)$$

si $r > R_{max}$

donde T_{max} es la temperatura máxima alcanzada a la distancia R_{max} desde la estrella, T_0 es la temperatura asintótica alcanzada a una distancia de varios radios estelares desde la estrella, y Δ_1 y Δ_2 controlan la posición del máximo de temperatura y la extensión de la cromósfera.

2. Procesos físicos en plasmas de baja densidad

En la envoltura extendida hemos considerado los siguientes procesos físicos que contribuyen a la emisión o absorción de energía en el rango de longitudes de onda correspondiente al continuo de Balmer:

- emisión de energía debida a transiciones libre-libre del hidrógeno:

$$4\pi j_\nu = 6.72 \times 10^{-38} g(f-f) \frac{n_p n_e}{T_e^{1/2}} \exp\left[\frac{-h\nu}{kT_e}\right] \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (4)$$

- emisión de energía debida a transiciones libre-ligado del hidrógeno (recombinación radiativa):

$$4\pi j_\nu = 2.16 \times 10^{-32} g(b-f) \frac{n_p n_e}{T_e^{3/2}} \frac{1}{n^3} \exp\left[\frac{h(\nu_n - \nu)}{kT_e}\right] \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (5)$$

- absorción de energía debida a la fotoionización:

$$4\pi j_\nu = 2.16 \times 10^{-32} g(f-b) \frac{n_p n_e}{T_R^{3/2}} \frac{1}{n^3} \exp\left[\frac{h(\nu_n - \nu)}{kT_R}\right] \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (6)$$

con

T_e =temperatura electrónica

T_R =temperatura de radiación

n_p =número de protones por unidad de volumen

n_e =número de electrones por unidad de volumen

g =factor de Gaunt

ν =frecuencia

3. Resultados y conclusiones

Adoptando distintos valores para los parámetros que intervienen en las expresiones 1, 2 y 3 (\dot{M} , V_∞ , V_0 , T_{max} , R_{max} , T_0 , Δ_1 y Δ_2) hemos podido reproducir el continuo de Balmer observado de varias estrellas Be. Concluimos que, teniendo en cuenta transiciones libre-libre, transiciones ligado-libre y fotoionizaciones en un plasma de hidrógeno parcialmente ionizado, es posible reproducir el continuo de Balmer en las estrellas Be adoptando adecuadas distribuciones de temperatura y densidad para las envolturas extendidas de estas estrellas. El aspecto de este continuo es fuertemente dependiente de la ley de temperaturas adoptada.

Referencias

- Catala, C., Kunasz, P. B., & Praderie, F., 1984, A&A 134, 402.
 Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I., 1975, Astrophys. J. 195, 157.
 Kudritzki, R. P., Pauldrach, A. W. A., Puls, J., & Abbott, D. C., 1989, A&A 219, 205.
 Lamers, H. J. G. L. M., & Cassinelli, J. P., 1999, Introduction to Stellar Winds, Cambridge, University Press.
 Pauldrach, A. W. A., Puls, J., & Kudritzki, R. P., 1986, A&A 164, 86.

COMUNICACIÓN DE TRABAJO

Evolución de una estrella AGB-manqué desde la rama horizontal extrema (EHB) hasta la etapa de enana blanca DQ

Claudia G. Scóccola,¹ Leandro G. Althaus,² Aldo M. Serenelli,³ y Alejandro H. Córsico⁴

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina, cscoccola@fcaglp.unlp.edu.ar*

² *Departament de Física Aplicada, Universitat Politècnica de Catalunya, Spain*

³ *Institute for Advanced Study, Princeton, USA*

⁴ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina*

Abstract. We have calculated the evolution of a $0.49 M_{\odot}$ hydrogen-deficient white dwarf up to very low effective temperatures. The final model has been obtained by calculating the evolution of a H-deficient star from the extreme horizontal branch (EHB) up to the white dwarf regime, without going through the asymptotic giant branch (AGB). Progenitor stars of this kind are characterized by the lack of thermal pulses, and are known as AGB-manqué. We have found that the white dwarf has observable carbon abundances once it has cooled down 10000 K. These models are representative of white dwarfs of spectral type DQ (helium atmosphere with carbon traces).

Resumen. Hemos calculado la evolución de una enana blanca deficiente en hidrógeno caracterizada por una masa de $0.49 M_{\odot}$, hasta muy bajas temperaturas efectivas. El modelo final ha sido obtenido calculando la evolución de una estrella deficiente en hidrógeno desde la rama horizontal extrema (EHB - Extreme Horizontal Branch) hasta la etapa de enana blanca sin pasar por la etapa de AGB (Asymptotic Giant Branch). Estrellas progenitoras de este tipo se caracterizan por no experimentar pulsos térmicos y se conocen como AGB-manqué. Hemos encontrado que la enana blanca posee abundancias observables de carbono cuando se ha enfriado a temperaturas efectivas de aproximadamente 10.000 K. Estos modelos son representativos de enanas blancas de tipo espectral DQ (atmósferas de helio con trazas de carbono).

1. Introducción

En la actualidad existe un número considerable de estrellas enanas blancas observadas caracterizadas por espectros que sugieren la presencia de helio como componente dominante y trazas de carbono en sus atmósferas. La diversidad en la abundancia de carbono observada en estas estrellas - las cuales se conocen en la literatura como enanas blancas DQ - conduce a la idea que estas enanas blancas pueden provenir de progenitores de características variadas. Inspirados por

las evidencias observacionales indicando posibles mecanismos de formación de enanas blancas DQ más allá del escenario comúnmente aceptado (born-again), hemos analizado la evolución de una estrella AGB-manqué desde la rama horizontal extrema hasta la etapa de enana blanca, llegando a temperaturas efectivas tan bajas como 7000 K. Específicamente, hemos calculado la evolución de un modelo en la rama horizontal, de $0.49 M_{\odot}$ rico en helio, y cuya envoltura está contaminada con un 3% de carbono. Este modelo inicial es compatible con las observaciones así como también con cálculos evolutivos standard. En particular, PG0112+104 (un miembro de la clase He-sdB) caracterizada por una temperatura efectiva de 30.000 K, exhibe una abundancia (en masa) de helio de 96% y una abundancia de 2% de carbono (Lanz et al. 2004). En el mismo trabajo se explica como pueden formarse este tipo de estrellas a partir de un flash tardío en el núcleo durante el descenso de la enana blanca por la curva de enfriamiento (ver también Cassisi et al. 2003). Dependiendo de la cantidad de masa perdida (por ejemplo, por vientos) durante la etapa de gigante roja, el flash de helio se produce en distintos lugares del diagrama H-R. Una estrella caracterizada por una masa estelar de $1 M_{\odot}$ en la secuencia principal puede experimentar fuertes eventos de pérdida de masa durante la etapa de gigante y abandonar la rama de las gigantes sin sufrir un flash de helio, y posteriormente dirigirse directamente hacia la rama de enfriamiento de las enanas blancas. Luego, si se produce el flash cuando la temperatura efectiva ha bajado lo suficiente, una mezcla inducida por la convección hace que la envoltura de hidrógeno se quemé casi por completo al ser el hidrógeno arrastrado hacia el interior. El resultado es una estrella deficiente en hidrógeno en la rama horizontal. Este modelo es adoptado como punto de partida para estudiar la evolución del objeto.

2. Código evolutivo utilizado

Los cálculos presentados en este trabajo han sido generados con el código evolutivo LPCODE, descrito en detalle en Althaus et al. (2003). Se han considerado opacidades radiativas OPAL, tasas de emisión de neutrinos y opacidades conductivas tomadas de Itoh et al.; tasas de reacciones nucleares de Angulo et al. (1999). Para la ecuación de estado, se ha considerado ionización parcial, presión de radiación, contribución iónica, electrones parcialmente degenerados, e interacciones Coulombianas. En el régimen de enana blanca, la ecuación de estado utilizada fue la de Magni y Mazzitelli (1979). La convección está tratada en el marco de la Mixing Length para fluidos con gradiente de composición (Grossman y Taam, 1996). La pérdida de masa se trató según Bloeker (1995).

3. Resultados

En la fig. 1 - *izquierda* se muestra el track evolutivo del modelo AGB manqué. Notamos que la estrella evoluciona directamente de la rama horizontal, hasta la rama de enfriamiento de las enanas blancas. Como referencia, se ubica la posición del sol con el símbolo \circ . La máxima temperatura efectiva alcanzada es de 96500 K y la máxima luminosidad es de $\text{Log}(L/L_{\odot}) = 2.411281$.

En la fig. 1 - *derecha* se muestra la evolución de la gravedad superficial (en unidades de g_{\odot}) como función de la temperatura efectiva (línea sólida). Se

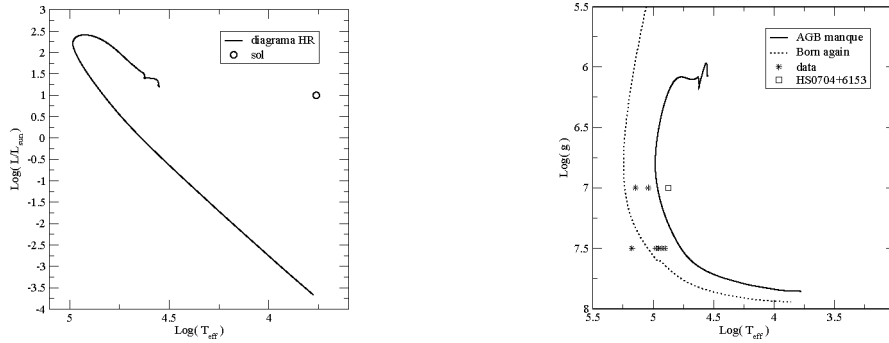


Figura 1. *Izquierda:* Track evolutivo del modelo AGB manqué. *Derecha:* Evolución de la gravedad superficial (en unidades de cgs) como función de la temperatura efectiva (línea sólida).

marca con un cuadrado la posición ocupada por la estrella HS0704+6153 - una estrella de tipo PG1159, cuya alta abundancia de helio superficial hace pensar que es descendiente de una estrella de tipo AGB manqué, y no de una que sufrió un episodio de born-again (Dreizler & Heber 1998). Vemos que su posición es cercana a la curva trazada por nuestro modelo. Se marcan también las posiciones de otras estrellas de tipo PG 1159 (Dreizler & Heber 1998), y el track de una estrella que experimentó un episodio de born-again (línea segmentada).

En la fig. 2 - *izquierda* se muestra la evolución de la abundancia en masa del ^{12}C como función de la fracción externa de masa, $q = \log(1 - M_r/M_*)$. Se grafica el perfil de carbono para el modelo a etapas evolutivas caracterizadas por $T_{\text{eff}} = 48400, 14300, 9800, 8000$ K. La difusión gravitatoria produce la sedimentación del carbono hacia zonas más profundas del objeto. Al llegar al régimen de enana blanca, y a medida que la temperatura efectiva desciende, la zona convectiva que se genera se va profundizando, llegando a zonas ricas en carbono, que es arrastrado hacia la superficie, mecanismo que se conoce como dredge-up convectivo. Como consecuencia, la abundancia de carbono superficial aumenta a medida que la temperatura efectiva baja.

En la fig. 2 - *derecha* se observa la densidad numérica de ^{12}C superficial, relativo a la densidad numérica del ^4He , como función de la temperatura efectiva. Notamos que la abundancia superficial de carbono aumenta a medida que la temperatura desciende, como se ve también en la fig. 2 - *izquierda*. Los símbolos corresponden a enanas blancas ricas en helio con trazas de carbono - tipo espectral DQ - que han sido observadas por Weidemann & Koester (1995). Vemos que las AGB manqué son posibles progenitores para las DQ - progenitores que tienen una historia evolutiva distinta al born-again.

4. Conclusiones

Hemos analizado la evolución de una enana blanca deficiente en hidrógeno caracterizada por una masa de $0.49 M_{\odot}$, hasta muy bajas temperaturas efectivas, formada a través del canal evolutivo de las AGB manqué. En el diagrama HR puede verse la evolución directa desde la rama horizontal hasta la rama de en-

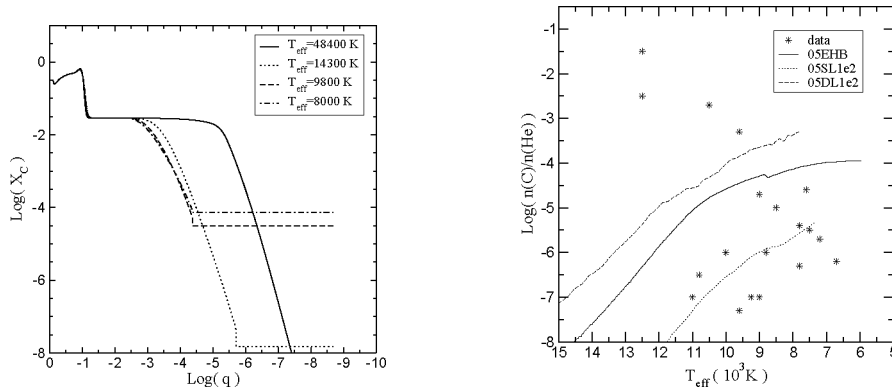


Figura 2. *Izquierda:* Evolución de la abundancia en masa del ^{12}C como función de la fracción externa de masa, $\text{Log}(1 - M_r/M_*)$. *Derecha:* Densidad numérica de ^{12}C superficial, relativo a la densidad numérica del ^4He , como función de la temperatura efectiva.

frimiento de las enanas blancas. Existen evidencias observacionales de que algunas de las enanas blancas DQ se formaron por un canal evolutivo alternativo al del born-again. Por ejemplo la estrella HS0704+6153 se ubica en el plano $\text{Log}(T_{\text{eff}}) - \text{Log}(g)$ más cerca al track seguido por nuestro modelo AGB manqué que al track seguido por una estrella que experimentó un episodio de born-again. La abundancia de carbono superficial, proveniente de capas interiores y traído a la superficie por el mecanismo de dredge-up convectivo, está en acuerdo con las abundancias observadas para algunas enanas blancas DQ. Esto fortalece la idea del AGB manqué como canal evolutivo posible para la formación de algunas enanas blancas DQ.

Agradecimientos. Agradecemos el apoyo del Instituto de Astrofísica La Plata y del CONICET.

Referencias

- Althaus, L. et al. 2003, A&A, 404, 593
 Angulo, C. et al. 1999, Nucl. Phys. A, 656, 3
 Bloeker, T., 1995, A&A, 297, 727
 Cassisi et al. 2003, ApJ, 582, L43
 Dreizler & Heber 1998, A&A, 334, 618
 Grossman & Taam 1996, MNRAS, 283, 1165
 Lanz et al. 2004, ApJ, 602, 342
 Magni, G. & Mazzitelli, I. 1979, A&A, 72, 134
 Weidemann & Koester 1995, A&A, 297, 216

COMUNICACIÓN DE TRABAJO

Pulsaciones en estrellas variables ZZ Ceti masivas: las huellas del overshooting previo y la cristalización

Alejandro H. Córscico,¹ Leandro G. Althaus,² Mike H. Montgomery,³

Enrique García-Berro,⁴ Jorge A. Panei,¹ y Jordi Isern⁵

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina. acorsico@fcaglp.unlp.edu.ar*

² *Departament de Física Aplicada, Universitat Politècnica de Catalunya, Castelldefels, Barcelona, Spain.*

³ *Department of Astronomy, University of Texas, Austin, USA.*

⁴ *Institut d'Estudis Espacials de Catalunya, Barcelona, Spain.*

⁵ *Institut de Ciències de l'Espai, Spain.*

Abstract. Prompted by recent claims that asteroseismology of ZZ Ceti variable stars could supply valuable clues about the crystallization processes in the deep interior of massive white dwarf stars (Metcalf, Montgomery & Kanaan 2004), we present in this work new pulsation calculations employing white dwarf models with carbon/oxygen cores representative of massive ZZ Ceti pulsators. The effects of crystallization on the pulsation properties of our models have been assessed by means of a detailed analysis of the non-radial g -modes which are responsible for the observed periodicities in ZZ Ceti stars.

Resumen. Basándonos en recientes indicaciones de que la astrosismología podría proporcionar valiosas claves acerca de los procesos de cristalización en el interior de estrellas enanas blancas masivas (Metcalf, Montgomery & Kanaan 2004), en este trabajo presentamos nuevos cálculos pulsacionales en modelos de enanas blancas DA con núcleos de carbono/oxígeno, representativos de pulsadores ZZ Ceti masivos. Los efectos de la cristalización sobre las propiedades pulsacionales de nuestros modelos han sido evaluados por medio de un detallado análisis de modos- g no-radiales, responsables de las periodicidades de las estrellas ZZ Ceti.

1. Introducción

A medida que las estrellas enanas blancas se enfrían, la energía térmica de los iones de su núcleo degenerado va disminuyendo gradualmente y a raíz de esto la energía de interacción Coulombiana va tornándose cada vez más importante. Sobre la base de evidencias teóricas, se espera que enanas blancas frías ($T_{\text{eff}} \lesssim 8000 - 6000$ K) con una masa estelar promedio ($\sim 0.6M_{\odot}$) experimenten un cambio de fase en su interior cuando la constante de acoplamiento Coulombiana Γ (que mide la importancia de las interacciones electrostáticas) supere el valor ≈ 180 . En estas circunstancias debería desarrollarse un núcleo sólido (cristalizado), cuyo efecto principalmente sería el de retardar el enfriamiento de la estrella debido a la liberación de calor latente. En enanas blancas muy masivas ($M_{*} \sim 1.0 - 1.3M_{\odot}$), sin embargo, la cristalización debería desarrollarse

a temperaturas efectivas algo mayores, características de las variables ZZ Cet ($T_{\text{eff}} \sim 10500 - 13000$ K). Esta afortunada circunstancia permitiría, en principio, confirmar la teoría de la cristalización (formulada hace más de cuarenta años) y estudiar en detalle los procesos físicos involucrados evaluando sus efectos sobre las propiedades pulsacionales de estrellas ZZ Cet masivas. En esta dirección apunta el reciente trabajo de Metcalfe, Montgomery & Kanaan (2004), en el cual se intenta inferir la proporción de masa cristalizada de la única ZZ Cet masiva conocida, BPM 37093, caracterizada por una masa estelar de $\sim 1.0 - 1.1M_{\odot}$ y una temperatura efectiva de $T_{\text{eff}} \sim 11600$ K. En este trabajo hemos re-examinado el problema empleando modelos evolutivos representativos de estrellas ZZ Cet masivas calculados teniendo en cuenta la historia evolutiva completa de sus progenitores. Además del efecto de la cristalización sobre las pulsaciones, hemos examinado la posibilidad de inferir la presencia de “overshooting” previo estudiando en qué manera el perfil químico resultante afectaría el espectro de pulsaciones.

2. Ingredientes físicos y secuencias evolutivas

Detalles acerca del cálculo de nuestras secuencias evolutivas son dados en Althaus et al. (2003). Aquí mencionaremos brevemente los ingredientes físicos incorporados más importantes. Nuestros modelos han sido generados con el código evolutivo LPCODE, que incorpora las modernas opacidades radiativas OPAL. La convección es tratada empleando la *mixing length theory* extendida para fluidos con gradientes de composición (Grossman & Taam 1996). La evolución de las abundancias químicas es tratada por medio de un esquema de mezcla dependiente del tiempo. La evolución de la distribución de elementos durante el régimen de enana blanca es tratada considerando difusión química microscópica dependiente del tiempo. También hemos incluido overshooting por encima o por debajo de cualquier región formalmente convectiva. Hemos calculado la evolución de un modelo estelar con una masa inicial de $6M_{\odot}$ en la ZAMS, pasando por las etapas de combustión de H y He en el núcleo hasta el punto más alto en la rama asintótica de las gigantes (AGB) donde ocurren los pulsos térmicos, y finalmente el régimen de enfriamiento como enana blanca. En esta secuencia hemos considerado overshooting (secuencia OV). La enana blanca resultante (con núcleo de carbono/oxígeno) tiene una masa $0.94M_{\odot}$. Con fines de comparación, una secuencia adicional de modelos estelares con una masa inicial de $7.5M_{\odot}$ en la ZAMS y una masa final de $\approx 0.94M_{\odot}$ como enana blanca ha sido calculada sin incluir overshooting (secuencia NOV). En el núcleo de nuestros modelos de enanas blancas la cristalización comienza cuando $\Gamma > 180$. La distribución química debida a la separación de fase es evaluada empleando el procedimiento descrito en Salaris et al. (1997). Para calcular el aumento en la abundancia del oxígeno hemos empleado el diagrama de fases tipo “spindle” de Segretain & Chabrier (1993).

Para nuestras secuencias de modelos de enanas blancas hemos calculado el espectro de períodos de modos- g noradiales cuadrupolares ($\ell = 2$) con el código de pulsaciones descrito en Córscico et al. (2002), modificado adecuadamente para tener en cuenta la presencia de un núcleo cristalizado en nuestros modelos. Las condiciones de borde empleadas son aquellas denominadas de “esfera sólida” en

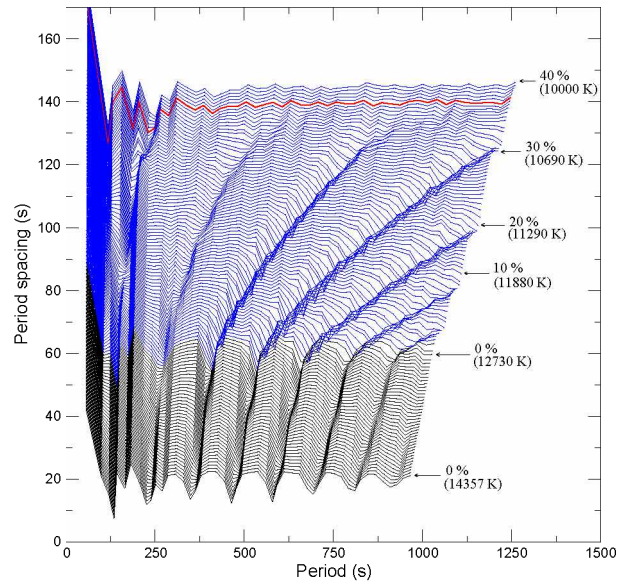


Figura 1. Evolución del espaciado de períodos a medida que la temperatura efectiva decrece y la cristalización aumenta. Las líneas azules corresponden al régimen de cristalización. La línea roja corresponde al momento en el cual el escalón en el perfil de oxígeno dejado por el overshooting durante la combustión central de helio desaparece debido a la rehomogeneización.

la frontera sólido/líquido, según las cuales las autofunciones de oscilación están inhibidas en el núcleo sólido y sólo se propagan en la parte fluída de la estrella.

3. Resultados y conclusiones

En nuestros cálculos de pulsaciones hemos incluido en forma progresiva las condiciones físicas reinantes en el interior de los modelos, hasta llegar finalmente a la situación más realista. Específicamente, hemos explorado secuencialmente las siguientes situaciones: (1) cálculos despreciando los procesos de cristalización; (2) cálculos incluyendo cristalización pero despreciando rehomogeneización química causada por la separación de fases; (3) cálculos incluyendo cristalización y rehomogeneización química. La Fig. 1 corresponde a la separación de períodos versus el período para diferentes temperaturas efectivas, en el caso más realista en que tanto los procesos de cristalización así como también la rehomogeneización química resultante han sido incorporados en forma consistente en los cálculos de pulsaciones para la secuencia OV. Los principales resultados obtenidos son los siguientes:

- Hemos encontrado que la presencia de la cristalización modifica fuertemente el espectro teórico de pulsaciones de modelos de enanas blancas masivas, en particular en el caso de la secuencia OV, tal como se muestra claramente en la Fig. 1.

- En la secuencia OV, cuando la masa cristalizada constituye un 37 % de la masa estelar (y el modelo está caracterizado por una $T_{\text{eff}} \approx 10400$ K), el escalón en el perfil químico dejado por el overshooting durante la combustión central del helio, es completamente eliminado por la acción de la rehomogeneización química. Como resultado, la distribución de separaciones de períodos se torna muy plana, en particular para períodos más largos que ≈ 300 segundos (ver Fig. 1).
- El espectro de períodos de una estrella ZZ Cet caracterizada por una masa estelar en el rango $0.90 - 1.00M_{\odot}$ podría aún conservar la señal de overshooting previo (overshooting en el núcleo convectivo de helio en combustión).
- BPM 37093 es la ZZ Cet más masiva conocida hasta el momento. Dadas las incertezas en la masa y la temperatura efectiva de BPM 37093 y también las incertezas en la identificación de modos, no podemos hacer una afirmación definitiva acerca de si esta estrella experimentó o no overshooting, o con respecto al grado de cristalización que posee. Sin embargo podemos decir lo siguiente: si la masa estelar de $1.0M_{\odot}$ la estrella debería tener un 37 % cristalizado para $T_{\text{eff}} = 11700$ K. En este caso su espectro observado de períodos podría reflejar “mode trapping” debido a episodios previos de overshooting. Por otro lado, si la estrella tiene una masa de $1.1M_{\odot}$ no debería haber ningún signo de mode trapping en su espectro de períodos. En este caso uno no puede decir nada acerca de la ocurrencia de overshooting en el núcleo durante la evolución pre-enana blanca.

Agradecimientos. Agradecemos al Instituto de Astrofísica La Plata (CONICET) por facilitarnos los medios computacionales empleados en esta investigación.

Referencias

- Alexander, D. R., & Ferguson, J. W. 1994, ApJ, 437, 879
 Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Córscico, A. H., & Montgomery, M. H. 2003, A&A, 404, 593
 Córscico, A. H., Althaus, L. G., Benvenuto, O. G., & Serenelli, A. M., 2002, A&A, 387, 531
 Grossman, S. A., & Taam, R. E., 1996, MNRAS, 283, 1165
 Metcalfe, T. S., Montgomery, M. H., & Kanaan, A. 2004, ApJ, L133
 Montgomery, M. H., & Winget, D. E., 1999, ApJ, 526, 976
 Segretain, L., & Chabrier, G. 1993, A&A, 271, L13

The old open cluster Trumpler 5 and the chemical evolution of the galactic disc

Andrés E. Piatti,¹ Juan J. Clariá,² and Andrea V. Ahumada²

¹ *IAFE, Buenos Aires, Argentina, andres@iafe.uba.ar*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina, claría@oac.uncor.edu, andrea@oac.uncor.edu*

Abstract. We present CCD VI_{KC} and Washington CT_1 photometry in the field of Trumpler 5. From the comparison of the cluster CMDs with theoretical isochrones, the Standard Giant Branches method and measures of δV and δT_1 , we derive reddening, distance, age and metallicity. We examined the overall properties of all clusters with ages of 3 Gyr or older. No evidence either for an abundance Z gradient or for an age-metallicity relation is found. We suggest that the Galactic disc might have been formed inside-out and that the relative lack of very old clusters with $Z > 0.5$ kpc would be reflecting the transition between the formation of the globular and open cluster systems.

Resumen. Presentamos fotometría CCD VI_{KC} y Washington CT_1 en el campo de Trumpler 5. Comparando los diagramas CM con isócronas teóricas, usando el método de las Ramas Gigantes Standard y midiendo δV y δT_1 , derivamos enrojecimiento, distancia, edad y metalicidad. Un análisis de las propiedades de los cúmulos más viejos que $\sim 3 \times 10^9$ años no aporta evidencia alguna sobre la existencia de una relación edad-metalicidad, ni tampoco de un gradiente de abundancia en la dirección Z . Sugerimos que el disco podría haberse formado de adentro hacia afuera y que la ausencia de cúmulos muy viejos con $Z > 0.5$ kpc podría estar reflejando la transición entre la formación de los sistemas de cúmulos abiertos y globulares galácticos.

1. Cluster fundamental parameters

We report here the results obtained from high-quality CCD VI_{KC} and Washington CT_1 photometry in the field of Trumpler 5. The CCD images were obtained using the CTIO 0.9-m telescope. Details on the data reduction are given in Piatti et al. (2003). Fig. 1 (left) shows a schematic finding chart of the observed field, including three concentric circles of 300, 600 and 900 pixels wide around the cluster center. To remove the field contamination, we counted the number of stars in boxes of $(\Delta(V-I), \Delta V) = (0.1, 0.5)$ mag in the field CMD ($r > 900$ pixels) and subtracted per unit area the same number of stars per CM bin in the entire field. In Fig. 1 (right) we present the field star cleaned extracted CMDs. We accounted for field contamination in the $(T_1, C-T_1)$ CMD following the same precepts applied to the VI data. To estimate the cluster parameters we used the cleaned innermost extracted $(V, V-I)$ CMD. We measured $\delta V = 2.05 \pm 0.15$, which implies an age of (4.6 ± 0.8) Gyr (Janes & Phelps 1994). The Geneva group's isochrone that best reproduces the cluster features corresponds

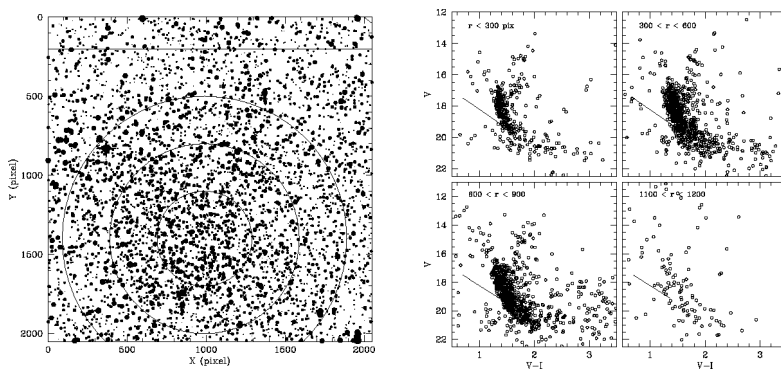


Figure 1. *Left:* Schematic finding chart of the stars observed in Tr 5. Three concentric circles around the cluster center and a horizontal line delimiting the southern border of the star field are drawn. *Right:* Field star cleaned (V,V-I) CMDs for stars in different extracted regions.

to $\log t = 9.70$ ($t = 5.0$ Gyr) and $Z = 0.008$ ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.40$). We derived $E(V-I) = 0.80$ and $V-M_V = 13.80$, these values implying $E(B-V) = 0.60 \pm 0.04$ and $d = (2.4 \pm 0.5)$ kpc, respectively. Fig. 2 (left) shows three different isochrones shifted by $\Delta(V-I) = 0.80$ and $\Delta V = 13.80$, which illustrate the age-metallicity effect on the cluster CMD. We used the same precepts as described above for estimating the cluster properties from the cleaned $r < 300$ Washington CMD, using now δT_1 as age reference (Geisler et al. 1997). The best fit is now achieved when matching the isochrone of $\log t = 9.65$ ($t = 4.4$ Gyr) and $Z = 0.008$ with $E(C-T_1) = 1.17$ and $T_1 - M_{T_1} = 13.65$. By using $E(C-T_1)/E(B-V) = 1.97$ and $A_{T_1}/E(B-V) = 2.62$ (Geisler et al. 1996), we derive $E(B-V) = 0.60 \pm 0.08$ and $d = (2.6 \pm 0.7)$ kpc. The cluster parameters estimated from both photometries resulted in excellent agreement. We made an independent metallicity determination using the $[M_{T_1}, (C-T_1)_o]$ plane with the Standard Giant Branches (SGBs) of Geisler & Sarajedini (1999). Fig. 2 (right) shows the cleaned innermost extracted Washington CMD with the SGBs superimposed. From this figure we derived and observed cluster metallicity of $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.50 \pm 0.10$ dex. However, in view of the well-known age-metallicity degeneracy, we followed the prescriptions described by Geisler et al. (2003) and applied a correction of $+0.20$ dex to the observed metallicity. Thus, we finally obtained $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.30 \pm 0.15$, in full accordance with the isochrones' matching.

2. Discussion

In order to investigate the chemical evolution of the Galactic disc during more than 2/3 of the disc lifetime, clockwise from its formation, we selected from the WEBDA data base 27 old open clusters (age ≥ 3 Gyr) with well known cluster parameters. Fig. 3 illustrates different relationships between the main cluster parameters. The upper left-hand panel reveals an overall tendency of clusters to be located at farther distances from the plane as their distances increase from the galactic center. Thus, for example, clusters with $|Z| > 0.5$ kpc have in general

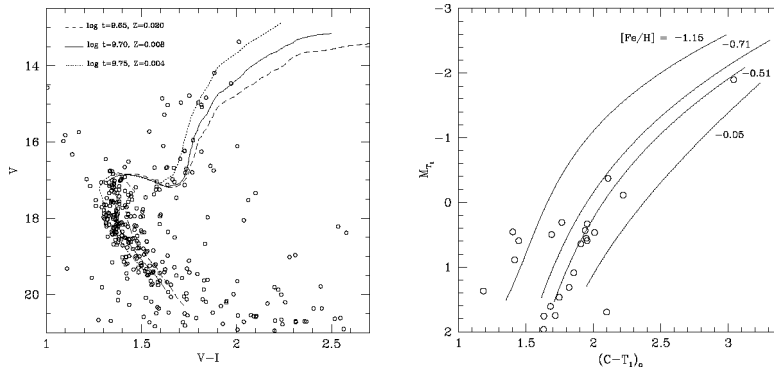


Figure 2. *Left:* $(V, V-I)$ CMD for stars in Tr 5. Isochrones from the Geneva group are overplotted. *Right:* $[M_{T_1}, (C-T_1)_o]$ diagram of cluster giants in the innermost extracted CMD with SGBs from Geisler & Sarajedini (1999) superimposed. An age-dependent correction to the indicated metallicities was applied for Tr 5.

$R_{GC} > 10$ kpc. Fig. 3 suggests that old open clusters are indistinctly observed with any metal content at low and high Z -values, a fact which tends to favour the inexistence of an abundance Z gradient. Indeed, Tr 5 is a relatively metal-poor cluster nearly placed onto the Galactic plane. The upper right-hand panel of Fig. 3 shows a remarkable characteristic consisting in the relative absence of clusters at large $|Z|$ values during the first epoch of the disc formation. Clusters distributed near and far from the Galactic plane have been mostly observed with ages smaller than 6 Gyr. Precisely, within this group of objects, those located farther from the Galactic plane belong to the outer disc (open symbols), in agreement with the behaviour shown in the upper left-hand panel. In contrast, the inner disc clusters (filled circles) cover practically the total age range. All these trends suggest that the disc might have been formed inside-out (see, e.g., Burkert et al. 1992) and that the relative lack of clusters older than 6 Gyr and $Z > 0.5$ kpc would be reflecting the transition between the formation of the globular and open cluster systems, the latter beginning to develop towards the end of the formation stage of the former. The radial abundance gradient for the old open cluster system is depicted in the lower left-hand panel of Fig. 3. The formal value of this gradient is (0.05 ± 0.02) dex kpc^{-1} , in very good agreement with previous studies (e.g., Chen et al. 2003). Similar abundance gradients are derived when dividing the sample into clusters older and younger than 6 Gyr. On the other hand, the resulting metallicity-Galactocentric distance relationship can hardly be interpreted in terms of a discontinuity at $R_{GC} = 10$ kpc, as suggested by Twarog et al. (1997). We corrected the adopted cluster metallicities because of the radial gradient existence and determined the abundances the clusters would have if they were placed at a solar Galactocentric distance of $R_{GC} = 8.5$. The lower right-hand panel shows the resulting age-metallicity relation using the corrected $[\text{Fe}/\text{H}]$ values. Note that there is no hint of a correlation between both parameters. The clusters at $Z < 0.5$ kpc appear to have been formed along the whole disc lifetime with a growing range of their metallicities as their ages

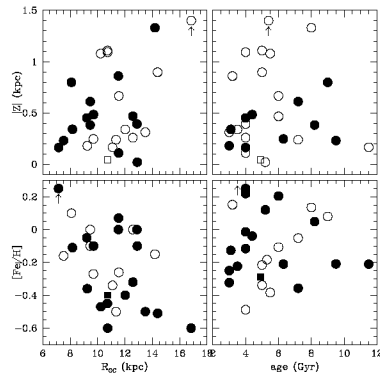


Figure 3. Relationships between the height, the Galactocentric distance, the age and the metallicity of old open clusters. Circles and the square represent the selected old clusters and Tr 5, respectively. Filled symbols correspond to clusters with: $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.2$ dex (upper left-hand panel); $R_{GC} < 10$ kpc (upper right-hand panel); age < 6 Gyr (lower left-hand panel); and $Z < 0.5$ kpc (lower right-hand panel). Metallicities in the lower right-hand panel are corrected by the radial abundance gradient.

decrease. Despite the limited number of clusters with $Z > 0.5$ kpc (open circles), we did not find any trend either between their metal abundance and ages.

References

- Burkert, A., Truran, J. W., & Hensler, G. 1992, *ApJ*, 391, 651
 Chen, L., Hou, J. L., & Wang, J. J. 2003, *AJ*, 125, 1397
 Geisler, D., Bica, E., Dottori, H., Clariá, J., Piatti, A., & Santos, J. 1997, *AJ*, 114, 1920
 Geisler, D., Lee, M. G., & Kim, E. 1996, *AJ*, 117, 1529
 Geisler, D., Piatti, A. E., Bica, E., & Clariá, J. J. 2003, *MNRAS*, 341, 771
 Geisler, D., & Sarajedini, A. 1999, *AJ*, 117, 308
 Janes, K. A., & Phelps, R. L. 1994, *AJ*, 108, 1773
 Piatti, A. E., Clariá, J. J., & Ahumada, A. V. 2003, *MNRAS*, 340, 1249
 Twarog, B. A., Ashman, K. M., & Anthony-Twarog, B. J. 1997, *AJ*, 114, 2556

Spectroscopic Detection of Hot Jupiters

Dante Minniti,¹ Manuela Zoccali,¹ Tim Bedding,² Laszlo Kiss,² and Hans Kjeldsen³

¹ Dept. Astronomía, Univ. Católica, Casilla 306, Santiago, Chile; dante@astro.puc.cl, mzoccali@astro.puc.cl

² School of Physics, University of Sydney 2006, Australia; bedding@physics.usyd.edu.au, l.kiss@physics.usyd.edu.au

³ Aarhus University, DK 8000, Aarhus C, Denmark; hans@ifa.au.dk

Abstract. About 150 exoplanets have been discovered using precision velocity measurements, but none has been detected directly via its reflected optical light. We present a new method to directly observe the spectrum of a hot Jupiter around a nearby star. This consists of defocussing a large telescope onto an integral field unit (IFU) spectrograph. The coadded spectrum of all fibers would give the required $S/N > 10^4$, allowing to detect hot Jupiters around nearby stars directly by subtracting the spectra obtained at different orbital phases.

Resumen. Unos 150 exoplanets han sido descubiertos usando mediciones de velocidades de precisión, pero ninguno ha sido detectado directamente a través de su luz reflejada. Aquí presentamos un método para observar directamente el espectro de un Júpiter caliente orbitando alrededor de una estrella cercana. Este consiste en desenfocar un telescopio grande en una unidad de espectrógrafo de campo integral (IFU). El espectro sumado de todas las fibras daría la señal sobre ruido $S/N > 10^4$, requerida para detectar un Júpiter caliente cercano, directamente restando el espectro obtenido en diferentes fases orbitales.

1. Introducción

It has been a long quest for astronomers to detect directly the planets orbiting nearby stars. This has not been achieved so far, because “nearby” stars are distant, planets are small, they do not emit light by themselves, and they would be too close to their parent stars. There is a great deal of interest in detecting this reflected light because detailed theoretical models are available, which need to be constrained with hard data. For example, recent models of the strongly heated upper atmospheres of short-period giant planets predict that the spectrum depends critically on the molecular opacities, and on the sizes and types of condensates that are present (Barman et al. 2001, Baraffe et al. 2003 2004, Burrows et al. 2003, Sudarsky et al. 2003). The direct detection depends on the reflected light from the star. This quantity in turns depends on the spectral type of the star through its flux $F_* = \sigma T_{eff}^4$ and radius R_* , the planetary albedo A , and the orbital separation a (Baraffe et al. 2004): $F_{ref} = A/2(R_*/a)^2 F_*$. Note that only one hemisphere is illuminated, and that viewed from an arbitrary angle the flux may be smaller depending on the planetary phase.

Nearly 150 extrasolar planets have been discovered using precision velocity measurements (Schneider 2004). Among these, the hot Jupiters represent the most favorable cases for detection. These are gas giants with periods of a few days, that orbit very close to their stars like 51Peg b (Mayor & Queloz 1995). They are expected to be about 10^4 times fainter than their parent stars, depending on the parameters of the orbit and the albedo of the planet.

In order to detect these spectral signatures, one needs to achieve a S/N well in excess of 10000. This means accumulating more than 10^8 photons across the region of interest, which is very hard to do when typical CCDs saturate at 10^5 electrons. This is illustrated by the work of groups using the WHT (Collier-Cameron et al. 2003) and Keck (Charbonneau et al. 1999), both of which attempted without success to detect the reflected light of nearby planet-bearing stars. These teams have used high-resolution echelle spectroscopy, and have trailed the star along the slit to make use of the inter-order space. Even so, in each 500s Collier-Cameron et al. (2003) could “only” reach $S/N = 1000$ per pixel. It is important to note that both groups reached close to the photon-noise limit, indicating that success could be achieved provided a way can be found to collect more photons. The large S/N needed would be achieved easily with the planned 100m OWL telescope (Gilmozzi & Dierickx 2000). But could we directly detect such a planet using existing large telescopes?

2. A New Method for the Spectroscopic Detection of Hot Jupiters

There is in principle no limitation in the number of photons: billions of optical photons per second can be collected by a large telescope from a nearby star with $V < 9$. There is in principle no limitation to achieve a very high S/N in a modern CCD. A typical 2048x2048 pix CCD saturates at $2 - 5 \times 10^4$ counts. Suppose that each pixel can collect 20000 photons in a single exposure, if one can illuminate the CCD uniformly, this gives a total of 10^{11} collected photons! Thus, in order to detect planets we have to use efficiently our instruments.

How can one illuminate the CCD uniformly in order to detect 10^{11} photons? One way is to make a high dispersion spectrum using an echelle, with all the orders spread about the CCD. This approach has been unsuccessful so far, although it is very promising. Another way is to use an uniformly illuminated integral field unit (IFU) on a large telescope to achieve far higher S/N. In this case a lower resolution but very high S/N spectrum can be obtained by coadding the individual fiber spectra. The IFU can be illuminated uniformly by defocussing the telescope. Defocussing 8m class telescopes in this way is possible. The defocused PSF will be annular due to the central obstruction of the telescope, which in general occupies just a few percent of the pupil area.

How can one subtract the planetary spectrum? Fortunately, the spectrum of the planet (a) shifts in velocity and (b) varies in intensity with the orbital period. (a) While the velocity amplitude of the star lines due to the hot Jupiter planet amounts to a few m/s, the velocity amplitude of the planet lines is > 100 km/s. This is easily detectable even with a moderate dispersion spectrograph ($R = 1000 - 10000$) at planetary phases of “first” and “third quarter”. These velocities are also larger than the expected stellar rotation velocities (≤ 10 km/s). (b) The light difference between “new” and “full” planet phases (conjunction and

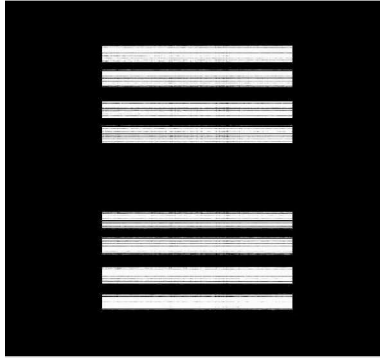


Figura 1. Spectral frame of one 240 sec exposure obtained with GMOS. The high contrast shows the fiber spectra with counts > 10000 .

opposition) would be 0.0001 at zero velocity difference. The spectrum of a giant planet will be derived by subtracting spectra at two different phases. The planetary spectrum is expected to be similar to that of the parent star, but multiplied by a wavelength-dependent albedo and with extra absorption features such as Na I at 589 nm (e.g. Charbonneau et al. 2000).

3. Some Test Cases

Let us consider a specific case in detail first: τ Boo (HD120136), as observed with Gemini+GMOS; other potential targets and instruments will be discussed later (Tables 1 and 2). The star τ Boo is one of the best targets, with $V = 4.50$ and spectral type of F6 V. This star has a close-in giant planet in a circular orbit with a period of $P = 3.312$ d (Butler & Marcy 1997), and with $M \sin i = 3.9 M_J$, where i is the (unknown) inclination of the orbit to the line of sight. It has been the prime candidate for reflected-light searches, due to both the brightness of the parent star and the proximity of the planet. Upper limits have been reported by Charbonneau et al. (1999), and Collier-Cameron et al. (2003).

The plan would then be to observe τ Boo at “new” and “full” planet phases (conjunction and opposition), and also at both quadratures. This observation plan allows to have an extra check on the reality of any detection. In conjunction and opposition the planet and stellar velocities match but the intensities differ, while in the quadratures the intensities would match but the planetary lines would be separated by $2v_p \sin i$, where v_p is the orbital velocity of the planet. The spectral lines of the star will only move a tiny fraction of a pixel, but the planetary spectral features will move a few pixels (semiamplitudes $v_p = \pm 152 \sin i$ km/s for τ Boo). Assuming $S/N=330$ for each of about 260 IFU spectra, one expects $S/N=5000$ for each exposure. If in one night 100 such exposures can be obtained at each planet phase, then a master spectrum with $S/N=50000$ could be obtained at each phase.

In order to check these estimates, we obtained data with GMOS during a test run of 1hr at the Gemini North telescope in queue mode on 12 Feb 2004. Two sequences of exposures consisting of 5 exposures, each 120 and 240 sec long,

were acquired, with low and high gain, respectively. The second sequence was completed in 29 minutes (including read outs), and was the most efficient one, in which we will base the following calculations. We used the one-slit mode with the IFU Right Slit, which gives an IFU field of $3.5''$ by $5''$. The R831 grating provided with a spectral resolution of 7100 (note that the effective slit width of the IFU in the dispersion direction is $0.31''$).

The intention was to defocus the telescope to cover this width fully, so that the image was spread over an area of 9.3 arcsec^2 (after correcting for the central obstruction). In theory this corresponds to about 266 of the hexagonal lenslets, given that each has an area of 0.035 arcsec^2 (there are 1000 lenslets covering $5'' \times 7''$). In practice, 190 fibers were illuminated enough to provide spectra with $S/N > 100$ per pixel because the telescope could not be fully defocused. Figures 1 to 3 show some of the results for this test case. These data allow us to estimate that during a whole night one would be able to obtain a spectrum with $S/N = 38000$, some 25% less efficient than the expectation. This would be good enough to detect the planet. Even in the case of a non-detection, interesting limits could be put on the planetary albedo. The rest of the τ Boo observations to test the models will be acquired in the future.

The example shown here is based on a very simple analysis of the preliminary test data acquired at the Gemini North telescope. In fact, the major limitation for this method could be the effects of non-linearity of the CCDs (see Gilliland et al. 1999), which we expect can be calibrated by taking bracketed exposures. We note that there are sophisticated methods of analysis available. These allow to use simulations to estimate the errors, the detection limits, and the significance of the results. There are also several techniques for extraction the spectra, and for the use of matched filters to optimize the results (Leigh et al. 2003).

Table 1 identifies a dozen targets with currently known hot Jupiters that would be best suited for this technique. These were selected from the list of Schneider (2004) using two simple criteria: bright stars $V < 8.5$, and short planetary periods $P < 5$ days ($a < 0.06$ AU). We give the star ID, spectral type, magnitude, planetary mass, orbital period, separation, velocity semiamplitude, and reflected flux factor (assuming $A = 0.1$). From this table, τ Boo, HD179949, and HD75289 would be the best targets. Although not listed, star HD80606 might also be a good target owing to the extremely eccentric orbit, which brings the planet to within 0.032 AU of the star (Naef et al. 2001).

There is a variety of IFUs available at the different large telescopes that would be suitable for extrasolar planet spectroscopy. Table 2 compares the expected performances of the various existing instruments, as well as the future 100m OWL (Gilmozzi & Dierickx 2000). Except for OWL, we have adopted the real specifications from the web pages of the different instruments, and assumed that we can optimally defocus the telescopes to cover as much as the IFU lenses as possible. The S/N of an individual exposure is estimated coadding all the fiber spectra, and 100 identical observations per night were assumed.

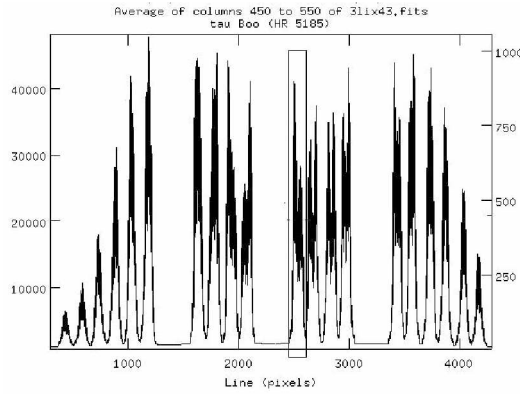


Figure 2. Cross section of the test exposure shown in Figure 1. The box shows the spectra that would be coadded in Figure 3.

Table 1. Parameters of Target Stars.

Star ID	SpType	V	$M_p (M_J)$	$P(d)$	$a(AU)$	$V_{amp} km/s$	$10^6 F_{ref}$
HD73256	G8/K0V	8.08	1.85/sini	2.55	0.037	141/sini	5.5
HD83443	K0V	8.23	0.41/sini	2.99	0.040	133/sini	4.2
HD46375	K1IV	7.94	0.25/sini	3.02	0.041	129/sini	3.2
HD179949	F8V	6.25	0.84/sini	3.09	0.046	147/sini	12.6
HD187123	G5V	7.90	0.52/sini	3.10	0.042	140/sini	5.8
τ Boo	F6V	4.50	3.87/sini	3.31	0.046	152/sini	17.4
HD75289	G0V	6.35	0.42/sini	3.51	0.046	147/sini	9.4
HD209458	G0V	7.65	0.69/sini	3.52	0.045	145/sini	9.8
HD76700	G6V	8.13	0.20/sini	3.97	0.049	129/sini	4.1
51Peg	G2IV	5.46	0.47/sini	4.23	0.052	131/sini	5.5
ν And	F8V	4.09	0.69/sini	4.61	0.059	130/sini	7.7
HD49674	G5V	8.10	0.12/sini	4.95	0.057	121/sini	3.6

Table 2. Ideal Performances of IFU Spectrographs.

Telescope + Instrument	Diameter	R	$S/N(1 \text{ exp})$	$S/N(1 \text{ night})$
Magellan+MIKE	6.5m	50000	10^3	1×10^4
Gemini+GMOS	8.2m	7000	5000	5×10^4
VLT+FLAMES	8.2m	12000	10^3	2×10^4
VLT+VIMOS	8.2m	5000	5000	5×10^4
OWL+MUSE?	100m	10000	10^4	5×10^6

Existing large telescopes appear to be limited to obtain spectra with $S/N < 10^5$. A 100m telescope like OWL is expected to perform 300 times better than an 8m diameter telescope. While this would still be insufficient to detect an Earth size planet, it would make a whole new range of targets available. However, it is expected that the multiplexing capability would increase by orders of magnitude. Assuming an additional factor of ≥ 30 for the multiplexing (realistic given that MUSE, a 2nd generation instrument for the VLT would simultaneously obtain 90000 spectra) would bring the OWL improvement to a factor of 10000 over

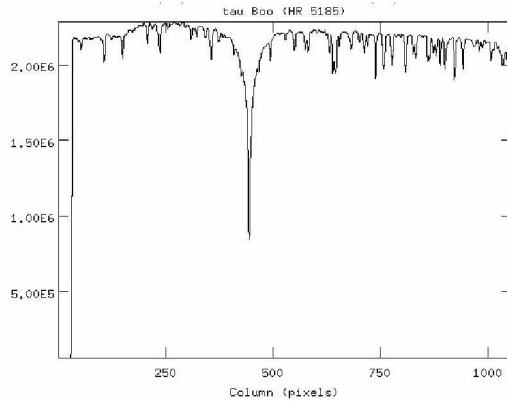


Figure 3. $H\alpha$ region of the GMOS spectrum with $S/N \approx 1500$. There are 15 spectra like this in the single 240 sec test exposure of Figure 1, which yield in total $S/N > 5000$.

existing large telescopes. In this case, the expected S/N leads us to hope that a close-in Earth could eventually be detected with the defocused OWL.

A whole suite of sophisticated models for irradiated planetary atmospheres need to be tested with real data. This can be done either at low or at high spectral resolution. For a typical hot Jupiter like τ BooB, the planet lines will be displaced from the stellar lines by $> 10\text{\AA}$ at the quadratures. At low resolution ($R=1000-10000$) the spectral coverage is several thousand \AA , but the stellar lines are not well separated from those of the planet even at quadratures (< 10 pixels). The overall shape of the planetary spectrum (i.e. its major opacity sources) would be seen, and one could determine the color of the planet. At quadratures, using high resolution ($R=10000-50000$) the planetary lines are well separated from the stellar lines, by > 10 pixels. The orbit inclination, and therefore the mass, can be measured from the planet velocity amplitude. The spectral coverage, however, is limited, and the continuum less well defined. The stronger lines would provide an idea of the composition of the planetary atmosphere.

4. Conclusions

We have proposed a new technique to observe directly the reflected light of hot Jupiters orbiting nearby bright stars. This is based on defocussing the telescope in order to uniformly illuminate an IFU spectrograph. We have shown some test data recently acquired with GMOS at the Gemini North telescope. In effect, this is using the large telescope as an array of 190 telescopes of 60 cm diameter each. We have analyzed the specific case of τ Boo, and also discussed other possible targets within reach of current instrumentation.

Acknowledgments. DM and MZ are funded by FONDAP No. 15010003.

References

- Baraffe, I., et al. 2003, *A&A*, 402, 701
Baraffe, I., et al. 2004, *A&A*, in press (astro-ph/0404101)
Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2001, *ApJ*, 665, 885
Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubbard, W. B. 2003, *ApJ*, 594, 545
Butler, P., & Marcy, G. 1997, *ApJ*, 474, L115
Charbonneau, D., et al. 1999, *ApJ*, 522, L145
Charbonneau, D., Brown, T., Latham, D., & Mayor, M. 2000, *ApJ*, 529, L45
Cody, A. M., & Sasselov, D. D. 2002, *ApJ*, 569, 451
Collier-Cameron, A., Horne, K., Penny, A., & Leigh, C. 2002, *MNRAS*, 330, 187
Gilliland, R., et al. 1999, *AJ*, 106, 2441
Gilmozzi, R., & Dierickx, P. 2000, *The Messenger*, 1000, 12
Leigh, C., et al. 2003, *MNRAS*, 344, 1271
Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
Naef, D., et al. 2001, *A&A*, 375, L27
Schneider, J. 2004, "Extrasolar Planets Encyclopaedia", *www.obspm.fr/planets*
Sudarsky, D., Burrows, A., & Hubeny, I. 2003, *ApJ*, 588, 1121
Udry, S., et al. 2000, *A&A*, 356, 590

MEDIO INTERESTELAR

Study of the particle population in an extended supernova remnant

Gabriela Castelletti and Gloria Dubner

IAFE, Buenos Aires, Argentina, gcastell@iafe.uba.ar

Abstract. The study of the spectrum in radio–continuum provides important constraints to understand the history of a supernova remnant (SNR). The observed spectral variations both, with frequency and with position, are straightforward related with mechanisms of energy loss and/or particle acceleration processes. Based on high resolution observations carried out using the interferometers VLA and WSRT at 1380 and at 610 MHz, respectively, we investigated the particles energy distribution in the synchrotron radio emission of the SNR G69.0+2.7. This study reveals changes in the local spectral index across the source. The obtained results are compared with those predicted in the first-order Fermi acceleration model.

Resumen. El estudio del espectro en continuo de radio proporciona restricciones importantes para comprender la historia de un remanente de supernova (RSN). Las variaciones espectrales, tanto con la frecuencia como con la posición, se encuentran directamente relacionadas con los mecanismos de pérdida de energía y/o procesos de aceleración de partículas. En base a observaciones de alta resolución angular realizadas usando los interferómetros VLA y WSRT en 1380 y 610 MHz, respectivamente, hemos investigado la distribución de energía de las partículas que producen la emisión sincrotrónica en ondas de radio en el RSN G69.0+2.7. Este estudio revela variaciones espaciales del índice espectral. Los resultados obtenidos son comparados con aquellos predichos en el modelo de aceleración de Fermi de primer orden.

1. Introduction

Shocks fronts generated in a supernova event represent the main plasma heating mechanism and serve as a source of energetic charged particles and radiation. In spite of the impressive progress in the understanding of shock acceleration, there is no a widely accepted theory to explain how a particle population incident on a shock can be accelerated to high energies. In some cases the enhancement of radio emission in older SNRs is attributed to the presence of relativistic galactic background electrons and magnetic fields compressed by the blast wave propagating through the interstellar space (van der Laan 1962). On the other hand, for the very bright young SNRs, the most likely explanation is that the electrons are accelerated at the SNR shocks through “*first order Fermi acceleration mechanism*”. Basically, in such a mechanism a particle can repeatedly pass through the shock front, which is seen as a magnetohydrodynamic discontinuity surface, and then is scattered by magnetic fields irregularities, increasing its energy each time.

Numeric simulations have been performed in both linear and nonlinear regimes. The former case consider the electronic component as a test population of particles, which adapt passively to their environment without modifying the shock structure. On the other hand, nonlinear versions of Fermi acceleration mechanism include the effect on the shock due to the backreaction of the accelerated particles (e.g. Ellison & Decourchelle 2004). If the diffusion approximation can be applied, test particle theory naturally explains the observed fact that a shock produces a power law distribution in the momentum (p) space of the particles ($f(p)d^3p \propto p^{-t}d^3p$) with an index that depends only on the compression ratio, r , in the shock (Bell 1978; Drury 1983). Of course, this also produces a power law for the energy distribution ($N(E) \propto E^{-\gamma}$).

In this article we examine the radio spectrum of the energetic particles and discuss the application of first order Fermi acceleration in the shocked gas of the extended and evolved SNR G69.0+2.7, also known as CTB 80.

2. Synchrotron spectrum in the SNR G69.0+2.7

The energy index (γ) and the synchrotron spectral index (α , $S_\nu \propto \nu^\alpha$) are related ($\alpha=(1-\gamma)/2$). Therefore, most of the information concerning the energetic particle distribution in SNRs is obtained through the synchrotron emission. The study of the spectrum can be done by looking for spectral changes with frequency and/or position. Spatial spectral variations reflect changes in the average energy distribution amongst accelerated electrons.

The morphological characteristics observed in the synchrotron emission of the SNR CTB 80 make it a good target for analysing the energetic particles population. CTB 80 is a galactic $\sim 64,000$ years old object composed by three $30'$ -long radio wings, which intersect at a nonthermal flat-spectrum region ($8' \times 4'$), referred to as the “plateau”. The “plateau” region contains a very flat ($\alpha \sim 0$) compact core of $45''$ diameter at its western edge, in which the 40 ms pulsar PSR B1951+32 is located.

In the radio band, there are flux densities measurements over the whole remnant in the range from 83 MHz to 10 GHz (see Castelletti et al. 2003 for a summary of previous results). The global spectral index of CTB 80 is estimated in $\alpha \simeq -0.36$. The derived α arises from the combination of two regions spectrally well defined: a flat central component and the steeper extended wings (Mantovani et al. 1985). At frequencies below ~ 130 – 140 MHz, the shape of the integrated spectrum indicates the presence of absorption processes, which is not an intrinsic property of this radio source, rather, it is caused by free-free absorption in the intervening low density ionized medium.

Based on radio-continuum observations performed with the interferometers VLA and WSRT at 1380 MHz and at 610 MHz, respectively, we have explored changes with position in the spectrum of CTB 80. The observations were corrected for missing flux and homogenized in all aspects.

The plateau nebula, powered by the relativistic pulsar wind, is characterized by a mean spectral index $\alpha \simeq -0.25$, the flattest spectral component in the remnant. Figure 1 shows a radio-continuum image of G69.0+2.7 at 1380 MHz (from Castelletti et al. 2003) (top left) and the spectral changes measured along the northern, eastern, and southwestern extensions of the SNR.

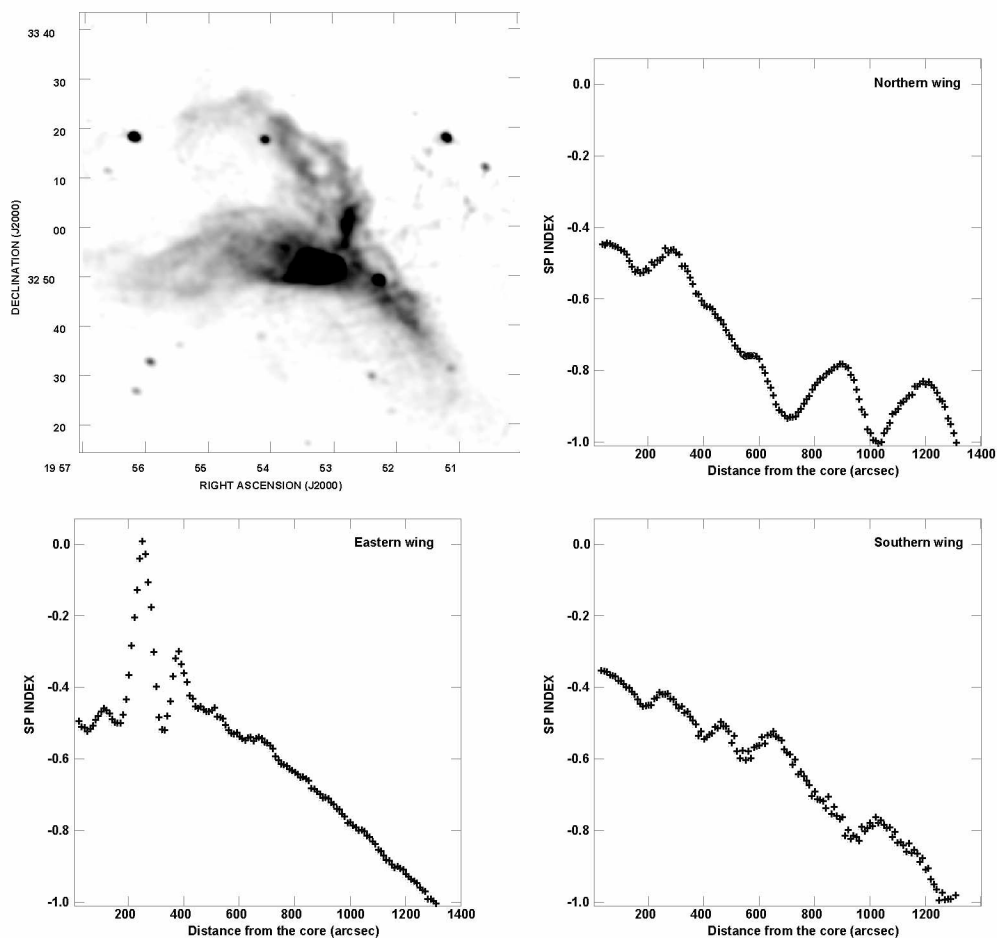


Figure 1. The synchrotron spectral index versus the distance, measured from the central nebula, along each arm of SNR CTB 80. *Top-left* the radio-continuum emission of the remnant at 1380 MHz.

A clear steepening along the wings is observed. The index attains a value of ~ -0.8 in the northern branch at a distance of about $600''$ away from the pulsar, while in the other two branches the calculated α values, at the same distance, is ~ -0.5 . Although the spectrum steepens faster towards the north, all three branches show at the end a similar spectral index $\alpha \sim -0.9$. The observed transition is indicating that the population of electrons responsible of the emission has an energy index γ varying from ~ 2 to ~ 2.8 . The arms also show a spectral flattening in some inner regions. Examples of this are the bright filament that protrudes from the plateau to the northern arm (named NP in Castelletti et al. 2003), the branching observed in the radio emission at R.A.(2000) $\sim 19^h 54^m 30^s$, dec.(2000) $\sim 33^\circ 15'$, as well as the southwest edge of the remnant. The origin of these flattenings is probably associated with the interaction of the SN shocks with inhomogeneous interstellar medium (ISM).

3. Discussion

Even though CTB 80 is an evolved remnant, it is not possible from the shape of the global spectrum to deduce the action of compression mechanisms of galactic background electrons and magnetic fields, as is expected if van der Laan's process is at work. In this case, the spectrum should reproduce the Galactic nonthermal spectrum, that do not follow a single power law (Webster 1974).

There are a number of factors that may determine the spatial distribution of synchrotron spectral index within a given SNR. These include variable magnetic field for electrons with curved energy spectra, nonlinear processes, and energy loss in the particles. In the simplest version of collisionless shocks the theory predicts different values for the spectral index as a function of local shock compression ratio. For a strong shock the predicted spectral index is not flatter than -0.5 . The analysis of the radio spectral index distribution across CTB 80 shows spatial variations. In the extended components the spectral indices steeper than -0.5 may be interpreted as older and weaker shocks in diffuse regions of this evolved SNR.

In addition, the interaction between the blast wave and the surrounding ISM increases the compression in regions where radiative cooling takes place, and the spectrum will be flatter than the canonical Fermi's value, as observed along the western and northern edges of CTB 80. Here there are radiative shocks, as revealed by the optical filaments that accurately match the radio emission (Mavromatakis et al. 2001 and Castelletti et al. 2003). Regions behind radiative shocks, undergo strong compression, resulting in both magnetic field amplification and enhancements in the density of relativistic particles, thus explaining the observed spectral flattening.

References

- Bell, A. R. 1978, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 182, 147
Castelletti, G., Dubner, G., Golap, K., Goss, W. M., Velázquez P., Holdaway, R., & Rao, A. Pramesh 2003, *Astron. J.*, 126, 2114
Drury, L. O'C. 1983, *Rep. Prog. Phys.*, 46, 973
Ellison, D., & Decourchelle, A. 2004, *A&A*, 413, 189
Mantovani, F., Reich, W., Salter, C. J., & Tomasi, P. 1985, *A&A*, 145, 50
Mavromatakis, F., Ventura, J., Paleologou, E. V., & Papamastorakis, J. 2001, *A&A*, 371, 300
van der Laan, H. 1962, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 124, 125
Webster, A. S. 1974, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 166, 355

The interstellar medium of AraOB1

Gisela A. Romero and Marcelo Arnal

IAR, La Plata, Argentina, gisela@iar.unlp.edu.ar, arnal@iar.unlp.edu.ar

Abstract. We present the results of a study of the molecular gas surrounding the Ara OB1 association. It was based on large scale ^{12}CO data collected with the 1.2m Columbia University telescope (HPBW $\sim 8'.7$) that were complemented with NANTEN (HPBW $\sim 2'.7$) data. Five molecular concentrations were found to be associated with Ara OB1. The total molecular mass of this complex is $8.2 \times 10^3 M_{\odot}$. One of the concentrations, feature E, peaks right at the position where the infrared cluster RCW108-IR is located. The Rim Nebula (NGC 6188) is clearly detected at CO frequencies. It depicts a radial velocity gradient along a north-south direction. The mean radial velocity of the molecular gas is -23.5 kms^{-1} .

Resumen. Este trabajo es un estudio del gas molecular en los alrededores de la asociación OB Ara OB1. Se encontraron cinco concentraciones moleculares asociadas a dicho grupo estelar. La masa total del complejo molecular es de $8.2 \times 10^3 M_{\odot}$ y su velocidad radial media de -23.5 kms^{-1} . La nebulosa NGC 6188 muestra un gradiente en velocidad radial a lo largo de la dirección norte-sur.

1. Introduction

Ara OB1 is an OB association located in the fourth quadrant of our Galaxy ($l = 336^{\circ}5, b = -1^{\circ}5$). Its nucleus is the open cluster NGC 6193 located at a distance of ~ 1320 pc (Herbst & Havlen, 1974). Its early type stars HD150135/36 are responsible for ionizing the HII region RCW 108. About $15'$ westwards of these stars there is a bright optical rim structure, NGC 6188 that marks the interface between the HII region and nearby dark clouds. Near and far infrared studies (Straw et al. 1987) have revealed the presence of an infrared cluster, RCW108-IR, immersed in these dark clouds. Recently, an ultra-compact HII region (UCHII) has been found to be related to RCW108-IR (Urquhart et al. 2004). These findings provide clear evidence that star-formation is an on-going process in this region. Using low angular resolution observations of ^{12}CO , we performed the first detailed study of the spatial distribution of the molecular gas present in this region (Arnal et al. 2003). Figure 1 shows the main objects found in the surroundings of Ara OB1.

In this paper, we make an overview of the large scale properties of the molecular gas associated with Ara OB1 (Arnal et al. 2003) and disclose for the first time the kinematical behaviour of the molecular gas along NGC 6188.

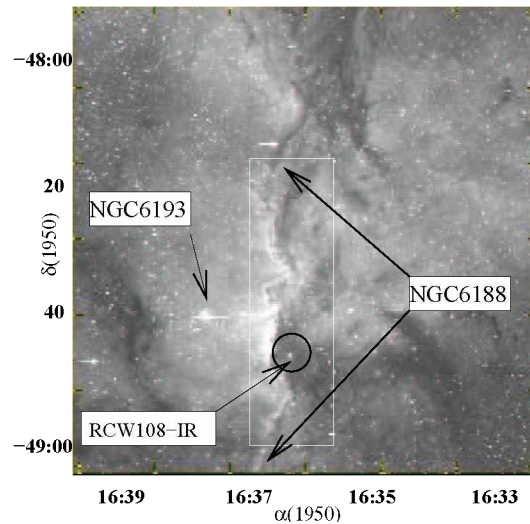


Figura 1. $H\alpha$ image of the central part of RCW108. The whole region was observed by 1.2m-CTIO radiotelescope. The rectangle indicates the area covered by the NANTEN database.

2. Observation and Data reduction

The $^{12}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ line observations used in this study were collected by the 1.2-m Columbia University telescope (November 1996, CTIO) and the 4-m NANTEN telescope (May 2001). The CTIO observations have a HPBW of $\sim 8''.7$, a velocity resolution of 0.26 km s^{-1} and a noise level of $\sim 0.15 \text{ K}$. Meanwhile, the NANTEN telescope data have a HPBW of $\sim 2''.7$, a velocity resolution of $\sim 0.055 \text{ km s}^{-1}$ and a typical rms noise of 0.35 K .

3. Results and Discussion

We rely on kinematical and morphological criteria for identifying molecular emission likely to be associated with Ara OB1. In the former we put constraint that there should be agreement between the radial velocity of the molecular gas possibly related to Ara OB1 and previous radial velocity determinations in the area. The later include stellar radial velocities for NGC 6193, radial velocities derived from localized molecular observations and radial velocity determination of RCW 108. From spectroscopic observations of probable members of NGC6193, an average barycentric radial velocity¹ of $\sim -30.0 \text{ km s}^{-1}$ was determined (Arnal et al. 1988). Previous molecular observations (mostly towards RCW108-IR) indicate that most of the molecular gas has a mean radial velocity of -24 km s^{-1} (see Urquhart et al. 2004 and ref. therein).

¹All velocities in this papers are referred to the Local Standard of Rest

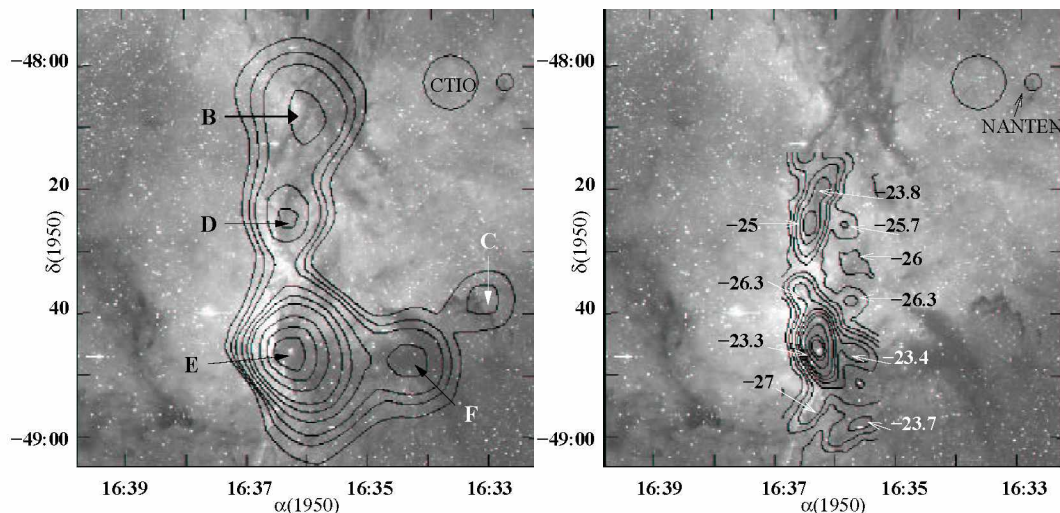


Figure 2. Overlays of $H\alpha$ image (grey scale) and the CO distribution (black contours) in the velocity range $[-27, -23]$ kms^{-1} . The circles in the top right corner represents the HPBW of CTIO and NANTEN. **Left panel:** CTIO observations. The lowest contour level is $0.38\text{K}(10\sigma)$ and the contours spacings is 5σ . **Right panel:** NANTEN observations along NGC6188. The lowest contour level is $0.25\text{K}(6\sigma)$ and the contour spacing is 6σ . The radial velocities of the features are shown.

Based on $H\alpha$ profiles (Georgelin & Georgelin, 1970) a radial velocity of -20 kms^{-1} was obtained for RCW108. Radio recombination line observations provide a radial velocity of $\sim -20 \text{ kms}^{-1}$ ($\text{H}166\alpha$, Cersósimo 1982) and $\sim -25 \text{ kms}^{-1}$ ($\text{H}109\alpha$, Wilson et al. 1970). Finally, we looked for morphological agreement between the spatial distribution of the molecular emission and the obscuring patches appearing on optical images.

In order to compare the NANTEN observations with those of CTIO, in the left panel of Figure 2 we show an overlay between an $H\alpha$ image and the overall CTIO integrated emission in the velocity range $[-27, -23]$ kms^{-1} while on the right panel the NANTEN observations are shown. The physical parameters of the molecular concentration shown in the left panel of Figure 2, are given in Table 7 of Arnal et al. (2003).

The NANTEN observations shown here are confined to the Rim nebula (NGC 6188). For this reason, the molecular concentration C and F are not present in NANTEN image. Concentration B is also absent because it falls outside the surveyed area. These new observations show that: former concentrations D and E have a quite noticeable small scale structure. The positional agreement between the molecular structures and region of high obscuration are quite remarkable. The radial velocity along NGC 6188 has a gradient of $-0.25 \text{ kms}^{-1}\text{pc}^{-1}$ reaching more positive velocities (-23.8 kms^{-1}) at its northern extreme.

The higher angular resolution of the NANTEN data allow us to study in some detail the kinematical behaviour of individual CO features. In this context, it is worth stressing the changes in shape, peak intensity and full-width at half

maximum among the different profiles observed toward concentration E. The strongest (~ -22 K) and broadest (~ -25 kms $^{-1}$) profile is observed towards the infrared cluster RCW108-IR. The kinematics may reflect the interaction between RCW108-IR with its surrounding molecular gas.

4. Conclusions

Five molecular concentrations were found to be associated with the stellar association.

The radial velocities of the clouds related to Ara OB1 fall in the velocity range -24 to -21.8 kms $^{-1}$. It is found a clear velocity gradient along NGC 6188. Feature E seen in projection onto RCW108-IR, depicts the broadest CO profile over the entire surveyed area. This may be indicative of some interaction between the infrared cluster and its surrounding molecular gas.

Acknowledgments. The work of E.M.A. was partially financed by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) of Argentina under Project PIP 4252/96, and by Fundación Antorchas of Argentina through Project 13622/10. It is a pleasure to thank Dr. R. Barbá for providing us with the H α image.

References

- Arnal, E. M., May, J., & Romero, G. A. 2003, *Astron. Astrophys.*, 412, 431
Arnal, E. M., Morrel, N. I., García, B., & Levato, O. H. 1988, *PASP*, 100, 1076
Cersósimo, J. C. 1982, *ApJL*, 22, 157
Georgelin, Y. P., & Georgelin, Y. M. 1970, *Astron. Astrophys.*, 6, 349
Herbst, W., & Havlen, R. J. 1977, *Astron. Astrophys.*, 30, 279
Straw, S., Hyland, A. R., Jones, T. J., & Harvey, P. M. 1987, *Astrophys. J.*, 314, 283
Strong, A. W., Bloemen, J. B. G. M., Dame, T. M., & Grenier, I. A. 1988, *Astron. Astrophys.*, 207, 1
Urquhart, J. S., Thompson, M. A., Morgan, L. K., & White, G. J. 2004, *Astron. Astrophys.*, 428, 723
Wilson, T. L., Mezger, P. G., Gardner, F. F., & Milne, D. K. 1970, *Astron. Astrophys.*, 6, 364

A radio study of the environs of RX J0007.0+7302 and Geminga

E. Giacani,¹ G. Dubner,¹ E. Reynoso,¹ W.M. Goss,² A. Green,³ and S. Johnston³

¹ *IAFE, Buenos Aires, Argentina, egiacani@iafe.uba.ar*

² *NRAO, New Mexico, USA*

³ *School of Physics, University of Sydney, Australia*

Abstract. We present the results of a study of the neutral gas distribution and radio continuum emission at 1.4 GHz around the neutron stars RX J0007.0+7302 and Geminga. For RX J0007.0+7302 these new observations have revealed the existence of a radio nebula, probably the radio counterpart of the X-ray pulsar wind nebula. Geminga, in turns, appears surrounded by a neutral gas shell at a radial velocity compatible with the location of the compact source, however the connection between both is still unclear.

Resumen. Presentamos los resultados de un estudio de la distribución del gas neutro y de la emisión en el continuo de radio en 1.4 GHz en los alrededores de las estrellas de neutrones RX J0007.0+7302 y Geminga. Para RX J0007.0+7302 las nuevas observaciones revelaron la existencia de una nebulosa en radio, pudiendo ser la contraparte de la nebulosa de viento del pulsar que se observa en rayos X. Por su parte Geminga aparece rodeada por una cáscara de gas neutro a la velocidad radial compatible con la localización de esta fuente, sin embargo la conexión entre ambas aún no está clara.

1. Introduction

Neutron stars (NSs) have generally been detected as radio pulsars. In recent years a number of NSs, which have very different observational properties, have been discovered as unresolved X-ray sources. The nature of these sources is still a matter of debate.

As part of an ongoing project to investigate the influence that these peculiar sources may have on their environment, we present the results obtained in the radio band for the central compact object (CCO) RX J0007.0+7302 and for the isolated Geminga pulsar.

2. Observations

2.1. RX J0007.0+7302

HI observations towards RX J0007.0+7302 were obtained with the VLA¹ in its D configuration along 2.72 hours on 2003 February 13. The correlator covered the velocity range from -80.6 to +80.5 km s⁻¹, with a channel width at 1420 MHz of 0.644 km s⁻¹ (all velocities are relative to the LSR). Data reduction and calibration were carried out using the AIPS software package, following standard procedures.

To recover structures at shorter spatial frequencies, the VLA HI data were combined in the $u-v$ plane with single dish data obtained with the 100 m Effelsberg telescope. A 201-channel correlator was used with a total effective bandwidth of 1.2 MHz, giving a velocity resolution of 1.3 km s⁻¹ and an rms noise per channel of about 40 mK. These data are in units of brightness temperature, calibrated against the IAU standard position S7 ($l = 132^\circ, b = -1^\circ$; Kalberla, Mebold & Reich 1980). The final synthesized beam is $60'' \times 40''$ and the rms noise of the combined image is 0.7 K per channel.

Based on the line-free channels of our 1.4 GHz cube, we have produced an image of the radiocontinuum emission at this frequency in the direction of RX J0007.0+7302 with a synthesized beam of $60'' \times 40''$ and an rms noise of 5×10^{-4} Jy/beam.

2.2. Geminga

A field of $40' \times 40'$ was observed in the HI (λ 21 cm line) with the VLA between 2001 September 3 and 2001 November 20 in the C, CnD and D configurations for a total of 15 hours. Spectral information was detected in 255 channels, with a velocity resolution of 0.64 km s⁻¹, over the velocity range from -82 to +82 km s⁻¹. The $u-v$ visibilities from all the datasets were combined and the complete interferometric data cube has an rms noise of ~ 2 mJy beam⁻¹.

As in the previous case, the VLA data were combined with observations from the 100 m MPIfR radio telescope at Effelsberg. The data processing is described in Giacani et al. (2004). The final cube covers the velocity range -68 to +68 km s⁻¹, with an angular resolution of $24''$. The rms noise in line-free channels is about 0.4 K.

3. Results and Discussion

3.1. RX J00070.0+7302

RX J0007.0+7302 is located close to the center of the supernova remnant CTA 1, at the center of a diffuse X-ray synchrotron emission nebula. Slane et al. (1997) have suggested that this X-ray nebula is driven by the wind of RX J0007.0+7302. Up to the present, no radio counterpart to RX J0007.0+7302 has ever been detected.

¹The VLA of the NRAO is a facility of the NSF, operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

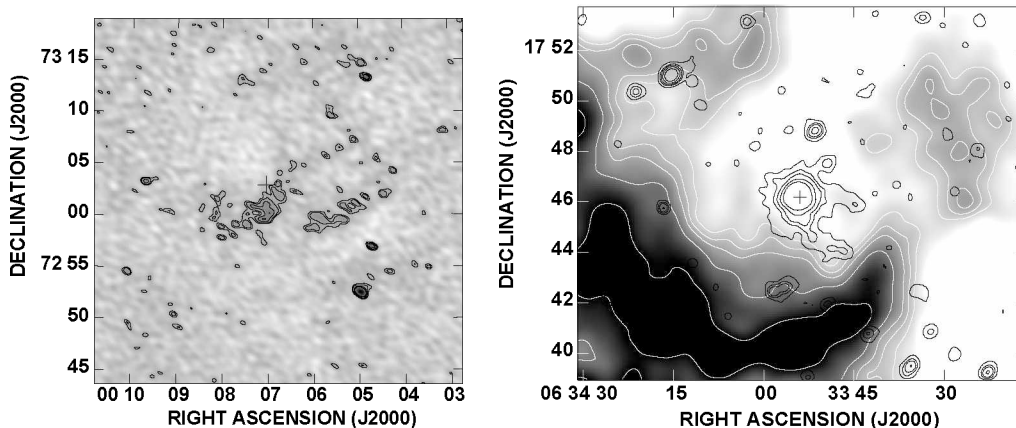


Figure 1. *Left:* Gray-scale and contour image of the region surrounding RX J0007.0+7302 at 1.4 GHz. The plotted contours are 1.5, 2.0, 3.0 and 4.0 mJy/beam. The gray scale ranges from -0.003 to 9 mJy/beam. The beam size is $60'' \times 40''$. The plus sign indicates the position of RX J0007.0+7302. *Right:* XMM-Newton X-ray data in the range 0.3 to 5 KeV (black contours) from Caraveo et al. (2003), superimposed onto the HI emission integrated between 1.3 and 4.5 km s^{-1} (gray-scale and white contours). The plus sign indicates the position of Geminga.

Figure 1 (*Left*) shows a gray-scale and contour image of the region surrounding RX J0007.0+7302 at 1.4 GHz. An elongated feature, about $2' \times 5'$ long (0.8×2 pc at the distance of CTA 1), can be seen $30''$ south of RX J0007.0+7302. This radio emission has not been detected in previous radio observations of CTA 1. The total flux density of this feature is about 30 mJy. Although the detection is probably incomplete because the present observations were optimized to detect the 21 cm line, we propose that this radio nebulosity constitutes the radio counterpart of the X-ray pulsar wind nebula created by RX J0007.0+7302. Higher sensitivity observations in radio continuum at different frequencies are desirable in order to confirm this assertion.

We have examined the HI database over the entire velocity range looking for disturbances in the neutral gas that could have been produced by the presence of the NS as detected in other NSs (Reynoso et al. 2004 and references therein). However, in this case we did not find any feature suggestive of being associated with RX J0007.0+7302 down to a noise level of 0.5 mJy/beam.

3.2. Geminga

Geminga, a nearby and middle-aged NS, is known to pulsate from gamma-rays to the optical band. The only detection reported in the radio domain, was a weak pulsed emission at 102 MHz, but searches at others frequencies of radio emission, either pulsating or not, have so far yielded negative results (Kassim & Lazio 1999 and references therein; Hankins, private communication). Recently, Caraveo et al. (2003) reported the X-ray XMM-Newton observation of two elongated X-ray tails originating close to Geminga, which run parallel to the

direction of motion of the pulsar and extend about $2'$. The morphology of this new X-ray feature was explained in terms of a bow-shock.

After a careful inspection of the whole HI cube, we find that the only feature that could be related to Geminga appears in the velocity range between 1.3 and 4.5 km s^{-1} (Figure 1 *Right*). This feature appears as an incomplete ring surrounding Geminga, opening to the NW, with an average angular radius of $9'$ (0.4 pc at the distance of Geminga, 160 pc). The neutron star appears projected onto an HI void, which has a minimum at RA = $06^{\text{h}} 33^{\text{m}} 53.0^{\text{s}}$, Dec = $17^{\circ} 47' 47''$ (J2000), but is offset by about $2'$ (0.09 pc) from the hole center.

In the same figure, we show a comparison of the HI gas with the X-ray emission in the range 0.3 to 5 KeV from Caraveo et al. 2003. The morphological agreement between the southern tail of the associated X-ray nebula and the internal border of the HI shell is excellent. This tail is the brighter of the two extensions in the X-ray source.

The fact that the observed HI feature is unique in the data cube and that it agrees in space and velocity with the Geminga location, together with the matching with the X-ray nebula, reinforces the possibility of a physical association.

This study suggests the existence of another case of a NS associated with an HI feature. In the other cases, the sources appear embedded in a local HI minima, while in this case, Geminga appears interacting with a probably pre-existing interstellar shell.

In order to look for the radio counterpart of the X-ray bow shock, we have produced an image of the radio continuum in the direction of Geminga at 1.4 GHz based on the line-free channels of our HI cube. We have not detected any radio continuum source, either point-like or extended, down to a noise level of $0.14 \text{ mJy beam}^{-1}$.

Acknowledgments. The authors would like to thank Peter Kalberla for carrying out the observations with the 100 m telescope of MPIfR (Max-Planck-Institut für Radioastronomie) at Effelsberg and for the processing of the Effelsberg data. This research was funded through CONICET (Argentina) grant PIP2136/00 and grant UBACYT (Argentina) A055.

References

- Caraveo, P. A., Bignami, G. F., DeLuca, A. et al. 2003, *Science* 301, 1345
- Giacani, E. B., Reynoso, E., Dubner, G. M., W. M. Goss, Green, A. J., & Johnston, S., 2004, *Advances in Space Research*, in press.
- Kalberla, P. W. W., Mebold, U., & Reich, W. 1980, *A&A*, 82, 275
- Kassim, N., & Lazio, T.J. 1999, *Astrophys. J.*, 527, L101
- Reynoso, E. M., Green, A. J., Johnston, S., Goss, W. M., Dubner, G. M., & Giacani, E. B. 2004, *PASA*, 21, 82
- Slane, P., Seward, F., Bandiera, R., Torii, K., & Tsunemi, H. 1997, *ApJ*, 485, 221

Multifrequency study of GUM 31

J. Vasquez,¹ C. Cappa,^{1,2} R. Amorin,³ V. Niemela,² and N.M. McClure-Griffiths⁴

¹ IAR, La Plata, Argentina, pete@tux.iar.unlp.edu.ar

² FCAG, UNLP, Argentina

³ IAC, España

⁴ ATNF, CSIRO, Australia

Abstract. We present a study of the HII region GUM 31 and its surroundings, based on neutral hydrogen 21cm line data, radio continuum images at 2.4 and 4.9 GHz, CO observations, and IRAS data at 60 and 100 μ m. The electron density and ionized mass in GUM 31 are 55 ± 10 cm^{-3} and $850\pm 500 M_{\odot}$, respectively. The HI 21-cm line images reveal a neutral shell and a cavity coincident with GUM 31. The HI structure is 12 pc in radius, has a neutral mass of $1100 M_{\odot}$, and is expanding at 8 km s^{-1} . The IRAS images show the presence of interstellar dust linked to both the ionized and neutral regions. The molecular material delineates the outer border of the HI shell, suggesting that a photodissociation region has developed. The copious UV photon flux from the early type stars in NGC 3324 can keep the HII region ionized if it is closer than 2.5-3.0 kpc. We analyze the origin of the structure bearing in mind the strong stellar winds of the massive stars in the open cluster.

Resumen. Presentamos un estudio de la región HII GUM 31 y de su entorno, utilizando datos de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro, imágenes del continuo de radio en 2.4 y 4.9 GHz, observaciones de CO, y datos del satélite IRAS. La densidad electrónica y la masa ionizada en GUM 31 son $55\pm 10 \text{ cm}^{-3}$ y $850\pm 500 M_{\odot}$, respectivamente. Las imágenes de HI revelan la existencia de una cavidad coincidente con GUM 31 y una cáscara neutra de 12 pc de radio y $1100 M_{\odot}$, expandiéndose a 8 km s^{-1} . Las imágenes infrarrojas de IRAS muestran polvo interestelar asociado a la región ionizada y a la estructura neutra que la rodea. El gas molecular delinea el borde externo de la envoltura de HI, sugiriendo que se ha desarrollado una región de fotodisociación. El gran flujo de fotones UV originado en las estrellas masivas de NGC 3324 puede mantener la ionización de la región HII, si ésta se encuentra a una distancia menor que 2.5-3.0 kpc. Se analiza el origen de la estructura teniendo en cuenta los intensos vientos estelares de las estrellas masivas en el cúmulo.

1. Introduction

Massive stars interact with their environs through their copious UV photon flux and their strong stellar winds. This mass flow creates cavities surrounded by expanding shells of stellar and interstellar material, which are generally regarded as *interstellar bubbles* and are detected in the optical, infrared and radio wavelength domains (see Cappa et al. 2003 for a summary). The inner sections of

these shells are generally ionized, while the outer regions remain neutral. In this work, we analyze the neutral and ionized gas related to the HII region GUM 31 associated with the open cluster NGC 3324 in the complex region of Carina, based on data at different wavelengths.

2. Data bases

Our study is based on HI 21 cm line images, radio continuum data at 2.4 and 4.9 GHz, CO line data and IR images at 60 and 100 μ m. The HI images were obtained with the ATCA telescope with a synthesized beam of 2'6 \times 2'1, a velocity resolution of 1.64 km s⁻¹ and an rms noise of 1.3 K. The radio continuum images at 2.4 and 4.9 GHz belong to the Duncan et al.'s (1995) survey and the PMN Southern Survey, obtained with angular resolutions of 10'5 and 5'0, respectively. The CO(J:1 \rightarrow 0) line data from Dame et al. (2001) have angular and velocity resolutions of 9' and 1.3 km s⁻¹, respectively, and an rms noise of 0.2 K. The HIRES IRAS data have angular resolutions of about 1'3 and 1'7 at 60 and 100 μ m, respectively.

3. GUM 31 and its surroundings

Figure 1(a-b) shows the DSS R and the 4.9 GHz radio continuum images of GUM 31. The HII region is brighter at low galactic longitudes, where the open cluster NGC 3324 (indicated by the star symbol) is located. The appearance of the HII region, limb-brightened and open towards higher galactic longitudes and galactic latitudes, suggests the action of the stellar winds from the massive stars in the cluster.

NGC 3324 has a few O-type stars: HD 92206 A (O6.5V, probably binary), B (O8.5V) and C (O8.5V), which are the main stellar wind sources in the region. Derived photometric distances for the open cluster and the Carina region range from 2.5 to 3.6 kpc (Clariá 1976, Moffat & Vogt 1977; Feinstein & Vasquez 1990; Walborn 1995; Carraro et al., 2001). We adopted a distance of 3 kpc for NGC 3324.

The 4.9 GHz radio continuum image displays an almost circular radio source of 14' coincident in position with the HII region. From the 4.9 and 2.4 GHz images, we find that the nature of the emission is clearly thermal ($\alpha = -0.10 \pm 0.14$). Different background emission levels at 4.8 and 2.4 GHz were taken into account to derive the spectral index. In all cases, the derived values correspond to thermal emission. The emission measure $EM = (1.5 \pm 0.1) \times 10^4$ pc cm⁻⁶ was derived from the image at 4.9 GHz. Assuming an electron temperature of 10⁴ K and a filling factor $f = 0.35$, we estimated the electron density and the ionized mass listed in Table 1.

The IRAS image at 100 μ m is displayed in Figure 1c. This structure has a semi-elliptical shape with the more intense emission region near the position of NGC 3324. From the emissions at 60 and 100 μ m we obtain a dust temperature $T_d \sim 36$ K and a dust mass $M_d < 15 M_\odot$.

Figure 1d displays the HI column density distribution within the velocity interval -17.3 to -30.5 km s⁻¹. An HI cavity encircled by an expanding envelope is clearly detected around GUM 31. The systemic velocity of -23 km s⁻¹ is similar to the

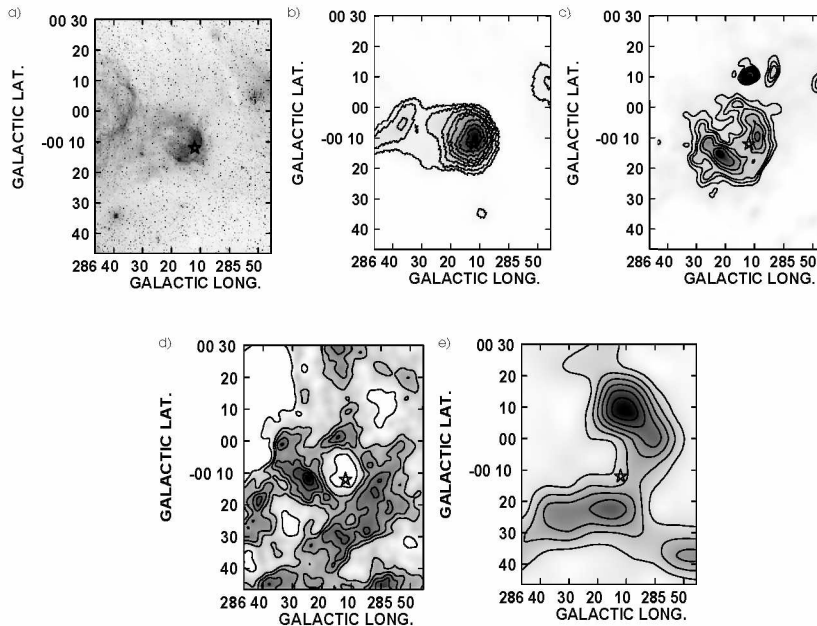


Figure 1. **a.** DSS R image of the HII region. **b.** Radio continuum image in 4,9 GHz. The grayscale corresponds to -0.07 to 6.00 Jy/beam. The contour lines are 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2, 3, 4 and 5 Jy/beam. **c.** IRAS image at $100 \mu\text{m}$. The grayscale corresponds to 0 to 5000 MJy/sr. The contour lines are 600, 800, 1000, 1500, 2000, 3000, 5000, and 6700 MJy/sr. **d.** HI column density distribution. The grayscale corresponds to $(1-1.6)\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, and the contour lines are $(1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 1.6)\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. **e.** CO emission distribution. The grayscale corresponds to 1 to 6 K. The contour lines are 1, 2, 3, 4, 5, and 6 K.

velocity of the radio recombination lines (-18 km s^{-1} , Caswell & Haynes 1987). For this systemic velocity, the analytical fit to the circular galactic rotation model (Brand & Blitz 1993) predicts a kinematical distance $d_k \approx 3 \text{ kpc}$, in agreement with the adopted distance. The main parameters of the HI structure are summarized in Table 1. The swept up mass includes a 10% He abundance.

Table 1
Physical parameters of GUM 31 and its HI shell

HII region		HI region	
Angular size	$14'0\pm 0'4$	Linear radius of the cavity	$\sim 17'$
Spectral index	-0.10 ± 0.14	Linear radius of the shell	$\sim 15 \text{ pc}$
n_e ($f=0.35$)	$50\pm 10 \text{ cm}^{-3}$	Swept-up neutral mass	$\sim 2000 M_{\odot}$
M_{ion} ($f=0.35$)	$1350\pm 800 M_{\odot}$	Expansion velocity	8 km s^{-1}
		Dynamical time	$1\times 10^6 \text{ yr}$

Figure 1e shows the CO (J:1 \rightarrow 0) line emission distribution within the velocity range -16.9 to -20.8 kms^{-1} . The molecular material delineates the border of the HI shell. The brighter CO regions coincide with areas of low HI emission. The stratified distribution of ionized, neutral atomic, and molecular material suggests that a photodissociation region has developed at the interphase between the molecular and ionized regions. The UV photon flux from the multiple star HD 29906 is enough to keep the region ionized if the HII region is closer than 2.5-3.0 kpc. Finally, the presence of massive stars with strong stellar winds and the partially hollowed appearance of the HII region, suggest that the stellar mass flow is interacting with the ionized and neutral interstellar material. Assuming a mass loss rate $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{\text{yr}}$ and $10^{-8} \frac{M_{\odot}}{\text{yr}}$ (Chlebowski & Garmany 1991) for the O6.5 and O8.5 type stars, respectively, and terminal velocities $v_{\infty} = 2000$ and 1000 kms^{-1} (Prinja et al. 1996) for the same type of stars, we derived a stellar wind luminosity $L_w = 1.2 \times 10^{36}$ erg/seg. Thus, the mechanical energy E_w deposited by the stellar winds after 2×10^6 yr amounts to 6×10^{49} erg. Taking into account that both the ionized mass in GUM 31 and the neutral mass in the shell expand at the same velocity, the kinetic energy turns out to be $E_k = 2.2 \times 10^{48}$ erg. The energy conversion efficiency $\epsilon (= E_k / E_w) = 0.01$, typical for interstellar bubbles around both O and WR type stars. This value shows that the stellar winds of the early type stars in the cluster are enough to blow the interstellar bubble.

Acknowledgments. J. V. thanks the LOC for a partial grant to participate in the meeting. We acknowledge the anonymous referee for helpful comments. This research was partially supported by FCAF, UNLP, project 11/G072; and CONICET project PIP 607/98, Argentina.

References

- Brand J., & Blitz L., 1993, *Astron. Astrophys.*, 275, 67
 Cappa, C., Arnal, E. M., Cichowolski, S., Goss, W. M., & Pineault, S. 2003, *IAU Symp.* 212, pp. 696-603
 Carraro G., Patat F., & Baumgardt H., 2001, *Astron. Astrophys.*, 371, 107
 Caswell J. L., & Haynes R. F., 1987, *Astron. Astrophys.*, 171, 261
 Chlebowski T., & Garmany C. D., 1991, *Astrophys. J.*, 368, 241
 Clariá J. J., 1976, *PASP*, 88, 225
 Clariá J. J., 1977, *Astron. Astrophys.*, 27, 145
 Dame T. M., Hartmann D., & Thaddeus P. 2001, *ApJ*, 547, 792
 Feinstein A., & Vázquez R. A., 1990, *RMxAA*, 21, 346
 Moffat A. F. J., & Vogt N., 1977, *PASP*, 89, 323
 Prinja R. K., Fullerton A. W., & Crowther P. A., 1996, *Astron. Astrophys.*, 331, 264
 Walborn, N. 1995, in "The η Car region: a laboratory of Stellar Evolution", eds. Niemela, V., Morrell, N., & Feinstein, A., *Rev. Mex. AA, Conf. Series*, 2, 51

Study of the interstellar medium towards RCW 103

Sergio Paron, Estela Reynoso, Gloria Dubner and Gabriela Castelletti
IAFE, Buenos Aires, Argentina, sparon@iafe.uba.ar

Abstract. RCW 103 is a shell type supernova remnant (SNR) that, according to near infrared observations, is interacting with a molecular cloud, specially to the south. In this paper we report on the study of the interstellar medium in an extended region towards RCW 103 based on HI λ 21 cm data acquired with the ATCA radiotelescope. Also, we report on the detection of HCO⁺ and CO emission in the rotational transition J=1-0 associated with the remnant. These observations were carried out with the millimeter radiotelescope MOPRA (Australia). Our results reveal the presence of a molecular cloud interacting with the remnant to the south. We also show that the action of the shock front is depleting the HCO⁺.

Resumen. RCW 103 es un remanente de supernova (RSN) de tipo cáscara que, según observaciones en el rango infrarrojo cercano, estaría interactuando con el medio circundante, especialmente hacia el sur. En este trabajo se informa sobre el estudio del medio interestelar en una región extendida en dirección a RCW 103 analizando datos obtenidos con el radiotelescopio ATCA en la línea de λ 21 cm del HI. Además en el borde sur, se realizaron observaciones con el radiotelescopio milimétrico MOPRA (Australia) en las líneas J=1-0 del CO y del HCO⁺. Nuestros resultados ponen en evidencia la presencia de una nube molecular interactuando con el remanente hacia el sur. Se muestra que el frente de choque está produciendo la destrucción del HCO⁺.

1. Introduction

The dynamical interaction of supernova remnants (SNRs) with their surroundings can significantly alter the physical and chemical conditions of the interstellar medium. SNR shocks interacting with molecular clouds can heat and compress the gas causing substantial excitation of the molecules.

RCW 103 (G332.4-0.4) is a Galactic SNR that at radio wavelengths appears as an almost complete, circular, 8' diameter shell (Caswell et al. 1980). On the southern side, the remnant appears to be interacting with a molecular cloud, according to observations in the 2.122 μ m line of the H₂ and other near infrared lines (Burton & Spyromilio 1993, Oliva et al. 1990).

In this paper we present CO J=1-0 and HCO⁺ J=1-0 observations of nine points towards the southern side of RCW 103 and HI λ 21 cm observations of a 1° x 1° region around the SNR.

2. Observations

The HI λ 21 cm observations were carried out with the Australia Telescope Compact Array towards a 1° x 1° region around RCW 103. The resolution is

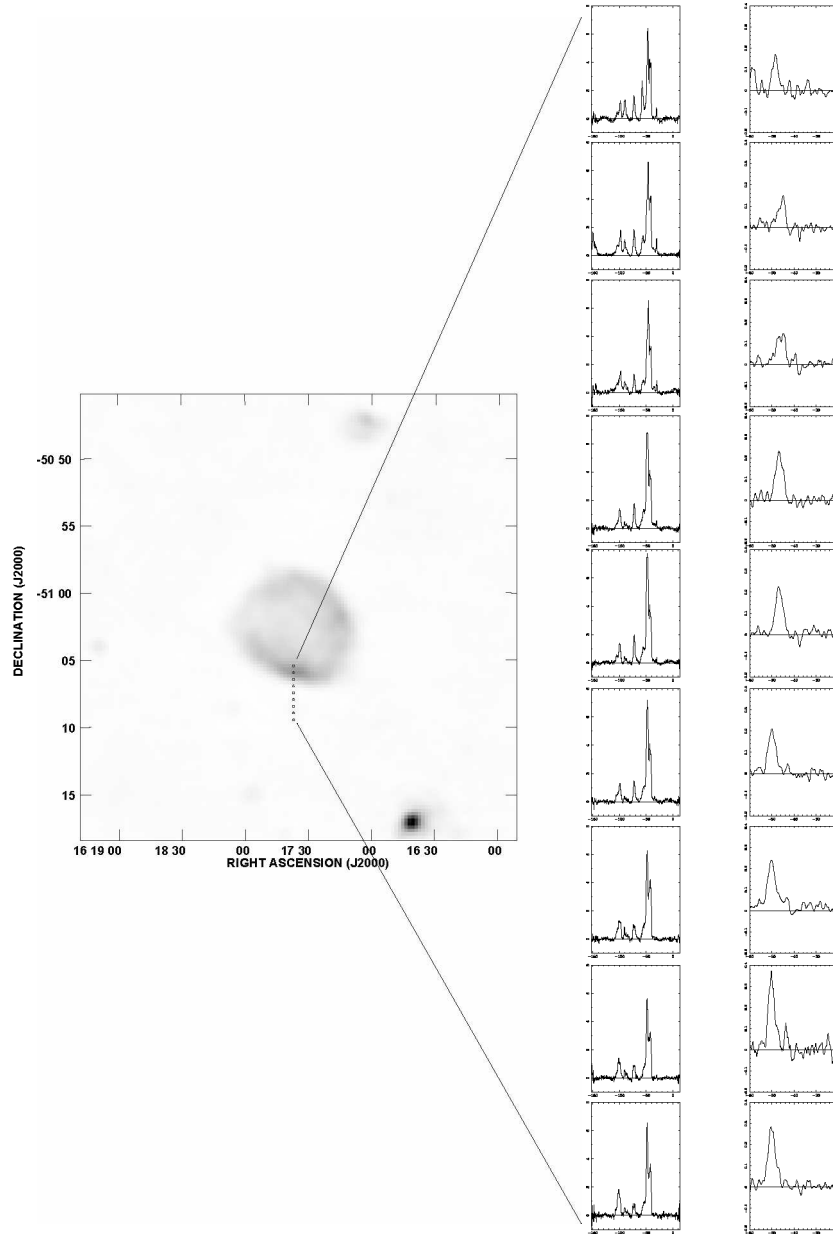


Figure 1. *Left:* Radio continuum emission of RCW 103 at 1.4 GHz. The nine points where the molecular transitions were observed are indicated. *Right:* CO (left column) and HCO⁺ spectra (right column) in the J=1-0 transitions. The top spectra correspond to the inner observed points. The plotted velocity ranges are $[-150 \text{ km s}^{-1}, -10 \text{ km s}^{-1}]$ for the CO profiles and $[-60 \text{ km s}^{-1}, -20 \text{ km s}^{-1}]$ for the HCO⁺. Temperature scales range between -1 and 8 K for CO and from -0.2 to 0.4 K for HCO⁺.

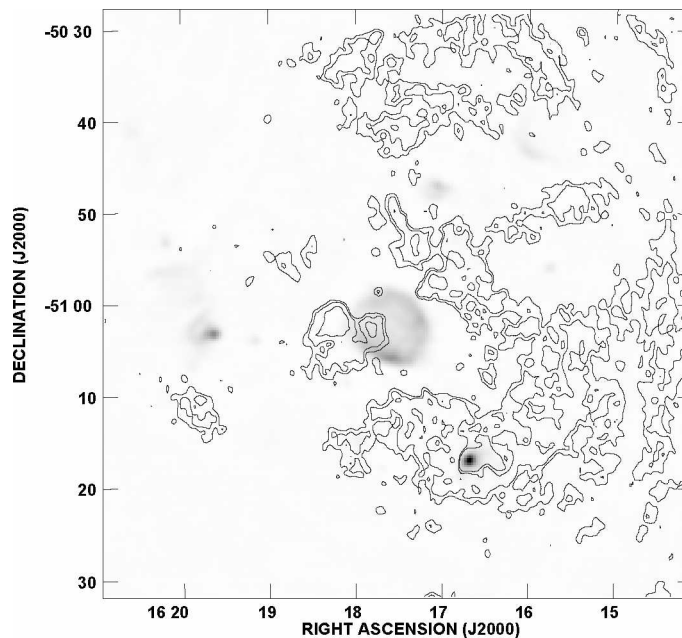


Figure 2. HI emission integrated between -52 and -43 km s^{-1} (contours) superimposed onto the radio continuum image (greyscale) of RCW 103 at 1.4 GHz. The HI levels are 850, 900 and 1000 K km s^{-1} .

$50''$. Single dish data from the Southern Galactic Plane Survey were added to recover the contribution from lower spatial frequencies.

The rotational transition $J=1-0$ of ^{12}CO (115.27 GHz) and HCO^+ (89.18 GHz) were observed using the 22 meter telescope MOPRA (Australia) in July 2003. Nine points with constant Right Ascension ($16^{\text{h}} 17^{\text{m}} 37.06^{\text{s}}$) were observed towards the southern side of RCW 103 with resolutions of $25''$ and $34''$ respectively for each molecular transition. The pointings were made each $30''$ in declination from $\delta=-51^{\circ} 5' 30''$ to $\delta=-51^{\circ} 9' 30''$ (J2000).

3. Results

A grayscale map of RCW 103 with the nine points observed in the molecular transitions is shown in Figure 1.

Also in Figure 1 we present the profiles in the $J=1-0$ transitions of CO and HCO^+ respectively. Within the plotted velocity range, the CO profiles show three strong emission peaks at ~ -43 , -48 and -55 km s^{-1} and three weaker peaks at ~ -70 , -90 and -100 km s^{-1} , while the HCO^+ emission presents only one peak at ~ -48 km s^{-1} in coincidence with the most intense CO peak. All velocities are referred to the LSR. Oliva et al. (1990) detected shocked Fe II and H_2 at ~ -60 km s^{-1} using IR observations, however the poor spectral resolution at such wavelengths does not allow us to make a reliable comparison with our radio data.

The molecule HCO^+ is observed only between -52 and -43 km s^{-1} . Figure 2 displays the HI $\lambda 21 \text{ cm}$ emission integrated in this velocity range. This figure shows a shell of atomic gas open to the West of the SNR, and a structure presumably in contact with the remnant towards the East.

4. Discussion

These new observations have revealed that the velocities at which the HCO^+ emission is produced coincide with those of the most intense CO peaks. The HCO^+ intensity decreases towards the interior of the SNR shell (see the three upper HCO^+ profiles in Figure 1). This is a strong proof of the SNR/molecular cloud interaction. The observed molecule depletion is compatible with the shock model by Iglesias & Silk (1978).

Taking into account the velocities corresponding to the CO and HCO^+ peaks, we assigned to RCW 103 a systemic velocity of $\sim -48 \text{ km s}^{-1}$. Using the Galactic rotation model of Fich, Blitz and Stark (1989), we determined a distance of $\sim 3.3 \text{ kpc}$ for the remnant. This distance is in agreement with that suggested by HI absorption measurements at 21 cm (Caswell et al. 1975, Reynoso et al. 2004). The SNR radio continuum can be described as two bright lobes extending one of them from West to North and the other from West to South, being the remnant intensity lower to the East. This morphology coincides with that of the open HI shell (see Figure 2). However, the HI shell is not in contact with the SNR shock front. In particular on the southern side, where we have shown that a molecular cloud exists and is interacting with the SNR, we do not observe HI emission. We suggest that this is due to self absorption processes rather than to an absence of neutral gas. The same occurs in Tycho's SNR, where the HI emission decreases in regions where it has been shown that the shock front is encountering a denser medium (Reynoso et al. 1999, Lee, Koo & Tatematsu 2004).

References

- Burton, M. & Spyromilio, J., 1993, PASA, 10, 327
Caswell, J., Murray, J., Roger, R., Cole, D., & Cook, D., 1975, A&A, 45, 239
Caswell, J., Haynes, R., Milne, D. & Wellington, K., 1980, MNRAS, 190, 881
Fich, M., Blitz, L. & Stark, A., 1989, ApJ, 342, 272
Iglesias, E. & Silk, J., 1978, ApJ, 226, 851
Lee, J-J., Koo, B-C. & Tatematsu, K., 2004, ApJ, 605, L113
Oliva, E., Moorwood, A. F. M. & Danziger, I., 1990, A&A, 240, 453
Reynoso, E., Velázquez, P., Dubner, G. & Goss, W., 1999, AJ, 117, 1827
Reynoso, E., Green A., Johnston, S., Goss, W., Dubner, G. & Giacani, E., 2004, PASA, 21, 82

OBJETOS COMPACTOS

High-energy emission from supernova remnants and associated compact objects

Samar Safi-Harb

NSERC UFA fellow, Physics and Astronomy Department, University of Manitoba, Winnipeg, MB, R3T 2N2, Canada; safi@cc.umanitoba.ca

Abstract. Our understanding of core-collapse supernovae and their byproducts has been, in the 20th century, shaped by the study of the Crab nebula and its powering engine: a fast spinning 1000-year old pulsar with a surface dipole magnetic field of the order of 10^{12} Gauss, powering a synchrotron nebula visible throughout the electromagnetic spectrum. However, with the 21st century, new X-ray observations have dramatically changed our view of the aftermath of a supernova explosion by revealing a zoo of compact objects and nebulae with properties unlike the Crab. I will review the past and on-going observations dedicated to the study of neutron star-supernova remnant association, interaction, and evolution. I will also highlight the emerging zoo with emphasis on magnetars, a growing class of neutron stars with ultra-strong magnetic fields.

Resumen. Durante el siglo XX, nuestra comprensión de las supernovas provenientes del colapso gravitacional de una estrella y sus subproductos, ha estado dominada por el estudio de la Nebulosa del Cangrejo y su poderosa máquina central: un pulsar rápido, de 1000 años de edad, con un campo magnético superficial dipolar de unos 10^{12} Gauss, que alimenta una nebulosa sincrotrónica visible a través de todo el espectro electromagnético. Sin embargo, en el siglo XXI, las nuevas observaciones en rayos X han cambiado dramáticamente nuestra visión de las consecuencias de una explosión de supernova, revelando un zoológico de objetos compactos y nebulosas con propiedades bien diferentes a la del Cangrejo. Presentaré una revisión de observaciones pasadas y en curso dedicadas al estudio de la asociación, interacción y evolución de estrellas de neutrones y restos de supernovas. Asimismo, destacaré el zoológico emergente, con énfasis en las magneto-estrellas, una clase de estrellas de neutrones en crecimiento, con campos magnéticos ultra-elevados.

1. Motivation:

X-ray observations of supernova remnants (SNRs) provide crucial information on the poorly known ages, distances, progenitor stars, and dynamics of the supernovae that created them. The X-ray band is particularly essential in tracing the elements we are made of. It also sheds light on the collapsed cores of the explosions, the poorly known initial distribution of pulsar magnetic field strengths and spin periods, and the way compact objects dump their energies into their surroundings. Last but not least, SNRs are believed to accelerate cosmic rays to TeV energies, as demonstrated by the detection of non-thermal hard X-ray emis-

sion from SNR shells (see e.g. Petre et al. 2001). Neutron star studies on the other hand provide a nearby laboratory to study physics in extreme conditions and have direct applications to quantum electrodynamics, general relativity, and gravitational wave physics.

2. A historical flash and summary:

Baade & Zwicky (1934) first advanced the view that ‘a supernova represents the transition of an ordinary star into a neutron star’, just two years after the discovery of the neutron. This remarkable prediction had to wait more than three decades for a serendipitous discovery, by Jocelyn Bell, to confirm it (Hewish et al. 1968). Pulsars were interpreted as neutron stars powered by rotational energy (Pacini 1968). The subsequent discovery of the Crab and Vela pulsars in their respective supernova remnants (SNRs) confirmed Baade and Zwicky’s proposal that neutron stars are born in supernovae (SNe).

However, for over three decades (~ 1970 – 2000), our view of pulsars and SNRs has been shaped by the study of the radio and X-ray bright objects, like the Crab nebula. It was not until the launch of NASA’s *Chandra* X-ray observatory followed by ESA’s *XMM* in 1999 that these views started to dramatically change, and as a result, revolutionize our understanding of neutron stars and their associated outflows. This review will focus on these findings.

3. X-ray emission from SNRs:

The X-ray emission from SNR shells is believed to be thermal emission associated with shock-heated gas as the blast wave sweeps the ISM. The evolution of an SNR in a uniform ISM can be divided into three phases: free expansion, adiabatic expansion (Sedov), and radiative phase. The parameters dictating the evolution are the initial explosion energy, the ISM ambient density, and the age of the remnant. The initial phase of evolution is characterized by the free expansion of the ejected shell with no deceleration. When the swept up mass becomes equal to the ejected mass, the shell decelerates and the SNR enters the adiabatic stage. In this stage, an adiabatically expanding blast wave relaxes towards a Sedov solution when the mass of the swept up ISM exceeds ~ 10 times that of the ejecta (Itoh 1977). The remnant continues to expand until radiative cooling starts, when the gas temperature behind the shock front reaches the maximum emissivity on its radiative cooling curve. By this time the remnant has lost $\sim 50\%$ of its energy as radiation, and a cold dense shell forms, containing about half the mass of the swept up gas. The development of the remnant following the formation of the shell is referred to as the ‘snowplow’ phase (Cox 1972).

X-ray spectroscopy of young SNRs (less than a few 1000 years old) is complicated by the presence of shock-heated ejecta. For such remnants, arcsecond-scale X-ray imaging is needed to resolve two distinct regions: a shock-heated ISM component at the outer boundary of the SNR and an inner shock-heated ejecta component. Furthermore, the plasma in these SNRs is far from ionization equilibrium as the time required to reach ionization equilibrium is larger than the SNR’s age, and so non-equilibrium ionization (NEI) models are needed to model their X-ray spectra. Recently, Borkowski et al. (2001) have computed NEI models that

follow the time-dependent ionization of the plasma in an SNR evolving according to Sedov self-similar dynamics. They based these models on the Hamilton, Sarazin, & Chevalier (1983) Sedov models. These NEI models were tested and first applied to the SNR 3C 397 (Safi-Harb et al. 2000). They subsequently became publicly available in the XSPEC software package¹ and have been since extensively used by the X-ray community to model *Chandra* and *XMM* data of young SNRs.

4. X-ray emission from neutron stars:

Neutron stars, which were first discovered in 1967, have been conventionally divided into two main classes: *isolated* (rotation-powered) and *binaries* (accretion-powered). Recently, a new class has emerged: *magnetars* which are believed to be powered by magnetic field decay.

4.1. Isolated Pulsars

Typified by the Crab pulsar, isolated pulsars are powered by rotation. As they spin, they spin down and therefore lose rotational energy. Observers measure their period (P) and period derivative (\dot{P}), from which they estimate the rotational energy loss, $\dot{E} = I \Omega \dot{\Omega}$; where $I \sim 10^{45}$ g cm² is the moment of inertia and $\Omega = 2\pi/P$ is the angular frequency. Equating the rotational energy loss to the radiation from a magnetic dipole moment, one can estimate the surface magnetic field of the star as: $B \sim 3.2 \times 10^{19} (P\dot{P})^{0.5}$ Gauss. For the Crab-like pulsars, $B \sim 10^{11} - 10^{13}$ Gauss.

The spin-down age (also known as the characteristic age) of the pulsar is expressed as: $\tau = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} [1 - (P_0/P)^{n-1}]$; where P_0 is the initial period of the pulsar (at birth), P is the current period, and n is the braking index given by $\dot{\Omega} = -k \Omega^n$ (k is a constant that depends on the magnetic moment of the star). For $P_0 \ll P$ (which is the case for the Crab pulsar) and for $n=3$ (a simple vacuum dipole field), the above equation reduces to: $\tau = P/2\dot{P}$. The above equation has been often used to determine the characteristic age of a pulsar. This age can be then compared to the SNR age determined from other methods (§3) and thus to confirm or refute a PSR-SNR association.

4.2. Accretion-powered

The mechanism for the X-ray emission from accretion-powered sources is due to mass transfer from the companion star onto the neutron star (or black hole). As the matter accretes into compact object, the gas is compressed and heated intensely and thus emits X-rays. The X-ray luminosity is expressed as: $L_x \sim \frac{GM\dot{M}}{R}$, where M and R are the mass and radius of the compact object, and \dot{M} is the mass accretion rate. X-ray binaries are divided into two classes: the high-mass binaries (HMXB), and the low-mass binaries (LMXB), where the high- and low- refers to the mass of the companion star. The X-ray spectra from these

¹<http://xspec.gsfc.nasa.gov>

sources are variable, but are generally much harder than the X-ray spectra of the rotation-powered pulsars. A recent review on X-ray binaries can be found in Psaltis (2004).

In the past decade, a subclass of binaries has emerged: the *microquasars* which refer to neutron stars or stellar mass black-hole systems characterized by relativistic collimated outflows (or jets). These sources, typified by the binary system SS 433, have been named microquasars because they are believed to represent scaled-down versions of quasars (Mirabel & Rodriguez 1999). They are particularly interesting since they display relativistic jets indicating that the jet phenomenon is universal among compact objects (see §5). In §6.1, we address the association of binaries with SNRs.

4.3. Magnetars

The Anomalous X-ray Pulsars (AXPs) represent a class of neutron stars whose X-ray luminosities ($\sim 10^{34}$ – 10^{36} erg s $^{-1}$) can not be accounted for by their spin-down power nor by conventional binary accretion models, thus the name ‘anomalous’. Currently, we know of 8 AXPs, one of which is a transient AXP and two are AXP candidates (see Safi-Harb & West 2005 for a brief overview). Typified by 1E2259+586, the first AXP discovered in the SNR CTB 109, AXPs share the following properties: **(1)** they are slow X-ray rotators (when compared to the rotation-powered Crab-like pulsars) with periods constrained to the narrow range of 5–12 seconds, and unlike the accretion-powered pulsars, they spin down. **(2)** Their large spin-down rates and the association of three of them with SNRs indicate a young age (10^3 – 10^5 years, see Table 2). **(3)** They lack a detectable companion star and have a small scale height above the Galactic Plane. **(4)** They have soft X-ray spectra (compared to the Crab-like and accretion-powered pulsars) which are characterized by a two-component blackbody ($kT \sim 0.4$ – 0.7 keV) plus power law ($\Gamma \sim 3$ – 5) modified by interstellar absorption. **(5)** They do not have radio counterparts; but half the sample has faint optical and/or IR counterparts (see Table 1 of Safi-Harb & West 2005).

Evidence has been recently accumulating in favor of the ‘magnetar’ model, which was proposed to explain the properties of their relatives, the Soft Gamma-ray Repeaters (SGRs). In the magnetar model (Duncan & Thompson 1992), AXPs and SGRs have inferred magnetic fields of $\sim 10^{14}$ – 10^{15} G, two orders of magnitude higher than the Crab and an order of magnitude larger than the quantum critical field (4.4×10^{13} G). Their large spin-down torques are provided by the magnetic dipole radiation. The magnetar model has been successful in explaining most of the AXPs properties. However, their emission at optical and IR wavelengths is not well understood and is yet to be further explored in the light of the recent observations.

5. PSR/SNR interaction: pulsar wind nebulae and jets

Neutron stars are often hard to detect inside SNRs, especially at X-ray energies, as their emission could be easily buried underneath the thermal emission of their associated SNRs. However, hard X-ray imaging has proven to be a very powerful tool to unveil neutron stars through the detection of their associated pulsar wind nebulae (PWNe, a.k.a. plerions) and jets.

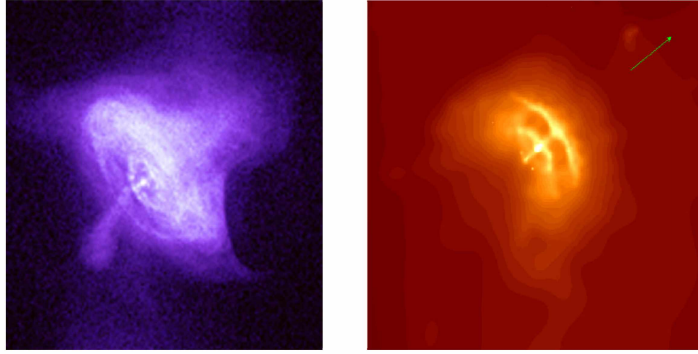


Figura 1. *Chandra* images of the Crab and Vela PWNe showing a strikingly similar morphology.

5.1. PWNe or plerions:

The term ‘plerion’ originates from the Greek word $\pi\lambda\theta\omega\rho\eta$ which means ‘filled’, as it gives the SNR a centrally-filled morphology. Typified by the Crab nebula, plerions are believed to be powered by active rotation-powered pulsars. It is commonly believed that pulsars emit a relativistic wind of particles and fields. The pulsar’s wind is decelerated to a sub-sonic speed across a strong standing shock, r_s . The emission from the plerion is seen beyond this radius, and results from synchrotron radiation of the high energy particles injected by the pulsar in the presence of a strong magnetic field. The pulsar wind is characterized by the parameter σ given by the ratio of magnetic to particles’ flux (Kennel and Coroniti 1984). The radius r_s is given by equating the thrust from the pulsar with the confining pressure, $P_c \sim \left(\frac{\dot{E}}{4\pi r_s^2 c}\right)$.

PWNe are generally characterized by the following properties: **(1)** An increase in the brightness towards the center, without a shell-like structure,² **(2)** A highly polarized flux and a flat radio *spectral* index, $\alpha=0-0.3$ ($S_\nu \sim \nu^{-\alpha}$). The index steepens at X-ray energies due to synchrotron and radiation losses and is on the average $\Gamma \sim 1.3-2.3$ (Γ is here the X-ray *photon* index). **(3)** An X-ray size that is generally smaller than their radio and optical size (due to the smaller synchrotron lifetimes of the higher energy electrons).

In the absence of pulsations, plerions have been used as ‘first order’ calorimeters for estimating the properties of their underlying engines. Useful empirical relationships have been derived to relate the X-ray luminosity of PWNe with the pulsar’s rotational energy loss or dipole field (see e.g. Possenti et al. 2002).

5.2. The Crab and its twins

The superb *Chandra* image of the Crab nebula (Weisskopf et al. 2000, see Fig. 1) revealed a richness of structures: 1) an inner ring marking the site of the shocked pulsar wind at 0.1 pc from the pulsar, 2) the outer ring at about 1 pc showing

²See however §5.3 for the discovery of a shell around a plerion.

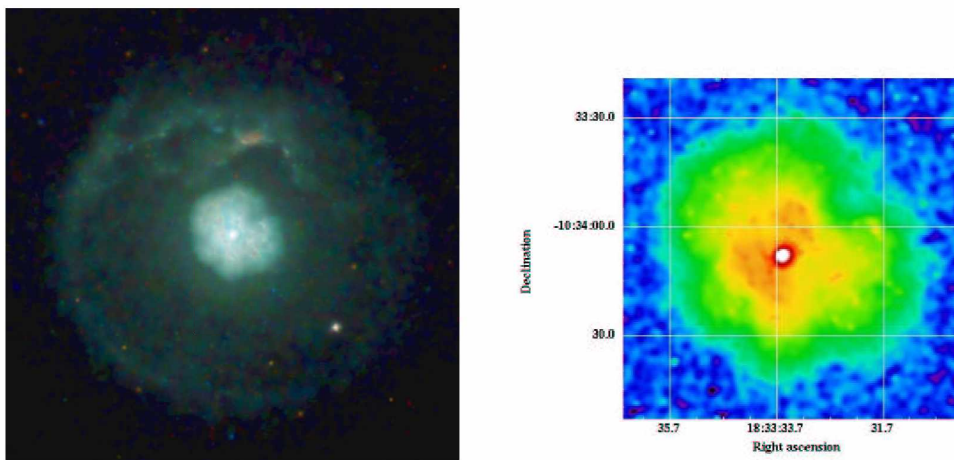


Figura 2. The *Chandra* images of G21.5-0.9 obtained after integrating 500 ksec of observations (from Matheson and Safi-Harb, 2005). **(Left)**: The ACIS energy color image showing the limb in the north and east. **(Right)**: The HRC image of the inner core revealing wispy-like structures close to the point source.

the torus delimiting the region between the shocked equatorial pulsar outflow and the confining ejecta, seen as optical filaments, 3) a jet and a counterjet tracing the bipolar outflow from the Crab pulsar, and 4) wisps and blobs (at a few arcseconds from the Crab pulsar) which are dynamic on timescales of weeks to months, with velocities close to $0.3\text{--}0.4c$ (Mori et al. 2001). Wisps, knots, and jet-like structures have been also discovered in several other PWNe. The Vela nebula, in particular, shows a strikingly similar morphology to the Crab nebula (Fig. 1) with flow velocities of $\sim 0.3\text{--}0.7c$ (Pavlov et al. 2004). These high-resolution observations are providing observers and theorists with a sample to address pulsar outflows, proper motion, spin axis, magnetic field distribution, energetics, and the σ problem (see e.g. Arons 2002, Ng & Romani 2004).

5.3. Plerions of other kinds?

A handful plerions (e.g. G21.5-0.9, CTB 87) lack pulsars and have a low-frequency spectral break (~ 50 GHz) compared to the Crab nebula. This led Woltjer et al. (1997) to suggest that these are plerions of the ‘second kind’ where the pulsar must have encountered a sudden phase change in its energy output in the past. Alternatively, Gallant et al. (2001) suggested that the sudden change may occur *not* in the pulsar wind parameters, but in the plerion confining pressure. The passage of the reverse shock would compress the plerion and may explain the low-frequency spectral breaks.

G21.5-0.9 is particularly intriguing since early *Chandra* observations revealed a predominantly non-thermal X-ray halo twice the size of the radio nebula (Slane et al. 2000, Safi-Harb et al. 2001). This is unlike what would be expected from synchrotron nebulae (see §5.1). However, a very deep *Chandra* image (obtained from integrating all archival observations yielding a total of ≥ 500 ksec) has most recently revealed for the first time a limb-brightened morphology and evidence

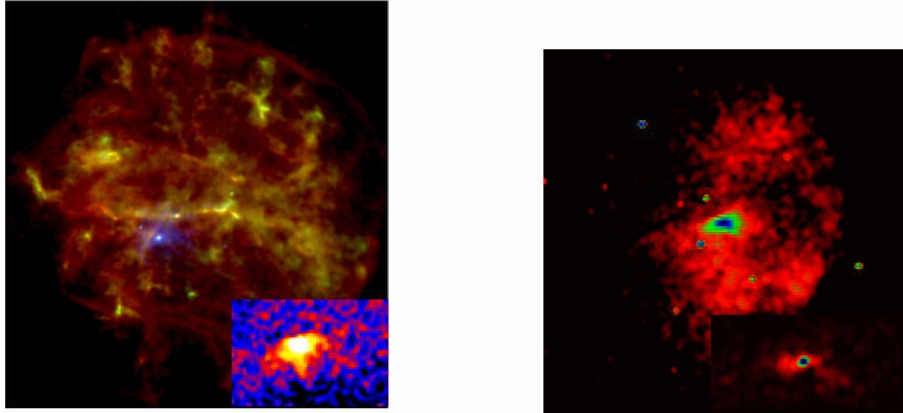


Figura 3. The *Chandra* energy images of (**Left**) G292.0+1.8 (MSH 11-54 Gonzalez & Safi-Harb 2003a) and (**Right**) G39.2-0.3 (3C 396, Olbert et al. 2003). The color reflects energy: red is soft X-rays and blue is hard X-rays. The inner panels are zoomed images of PWNe newly discovered with *Chandra*.

for thermal emission from shock-heated supernova material (Matheson and Safi-Harb, 2005, see Fig. 2). This result illustrates the need for deep and sensitive X-ray observations to address the question of missing shells in plerions.

5.4. PWNe previously buried underneath SNR thermal emission:

Hard X-ray imaging has shown to be a powerful tool to unveil plerions (and therefore pulsars) in Composite-type SNRs³ As an illustrative example, Fig. 3 shows two PWNe discovered in G292.0+1.8 and 3C 396, both young SNRs (a few kyr-old) with a Composite-type morphology. The energy images show in blue (hard X-ray band) the PWNe previously buried underneath the thermal emission of their SNRs (shown in red, the soft X-ray band). While these PWNe do not exhibit the richness of structures seen in the Crab and its twins (§5.3), there is a hint from the *Chandra* observations that they have an equatorial (torus-like) outflow and a jet-like structure. A deep radio search for the pulsar in G292.0+1.8 led to the discovery of a 135 ms pulsar (Camilo et al. 2002a). Its characteristic age was determined to be 2,900 years, in agreement with the age independently derived for the SNR using a spatially resolved spectroscopic study with *Chandra* (Gonzalez & Safi-Harb 2003a), thus confirming the PSR/SNR association. In Table 1, I summarize the list of known pulsars (or pulsar candidates)/SNRs associations, and only include those having PWNe.

³These are SNRs which have a centrally-filled morphology plus an outer shell-like component.

SNR/PSR (or PSR candidate)	$\log \dot{E}$	$\log L_x^{(a)}$	$P^{(b)}$ (ms)	$B^{(c)}$ (10^{12} Gauss)	Age ^(d) (kyr)	Ref.
N157B/J0537-6910	38.68	36.75	16	1	5	[1]
Crab/B0531+21	38.65	37.6 (E)	33	3.8	1.2	[2]
Crab-twin (N158A)/0540-69	38.30	37.43	50	5	1.7	[3]
G21.5-0.9/J183333.5-10346.6 ^(e)	37.4-37.8?	35.5	144?	30?	3?	[4]
3C 58/J0205+6449	37.41	34.46	66	3.6	0.820-5.4?	[5]
G106.6+2.9/J2229+6114	37.34	33.25	51.6	2	10.5	[6]
MSH 15-52/B1509-58	37.25	34.3 (E)	150	15	1.7	[7]
G0.9+0.1/J174722.8-280915?	37.18?	34.87	80-190?	–	2.7?	[8]
G327.1-1.1	37.176?	34.91	62?	2.3	11	[9]
G54.1+0.3/J1930+1852	37.08	34.4	136	10	2.9	[10]
MSH 11-54/J1124-5916	37.08	34.48 (E)	135	10	2.9	[11]
G313.6+0.3/J1420-6048	37.0	33.0	68.2	2.4	13	[12]
Kes 75/J1846-0258	36.9	36.22	300	50	0.723	[13]
Vela/B0833-45	36.84	33.4	89.3	3.4	10	[14]
G11.2-0.3/J1811.5-1926	36.81	34.9	65	1.7	1.616-24?	[15]
CTB 80/B1951+32	36.58	34.0 (R)	39.5	0.5	100	[16]
G343.1-2.3?/B1706-44	36.53	32.58	102	3.1	17.5	[17]
G18.0-0.7/B1823-13	36.45	34.51 (R)	101.45	2.8	21	[18]
G5.4-1.2/B1757-24	36.41	33.30	124	4.0	15.5	[19]
3C396/J19044.7+052712 ^(e)	36.41?	34.0	–	–	4.4?	[20]
G359.23-0.82/J1747-2958	36.4	34.5	98	2.5	25	[21]
G292.2-0.5/J1119-6127	36.36	32.60	400	40	1.6	[22]
IC443/J061705.3+222127	36.0	33.70 (E)	145?	3.3?	30	[23]
W44/B1853+01	35.62	32.90	267	7.5	20	[24]
G65.7+1.2/1WGA J1952.2+2925 ^(e)	35.2?	32.43	–	–	10?	[25]

Table 1. A summary of rotation-powered pulsars powering PWNe and/or jets in SNRs, listed in the order of decreasing \dot{E} . ^(a) The 2-10 keV PWN luminosity. (E) is Einstein 0.2-4 keV; and (R) is ROSAT 0.5-2.4 keV. ^(b) A question mark means no pulsar was detected, but the inferred value of P and \dot{E} are estimated using the PWN properties. ^(c) Dipole magnetic field estimated as $B \sim 3.2 \times 10^{19} (P\dot{P})^{0.5}$. ^(d) When there is a pulsar, the age is the characteristic age ($P/2\dot{P}$). G11.2-0.3 and 3C 58 are believed to be associated with SN 386 A.D. and SN 1181, respectively. In the absence of a pulsar, the age is inferred from the diffuse emission. ^(e) parameters of the ‘hidden’ pulsar are inferred from X-ray observations of their associated PWN. For G21.5-0.9, the ‘pulsar’ parameters are inferred assuming an age of 3 kyrs, and $\dot{E} = 10^{37}$ erg s⁻¹. [1] Wang et al. 2001, [2] Weisskopf et al. 2000, [3] Gotthelf & Wang 2000, [4] Safi-Harb et al. 2001, [5] Slane et al. 2002, [6] Halpern et al. 2001, [7] Gaensler et al. 2002, [8] Gaensler, Pivovarovoff & Garmire, 2001, [9] Sun, Wang, & Chen 1999, Bocchino & Bandiera 2003, [10] Lu et al. 2002, Camilo et al. 2002b, [11] Gonzalez & Safi-Harb 2003a, Camilo et al. 2002a, [12] Roberts et al. 2001, [13] Mereghetti et al. 2002, [14] Helfand et al. 2001, Pavlov et al. 2001, [15] Kaspi et al. 2001a, [16] Safi-Harb et al. 1995, Moon et al. 2004, [17] Finley et al. 1998, Gotthelf et al. 2002, [18] Finley et al. 1996, [19] Kaspi et al. 2001b, [20] Olbert et al. 2003, [21] Gaensler et al. 2004, [22] Gonzalez & Safi-Harb 2003b, [23] Olbert et al. 2001, [24] Petre et al. 2002, [25] Arzoumanian et al. 2004.

6. PSR/SNR association: the growing zoo of compact objects associated with SNRs:

The number of associations has increased by a factor of 10 (from 5 in the 1980's to ≥ 50 now) thanks to *Chandra* and deep radio surveys. This number is expected to grow by at least a factor of two with more complete and deep surveys. The predicted number of associations containing neutron star remnants has been estimated to be ~ 170 , under the assumption that 40-50 SNRs result from type Ia explosions and that nearly a dozen make black holes (Kaspi & Helfand 2002). One of the big lessons learnt from X-ray studies is that many SNRs harbor radio-quiet sources (§§4.3 and 6.2). W50 remains the only SNR *confirmed* to harbor a binary source, SS 433,⁴ which is also interestingly a microquasar. This system forms a class by itself (§6.1). However a few SNRs have been recently suggested to harbor binary ‘candidates’. These will be summarized next.

6.1. Binaries:

W50 has been classified as an SNR based on its radio properties (Dubner et al. 1998). The unusual ellipsoidal morphology of W50 is believed to be caused by the central source, SS 433. The nature of this enigmatic source has been, in the past 3 decades, fluctuating between a neutron star and a black hole. The most recent estimate of its mass has been determined to be $10 \pm 4 M_{\odot}$ (H. Marshall 2005, private communication), indicating a black hole. This would make W50 the only SNR in our Galaxy harboring a black hole. The total radiated luminosity of the system ($\sim 10^{36}$ erg s⁻¹) is a very small fraction of the jets power ($\sim 10^{39}$ – 10^{41} erg s⁻¹). Most of the kinetic luminosity goes into ram pressure distorting the SNR shell and causing the X-ray lobes and radio ‘ears’ (see Safi-Harb & Kotani (2002) for a review of this system and Moldowan et al. (2005) for the most recent multi-wavelength study).

G309.2-0.6: High-resolution radio observations of this source reveal a nearly circular shell with two brightened and distorted arcs of emission on opposite sides. A jet-like feature and breaks in the shell can be seen along the axis of proposed outflow. A compact X-ray source is seen near the center and weak diffuse emission can be associated with the shell. The strikingly similar morphology of G309.2-0.6 to W50 led Gaensler et al. (1998) to conclude that it is a younger analog of W50 (~ 1 – 20×10^3 yr-old), and that its bipolar morphology is caused by opposed jets or outflows. The nature of this system will be addressed with an upcoming *Chandra* observation.

RCW 103: The compact central source in RCW 103 is a strong variable X-ray source near the center of the SNR (this source has been also classified as a Central Compact Object or CCO, see §6.2). The light curve revealed a 6.4-hr periodicity and two partial eclipses or dips per period. The source of accretion could be a fossil disk from the SN explosion, or more likely a low-luminosity companion in a binary system (Sanwal et al. 2002). Near-infrared observations of the source with VLT and HST unveiled 3 candidate counterparts within the $0''.5$ *Chandra* error circle. The faintness of these candidates indicates that the

⁴The association between the neutron star X-ray binary Cir X-1 and the SNR G321.9-0.3 has been ruled out by Mignani et al. (2002).

putative companion is a dwarf or a very late spectral type star, implying that RCW 103 would be the 1st SNR harboring a LMXB (Pavlov et al. 2003).

PKS1209-51/52: This SNR (G296.5+10) contains the compact source J1210-5226 (a.k.a. 1E1207-5209) which has been classified as a CCO (see §6.2). Early *Chandra* observations led to the discovery of a 424 ms periodicity and a surprisingly high characteristic age of 500 kyr (a factor of at least 25 times larger than the SNR's age). While no long-term flux variations have been observed from this source, deviations from uniform spin-down appear in the timing study of the *Chandra* and *XMM* observations, suggesting a binary system with an orbital period of 0.2–6 years and a low-mass companion (Zavlin et al. 2004). A faint red object was also found to be coincident with the X-ray source suggesting an M4 or M5 dwarf companion. If this source is indeed the optical counterpart, then this will make this source the 2nd LMXB in an SNR.

6.2. CCOs and their likely link to magnetars:

Currently, we know of 8 CCOs associated with SNRs and discovered at X-ray energies (Pavlov et al. 2003). Two of these are believed to be binary candidates (see above section and Table 2). Their overall timing, imaging, and spectral properties are unlike the Crab. Typified by the compact object discovered with the first light *Chandra* image of Cas A, they are characterized by the following properties: **(1)** They are located near the centers of SNRs, thus the name CCOs. **(2)** They do not have radio or gamma-ray counterparts. **(3)** They do not have PWNe or jets around them indicating they are unlike the active rotation-powered pulsars. **(4)** Their X-ray luminosities range from $\sim 10^{33}$ – 10^{34} erg s⁻¹. **(5)** They have soft X-ray spectra which are generally described by a two-component blackbody ($kT \sim 0.2$ – 0.5 keV) plus power law model ($\Gamma \geq 2.5$, unconstrained for some sources). The derived blackbody radii are much smaller than the neutron star radius indicating perhaps hot spots on their surface. Fits with light-element atmospheric models yield lower temperatures and therefore larger radii, but still well below the neutron star radius. **(6)** To date, two CCOs have faint optical counterparts suggesting LMXBs (§6.1).

Their overall spectral properties suggest an evolutionary scenario of neutron star cooling and perhaps a link to AXPs (Pavlov et al. 2003). The recent discovery of a transient AXP (XTE 1810–197, Ibrahim et al. 2004) with properties similar to CCOs in its quiescent state strengthens this evolutionary scenario and offers the suggestion that CCOs represent quiescent AXPs. More observations and monitoring of CCOs are needed to confirm this scenario.

It is worth noting here that holes in neutral hydrogen (HI) have been found towards 3 CCOs (Reynoso et al. 2004). This, together with the SGR-cluster link (Klose et al. 2004) and the recent discovery of an expanding hydrogen shell around an AXP (Gaensler et al. 2005), suggest that the properties of these radio-quiet X-ray sources are attributed to the nature of their progenitors and the environment.

7. Conclusions

For three decades, our understanding of PSRs/SNRs association and interaction has been shaped by the study of the Crab nebula. Recent deep X-ray observa-

Compact Object/SNR	P ^(a) (s)	B (10 ¹⁴ G)	Age ^(b) (kyr)	Jet? ^(c)	Ref.
binaries or binary candidates in SNRs					
CXOJ161736.3-510225/RCW 103 ^(d)	6 hr	–	1–3	–	[1]
1RXSJ134651.1-624843/G309.2-0.6	–	–	≤4	Y(R)	[2]
1E 1207-5209/PKS 1209-51/52 ^(d)	0.2–6 yrs	0.03?	3–20	–	[3]
SS 433/W50	13d	–	10	Y(R,X)	[4]
SGR or AXP/SNR					
SGR1806-20/G10.0-0.3?	7.5	10	1?	B	[5]
SGR1900+14/G42.8+0.6?	5.16	2–8	10?	B	[6]
SGR1627-41/G337.0-0.1?	–	–	1–5	B	[7]
SGR0526-66/N49?	8	≥10	5-16	B	[8]
1E1841-045/Kes73	11.8	8	2	–	[9]
AXJ1845-0258/G29.6+0.1	7	–	≤8	–	[10]
1E2259+586/CTB 109	7	0.6	6	B, Y?	[11]
CCOs excluding binary candidates					
CXOJ232327.9+584843/CasA	12ms?	–	0.32	–	[12]
RXJ0852.0-4622/G266.2-1.2	0.301?,0.033?	0.44,0.05?	1?	–	[13]
CXOJ082157.5-430017/Puppis A ^(e)	–	–	1-3	–	[14]

Table 2. Radio-‘quiet’ neutron stars associated with SNRs (the SGRs/SNRs association is insecure, Gaensler et al. 2001). ^(a) For the binaries, P is the orbital period. ^(b) The age here refers to the SNR’s estimated age. ^(c) For SGRs and AXPs, B means bursts. (X) is X-rays, (R) is radio. ^(d) Also classified as a CCO. ^(e) A candidate period of 75 ms was ruled out with *Chandra* (Pavlov et al. 2001). [1] Sanwal et al. 2002, [2] Gaensler et al. 1998, [3] Pavlov et al. 2003, [4] Safi-Harb & Kotani (2002), [5] Ibrahim et al. 2002, Kouveliotou et al. 1998, [6] Hurley et al. 1999, [7] Woods et al. 1999, [8] Kulkarni et al. 2004, [9] Vasisht & Gotthelf 1997, [10] Vasisht et al. 2000, [11] Rho & Petre 1997, Patel et al. 2001, [12] Murray et al. 2002, [13] Kargaltsev et al. 2002, [14] Pavlov et al. 2001.

tions, complemented with multi-wavelength studies, have shown that there is a diversity of neutron stars with magnetic fields spanning 6 orders of magnitude (10^9 – 10^{15} Gauss), with the lowest magnetic field pulsars being accretion-driven and the highest magnetic field pulsars being powered by magnetic field decay. The latter class includes AXPs and SGRs.

Pulsar wind nebulae have been used as powerful tools to infer the presence of pulsars. *Chandra* has successfully revealed the workings of Crab-like pulsars by showing a richness of structures associated with the deposition of a pulsar wind’s energy into its surroundings. At the same time, *Chandra* is revealing a diversity of PWNe opening a new window to study the underlying engines, PWN evolution, pulsar proper motion, and magnetic field geometry.

One of the milestones achieved in the X-ray studies of SNRs is the discovery of a new population of neutron stars near the centers of SNRs (CCOs, typified by the Cas A compact object). These neutron stars display properties similar to AXPs in quiescence, and could be very well related to magnetars. The study of the environment around CCOs, AXPs, and SGRs, combined with deep multi-

wavelength observations and monitoring of these sources, should open a new window to understand the physical differences between these sources and the ‘classical’ rotation-powered pulsars.

Acknowledgments. I thank the Organizing Committee of the Argentinian Astronomical Society for their invitation and Gloria Dubner for her hospitality. This research has been supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council (NSERC) of Canada and by a NASA-LTSA grant.

References

- Arons, J. 2002, astro-ph/0201439.
- Arzoumanian, Z. et al. 2004, ApJ, 610, L101.
- Baade, W., & Zwicky, F. 1934, Proc. Natl. Acad. Sci., 20, 254.
- Bocchino, F. & Bandiera, R. 2003, A&A, 398, 195.
- Borkowski, K. Lyerly, W. J., & Reynolds, S. P. 2001, ApJ, 548, 820.
- Camilo, F. et al. 2002a, ApJ, 571, L41.
- Camilo, F. et al. 2002b, ApJ, 574, L71.
- Cox, D. 1972, ApJ, 178, 159.
- Dubner, G., Holdaway, M., Goss, W., & Mirabel, I. 1998, AJ, 116, 1842.
- Duncan, R. C. & Thompson, C. 1992, ApJ, 392, L9.
- Finley, J. P., Srinivasan, R., Saito, Y. et al. 1998, ApJ, 493, 884.
- Finley, J.P., Srinivasan, R., & Park, S. 1996, ApJ, 466, 938.
- Gaensler, B. M. et al. 1998, MNRAS, 299, 812.
- Gaensler, B., M. Pivovarov, M., & Garmire, G. 2001, 556, L107.
- Gaensler, B., M. Slane, P., Gotthelf, E., & Vasihst, G. 2001, ApJ, 559, 963.
- Gaensler, B. M. et al. 2002, ApJ, 569, 878.
- Gaensler, B. M. et al. 2004, ApJ, 616, 383.
- Gaensler, B. M. et al. 2005, astro-ph/0501563.
- Gallant Y. A. et al. 2001, astro-ph/0112354.
- Garmire, G. P., Pavlov, G. G., Garmire, A. B., & Zavlin, V. E. IAUC 7350.
- Gonzalez, M., & Safi-Harb, S. 2003a, ApJ, 583, L91.
- Gonzalez, M. & Safi-Harb, S. 2003b, ApJ, 591, L143.
- Gotthelf, E. V., & Wang, Q. D. 2000, ApJ, 532, L117.
- Gotthelf, E. V., Halpern, J., & Dodson, R. 2002, ApJ, 567, L125.
- Halpern, J. et al. 2001, ApJ, 552, L125.
- Hamilton, A. J. S., Sarazin, C. L., & Chevalier, R. A. 1983, ApJS, 51, 115.
- Hewish, A., Bell, J. et al. 1968, Nature, 217, 709.
- Hurley, K. et al. 1999, ApJ, 510, L111.
- Ibrahim, A. I. et al. 2002, ApJ, 574, L51.
- Ibrahim, A. I. et al. 2004, ApJ, 609, L21.
- Kargaltsev, O., Pavlov, G., Sanwal, D., Garmire, G. 2002, ApJ, 580, 1060.
- Kaspi, V. M. & Helfand, D. J. 2002, astro-ph/0201183.

- Kaspi, V. M. et al. 2001a, *ApJ*, 560, 371.
Kaspi, V. M. et al. 2001b, *ApJ*, 562, L163.
Kennel, C. F., & Coroniti, F. V. 1984, *ApJ*, 283, 710.
Klose, S. et al. 2004, *ApJ*, 609, L13.
Kouveliotou, C. et al. 1998, *Nature*, 393, 235.
Kulkarni, S. R. et al. 2004, *ApJ*, 585, 948.
Murray, S. et al. 2002, *ApJ*, 568, 226.
Lu, F. J. et al. 2002, *ApJ*, 568, L49.
Moldowan, A., Safi-Harb, S., Fuchs, Y., & Dubner, G. 2005, *astro-ph/0501361*.
Matheson, H. & Safi-Harb, S. 2005, *astro-ph/0504369*.
Mereghetti, S., Bandiera, R., Bocchino, F., Israel, G. L. 2002, *ApJ*, 574, 873.
Mignani, R. P, De Luca, A., Caraveo, P. A., Mirabel, I. F. 2002, *A&A*, 386, 487.
Mirabel, I. F., & Rodriguez, L. F. 1999, *ARAA*, 37, 409.
Moon, D.-S. et al. 2004, *ApJ*, 610, L33.
Mori, K. et al. 2001, *astro-ph/0112250*.
Ng, C.-Y., & Romani, R. W. 2004, *ApJ*, 601, 479.
Olbert, C. M. et al. 2001, *ApJ*, 554, 205.
Olbert, C. M. et al. 2003, *ApJ*, 592, L45.
Pacini, F. 1968, *Nature*, 219, 145.
Pavlov, G. G., Sanwal, D., Garmire, G. P., & Zavlin, V. E. 2001, *astro-ph/0112322*.
Pavlov, G. G., Sanwal, D. & Teter, M. A. 2003, *astro-ph/0311526*.
Pavlov, G. G., Teter, M. A., Kargaltsev O., & Sanwal, D. 2004, *ApJ*, 591, 1157.
Patel, S. et al. 2001, *ApJ*, 563, L45.
Petre, R., Hwang, U., & Allen, G. E. 2001, *Adv. Sp. Res.*, 27, 647.
Petre, R., Kuntz, K. D. & Shelton, R. L. 2002, *ApJ*, 579, 404.
Possenti, A., Cerutti, R., Colpi, M., & Mereghetti, S. 2002, *A&A*, 387, 993.
Psaltis, D. 2004, *astro-ph/0410536*.
Rho, J., & Petre, R. 1997, *ApJ*, 484, 828.
Roberts, M. S. E., Romani, R. W., & Johnston, S. 2001, *ApJ*, 561, L187.
Reynoso, E. M. et al. 2004, *PASA*, 21, 82.
Sanwal, D., Pavlov, G.G., Zavlin, V. E., Teter, M. A 2002, *ApJ*, 574, L61.
Safi-Harb, Ögelman, & Finley 1995, *ApJ*, 439, 722.
Safi-Harb, S. et al. 2000, *ApJ*, 545, 922.
Safi-Harb, S. et al. 2001, *ApJ*, 561, 308.
Safi-Harb, S. & Kotani, T. 2002, *astro-ph/0210396*.
Safi-Harb, S. et al. 2005, *ApJ*, 618, 321.
Safi-Harb, S. & West, J. 2005, *astro-ph/0501595*.
Slane, P. O. et al. 2000, *ApJ*, 533, L29.
Slane, P. O., Helfand, D. J., & Murray, S. S. 2002, *ApJ*, 571, L45.
Sun, M., Wang, Z.-R., & Yang, C. 1999, *ApJ*, 511, 274.
Vasisht, G., & Gotthelf, E.V. 1997, *ApJ*, **486**, L129.

- Vasisht, G., Gotthelf, E. V., Torii, K., & Gaensler, B. M. 2000, 542, L49.
Wang, Q. D., Gotthelf, E. V., Chu, Y.-H., & Dickel, J.R. 2001, ApJ, 559, 275.
Weisskopf, M. et al. 2000, ApJ, 536, L81.
Woods, P. et al. 1999, ApJ, 519, L139.
Woltjer, L., Salvati, M, Pacini, F., & Bandiera, R. 1997, A&A, 325, 295.
Zavlin, V. E., Pavlov, G. G., & Sanwal, D. 2004, ApJ, 606, 444.

High-energy emission from jet-wind and jet-star interactions in misaligned microquasars

Mariana Orellana and Gustavo E. Romero

*Instituto Argentino de Radioastronomía, C.C.5, (1894) Villa Elisa,
Buenos Aires, Argentina*

Abstract. Microquasars are accreting X-ray binary systems with non-thermal jet-like features at radio wavelengths. In some of these systems the jet is expected to be strongly misaligned with the perpendicular to the orbital plane. If the donor star is an early-type star, the jet could collide with the stellar wind producing a standing shock between the compact object and the stellar surface. Relativistic particles injected by the jet can be re-accelerated and isotropized at the colliding region. If the jet has hadronic content, TeV protons will diffuse into the inner, dense wind leading to gamma-ray and neutrino production from interactions with the matter of the wind. In the case of very powerful jets, the wind pressure can be overbalanced and the jet might impact directly onto the stellar surface. We present estimates of the gamma-ray and neutrino luminosities for different sets of parameters in these scenarios and we briefly discuss the effects of this radiation on the donor star and its detectability with current instruments.

Resumen. Los microcuasares (MQs) son sistemas binarios con acreción que presentan (persistente o esporádicamente) evidencia de la presencia de un jet relativista. En algunos de estos sistemas, el jet puede estar fuertemente inclinado respecto del eje de rotación del sistema binario, llegando a interactuar con la estrella donante de masa. La colisión del jet con el viento estelar produce un frente de choque donde pueden acelerarse partículas hasta energías muy altas ($> \text{TeV}$). Hemos calculado la emisión de rayos gamma y neutrinos que se produciría en este escenario como resultado de interacciones entre los protones ultra-relativistas y los protones fríos que forman el viento estelar.

1. Introduction

Microquasars (MQs) are accreting X-ray binary systems that have shown persistent or episodic non-thermal jet-like ejections (Mirabel & Rodríguez 1999). Although it is not observationally required, the jet axis and the orbital plane of a given MQ system are usually assumed to be approximately perpendicular. However, Maccarone (2002) has shown that the timescale for the BH spin to align with the orbital angular momentum in binary systems is often longer than the lifetime of the system itself. Observationally, there exists suggestive evidence for the misalignment between the jet and the normal to the orbital plane in some MQs. For instance, the jet axis lies at no more than ~ 35 degrees from the orbital plane in V4641 Sgr (see Butt et al. 2003 and reference therein).

Besides, some other systems are known to have precessing jets (see Katz 1980, Massi et al. 2004).

In the case of an early-type companion star, when the jet is directed straight to the companion star, there are two possible expected situations. Under some conditions, that will be specified, the jet could not reach the stellar surface since it is balanced by the strong stellar wind. A strong shock is formed between the compact object and the star and protons injected by the jet can be re-accelerated and isotropized there. The most energetic of these protons then diffuse through the inner wind producing gamma-rays and neutrinos through $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ and $p + p \rightarrow \pi^\pm + X$ reaction channels.

On the other hand, very powerful jets can overcome the pressure of the wind and directly impact on the star. No continuum gamma-ray source above MeV energies is expected in this case, but a significant flux of high-energy neutrinos goes through the star.

In what follows we characterize the general physical situation and estimate the gamma-ray and neutrino output of these systems, under a variety of conditions. The results will be of interest for current ground-based TeV gamma-ray telescopes and future satellites for MeV-GeV gamma-ray astronomy, as well as for km-scale neutrino detectors.

2. Jet-wind interaction

To make specific calculations we will consider a misaligned MQ with a high-mass companion. The jet axis is assumed to be parallel to the orbital radius a , and pointing toward the massive star of radius R_* . As shown by Bednarek & Protheroe (1997) for the case of AGN jets, a strong stellar wind can stop the jet before it can reach the stellar surface. An interaction region will be formed by a contact discontinuity and two quasi-parallel shocks, one propagating backwards through the jet and the other moving toward the star through the wind. The position r_s where the discontinuity will form can be obtained by equating the expressions for the jet pressure to the pressure exerted by the stellar wind or the magnetic pressure due to the field of the star. The location of the double-shock structure will be then determined by the specific parameters assumed for the jet and the stellar wind. As an example, we have work out the details of a family of models for a system formed by a black hole of $10 M_\odot$ and a O4.5-type star (Vacca et al. 1996), separated by 2 stellar radius.

The shock moving through the relativistic plasma of the jet results very effective in accelerating particles by Fermi mechanism (e.g. Protheroe 1998). For the parameters considered in this paper the maximum energy is determined by the size constraint. The resulting proton spectrum from the diffusive acceleration will be a power-law $N_p(E) = K_\Gamma E^{-\Gamma}$, extending from $\sim 10 m_p c^2$ up to $E_p^{\max} < (a - R_*)eB(d_0)$, where $B(d_0)$ is the magnetic field at the base of the jet. The index Γ is ~ 2 for a strong non-relativistic shock and ~ 1.5 for a relativistic shock (e.g. Protheroe 1998).

There will be a minimum energy E_p^{\min} below which the particles are taken away by convection in the wind, being then unable to reach the densest parts (Torres et al. 2004).

3. Gamma-ray production

We now proceed to calculate the π^0 gamma-ray luminosity from the inner wind, in similar way as Romero et al. (2003) and Torres et al. (2004).

Table 1 characterizes (in the first three columns) a number of specific models and then gives the location of the shock front, the maximum and minimum energy for protons penetrating up to the base of the wind, and the integrated gamma-ray luminosities for the non-relativistic and the relativistic cases of particle acceleration. The obtained isotropic luminosities above 1 TeV are in the range $10^{31} - 10^{33}$ erg s $^{-1}$.

Table 1
High-energy photon emission in misaligned MQs.

Model	q_j	B_\star [G]	$B_j(d_0)$ [G]	r_s [R_\odot]	E_p^{\min} [TeV]	E_p^{\max} [PeV]	$L_{\gamma,(\Gamma=2)}$ [erg s $^{-1}$]	$L_{\gamma,(\Gamma=1.5)}$ [erg s $^{-1}$]
A1	10^{-2}	500	10	16.0	38.0	3	$5.4 \cdot 10^{33}$	$5.3 \cdot 10^{33}$
A2	10^{-2}	500	100	16.0	38.0	30	$6.8 \cdot 10^{33}$	$5.8 \cdot 10^{33}$
B1	10^{-3}	1	10	20.0	0.2	3	$1.1 \cdot 10^{33}$	$5.7 \cdot 10^{32}$
B2	10^{-3}	1	100	20.0	0.2	30	$1.1 \cdot 10^{33}$	$6.0 \cdot 10^{32}$
B3	10^{-3}	100	10	20.0	16.6	3	$6.2 \cdot 10^{32}$	$5.4 \cdot 10^{32}$
B4	10^{-3}	100	100	20.0	16.6	30	$7.6 \cdot 10^{32}$	$5.9 \cdot 10^{32}$
C1	10^{-4}	1	10	26.8	0.2	3	$1.0 \cdot 10^{32}$	$5.7 \cdot 10^{31}$
C2	10^{-4}	1	100	26.8	0.2	30	$1.1 \cdot 10^{32}$	$6.0 \cdot 10^{31}$
C3	10^{-4}	100	10	26.8	20.9	3	$6.0 \cdot 10^{31}$	$5.4 \cdot 10^{31}$
C4	10^{-4}	100	100	26.8	20.9	30	$7.4 \cdot 10^{31}$	$5.9 \cdot 10^{31}$

High-energy gamma rays can be absorbed in the stellar photon field through pair production, and then inverse Compton (IC) emission from these pairs can initiate an e^\pm -pair cascade. This effect has been studied in detail by Bednarek (1997). We have studied the opacities of the stellar photosphere to gamma-rays, and electron-positron propagation as a function of the energy and the distance r from the star. Gamma-rays with energies below $\sim 10^{12}$ eV will be mostly absorbed, triggering IC cascades. More energetic photons (> 10 TeV) will escape. The result will be a soft spectrum at GeV energies (Bednarek & Protheroe 1997) and a harder high-energy tail.

4. Neutrino production and possible detection

The $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ neutrino intensity $I_\nu(E_\nu)$ may be derived from the spectral γ -ray intensity by imposing energy conservation (see A.-Muñiz & Halzen 2002 for details). The neutrinos are produced in the inner wind around the star. A fraction of them will be intercepted by the star, which can absorb some of these neutrinos. For the models considered here, our calculations (similar to those described by Gaisser et al. 1986) indicate that no effect of neutrino heating will be observable during the lifetime of the star.

Although the neutrino emission has no effect upon the companion star, we wondered if it could be detectable at Earth. By estimating the neutrino flux signal

to noise (S/N) rate over a km-scale detector like ICECUBE we concluded that the detection results impractical with the current sensitivity.

On the contrary, when considering powerful jets that directly interact with the star, the neutrino signal could be detectable at 3σ -level in $T_{\text{obs}} \sim 700$ days for a duty cycle of 10% in the case of a close alignment of the jet with the line of sight.

5. Conclusions

The jets of MQs can be strongly inclined respect to the orbital plane. In some high-mass X-ray binary systems the jet could be directed straight to the companion star. We have shown that in such a case the wind of the star can balance the jet pressure in many cases. A jet-wind collision region is formed between the star and the compact object.

Relativistic particles injected by the jet in the strong shock can be re-accelerated up to very high energies and isotropized in this region. These particles then diffuse into the inner wind as far as diffusion dominates over convection. Gamma-rays and neutrinos can be then produced in the densest part of the wind. We have presented calculations of the gamma-ray luminosity, which might be detectable through high-energy telescopes. The neutrino flux is usually below the sensitivity of km-scale detectors like ICECUBE unless extremely powerful jets are assumed. We have also shown that photon-photon absorption of gamma-rays with energies below 10 TeV can initiate electromagnetic cascades in the stellar photosphere, leading to variable MeV-GeV sources that might contribute to the population of variable gamma-ray sources detected by EGRET at low galactic latitudes. Future instruments like GLAST will help to unveil the nature of these sources.

Acknowledgments

We thank J.M. Paredes and V.Bosch-Ramon for valuable discussion. This work has been supported by ANPCyT through PICT 03-13291.

References

- Alvarez-Muñiz, J. & Halzen, F. 2002, *Astrophys. J.*, 576, L33
- Bednarek, W. 1997, *A&A*, 322, 523
- Bednarek, W. & Protheroe, R. J. 1997, *MNRAS*, 287, L9
- Butt, M. Y., Maccarone, T.J. & Prantzos, N. 2003, *Astrophys. J.*, 587, 748
- Gaisser, T. K. et al., 1986, *ApJ*, 309, 674
- Katz, J.I. 1980, *ApJ*, 236, L127
- Maccarone, T.J. 2002, *MNRAS*, 336, 1371
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1999, *ARA&A*, 37, 409
- Protheroe, R. J. 1998, ADP-AT-98-9 [astro-ph/9812055]
- Romero, G. E. et al. 2003, *Astron. Astrophys.*, 410, L1

- Torres, D. F., Domingo-Santamaría, E., & Romero, G. E. 2004, *Astrophys. J.*, 601,L75
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *Astrophys. J.*, 460, 914

High-energy emission from accreting Be/X-ray binary systems

Gustavo E. Romero and Mariana Orellana

*Instituto Argentino de Radioastronomía, C.C.5, (1894) Villa Elisa,
Buenos Aires, Argentina*

Abstract. Be/X-ray binaries are systems formed by a massive Be star and a magnetized neutron star, usually in an eccentric orbit. The Be star has strong equatorial winds occasionally forming a circumstellar disk. When the neutron star intersects the disk the accretion rate dramatically increases and a transient accretion disk can be formed around the compact object. This disk can last longer than a single orbit in the case of major outbursts. If the disk rotates faster than the neutron star, the Cheng-Ruderman mechanism can produce a current of relativistic protons that would impact onto the disk surface, producing gamma-rays from neutral pion decays and initiating electromagnetic cascades inside the disk. In this paper we present calculations of the evolution of the disk parameters during both major and minor X-ray events, and we discuss the generation of gamma-ray emission at different energies within a variety of models that include both screened and unscreened disks.

Resumen. Las llamadas binarias Be/X son sistemas binarios formados por una estrella de neutrones y una estrella de gran masa (tipo Be), a veces en órbitas muy excéntricas. La estrella Be posee un viento estelar intenso, que se concentra en su plano ecuatorial. Cuando la estrella de neutrones atraviesa esa región densa, su tasa de acreción de masa se incrementa y puede formarse un disco de acreción (transitorio) a su alrededor. Este disco, que puede llegar a durar por más de una órbita, emite en rayos X. Si el disco de acreción rota más rápido que la estrella de neutrones, el mecanismo de Cheng y Ruderman puede producir una corriente de protones relativistas que se dirigen hacia el disco, donde impactan produciendo rayos gamma e iniciando cascadas hadrónicas y electromagnéticas. En este trabajo se presenta el cálculo de la evolución de los parámetros del disco durante explosiones de rayos X, y se discute la emisión de rayos gamma y neutrinos de diferentes energías.

1. Introduction

A significant number of variable gamma-ray sources of likely galactic origin has been found by satellite-borne experiments such as COMPTEL and EGRET (e.g. Torres et al. 2001, Zhang et al. 2002). These sources vary their flux on timescales from weeks to months, similar to the timescales exhibited by X-ray transients at lower energies. The fact that some Be/X-ray binaries with major X-ray outbursts are located within the positional error boxes of unidentified and variable gamma-ray sources (e.g. Zhang et al. 2002; Romero et al. 2001) posits the problem of whether such systems are capable of generating non-thermal

high-energy emission. In this paper we discuss how MeV, GeV and even TeV gamma-rays might be produced by accreting neutron stars in some Be/X-ray binaries and what is the expected time evolution of the high-energy radiation.

2. Be/X-ray binaries

Be/X-ray transients are binary systems formed by a massive Be star and a magnetized neutron star in an eccentric orbit. Be stars are rapidly rotating objects with strong equatorial winds. The neutron star can accrete directly from the circumstellar Be wind to form a transient accretion disk during a periastron passage. X-ray flares are usually related with this huge increase in the accretion rate. The disk can survive during more than a single orbit in the case of a major outburst or it can last only for a fraction of the orbit in the case of minor outbursts.

The parameters that characterize the disk will change as the neutron star moves along the orbit. At some distance, there might be a change in the accretion regime from disk accretion to Bondi-Hoyle accretion.

Once formed, the accretion disk can penetrate the magnetosphere of the rotating neutron star (Gosh & Lamb 1979). This penetration creates a broad transition region between the unperturbed disk flow and the co-rotating magnetospheric flow. In this transition zone, at the inner radius R_0 the angular velocity is still Keplerian. Between R_0 and the co-rotation radius R_{co} there is a thin boundary layer where the angular velocity departs from the Keplerian value. At R_{co} the disk is disrupted by the magnetic pressure and the matter is channeled by the magnetic field lines to the neutron star polar cap, where it impacts producing hard X-ray emission.

Cheng & Ruderman (1989, 1991) have studied the magnetosphere of accreting neutron stars when the disk rotates faster than the star, showing that inertial effects lead to magnetosphere charge separation. A gap entirely empty of plasma separates opposite charged regions. In this gap $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$ and a strong potential drop ΔV is established.

For typical parameters in Be/X-ray binaries, $\Delta V \sim 10^{13-14}$ V (Romero et al. 2001). Protons entering into the gap from the stellar co-rotating region will be accelerated to multi-TeV energies and directed to the accretion disk by the field lines, where they will impact producing π^\pm and π^0 in pp interactions with the disk material. These pions will decay inside the disk producing e^\pm -pairs, high-energy (TeV) photons, and neutrinos. The pairs and the γ -rays initiate electromagnetic cascades that will degrade the energy of the gamma-ray photons to form a standard cascade spectrum with a cut-off at MeV energies. The leptons in the disk will lose energy by inverse Compton (IC) interactions with the thermal X-ray photons, by synchrotron radiation in the field that penetrates the disk, and by relativistic Bremsstrahlung in the ions of the accreting gas. The details of the cascade development will be determined by the relative ratios of the cooling times among all these processes and the opacities for the produced photons in the specific cases.

3. Specific models

In order to study the gamma-ray production in Be/X-ray binaries during the accretion disk phase, we adopt the following values for the basic parameters of the system: $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$, $R_{\text{NS}} = 10^6$ cm, $B = 10^{12}$ G, and $\eta = 1$ and 0.2, which correspond to the neutron star mass, radius, surface dipole magnetic field, and screening factor of the field in the disk ($\eta = 1$ corresponds to an unscreened disk and $\eta = 0.2$ to a partially screened one). With these parameters and the X-ray history of the major outburst reported for 2S1417-624 by Finger et al. (1996) we calculate the structure of the accretion disk (Shakura & Sunyaev 1973, Gosh & Lamb 1979) and the magnetosphere (Cheng & Ruderman 1991) as a function of time. Since the distance to the source is unknown, we calculated three different models corresponding to peak luminosities of the major outbursts of 10^{37} , $5 \cdot 10^{36}$ and 10^{36} erg s $^{-1}$. For each model we then estimated the proton current impacting onto the accretion disk surface, taking into account photopion and curvature radiation losses during the acceleration process (the proton losses resulted negligible in all models). Then we calculated, for different times of the outburst, the averaged pair cascades initiated in the disk and the opacities for the propagation of the emerging gamma-ray photons in the ambient X-ray fields once they escape from the disk. These results are briefly discussed in the next section, and there are extensively presented in Orellana & Romero (2004).

4. Brief description of the main results

During major outbursts in models with $\eta = 0.2$ three generations of pairs are created. The first generation cools mainly by synchrotron radiation, whereas in the other generations the cooling is dominated by relativistic Bremsstrahlung. The GeV gamma-rays produced by the last generation of pairs escapes from the disk but not necessarily from the system. Inverse Compton losses, which were not dominant inside the disk, are now responsible for further cascades in the photosphere. In models of major outbursts with $\eta = 1$ only two generations of pairs are produced close to the periastron, and just one when the disk is far from it. These pairs cool by synchrotron radiation mainly, although Bremsstrahlung takes over far in the extremes of the light curve. During minor outbursts cascades cannot be sustained: TeV gamma-rays from π^0 -decays are directly injected through the disk into the photosphere. In the photosphere, γ -rays with energies between ~ 1 GeV and ~ 1 TeV energies are absorbed. These gamma-rays initiate inverse Compton cascades. The final spectrum will be soft with an index of ~ 2.5 and a high-energy cutoff around $\sim 2m_e^2 c^4 / \langle E_X \rangle \approx 250(\langle E_X \rangle / 1 \text{ keV})^{-1}$ MeV (Aharonian et al. 1985). GeV gamma-rays can escape only from minor outbursts and no screening of the magnetic field in the disk. Photons with energies above 10 TeV and below 500 MeV always escape from the photosphere.

5. Discussion

According to our calculations, the variability pattern of a given source at gamma-rays will depend on both the physical parameters that characterize the particular system and the energy band of the observations. For instance, almost all

GeV sources will be strongly absorbed in their X-ray photosphere during major outbursts. In some normal outbursts, however, a flaring GeV event might be observable. At TeV energies the gamma rays are partially absorbed in the disk, especially during major outbursts (a fact already noticed by Cheng et al. 1991). The TeV flux can be detectable for sources in the inner spiral arms of the Galaxy, once again, mainly during normal outbursts. During major flaring X-ray events, the TeV gamma rays can be variable or not, depending on the particular combination of parameters. At MeV energies the sources should be detectable for a wide range of parameters, for both normal and major bursts. A correlation between the X-ray and the MeV gamma-ray flux should be observed in these systems, whereas an anti-correlation should be the case in GeV sources, due to the different absorption, at different energy bands.

Future detection of Be/X-ray binaries by GLAST and Cherenkov telescopes might be favored by the observation of the candidates during normal X-ray outbursts.

Acknowledgments

We thank K.S.Cheng for valuable discussion on X-ray accreting pulsars. This work has been supported by ANPCyT through PICT 03-13291.

References

- Aharonian, F. A., et al., 1985, *Ap&SS*, 115, 201
- Cheng, K. S., & Ruderman, M., 1989, *Astrophys. J.*, 337, L77
- Cheng, K. S., & Ruderman, M., 1991, *Astrophys. J.*, 373, 187
- Cheng, K. S., et al., 1991, *Astrophys. J.*, 379, 290
- Finger, M. H., et al., 1996, *A&AS*, 120, 209
- Gosh, P., & Lamb, F. K., 1979, *Astrophys. J.*, 234, 296
- Orellana, M., Romero, G. E., 2004, *Ap&SS*, in press [astro-ph: 0407450]
- Romero, G.E., et al., 2001, *Astron. Astrophys.*, 376, 599
- Romero, G. E., et al., 2002, *Astron. Astrophys.*, 393, L61
- Torres, D. F., et al. 2001, *Astron. Astrophys.*, 370, 468
- Shakura, N. I., Sunyaev, R. A., 1973, *Astron. Astrophys.*, 24, 337
- Zhang, S., et al., 2002, *Astron. Astrophys.*, 396, 923

**ASTRONOMÍA EXTRAGALÁCTICA
Y COSMOLOGÍA**

Recent progress in observational cosmology

Alejandro Gangui

*Instituto de Astronomía y Física del Espacio,
Ciudad Universitaria, 1428 Buenos Aires, Argentina*
and

*Dept. de Física and CEFIEC, Universidad de Buenos Aires,
Ciudad Universitaria – Pab. 1, 1428 Buenos Aires, Argentina*
www.iafe.uba.ar/gangui.html

Abstract. We present here a short update of some topics on observational cosmology, with special emphasis given to the latest results on the cosmic microwave background radiation anisotropies and polarization.

Resumen. Hacemos un breve resumen de algunos temas de cosmología observacional, con especial atención en los últimos resultados obtenidos en observaciones de la radiación cósmica del fondo de microondas, tanto en sus anisotropías como en su polarización.

1. Introduction

Over the past recent years a standard model for cosmology has emerged. With a small number of parameters, this current model describes very well the evolution of the universe, since it was a tiny fraction of a second old, to the present time, and reproduces observations on scales ranging from a few to thousands of megaparsecs. The favorite cosmological model from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) data (Bennet et al. 2003) is a spatially flat universe, with Gaussian, adiabatic and approximately scale-invariant cosmological fluctuations, plus an early era of global reionization, at a redshift around $z = 20$. The estimated baryon density is no larger than a 5% of the critical density (that results in a flat Euclidean universe), with a roughly 22% contribution in dark matter and the rest in some yet unknown form of dark energy (Gangui 2003). Many independent astrophysical observations agree within small error bars with these estimates. An example is the present value of the Hubble constant, narrowed to 71 ± 4 km/seg/Mpc. All this is in good agreement with what is obtained from galaxy surveys (Percival et al. 2001, Verde et al. 2002) and supernova events (e.g., Perlmutter et al. 1999), and is also in the right direction to match the $H = 72 \pm 3 \pm 7$ km/seg/Mpc inferred from the Hubble Key Project (Freedman et al. 2001). In this conference, many of the aforementioned astrophysical observations have been considered by other speakers and panels and therefore, in what follows, we will mainly focus on some of the recent findings in the cosmic microwave background anisotropies and polarization.

2. Anisotropies in the Cosmic Microwave Background

The Cosmic Microwave Background radiation (CMB hereafter) is a relic of the big bang, a cold bath of light just a few degrees above absolute zero that per-

vades the entire universe. Released when matter began to become structured, the CMB is our earliest “snapshot” of the universe. Variations (or anisotropies) in its effective temperature tell us about the size and strength of the initial seeds in the primordial plasma, those clouds of gas that clumped together under gravitational attraction and led to the birth of galaxies. Recent CMB experiments suggest that these fundamental seeds could have resulted from tiny primordial quantum fluctuations generated in the early universe during a period of ultra-rapid expansion called inflation (Garcia-Bellido 2004).

Anisotropies of the CMB are directly related to the origin of structure in the universe. Galaxies and clusters of galaxies eventually formed by gravitational instability from primordial density fluctuations, and these same fluctuations left their imprint on the CMB. Recent balloon (de Bernardis et al. 2000, Hanany 2000), ground-based interferometer (Halverson et al. 2001) and satellite (i.e., WMAP, Bennett et al. 2003) experiments have produced reliable estimates of the power spectrum of the CMB temperature anisotropies and, a couple of years ago, also the first detection of the CMB polarization field (Leitch et al. 2002, Kovac et al. 2002).

Successful models of structure formation and CMB fluctuations are based on the idea of inflation. In simplest inflationary models it is assumed that there exists a weakly coupled scalar field ϕ , called the inflaton, which “drives” the (quasi) exponential expansion of the universe. The quantum fluctuations of ϕ are stretched by the expansion to scales beyond the horizon, thus “freezing” their amplitude. Inflation is followed by a period of thermalization, during which standard forms of matter and energy are formed. Because of the spatial variations of ϕ introduced by quantum fluctuations, thermalization occurs at slightly different times in different parts of the universe. Such fluctuations in the thermalization time give rise to density fluctuations. Because of their quantum nature and because of the fact that initial perturbations are assumed to be in the vacuum state and hence well described by a Gaussian distribution, perturbations produced during inflation are expected to follow Gaussian statistics to a high degree (Gangui et al. 1994, Gangui and Martin 2000), or either be products of Gaussian random variables. This is a fairly general prediction that has been tested currently with data from WMAP and will be tested more thoroughly in the future with the ESA–Planck Surveyor experiment.

Early on, when the observable universe was smaller and much hotter than is today, the free electron density was so high that photons could not propagate freely without being scattered by electrons. Due to these interactions, ionized matter, electrons and radiation behaved in a collective fashion and formed a single fluid, with the inertia provided by the baryons and the radiation pressure given by the photons. And this fluid supported sound waves. In fact, the gravitational clumping of the effective mass in the perturbations was resisted by the restoring radiation pressure, resulting in gravity-driven *acoustic oscillations* in both fluid density and local velocity.

As the universe expanded and ambient temperatures decreased, high-energy collisions became less and less frequent. Very energetic photons were not statistically significant to destroy the increasing number of neutral particles (mostly hydrogen) that began to combine. Cosmologists refer to this period as *recombination*. Soon afterwards the CMB was released free, making its *last scattering*

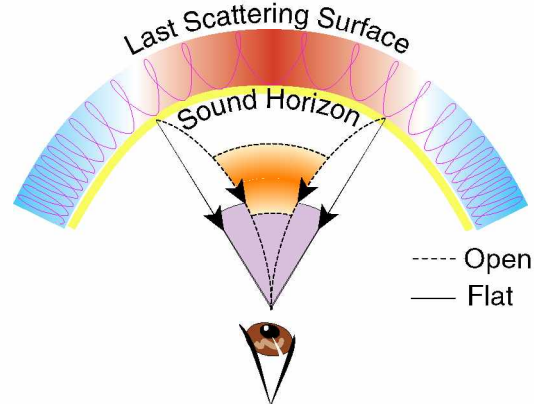


Figura 1. The angle subtended on the CMB sky today by the sound horizon at recombination depends on the various cosmological parameters. In particular, the spatial curvature of the universe will change the angle under which any feature (like the sound horizon) is seen [figure adapted from a work of Wayne Hu.]

upon matter. This is a remarkable event in the history of the universe, because it is the very moment when it passed from being opaque to being transparent to electromagnetic radiation (e.g., Gangui 2005).

Features in the radiation pattern at this time depend on the maximum distance a sound wave could have traveled since the Big Bang – the *sound horizon*. Cosmological models relate this distance to the angle θ it subtends on the sky today through the angular-diameter distance relation. This relation depends on the various unknown cosmological parameters, most importantly the total energy density in the universe. But according to Einstein’s general relativity, energy implies curvature. Hence, the curvature of the universe affects the angle θ subtended today by the sound horizon at recombination (see Figure 1). For a universe devoid of spatial curvature (a flat or Euclidean geometry) models predict $\theta \approx 1^\circ$. Thus, if the universe were flat, at an angular scale of precisely 1° we would expect to detect some characteristic feature in the CMB, the “fingerprint” of recombination.

How can this feature be detected? One convenient way of comparing theoretical model predictions with the result of observations is by means of the functions C_ℓ , the CMB angular power spectrum of the anisotropies (something analogous is also done for the polarization field). The microwave sky is expanded into a set of functions labeled by the multipole index ℓ . The correspondence is such that the ℓ th multipole samples angular scales of order $\theta \sim 180^\circ/\ell$. Hence, C_ℓ gives us the typical strength of the temperature perturbations on that angular scale. A characteristic feature is given by the presence of peaks in the $\ell(\ell+1)C_\ell$ versus ℓ plot. The first *acoustic peak* in the temperature fluctuations is located at the multipole corresponding to the scale of the sound horizon at recombination, when the plasma underwent its first oscillation; it corresponds to a compression mode of the oscillating plasma.

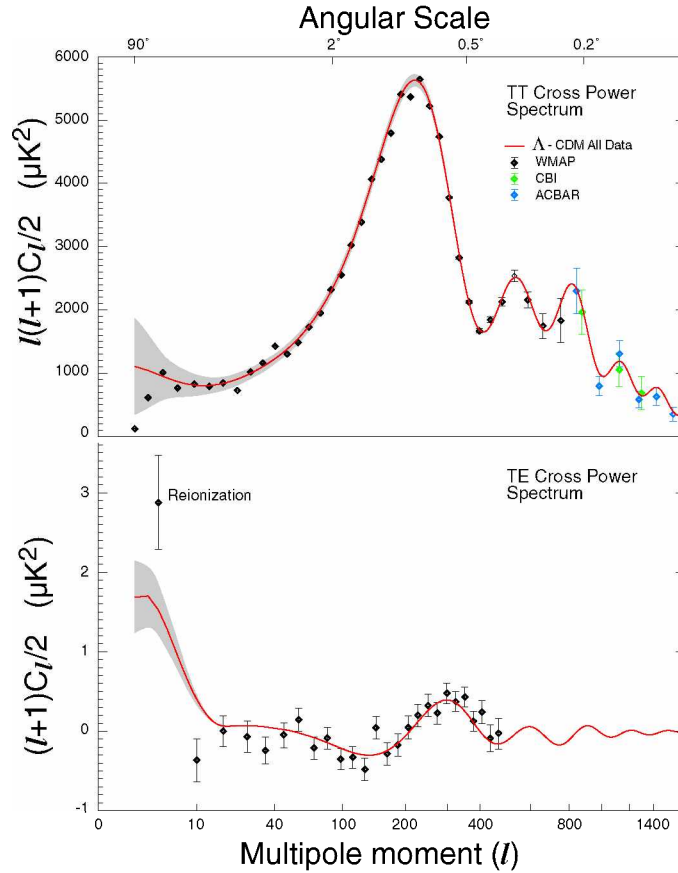


Figure 2. The WMAP angular power spectrum from Bennett et al. 2003. The upper panel shows the WMAP temperature anisotropy (TT) results, which are consistent with the ACBAR and CBI measurements. The TT angular power spectrum is highly constrained. WMAP best fit running index Λ CDM model is shown. The grey band represents the cosmic variance expected for that model. The quadrupole has a surprisingly low amplitude. There are excursions from a smooth spectrum (e.g., at $l \approx 40$ and $l \approx 210$) that are only slightly larger than expected statistically. WMAP team reports that these effects may result from a combination of cosmic variance, subdominant astrophysical processes, and other small effects from approximations made for their first year data analysis. Hopefully, this issue will be clarified with the 2-year data whose publication is imminent. At present, they do not attach cosmological significance to them. In the bottom panel we see the temperature-polarization (TE) cross-power spectrum, $(l+1)C_l/2\pi$. (We should note that this is not multiplied by the additional factor of l .) The peak in the TE spectrum near $l \sim 300$ is out of phase with the TT power spectrum, as predicted for adiabatic initial conditions. The antipeak in the TE spectrum near $l \sim 150$ is evidence for superhorizon modes at decoupling, as predicted by inflationary models.

Some years ago, the BOOMERanG collaboration announced results from the Antarctic long duration balloon flight mission of 1998 (B98). They found the first peak located at $\ell \sim 200$, at the right position for a flat universe. Only weeks later, the results from another balloon experiment, MAXIMA, were made available. MAXIMA produced high-resolution maps of a 100 square-degree patch of the northern sky and went beyond B98 in exploring multipoles from $\ell \simeq 36$ to 785, the largest range reported at that time with a single experiment.

In 2003, the WMAP collaboration published the most precise data available so far. They presented full sky microwave maps in five frequency bands (from 23 to 94 GHz) from the first year sky survey with calibration errors less than 0.5% and low systematic error levels. The CMB was separated from the foregrounds using multifrequency data, finding maps which were consistent with the 7° full-width at half-maximum COBE maps.

The WMAP team found that the CMB anisotropy obeys Gaussian statistics with a high confidence level. Their $2 \leq \ell \leq 900$ anisotropy power spectrum was cosmic variance limited for $\ell < 354$ with a signal-to-noise ratio larger than 1 per mode to $\ell = 658$. The temperature-polarization cross-power spectrum they found revealed both acoustic features and a large angle correlation from reionization. The optical depth of reionization was $\tau = 0.17 \pm 0.04$, implying a reionization epoch of $t_r = 180_{-80}^{+220}$ Myr (at 95% confidence level) after the Big Bang at a redshift of $z_r = 20_{-9}^{+10}$ (95% CL) for a range of ionization scenarios.

They performed a cosmological parameter best-fit and found a consistent cosmological model from the CMB and other measures of large scale structure. The age of the best-fit universe is $t_0 = 13.7 \pm 0.2$ Gyr old. Decoupling was at $t_{dec} = 379_{-7}^{+8}$ kyr after the Big Bang at a redshift of $z_{dec} = 1089 \pm 1$. The thickness of the decoupling surface was $\Delta z_{dec} = 195 \pm 2$. The matter density of the universe is $\Omega_m h^2 = 0.135_{-0.009}^{+0.008}$, the baryon density is $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0009$, and the total mass-energy of the universe is $\Omega_{tot} = 1.02 \pm 0.02$ (all data taken from Bennett et al. 2003; $\Omega_i \equiv \rho_i/\rho_c$ hereafter, where ρ_c is the critical density corresponding to a spatially flat universe).

The presence of a localized and narrow ($\Delta\ell/\ell \sim 1$) peak at $\ell \sim 200$ is in agreement with a flat universe and favors an inflationary model with initial adiabatic perturbations (where fluctuations in each species are correlated). Their best candidate is a flat universe model composed of 4.4% baryons, 22% dark matter and 73% dark energy. The dark energy equation of state is limited to $w < -0.78$ (95% CL). Inflation theory is supported with spectral index $n_s \approx 1$ (cf. the power-law gravitational potential primordial power spectrum $P(k) \propto k^{n_s}$), $\Omega_{tot} \approx 1$, Gaussian random phases of the CMB anisotropy, and superhorizon fluctuations implied by the temperature-polarization (TE) anticorrelations at decoupling.

Even though WMAP detected a period of reionization, the acoustic peaks are not damped but clearly visible in the angular power spectrum as we know it should be from the simple physics of recombination, which predicts the existence of other peaks; the second one corresponds to a rarefaction mode and its characteristic scale is half that of the first peak. The latest data shows with a high confidence level the modulations at high multipole moments.

As mentioned, the accurate locations and amplitudes of the secondary peaks has allowed the determination of many fundamental cosmological parameters

and, together with other astrophysical input, such as supernovae and large scale structure data, notably from the 2dFGRS (Colless et al. 2001), the supernova cosmology project (Perlmutter et al. 1999) and the high- z supernova team (Riess et al. 1998), provides a list of the “best” cosmological parameters to date (see the Table provided by the WMAP team below).

3. Cosmic Microwave Background Polarization

The possibility that the CMB be polarized was first discussed by Rees in 1968, in the context of anisotropic universe models. In spite of his optimism, and after many attempts during more than thirty years, including some important upper limits (e.g., Keating et al. 2001, Hedman et al. 2001), there was no positive detection of the polarization field until the DASI detection in September 2002 (Leitch et al. 2002, Kovac et al. 2002).

Unlike previous experiments, DASI reached the required sensitivity to make a sounding discovery on angular scales $\sim 0^\circ.5$. Along the same line, WMAP confirmed this detection with a full-sky coverage and polarization data on five different frequencies on angular scales bigger than $0^\circ.2$. Polarization is an important probe both for cosmological models and for the more recent history of our nearby universe. It arises from the interactions of CMB photons with free electrons; hence, polarization can *only* be produced at the last scattering surface (its amplitude depends on the duration of the decoupling process) and, unlike temperature fluctuations, it is largely unaffected by variations of the gravitational potential after last scattering¹. Future measurements of polarization will thus provide a clean view of the inhomogeneities of the universe at about 400,000 years after the Bang.

For understanding polarization, a couple of things should be clear. First, the energy of the photons is small compared to the mass of the electrons. Then, the CMB frequency does not change, since the electron recoil is negligible. Second, the change in the CMB polarization (i.e., the orientation of the oscillating electric field \vec{E} of the radiation) occurs due to a certain transition, called *Thomson scattering*. The transition probability per unit time is proportional to a combination of the old ($\hat{\epsilon}_\alpha^{\text{in}}$) and new ($\hat{\epsilon}_\alpha^{\text{out}}$) directions of polarization in the form $|\hat{\epsilon}_\alpha^{\text{in}} \cdot \hat{\epsilon}_\alpha^{\text{out}}|^2$. In other words, the initial direction of polarization will be favored. Third, an oscillating \vec{E} will push the electron to also oscillate; the latter can then be seen as a dipole (not to be confused with the CMB dipole), and dipole radiation emits preferentially perpendicularly to the direction of oscillation. These ‘rules’ will help us understand why the CMB should be linearly polarized.

Previous to the recombination epoch, the radiation field is unpolarized. In unpolarized light the electric field can be decomposed into the two orthogonal directions (along, say, \hat{x} and \hat{z}) perpendicular to the line of propagation (\hat{y}). The

¹With the formation of the first stars and quasars, and the subsequent UV radiation emitted by these primitive sources, the hydrogen can re-ionize. As a consequence, the CMB will scatter again upon ionized matter and will also modify its polarization, albeit on a different angular scale. As we mentioned above, data from first-year WMAP indicates that reionization did indeed take place somewhere around redshifts $z \sim 20$ (with big “error” bars), which, translated to the elapsed time since the big bang, represents roughly a few hundred million years.

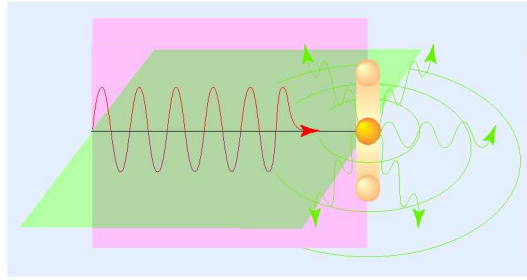


Figura 3. An electromagnetic linearly polarized wave (dark wave incident from the left) oscillates in a given (vertical) plane. Reaching an electron (represented by a ball) the wave induces the electron to also oscillate, making it emit radiation. This resulting electromagnetic wave is concentrated essentially in the plane orthogonal to the movement of the electron and it is polarized like the incident wave.

electric field along $\hat{e}_{\hat{z}}^{\text{in}}$ (suppose \hat{z} is vertical) will make the electron oscillate also vertically. Hence, the dipolar radiation will be maximal over the horizontal xy -plane. Analogously, dipole radiation due to the electric field along \hat{x} will be on the yz -plane. If we now look from the side (e.g., from \hat{x} , on the horizontal plane and perpendicularly to the incident direction \hat{y}) we will see a special kind of scattered radiation. From our position we cannot perceive the radiation that the electron oscillating along the \hat{x} direction would emit, just because this radiation goes to the yz -plane, orthogonal to us. Then, it is *as if* only the vertical component ($\hat{e}_{\hat{z}}^{\text{in}}$) of the incoming electric field would cause the radiation we perceive. From the above rules we know that the highest probability for the polarization of the outgoing radiation $\hat{e}_{\alpha}^{\text{out}}$ will be to be aligned with the incoming one $\hat{e}_{\hat{z}}^{\text{in}}$, and therefore it follows that the outgoing radiation will be *linearly* polarized. Now, as both the chosen incoming direction and our position as observers were arbitrary, the result will not be modified if we change them. Thomson scattering will convert unpolarized radiation into linearly polarized one.

This however is not the end of the story. To get the total effect we need to consider all possible directions from which photons will come to interact with the target electron, and sum them up. We see easily that for an initial isotropic radiation distribution the individual contributions will cancel out: just from symmetry arguments, in a spherically symmetric configuration no direction is privileged, unlike the case of a net linear polarization which would select one particular direction.

Fortunately, we know the CMB is *not exactly* isotropic; to the millikelvin precision the dominant mode is dipolar. So, what about a CMB dipolar distribution? Although spatial symmetry does not help us now, a dipole will not generate polarization either. Take, for example, the radiation incident onto the electron from the left to be more intense than the radiation incident from the right, with average intensities above and below (that's a dipole); it then suffices to sum up all contributions to see that no net polarization survives. However, if the CMB has a *quadrupolar* variation in temperature (that *it has*, first discovered

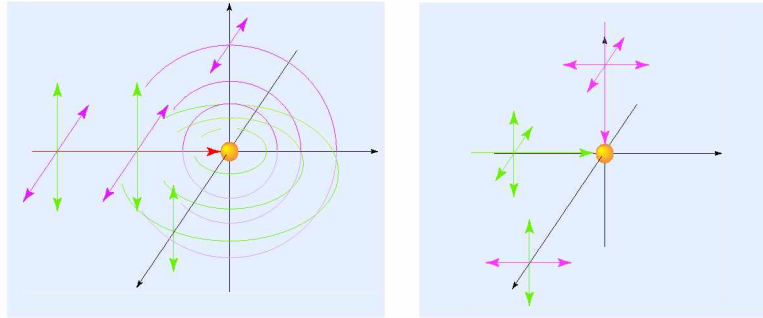


Figure 4. Left panel: non-polarized electromagnetic wave can be decomposed into the sum of two linearly-polarized waves, one along the line of sight (in dark-grey), the other along a perpendicular direction (light-grey). Scattered radiation due to the first wave is contained in the plane orthogonal to the line of sight and cannot be detected. Only the second component (in light-grey) reaches the observer and it is polarized as the incident wave. Right panel: when the charged particle receives non polarized waves from different directions, it will re-emit the radiation, polarized also along different directions, to the observer. If the original radiation is not isotropic (say, the dark-grey arrows from above are bigger than the light-grey ones from the left), then one of the resulting waves (in dark-grey) will be slightly more intense than the other, and the observer will perceive a net excess of linear polarization.

by COBE, to tens of μK precision) then there will be an excess of vertical polarization from left- and right-incident photons (assumed hotter than the mean) with respect to the horizontal one from top and bottom light (cooler). From any point of view, orthogonal contributions to the final polarization will be different, leaving a net linear polarization in the scattered radiation.

There is one more point to emphasize. As we mentioned above, before recombination, ionized matter, electrons and radiation could be seen as forming a single fluid. In it, the inertia was provided by massive nucleons whilst the pressure was that of radiation, this interplay giving rise to acoustic waves in the density and local velocity of the fluid.

Whereas the acoustic peaks in the temperature anisotropies correspond to the compression and rarefaction maxima of the oscillating plasma, the polarization field responds to the local quadrupole moment during the decoupling process. But this local quadrupole is mainly due to the Doppler shifts induced by the velocity field of the plasma. That is why we know with certainty that polarization shows the uncontaminated dynamics of the primordial seeds at recombination. Within standard recombination models the predicted level of linear polarization on large scales is tiny: the quadrupole generated in the radiation distribution as the photons travel between successive scatterings is too small. Multiple scatterings make the plasma very homogeneous and only wavelengths that are small enough (big ℓ 's) to produce anisotropies over the (rather short) mean free path of the photons will lead to a significant quadrupole, and thus also to polarization. Indeed, if the CMB photons last scattered at $z \sim 1100$, the SCDM model

with $h = 1$ predicts no more than $0.05 \mu\text{K}$ on scales greater than a few degrees. Hence, measuring polarization at these scales represents an experimental challenge.

However, CMB polarization increases remarkably around the degree-scale in standard models. In fact, for $\theta < 1^\circ$ a bump with superimposed acoustic oscillations reaching $\sim 5\mu\text{K}$ is generically forecasted. On these scales, like for the temperature anisotropies, the polarization field shows acoustic oscillations. However, polarization spectra are sharper: temperature fluctuations receive contributions from both density (dominant) and velocity perturbations and these, being out of phase in their oscillation, partially cancel each other. On the other hand, polarization is mainly produced by velocity gradients in the baryon-photon fluid before last scattering, which also explains why temperature and polarization peaks are located differently. Moreover, acoustic oscillations depend on the *nature* of the underlying perturbation; hence, we do not expect scalar acoustic sound-waves in the baryon-photon plasma, propagating with characteristic adiabatic sound speed $c_S \sim c/\sqrt{3}$, close to that of an ideal radiative fluid, to produce the same peak-frequency as that produced by gravitational waves, which propagate with the speed of light c .

The main technical complication with polarization (characterized by a tensor field) is that it is not invariant under rotations around a given direction on the sky, unlike the temperature fluctuation that is described by a scalar quantity and invariant under such rotations. The level of linear polarization is conveniently expressed in terms of the *Stokes parameters* Q and U but it turns out that there is a clever combination of these parameters that results in scalar quantities (in contrast to the above noninvariant tensor description) but with different transformation properties under spatial inversions (*parity* transformations). Then, inspired by classical electromagnetism, any polarization pattern on the sky can be separated into ‘electric’ (scalar, unchanged under parity transformation) and ‘magnetic’ (pseudo-scalar, changes sign under parity) components (E- and B-type polarization, respectively). It is mainly with this new observable quantities that CMB polarization studies are performed nowadays.

In the table of the best cosmological parameters from WMAP (taken from Table 3 of Bennett et al. 2003), Ω_X is the contribution of the X component to the total density relative to the critical density; w for the dark energy component comes from $p = w\rho$, with $w = -1$ for a cosmological constant Λ ; h is the Hubble constant in units of $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

4. Conclusions

The study of the CMB temperature anisotropies and recent detection of the CMB polarization field have been a primary tool for determining the global properties, content, and history of the universe and has led to a tremendous interest and growth in the field of precision cosmology. There is no doubt that future years, with the flow of a huge bulk of new astrophysical data, will continue to make this subject one of the most rapidly evolving ones, and allow the accurate determination of the fundamental parameters of cosmology.

Acknowledgments

The author thanks CONICET, UBA and FUNDACIÓN ANTORCHAS for financial support. He would also like to thank the organizers and the other participants for discussions during this interesting and charming conference.

References

- Bennet, C. et al., *Astrophys. J. Suppl.* 148 (2003) 1 [arXiv:astro-ph/0302207].
Spergel et al., *Astrophys. J. Suppl.* 148 (2003) 175 [arXiv:astro-ph/0302209];
Peiris et al., [astro-ph/0302225]; Kogut et al., [arXiv:astro-ph/03022]
- Colless, M. *et al*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 328 (2001) 1039, arXiv.org:astro-ph/0106498.
- de Bernardis, P. *et al.*, *Nature* 404, 995 (2000), arXiv.org:astro-ph/0004404.
- Freedman, W., et al., *Astrophys. Journal* 553, 47 (2001).
- Gangui, A., *Science* 299, 1333 (2003).
- Gangui, A., *El Big Bang, la génesis de nuestra cosmología actual*, Editorial EUDEBA, Buenos Aires, 2005. (for a popular review, see for instance this book.)
- Gangui, A., Lucchin, F., Matarrese, S., and Mollerach, S. *Ap. J.* **430**, 447 (1994), arXiv.org:astro-ph/9312033.
- Gangui, A. and Martin, J. *Phys. Rev.* **D62**, 103004 (2000), arXiv.org:astro-ph/0001361.
- Garcia-Bellido, J., The Paradigm of Inflation, arXiv.org:hep-ph/0406191.
- Halverson, N., *et al*, arXiv.org:astro-ph/0104489.
- Hanany, S., *et al*, arXiv.org:astro-ph/0005123; Jaffe, A.H., *et al*, arXiv.org:astro-ph/0007333.
- Hedman, M., Barkats, D., Gundersen, J., Staggs, S., and Winstein, B. *Ap. J.*, **548**, L111-L114 (2001), arXiv.org:astro-ph/0010592; Hedman, M., *et al*, *Astrophys. J.* 573, L73 (2002).
- Keating, B., *et al*, *Astrophys. J.* 560, L1 (2001).
- Kovac, J. *et al*, *Nature* 420, 772-787 (2002), arXiv.org:astro-ph/0209478.
- Leitch, E.M., *et al*, *Nature* 420, 763-771 (2002), arXiv.org:astro-ph/0209476.
- Percival et al. *MNRAS* 327, 1297 (2001); Verde et al. *MNRAS* 335, 432 (2002).
Bernardi, M. [arXiv:astro-ph/0303175].
- Perlmutter, S., *et al*, *Astrophys.J.* 517 (1999) 565, arXiv.org:astro-ph/9812133.
- Riess, A., *et al*, *Astron.J.* 116 (1998) 1009, arXiv.org:astro-ph/9805201. Riess et al., *Astrophys. Journal* 560, 49 (2001); J L. Tonry et al., [astro-ph/0305008].

Table 3. “Best” Cosmological Parameters

Description	Symbol	Value	+ uncertainty	– uncertainty
Total density	Ω_{tot}	1.02	0.02	0.02
Equation of state of quintessence	w	< -0.78	95% CL	—
Dark energy density	Ω_Λ	0.73	0.04	0.04
Baryon density	$\Omega_b h^2$	0.0224	0.0009	0.0009
Baryon density	Ω_b	0.044	0.004	0.004
Baryon density (cm^{-3})	n_b	2.5×10^{-7}	0.1×10^{-7}	0.1×10^{-7}
Matter density	$\Omega_m h^2$	0.135	0.008	0.009
Matter density	Ω_m	0.27	0.04	0.04
Light neutrino density	$\Omega_\nu h^2$	< 0.0076	95% CL	—
CMB temperature (K) ^a	T_{cmb}	2.725	0.002	0.002
CMB photon density (cm^{-3}) ^b	n_γ	410.4	0.9	0.9
Baryon-to-photon ratio	η	6.1×10^{-10}	0.3×10^{-10}	0.2×10^{-10}
Baryon-to-matter ratio	$\Omega_b \Omega_m^{-1}$	0.17	0.01	0.01
Fluctuation amplitude in $8h^{-1}$ Mpc spheres	σ_8	0.84	0.04	0.04
Low- z cluster abundance scaling	$\sigma_8 \Omega_m^{0.5}$	0.44	0.04	0.05
Power spectrum normalization (at $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$) ^c	A	0.833	0.086	0.083
Scalar spectral index (at $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$) ^c	n_s	0.93	0.03	0.03
Running index slope (at $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$) ^c	$dn_s/d \ln k$	-0.031	0.016	0.018
Tensor-to-scalar ratio (at $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$)	r	< 0.90	95% CL	—
Redshift of decoupling	z_{dec}	1089	1	1
Thickness of decoupling (FWHM)	Δz_{dec}	195	2	2
Hubble constant	h	0.71	0.04	0.03
Age of universe (Gyr)	t_0	13.7	0.2	0.2
Age at decoupling (kyr)	t_{dec}	379	8	7
Age at reionization (Myr, 95% CL)	t_r	180	220	80
Decoupling time interval (kyr)	Δt_{dec}	118	3	2
Redshift of matter-energy equality	z_{eq}	3233	194	210
Reionization optical depth	τ	0.17	0.04	0.04
Redshift of reionization (95% CL)	z_r	20	10	9
Sound horizon at decoupling ($^\circ$)	θ_A	0.598	0.002	0.002
Angular size distance (Gpc)	d_A	14.0	0.2	0.3
Acoustic scale ^d	ℓ_A	301	1	1
Sound horizon at decoupling (Mpc) ^d	r_s	147	2	2

Figura 5. Table taken from Table 3 of Bennett et al. 2003

^afrom *COBE* (Mather et al. 1999)^bderived from *COBE* (Mather et al. 1999)^c $l_{\text{eff}} \approx 700$ ^d $\ell_A \equiv \pi \theta_A^{-1}$ $\theta_A \equiv r_s d_a^{-1}$

Fenómenos violentos en núcleos galácticos activos

Sergio A. Cellone

FCAG, UNLP – IALP, CONICET, Argentina.

scellone@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. High spatial resolution, multifrequency observations are required to study active galactic nuclei (AGN). At the same time, variability observations are a powerful complementary tool to test those innermost regions in AGN that cannot be resolved. This review presents an update on these kinds of observational studies, with particular emphasis on some violent phenomena in AGN.

Resumen. El estudio de los núcleos galácticos activos (AGN) requiere observaciones a distintas frecuencias y con la más alta resolución espacial. En forma complementaria, la observación de fenómenos de variabilidad es una herramienta poderosa para explorar las regiones más internas de estos objetos, que no pueden resolverse espacialmente. En este informe se presenta una puesta al día sobre estos tipos de estudios observacionales, con especial énfasis en algunos eventos violentos en AGN.

1. Introducción

Cuatro décadas atrás, Maarten Schmidt (1963) determinó un corrimiento al rojo $z = 0.158$ para la contraparte óptica casi estelar de la radiofuente 3C 273, lo que permitió determinar su magnitud absoluta y acotar su tamaño. El resultado obtenido planteó el desafío de explicar cómo puede generarse una luminosidad mayor que la de una galaxia en un volumen similar al del Sistema Solar.

Originalmente, otras fuentes semejantes a 3C 273 recibieron el nombre de *quasars* (QSS, *quasi stellar sources*), mientras que aquellos objetos con propiedades similares, salvo por no presentar emisión intensa en radio, se llamaron *quasi stellar objects* (QSO). Hoy en día, el nombre de cuasar y el acrónimo QSO se extienden a ambos tipos de objetos. Se habla, entonces, de quasars “radio intensos” (RLQ, *radio loud quasars*) y de quasars “radio silenciosos” (RQQ, *radio quiet quasars*). La posterior comprensión de que galaxias Seyfert y radiogalaxias son versiones menos poderosas del mismo fenómeno (análogas a RQQ y RLQ, respectivamente) llevó a la inclusión de todos estos objetos dentro de lo que llamamos núcleos galácticos activos (AGN). (Ver Shields 1999 para una amena revisión histórica.)

De hecho, dos características básicas que distinguen a los AGN son:

1. alta emisión de energía en todo el espectro
2. variabilidad.

La primera determina la masa (M), dado que el balance entre presión de radiación y gravedad requiere que la luminosidad bolométrica no supere el límite

de Eddington:

$$L_E = \frac{4\pi G c m_p M}{\sigma_e},$$

donde m_p y σ_e son la masa del protón y la sección eficaz del electrón, respectivamente, y el resto de los símbolos tiene su significado habitual.

Por su parte, la segunda característica implica que el tamaño del “motor” central debe estar acotado por

$$\Delta x \leq c \Delta t.$$

Haciendo las cuentas, resulta que se generan hasta $\sim 10^{13} L_\odot$ en unos pocos parsecs cúbicos. La fusión nuclear es insuficiente, y la alternativa es la conversión de energía gravitacional, con un agujero negro super-masivo (SMBH, $M_{\text{BH}} \lesssim 10^9 M_\odot$) como motor central acretando materia de sus alrededores.

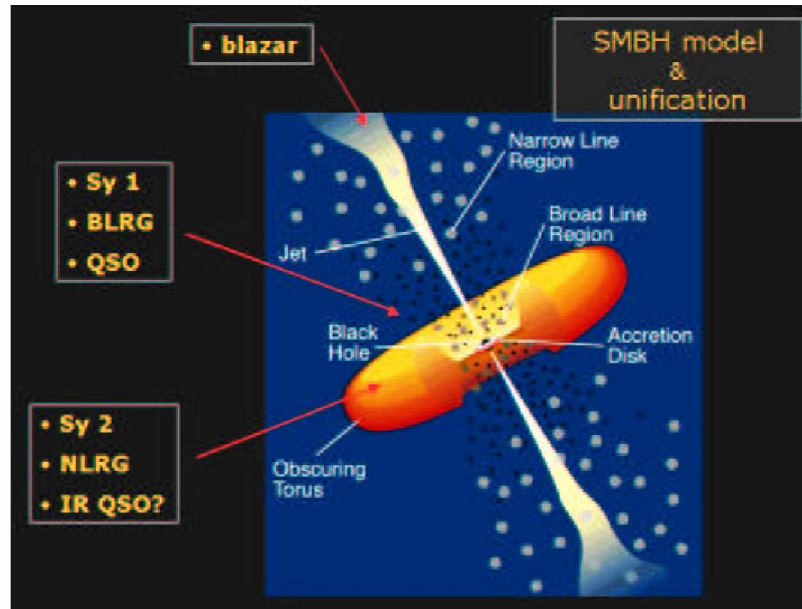


Figura 1. El modelo estándar y la unificación de los distintos tipos de AGN.

El amplio rango espectral de la emisión electromagnética sugiere una estructura compleja para la fuente central, con distintas componentes emitiendo a distintas frecuencias. El modelo más aceptado comprende un SMBH central rodeado de un disco de acreción (AD) y un anillo grueso de gas y polvo (DT: *dusty torus*), con dos jets de plasma eyectados perpendicularmente al disco, en direcciones opuestas. Este modelo permite además unificar distintos tipos de AGN según su orientación con la visual (ver Fig. 1). En particular, cuando ésta coincide con la dirección del jet, se observa un AGN altamente variable y de espectro “liso” conocido como *blazar*. (Ver, p. ej.: Urry & Padovani 1995, Urry 2003, y

referencias allí citadas.)

Los modelos alternativos involucran formación estelar violenta (*starbursts*), aunque sus partidarios comienzan a admitir que la controversia entre “monstruo” (como se suele llamar al SMBH) y *starburst* está dando paso a la comprensión de que ambos fenómenos conviven y cada uno jugaría su papel para determinar las distintas características de los AGN (Cid Fernandes 2005).

Quizás una de las evidencias más fuertes en favor del modelo estándar de SMBH + AD + jets haya sido el descubrimiento de los *microquasars* galácticos (Mirabel & Rodríguez 1994), prácticamente versiones a escala reducida de un AGN.

Recientemente, la posibilidad de obtener observaciones con alta resolución espacial en distintas frecuencias produjo importantes aportes para revelar la estructura más interna de los AGN. En la Sec. 2 se ven algunos ejemplos al respecto, mientras que en la Sec. 3 se discute el aporte obtenido mediante observaciones ópticas con alta resolución temporal.

2. Observaciones multifrecuencia y de alta resolución espacial

2.1. QSO oscurecidos

Un problema persistente para el modelo estándar ha sido la aparente falta de quasars “tipo 2” (IR QSO, ver Fig. 1), es decir, AGN muy luminosos pero con la visual a su zona central bloqueada, como ocurre en las Seyfert 2 y las NLRG. Recientemente, utilizando datos de Chandra (en rayos-X) y del HST (en el óptico), se han identificado algunas decenas de candidatos a quasars tipo 2. Dado que los rayos-X blandos (S : 0.5 – 2 keV) son más absorbidos por el gas en el DT que los rayos-X duros (H : 2 – 8 keV), definiendo un índice de “dureza”: $HR = \frac{H-S}{H+S}$, la cota $HR \geq 0.2$ permite seleccionar candidatos a QSO oscurecidos, que son posteriormente identificados en imágenes ópticas con el HST (Padovani et al. 2004, Vignali et al. 2004, Brusa et al. 2005).

En AGN más cercanos, imágenes de óptica adaptable en el infrarrojo con telescopios de 8-10 m han permitido detectar lo que podría ser la emisión del DT (Almudena Prieto & Meisenheimer 2005). Incluso, en la radiogalaxia Cygnus A ($z = 0.056$) se habría logrado detectar el borde interno del DT, calentado por la radiación de la zona más central del AGN (Canalizo et al. 2005).

2.2. La dicotomía RQ–RL

Otra pregunta que se mantiene vigente es por qué existen dos tipos de AGN según su luminosidad en radio: los radio silenciosos (RQ) y los radio intensos (RL). Los RQ son mayoría (85–90%), y la línea divisoria entre ambas clases se suele ubicar en el cociente de flujos radio/óptico $\frac{F_{5\text{GHz}}}{F_B} \simeq 10$. Aunque se ha sugerido que existiría un continuo en las propiedades de radio de los AGN (ej.: Blundell 2003), el hecho de que los RL siempre se dan en galaxias elípticas mientras que los RQ tienden a evitarlas apunta a una dicotomía RQ–RL.

En uno u otro caso, la potencia en radio del AGN quedaría determinada por la rotación (*spin*) del SMBH, capaz de proveer la energía necesaria para acelerar el material de los jets hasta escalas de kiloparsecs, pero sin afectar la emisión

entre el IR y los rayos-X, que depende de la acreción, y no difiere entre RL y RQ (Wilson & Colbert 1995).

Los SMBH con alto spin se producirían por la coalescencia de dos SMBH en un sistema binario resultante de la fusión (*merger*) de dos galaxias, cada una con su SMBH central. Algunos de los primeros resultados observacionales que dan sustento directo a este esquema son la detección con VLBA de un período orbital de 1.05 años para el *core* de la radiogalaxia 3C 66A (Sudou et al. 2003), y el descubrimiento en rayos-X (con Chandra) de un AGN binario en NGC 6240, una galaxia ultraluminosa en IR (Komossa et al. 2003)

La alternativa de que el SMBH adquiera spin por la acreción de material también parece posible. En el caso del blazar H1517+656 habría evidencias de acreción en el plano perpendicular al jet, tras un *merger* reciente (O'Dowd et al. 2005).

2.3. La relación jet – disco

Una adecuada combinación de observaciones multifrecuencia, con alta resolución espacial y cubrimiento temporal, ha permitido mostrar en forma fehaciente la vinculación entre el disco de acreción y el radio-jet en un AGN, fenómeno ya conocido en microcuasars (Mirabel & Rodríguez 1994).

En el caso de la radiogalaxia 3C 120 ($z = 0.033$), Marscher et al. (2002) combinaron 3 años de observaciones en X (2.4 – 20 keV) del satélite RXTE con interferometría en radio de la evolución del jet obtenida con el VLBA. Sus resultados muestran que los mínimos en el flujo X coinciden con cambios en el espectro (se hace más “duro”), señalando la desaparición de la parte más interna del disco de acreción al cruzar el horizonte de eventos del SMBH, mientras que la corona del disco, responsable de la emisión X más energética, no se ve prácticamente afectada. Dado que además las eyecciones de componentes supralumínicas en el jet de radio se producen unos 40 días después de cada mínimo en la curva de luz en rayos-X, se estaría viendo parte del material del disco interno que fue acelerado hacia los jets.

3. Variabilidad óptica

Si bien la interferometría permite resolver espacialmente la emisión de los jets en radiofrecuencias, alcanzando escalas de kiloparsecs, e incluso de parsecs en los objetos más cercanos, el resto de las componentes en la gran mayoría de los AGN quedan muy por debajo de la resolución alcanzable aun desde el espacio. Esto se ilustra en la Tabla 1, que da los tamaños aproximados de las componentes de un AGN típico con $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$. En particular, la cuarta columna da los correspondientes tamaños angulares suponiendo una distancia $d = 1$ Gpc. Por otra parte, en la Sección 2.3 también se vio que las observaciones de variabilidad temporal del flujo en distintas frecuencias pueden aportar datos importantes sobre las regiones del AGN que no se resuelven espacialmente. En lo que sigue se discutirán algunos aportes al tema desde la variabilidad en el rango óptico.

Table 1. Tamaños aproximados de las componentes de un AGN con $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$ a una distancia $d = 1$ Gpc

Componente	Tamaño		
	tiempo-luz	[UA] – [pc]	[arcsec]
R_{S}	15 min	2 AU	2×10^{-9}
Disco acrec.	1 h \sim 1 d	7 \sim 200 AU	$7 \times 10^{-9} \sim 2 \times 10^{-7}$
BLR	8 \sim 80 d	$10^3 \sim 10^4$ AU	$10^{-6} \sim 10^{-5}$
R_{DT} (interno)	\sim 40 d	$\sim 5 \times 10^3$ AU	5×10^{-6}
NLR	1 \sim 100 yr	0.3 \sim 30 pc	$5 \times 10^{-5} \sim 5 \times 10^{-3}$
jets de radio	40 d \sim 10^6 yr	0.03 pc \sim 300 kpc	$5 \times 10^{-6} \sim 60$

Prácticamente todos los AGN experimentan variaciones de flujo a lo largo de todo el espectro, tanto en el continuo como en las líneas de emisión, en escalas temporales que van de días a años. De hecho, la variabilidad suele ser un criterio de detección de quasars (ej.: Mushotzky 2004). Pero es justamente el fenómeno de variación a escalas de horas o minutos (usualmente conocido como *microvariabilidad*) el que aporta datos sobre las zonas más internas de los AGN. Los modelos propuestos para explicar el origen de la (micro)variabilidad en AGN pueden clasificarse como sigue (ej.: Blandford & Rees 1978, Mangalam & Wiita 1993, Romero 1995):

- Intrínsecos

- *Shock-in-jet*: una onda de choque delgada, relativista, impacta una inhomogeneidad o curva del jet (escala de pcs). La variación de flujo es función de λ .
- Modelos geométricos: cambia la orientación del jet respecto del observador \Rightarrow cambia el factor Doppler. La variación de flujo es acromática.
- *Hot-spot*: inestabilidades en la superficie del disco de acreción.

- Extrínsecos

- Microlente gravitacional.
- Centelleo (sólo radio).

Sin descartar completamente los efectos de microlente gravitacional en algunos casos (Stickel et al. 1988, Nilsson et al. 1996), generalmente se acepta que los modelos tipo *shock-in-jet* son los más adecuados para explicar las variaciones del flujo óptico en los blazars. Los AGN de esta clase presentan un continuo óptico “plano” y generalmente polarizado, de origen no térmico, y comprenden a los objetos BL Lac (caracterizados por líneas de emisión muy débiles o ausentes) y a los FSRQ (radio-quasars de espectro plano). En los blazars se supone que la dirección de propagación del jet coincide prácticamente con la visual, por lo que los efectos relativistas son importantes. El flujo observado en una banda

fotométrica resulta amplificado en un factor δ^4 con respecto al flujo intrínseco, donde

$$\delta = [\gamma (1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$$

es el factor Doppler, $\beta = v/c$ es la velocidad del material en el jet respecto de la de la luz, y

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$$

es el factor de Lorentz. Por su parte, la escala temporal de variabilidad se reduce en un factor δ con respecto al marco de referencia de la fuente (ej.: Urry & Padovani 1995). Como se verá más adelante, este es el único mecanismo plausible para explicar fenómenos de variabilidad violenta en algunos objetos.

3.1. Variabilidad a largo plazo

En escalas temporales de años, para ciertos blazars se detectan variaciones de algunas magnitudes. Por ej.: Ciprini et al. (2003) reportan que el objeto BL Lac GC 0109+224 varió entre $R = 13.3$ y $R = 16.4$ en el lapso 1995 – 2002, mientras que Raiteri et al. (2001) muestran una variación de casi 5 mag en menos de un año para AO 0235+64.

Habría dos (o más) mecanismos actuando en distintas escalas de tiempo. Mientras que durante los *outbursts* (escalas de días o menores) el espectro se hace más plano (duro) cuanto mayor es el flujo, lo que indica enfriamiento radiativo, el comportamiento a largo plazo es acromático. Esto último favorece modelos de geometría variable o cambios en el factor de Lorentz global sobre los modelos que involucran cambios en la aceleración o en la tasa de enfriamiento de los electrones del jet (ver también Villata et al. 2004).

Los modelos de microlente gravitacional también pueden producir variaciones acromáticas del flujo, pero, en objetos como PKS 2155–304, quedan excluidos por ser también variables en el porcentaje de polarización (Courvoisier et al. 1995).

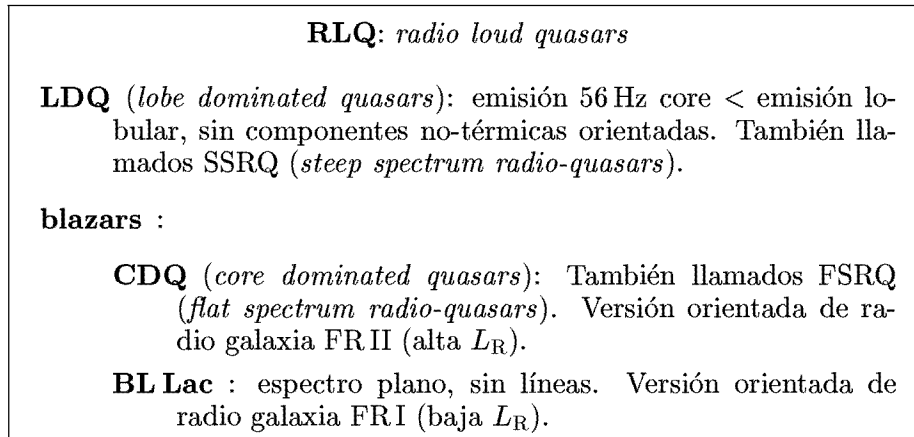
3.2. Variabilidad intra noche (microvariabilidad)

Con la generalización del uso de los CCD, que permiten alcanzar precisiones de unas pocas centésimas de magnitud mediante fotometría diferencial, se hizo evidente que algunos AGN experimentan lo que dio en llamarse *microvariabilidad* o variabilidad intra-noche: variaciones $\gtrsim 2 - 5\%$ en el nivel de flujo, en escalas temporales que van desde unos pocos minutos a unas 10 horas (Miller et al. 1989, Carini et al. 1990).

El estudio de muestras comparables de AGN de tipos RL y RQ permite discriminar entre modelos de variabilidad que involucran inestabilidades en el disco de acreción y aquellos basados en shocks o cambios geométricos en el jet. Esto se debe a que, dado que en los RQ no habría jets relativistas prominentes, cualquier variación en el flujo debería originarse en el disco de acreción.

Los resultados muestran que, mientras alrededor del 60% de los RL son variables en escalas “intra-noche”, prácticamente no se detecta microvariabilidad en

Figura 2. Esquema de clasificación para quasars radio intensos



ningún AGN de tipo RQ, al nivel de unas pocas centésimas de magnitud (Jang & Miller 1995, 1997; Romero et al. 1999), lo cual favorece a los modelos tipo *shock-in-jet*.

En una serie de trabajos recientes, el grupo de la Pune University (Gopal-Krishna et al. 2003; Sagar et al. 2004; Stalin et al. 2003, 2004, 2005) analizó más específicamente las propiedades de variabilidad “intra-noche” de varias muestras de quasars, discriminando entre los distintos tipos de RLQ (ver Fig. 2).

Sus resultados muestran que el fenómeno de microvariabilidad es más frecuente, y con mayores amplitudes, en un subconjunto de los blazars compuestos por los objetos BL Lac y los FSRQ con alta polarización (HPQ). La probabilidad de detectar microvariabilidad con amplitudes > 3% es $\gtrsim 50\%$ en ambas clases. Este resultado es coherente con el hecho de que la polarización se asocia a shocks en jets relativistas (ver Andruchow et al., este volumen).

En escalas temporales más largas (semanas – años) todos los CDQ y BL Lac muestran variabilidad.

En cuanto a los RQQ, y contra lo dicho anteriormente, también presentarían microvariabilidad durante $\sim 1/6$ del tiempo, aunque con amplitudes $\sim 1\%$. Se interpreta como que los RQQ también tendrían (micro)jets ópticos modestamente no alineados con la visual. El jet no llegaría a extenderse lo suficiente como para emitir (intensamente) en radio debido a pérdidas por efecto Compton inverso (que se emiten como radiación X dura).

3.3. Fenómenos violentos en el óptico

Uno de los AGN más violentamente variables es AO 0235+164, un objeto BL Lac con $z = 0.94$ (ver 3.1). En noviembre de 1999 este objeto experimentó uno de los eventos de microvariabilidad más violentos que se hayan registrado: su flujo óptico amentó ~ 1.2 mag en ~ 24 hs, con variaciones intra-noche de hasta ~ 0.5

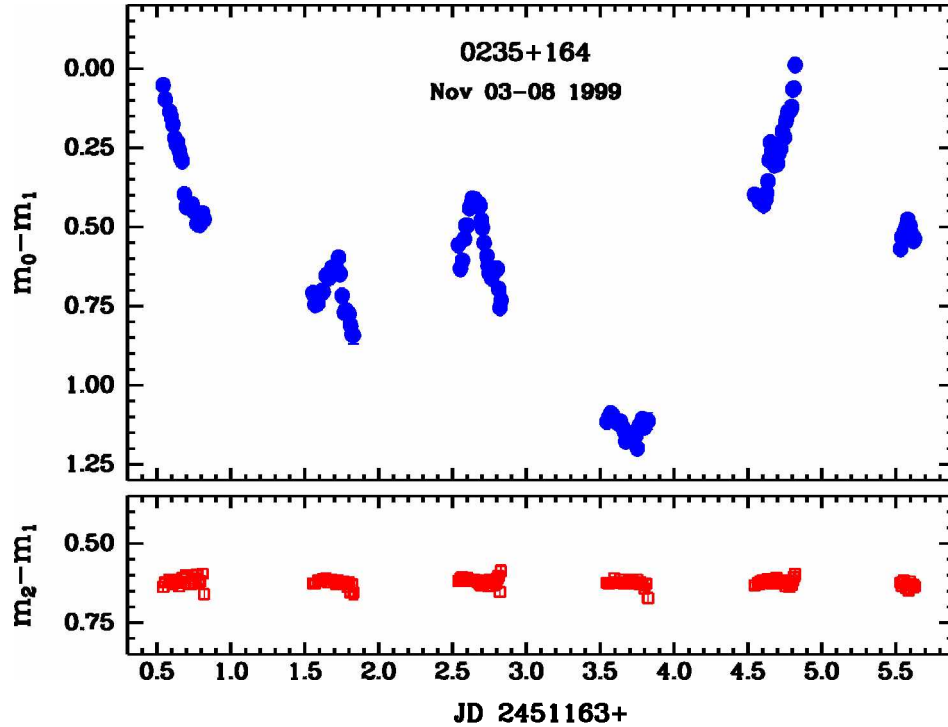


Figura 3. Curva de luz diferencial (banda V) para AO 0235+164 respecto de una estrella de comparación (panel superior), y para una estrella de control (panel inferior). Datos correspondientes a noviembre de 1999.

mag (Romero, Cellone, & Combi 2000; ver Fig. 3). La violencia del evento (gran variación de flujo en poco tiempo) requiere invocar efectos relativistas en el jet, prácticamente invalidando cualquier modelo alternativo basado en inestabilidades en el disco de acreción, más aún modelos starburst.

A lo largo de las 6 noches de observación, el índice espectral cambió levemente, de modo que el espectro resultó más “duro” (azul) cuanto más brillante. Esto sugiere un origen *shock-in-jet* para el evento; las pérdidas radiativas explican el comportamiento espectral.

Sin embargo, la 3ra. noche de observación se registró un evento eruptivo ($\Delta m \simeq -0.20$ mag, seguido de $\Delta m \simeq +0.35$ mag) prácticamente acromático, lo que sugiere para el mismo un origen geométrico. Por ejemplo, un cambio del ángulo del jet respecto de la visual $\theta = 0^\circ \rightarrow \theta = 1^\circ$, para un factor de Lorentz $\gamma = 25$, produciría un cambio en el factor Doppler $\delta = 50 \rightarrow \delta = 42$, originando una disminución del flujo observado $|\Delta F| = 70\%$.

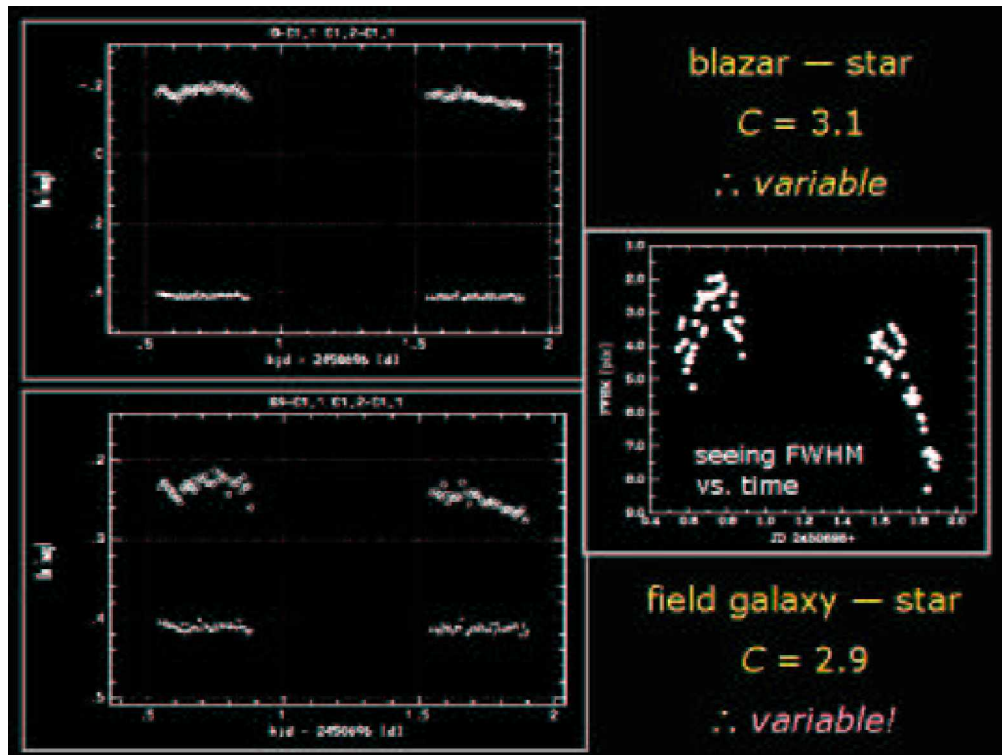


Figura 4. Curva de luz diferencial (banda V) para el blazar PKS 2316–423 (*arriba-izq.*) y para una galaxia de campo (*abajo-izq.*). *Derecha:* evolución temporal del tamaño de la imagen (FWHM).

3.4. Errores sistemáticos

Otros autores (Dai et al. 2001; Xie et al. 2001, 2002) han reportado variaciones de hasta 2 mag ($\Delta F \simeq 500\%$) en menos de 15 min para algunos blazars. De confirmarse estos eventos, se requeriría un replanteo radical de los mecanismos básicos que operan en los AGN.

Sin embargo, es razonable suponer que la metodología empleada en estos casos favorece los errores sistemáticos: para la fotometría diferencial, los autores mencionados han usado como comparación y control estrellas hasta 5 mag más brillantes que el AGN, en contra de recomendaciones bien conocidas (Howell et al. 1988). De hecho, Romero et al. (2002) no han encontrado ninguna variación semejante en una amplia muestra de blazars, mostrando al mismo tiempo que la inadecuada selección de las estrellas de comparación / control puede generar variaciones espectaculares (pero espurias) en las curvas de luz.

Otra fuente de errores sistemáticos se debe a los efectos contaminantes de la luz de la galaxia anfitriona que contiene al AGN, cuando el FWHM de la imagen (*seeing*¹) varía a lo largo de las observaciones.

Cellone et al. (2000) han mostrado que pueden generarse fuertes contribuciones espurias a la microvariabilidad observada mediante fotometría diferencial, debido a que el *seeing* afecta en forma diferente al perfil de la galaxia (fuente extendida) y a los perfiles del núcleo y estrellas de comparación (fuentes puntuales), de modo que cuando cambia el *seeing* se producen variaciones en la relación de flujos galaxia/núcleo medidos con una abertura fija.

La Fig. 4 muestra el caso de PKS 2316–423, un AGN con galaxia anfitriona prominente. La curva de luz resulta variable según los criterios estadísticos usuales, pero lo mismo ocurre para una galaxia normal del mismo campo y similar magnitud aparente. Se nota que los cambios (espurios) en las curvas de luz siguen cualitativamente la evolución temporal del *seeing*. Es conveniente, entonces, verificar la presencia o no de este tipo de comportamiento correlacionado con el *seeing* en casos de AGN con galaxias anfitrionas prominentes.

Agradecimientos. Agradezco al Comité Científico de la 47a. Reunión de la A³ por su invitación para presentar este informe, y al IALP–CONICET por la ayuda económica.

Apéndice 1: Lista de acrónimos

AD : disco de acreción (*accretion disk*)

AGN : núcleo galáctico activo (*active galactic nucleus*)

BLR : región de líneas anchas (*broad line region*)

CDQ : cuasar con emisión de radio dominada por el core (*core dominated quasar*)

DT : anillo grueso de gas y polvo (*dusty torus*)

FRI : radiogalaxia de tipo Fanaroff-Riley I, con emisión de radio de baja potencia

FR II : radiogalaxia de tipo Fanaroff-Riley II, con emisión de radio intensa

FSRQ : radio-cuasar de espectro plano (*flat spectrum radio-quasar*)

FWHM : ancho total a medio máximo (*full width at half maximum*)

HPQ : cuasar con polarización alta (*high-polarization quasar*)

HST : Telescopio Espacial Hubble

IR : infrarrojo

LDQ : cuasar con emisión de radio dominada por los lóbulos (*lobe dominated quasar*)

NLR : región de líneas angostas (*narrow line region*)

NLRG : radio galaxia de líneas angostas (*narrow line radio galaxy*)

QSO : objeto casi estelar (*quasi stellar object*); originalmente cuasar no emisor en radio, se extiende a todo cuasar

¹Se utiliza aquí el término *seeing* en un sentido amplio, involucrando tanto factores atmosféricos como del telescopio y su entorno. Ver Cellone (2004).

QSS : fuente casi estelar (*quasi stellar source*), quasar
RLQ, RL : (quasar) radio-intenso (*radio loud [quasar]*)
RQQ, RQ : (quasar) radio-silencioso (*radio quiet [quasar]*)
RXTE : Satélite *Rossi X-Ray Timing Explorer*
SMBH : agujero negro super-masivo (*super-massive black hole*)
SSRQ : radio-quasar de espectro empinado (*steep spectrum radio-quasar*)
VLBA : *very long baseline array*

Referencias

- Almudena Prieto, M., & Meisenheimer, K. 2005, en: Proc. IAU Symp. 222, en prensa (astro-ph/0406653)
- Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1978, Pittsburgh Conference on BL Lac Objects, Pittsburgh, p. 328-347
- Blundell, K. M. 2003, *New Astronomy Review*, 47, 593
- Brusa, M., Comastri, A., Daddi, E., et al. 2005, *Astron. Astrophys.*, 432, 69
- Canalizo, G., Max, C., Antonucci, R., et al. 2005, en: Proc. from "Penetrating Bars through Masks of Cosmic Dust" Conf., en prensa (astro-ph/0406669)
- Carini, M. T., Miller, H. R., & Goodrich, B. D. 1990, *Astron. J.*, 100, 347
- Cellone, S. A. 2004 (<http://www.fcaglp.unlp.edu.ar/~scellone/Informe.html>)
- Cellone, S. A., Romero, G. E., & Combi, J. A. 2000, *Astron. J.*, 119, 1534
- Cid Fernandes, R. 2005, en: Proc. IAU Symp. 222, en prensa (astro-ph/0405561)
- Ciprini, S., Tosti, G., Raiteri, C. M., et al. 2003, *Astron. Astrophys.*, 400, 487
- Courvoisier, T. J.-L., Blecha, A., & Bouchet, P., et al. 1995, *Astrophys. J.*, 438, 108
- Dai, B. Z., Xie, G. Z., Li, K. H., Zhou, S. B., Liu, W. W., & Jiang, Z. J. 2001, *Astron. J.*, 122, 2901
- Gopal-Krishna, Stalin, C. S., Sagar, R., & Wiita, P. J. 2003, *Astrophys. J.*, 586, L25
- Howell, S. B., Warnock, A. I., & Mitchell, K. J. 1988, *Astron. J.*, 95, 247
- Jang, M., & Miller, H. R. 1995, *Astrophys. J.*, 452, 582
- Jang, M., & Miller, H. R. 1997, *Astron. J.*, 114, 565
- Komossa, S., Burwitz, V., Hasinger, G., Predehl, P., Kaastra, J. S., & Ikebe, Y. 2003, *Astrophys. J. Letters*, 582, L15
- Mangalam, A. V., & Wiita, P. J. 1993, *Astrophys. J.*, 406, 420
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Gómez, et al. 2002, *Nature*, 417, 625
- Miller, H. R., Carini, M. T., & Goodrich, B. D. 1989, *Nature*, 337, 627
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, 371, 46
- Mushotzky, R. 2004, en "Supermassive Black Holes in the Distant Universe", ed. A. J. Barger, Kluwer Academic Publishers (Dordrecht), p. 53
- Nilsson, K., Charles, P. A., Pursimo, T., Takalo, L. O., Sillanpää, A., & Teerikorpi, P. 1996, *Astron. Astrophys.*, 314, 754

- O'Dowd, M., Urry, C. M., Scarpa, R., Wayth, R. B., & Webster, R. L. 2005, *ApJ*, en prensa (astro-ph/0409392)
- Padovani, P., Allen, M. G., Rosati, P., & Walton, N. A. 2004, *Astron. Astrophys.*, 424, 545
- Raiteri, C. M., Villata, M., Aller, H. D., et al. 2001, *Astron. Astrophys.*, 377, 396
- Romero, G. E. 1995, *Astrophys. and Space Sci.*, 234, 49
- Romero, G. E., Cellone, S. A., & Combi, J. A. 1999, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 135, 477
- Romero, G. E., Cellone, S. A., & Combi, J. A. 2000, *Astron. Astrophys.*, 360, L47
- Romero, G. E., Cellone, S. A., Combi, J. A., & Andruchow, I. 2002, *Astron. Astrophys.*, 390, 431
- Sagar, R., Stalin, C. S., Gopal-Krishna, & Wiita, P. J. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 348, 176
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Shields, G. A. 1999, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 111, 661
- Stalin, C. S., Gopal-Krishna, Sagar, R., & Wiita, P. J. 2003, *JAp&A*, 25,1
- Stalin, C. S., Gopal-Krishna, Sagar, R., & Wiita, P. J. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 350, 175
- Stalin, C. S., Gupta, A. C., Gopal-Krishna, & Wiita, P. J., Sagar, R. 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 356, 607
- Stickel, M., Fried, J. W., & Kuehr, H. 1988, *Astron. Astrophys.*, 198, L13
- Sudou, H., Iguchi, S., Murata, Y., & Taniguchi, Y. 2003, *Science*, 300, 1263
- Urry, C. M. 2003, en *ASP Conf. Ser. Vol. 311*, p. 49
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 107, 803
- Vignali, C., Alexander, D. M., & Comastri, A. 2004, *MNRAS*, 354, 720
- Villata, M., Raiteri, C. M., Kurtanidze, O. M., et al. 2004, *Astron. Astrophys.*, 421, 103
- Wilson, A. S., & Colbert, E. J. M. 1995, *Astrophys. J.*, 438, 62
- Xie, G. Z., Li, K. H., Bai, et al. 2001, *Astrophys. J.*, 548, 200
- Xie, G. Z., Zhou, S. B., Dai, et al. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 329, 689

Trazando la red cósmica a partir de su composición química

Sofía A. Cora

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de Plata, Buenos Aires, Argentina, sacora@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. One of the most impressive results that has emerged from cosmological simulations of structure formation in the universe is the “cosmic web”. The cold dark matter model has been successful in describing the distribution of matter on large scales. As collapse of initial density fluctuations proceeds, matter collects in a cosmic web with mildly overdense sheets and filaments, with galaxies and galaxy clusters at their intersections. The gas associated to these structures experiences complex physical processes that include heating of the gas falling into the potential well of dark matter halos, radiative cooling, star formation, and thermal and chemical feedback from galaxies. In this way, the intergalactic gas develops a wide range of densities, temperatures and chemical abundances depending if they are within sheets and filaments, or within galaxy clusters, which determines the gas emission at different wavelengths in the electromagnetic spectrum. In this presentation, we describe theoretical and observational results about the detectability of the baryonic component in its different phases, and its capability to trace the large scale structure of the universe.

Resumen. Uno de los resultados más impresionantes que han surgido a partir de simulaciones cosmológicas de formación de estructura en el universo es la “red cósmica”. El modelo de materia oscura fría ha tenido un gran éxito en describir la distribución de materia a gran escala. A medida que se produce el colapso gravitatorio de las perturbaciones de densidad iniciales, la materia se acumula en una red cósmica con sobredensidades moderadas en forma de láminas y filamentos, en cuyas intersecciones se ubican galaxias y cúmulos de galaxias. El gas asociado a estas estructuras experimenta complejos procesos físicos, que incluyen el calentamiento sufrido al caer en los pozos de potencial determinados por los halos de materia oscura, enfriamiento radiativo que da lugar al proceso de formación estelar, y enriquecimiento energético y químico aportado por las galaxias generadas. De este modo, el gas intergaláctico comprende un amplio rango de temperaturas, densidades y abundancias químicas según se trate de filamentos y láminas o del gas contenido en grupos y cúmulos de galaxias, el cual determina su emisión en distintas bandas del espectro electromagnético. En esta presentación se describen resultados teóricos y observacionales respecto a la detectabilidad de la componente bariónica en sus diferentes fases, y a su capacidad de trazar la estructura a gran escala del universo.

1. Introducción

La Cosmología moderna utiliza la distribución de galaxias y cúmulos de galaxias para trazar la estructura del universo en escalas que actualmente alcanzan unos pocos $100 h^{-1} \text{ Mpc}$ (h es la constante de Hubble, H_0 , en unidades de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Los primeros estudios sistemáticos comenzaron a mediados de los años setenta y han experimentado un gran progreso en las últimas dos décadas (Guzzo 2000). Los relevamientos hechos por 2dfGRS y, especialmente, por Sloan Digital Sky Survey (SDSS) han permitido encarar un estudio estadístico detallado de galaxias de distintos tipos morfológicos en diferentes medios (Merchan y Zandivarez 2002) en el universo local (“redshift”, $z \approx 0$). Los telescopios de 10 metros equipados con una nueva generación de espectrógrafos, como VLT-VIRMOS, han permitido la extensión de estudios estadísticos sobre la estructura a gran escala en el universo $z \approx 1$.

Las principales características de la distribución de galaxias en gran escala que emergen de estos mapas cósmicos es una red casi regular de filamentos y láminas con los cúmulos de galaxias ubicados en su intersección, que separan enormes volúmenes casi vacíos. Las teorías sobre formación de estructura a gran escala y formación de galaxias deben ser capaces de reproducir la apariencia visual de la distribución observada de galaxias. El modelo de materia oscura fría (“Cold Dark Matter”, CDM) es el más aceptado en la actualidad. Este modelo cosmológico conduce a la formación de estructura a través de un proceso jerárquico en el cual la gravedad reúne continuamente concentraciones de masa para formar estructuras cada vez más grandes. El parámetro de densidad de materia, Ω_m , determina la tasa de crecimiento gravitacional de las fluctuaciones iniciales establecidas durante las primeras épocas de la historia cósmica ($\Omega_m = \bar{\rho}/\rho_c$, donde $\bar{\rho}$ es la densidad media de materia cósmica, y $\rho_c = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{ g cm}^{-3}$ es la densidad crítica). Las fluctuaciones iniciales impresas en el campo de densidad del universo temprano tienen pequeña amplitud en la época de la recombinación cósmica ($z \approx 1000$), cuando el Fondo Cósmico de Radiación (FCR) es dispersado por última vez. En esta época, la formación de estructura puede ser estudiada en forma analítica, pues los contrastes de densidad son lo suficientemente pequeños y el crecimiento de las fluctuaciones es aún lineal. Eventualmente, las amplitudes se vuelven lo suficientemente grandes para que los efectos no-lineales sean importantes. La aproximación más exitosa para estudiar las propiedades de la inestabilidad gravitacional en el régimen no-lineal es la “aproximación de Zel-dovich” (Peacock 1999). Sin embargo, el tratamiento completo de la formación de estructura puede ser realizado solamente mediante simulaciones numéricas.

Uno de los más impresionantes resultados que han surgido a partir de simulaciones cosmológicas de formación de estructura es la “red cósmica”. El modelo de materia oscura fría ha tenido un gran éxito en describir tanto la formación de galaxias como la distribución de materia a gran escala. A medida que se produce el colapso, la materia se acumula en una red cósmica con sobre-densidades moderadas en forma de láminas y filamentos, en cuyas intersecciones se ubican galaxias y cúmulos de galaxias, similar a los patrones observados. Los modelos cosmológicos predicen directamente la distribución de la masa y su crecimiento gravitacional, no la luz que observamos de las galaxias. De este modo, para revelar la naturaleza de las condiciones iniciales a partir de la estructura observada se debe relacionar los “mapas de luz” con la masa subyacente a través de

recetas robustas motivadas físicamente, teniendo en cuenta que, en principio, estas dos distribuciones no están relacionadas por una correspondencia uno a uno. Aunque en la actualidad los relevamientos de galaxias son capaces de mostrar la distribución de estructuras luminosas sobre escalas mayores que 100 Mpc, su relación con la real distribución de masa depende de la física pobremente entendida que gobierna la formación y evolución de galaxias (White 1997).

Existen otros tipos de trazadores de la estructura a gran escala en el universo basados en las propiedades de emisión del medio intergaláctico (MIG) y del medio intracúmulo (MIC). Durante el proceso de agregación jerárquica de la estructura, estos medios adquieren distintas propiedades termodinámicas y químicas, las cuales juegan un papel fundamental en su detección. Según muestran las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas (SCH), el MIG estaría asociado a láminas y filamentos que forman parte de la estructura a gran escala del universo (Theuns et al. 1998; Cen y Ostriker 1999). Este tipo de simulaciones predicen la detectabilidad de las líneas de emisión de metales generadas en el MIG para su potencial uso como trazadores de la estructura (Furlanetto et al. 2003, 2004; Yoshikawa et al. 2004). Por otro lado, las características del gas intracúmulo lo convierte en un poderoso emisor en la banda de rayos X, por lo que los cúmulos de galaxias son excelentes trazadores de la red cósmica (Borgani y Guzzo 2001).

El objetivo de esta presentación es mostrar los resultados y predicciones observacionales y teóricos referentes a estos trazadores cósmicos. La combinación de teoría y observación permite evaluar el modelo de formación de estructura, y contribuir al entendimiento de los procesos físicos responsables de las propiedades termodinámicas y químicas que caracterizan a las diferentes fases de la componente bariónica.

2. Evolución de la componente bariónica

Los modelos de materia oscura fría explican exitosamente la distribución de masa en el universo, tal como es trazada por las galaxias y cúmulos de galaxias, pero no explican las propiedades de las galaxias mismas. La materia oscura inicia el proceso de formación de galaxias. Los halos de materia oscura se forman a partir del colapso no-lineal generando pozos de potencial en los cuales cae el gas. Durante este proceso, el gas es calentado por shock y luego se enfría radiativamente, permitiendo que una fracción del mismo colapse a densidades suficientemente altas para desencadenar el proceso de formación estelar. Uno de los grandes misterios en nuestro actual modelo de universo es la baja proporción de bariones que se ha convertido en estrellas (White y Frenk 1991). Las SCH que incluyen procesos de enfriamiento radiativo y formación estelar predicen que $> 20\%$ de los bariones deberían haberse condensado en galaxias, pero sólo $< 10\%$ han sido encontrados en forma de estrellas (Balogh et al. 2001). Una vez que las estrellas se empiezan a formar, las explosiones de supernovas y otros fenómenos energéticos, asociados a agujeros negros y núcleos galácticos activos, pueden inhibir la formación estelar inyectando energía a la componente gaseosa y obstaculizando su condensación; sin embargo, aún se desconoce como opera el proceso de “feedback” (Voit 2004).

Las SCH permiten modelar el complejo proceso evolutivo que sufre el gas durante la formación jerárquica de la estructura, e investigar las distintas fases y ubicación que alcanza el mismo en el universo actual (Cen y Ostriker 1999; Davé et al. 2001). Estas simulaciones sugieren que los bariones en el universo residirían en cuatro fases, definidas por su sobredensidad, $\delta \equiv \rho/\bar{\rho} - 1$, y temperatura, T :

1. *Condensada*: $\delta > 1000$, $T < 10^5$ K; da lugar a la formación de estrellas y gas galáctico frío.
2. *Difusa*: $\delta < 1000$, $T < 10^5$ K; corresponde a gas intergaláctico fotoionizado que produce absorción Lyman alpha.
3. *Tibia-Caliente*: $10^5 < T < 10^7$ K; no forma una fase simple y bien definida, sino que presenta un gran rango de densidades, desde las cercanas a la media cósmica hasta la característica de grupos de galaxias.
4. *Caliente*: $T > 10^7$ K; define el medio intracúmulo, es decir, el gas encontrado en cúmulos de galaxias y grandes grupos.

La evolución de las distintas fases muestra que la componente condensada permanece pequeña ($< 12\%$ a $z = 0$), consistente con la conocida densidad de masa en galaxias. La componente gaseosa que se encuentra en la fase difusa llena casi todo el volumen de la simulación, pero su fracción de masa disminuye de 94% en $z = 3$, a 26% en $z = 0$, consistente con las observaciones del Hubble Space Telescope (Shull 1996). Este gas difuso se manifiesta, en general, como una multitud de líneas de absorción individuales Ly α en el espectro de quasars (QSOs) hacia longitudes de onda más azules que la línea de emisión de los mismos, y son producidas por nubes de gas con densidades columnares en el rango $10^{12} < N(\text{HI}) < 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Este conjunto de líneas es denominado “Lyman Alpha Forest”. El gas contenido en la fase tibia-caliente aumenta considerablemente en abundancia con el paso del tiempo y domina el balance de masa a $z = 0$, alcanzando el 47% del total de bariones. La componente caliente aumenta en la fracción de masa, alcanzando alrededor de 20% a $z = 0$, consistente con las observaciones de las propiedades locales de grandes cúmulos que emiten en rayos X (Bryan y Norman 1998).

A continuación nos referimos a la forma en que se detectan las distintas fases gaseosas, las cuales están asociadas a diferentes componentes de la estructura a gran escala. Las imágenes de su distribución ayudan a corroborar las predicciones sobre el crecimiento gravitacional de la estructura. En este análisis se exceptúa el gas que, al condensarse, da lugar a la formación de galaxias, puesto que la contribución de las mismas al trazado de la red cósmica fue mencionando en la introducción.

2.1. Detección de gas en filamentos y láminas

Las SCH indican que la evolución de los bariones en las fases difusa y tibia-caliente es principalmente debida a calentamiento por shock a partir de las perturbaciones gravitacionales que conducen a estructuras no virializadas tales como filamentos y láminas. Estas estructuras serían responsables de las Ly α Forest (Bi et al. 1992; Bi et al. 1993; Cen et al. 1994; Hernquist et al. 1996; Theuns et al. 1998; Davé et al. 1999) y de los absorbedores en la fase tibia-caliente (Cen y Ostriker 1999; Davé et al. 2001). La detección del gas en estas fases se realiza, en general, a través de estudios de líneas de absorción producidas en el espectro de emisión de QSOs.

Las Ly α Forest, generadas por la fase difusa, contienen información sobre la temperatura, densidad, velocidad y estado de ionización del MIG que se encuentra a lo largo de la línea de la visual al QSO, permitiendo estudiar el universo a alto redshift. Los estudios espectroscópicos detallados indican que una fracción del gas intergaláctico fue enriquecido químicamente con una pequeña pero significativa cantidad de elementos pesados con una abundancia $Z \approx 10^{-3} Z_{\odot}$ (Davé et al. 1998; Carswell et al. 2002). Los absorbedores de menor densidad columnar también presentan enriquecimiento químico, aunque con mayor dispersión (Schaye et al. 2003; Pieri y Haehnelt 2003), presentando una tendencia de metalicidad decreciente al disminuir la sobre-densidad (Schaye et al. 2003). Este enriquecimiento químico surge de la interacción del gas con galaxias que presentan formación estelar, pero aún no se ha determinado el mecanismo por el cual los metales son dispersados en el MIG. Los candidatos propuestos involucran vientos producidos por supernovas (Aguirre et al. 2001) y por la pequeña energía de ligadura de galaxias enanas a alto redshift (Madau et al. 2001, Furlaneto y Loeb 2003).

Las observaciones de líneas de absorción en espectros de QSOs a $z \approx 3$ y los estudios de nucleosíntesis ocurrida en el Big Bang (Fukugita et al. 1998) indican que la componente bariónica es $\Omega_B \approx 0.02 h^{-2}$. Sin embargo, la masa total de bariones en $z = 0$ inferida a partir de absorción de hidrógeno neutro, gas y estrellas en galaxias resulta menor que estas estimaciones. La disminución del gas no es balanceado por el aumento de masa estelar, y la dificultad en su detección genera el problema de los “missing baryons” (bariones faltantes, de aquí en adelante). El candidato propuesto para explicar este problema es el gas que se encuentra en la fase tibia-caliente, cuyas temperaturas son demasiado elevadas para formar estrellas, y muy frías para producir emisión en la banda de rayos X. Las características espectrales de este gas están en el EUV y rayos X blandos, que son muy difíciles de detectar a bajo redshift debido al medio interestelar de nuestra Galaxia.

Una forma de buscar gas en la fase tibia-caliente es usar sistemas en absorción (Hellsten et al. 1998). La primera detección de gas tibio-caliente a bajo redshift ($z \approx 0.2$) a través de líneas de absorción de O VI en el espectro de un QSO fue realizada por el satélite *FUSE*, en el ultravioleta lejano (Tripp et al. 2000). Se encuentra que los absorbedores están colisionalmente ionizados con metalicidad $Z > 0.1 Z_{\odot}$, y tienen una densidad numérica $dN/dz \approx 50$. Mediante el observatorio de rayos X *Chandra*, también se detectaron líneas de absorción de OVII, OVIII y NeIX en $z \approx 0.1$ (Nicastro et al. 2002; Fang et al. 2002). El análisis espectral de estas líneas indica que la densidad numérica y temperatura de los absorbedores son $n_e \approx 6 \times 10^{-6} \text{cm}^{-3}$ y $T = 5 \times 10^5 \text{K}$, por lo que pueden ser interpretados como gas en la fase tibia-caliente en estructuras filamentosas cercanas. También se han encontrado líneas de absorción de OVI en varios espectros de QSOs en un rango de redshift $2.2 < z < 2.7$ (Simcoe, Sargent y Rauch 2002); los correspondientes absorbedores han sido interpretados como gas tibio-caliente a alto redshift. Las simulaciones hidrodinámicas muestran que este gas no es afectado significativamente por procesos no gravitacionales, tales como energía eyectada por supernovas o enfriamiento radiativo, debido a que el gas es muy difuso (Davé et al. 2001); el mismo traza principalmente los filamentos de la estructura a gran escala.

La combinación de resultados observacionales y las predicciones de las SCH indican que los absorbedores en las fases difusa ($\text{Ly}\alpha$ Forest) y tibia-caliente pueden ser usados como trazadores de la estructura en el universo, permitiendo evaluar la validez del modelo CDM. Sin embargo, los métodos de detección basados en la absorción de radiación producida por el gas se ven limitados a observaciones a lo largo de líneas de la visual particulares en dirección a los QSOs, con lo cual no se tiene información suficiente para visualizar la estructura desarrollada por el MIG y la distribución de metales en el mismo. Para poder trazar la distribución del gas en tres dimensiones, la exploración sistemática de estos absorbedores debe basarse en la detección de líneas de emisión, pues no depende de la existencia de una fuente de fondo. Debido a la complejidad del mecanismo de emisión, y de la sensible dependencia del mismo con la temperatura, densidad y abundancia química del gas, es necesario recurrir a SCH de alta resolución para obtener predicciones sobre la detectabilidad del gas mediante determinadas líneas de emisión. Este tipo de simulaciones consideran el trazado de la red cósmica a través de los dobletes en el ultravioleta, C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ y O VI $\lambda\lambda 1032, 1038$ (Furlanetto et al. 2004), de transiciones de alto estado de ionización del oxígeno, O VII (561, 568, 574, 665 eV) y O VIII (653 eV) (Yoshikawa et al. 2004), y de líneas de emisión $\text{Ly}\alpha$ (Furlanetto et al. 2003).

El cálculo de la emisión de estas líneas a partir de modelos que incluyen procesos tales como excitación colisional o radiativa seguida por desexcitación radiativa y cascadas de recombinación (e.g., Ferland 2000, 2001) indican que O VI $\lambda\lambda 1032, 1038$ muestra el gas con $T \approx 10^{5.5}$ K, mientras que C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ muestra el gas con $T \approx 10^5$ K, es decir, que estas transiciones permiten la detección del gas dentro del rango de temperaturas más bajo de la fase tibia-caliente. En cambio, las transiciones correspondientes al oxígeno altamente ionizado (O VII y O VIII) ocurren a temperaturas mayores, por lo que las mismas evidencian el gas en la fase tibia-caliente con temperaturas del orden de $T \approx 10^6 - 10^7$ K.

EL flujo predicho por Yoshikawa et al. (2004) para las transiciones de oxígeno altamente ionizado están por debajo del límite de detección de las actuales misiones satelitales. La resolución en energía necesaria para distinguir las líneas de emisión OVII y OVIII corridas al rojo de otras prominentes líneas galácticas sería de $\Delta E \approx 2$ eV. Estos autores proponen una misión capaz de detectar los bariones faltantes a través de estas líneas, cuyas características no son parte de presentes (*Chandra*, *XMM-Newton*) ni futuros (*Astro-E II*, *Constellation X*, *XEUS*) observatorios en rayos X.

Las SCH realizadas por Furlanetto et al. (2004) incluyen un nuevo tratamiento para la formación estelar y los vientos galácticos. Al estimar la emisión producida por las transiciones de C IV y O VI consideran la presencia de un campo de radiación difusa de fondo que ioniza el gas. Los efectos de feedback y calentamiento por fondo de radiación UV son ignorados en las simulaciones de Yoshikawa et al. (2004). Los resultados muestran que en el MIG de baja densidad, la emisión producida por estas transiciones es varios órdenes de magnitud más débil que cualquier fondo de radiación realista, por lo que las mismas proveen poca información sobre los bariones faltantes con baja densidad y no resultan aptas para el trazado de la estructura del MIG. En cambio, la emisión de C IV $\lambda 1548$ se encuentra generalmente confinada a regiones compactas de

medida $< 40 h^{-1}$ Kpc, mientras que la emisión de O VI $\lambda 1032$ resulta más extendida con núcleos brillantes de $\sim 50 h^{-1}$ Kpc, rodeados por halos irregulares más débiles. La densidad espacial del conjunto es $\approx 3 \times 10^{-3} h^3 \text{Mpc}^{-3}$ (en coordenadas comóviles) a $z \approx 0.15$. Por lo tanto, la emisión brillante está concentrada en regiones aisladas con metalicidad significativamente mayor que el promedio, y densidades más grandes que la media cósmica. Los autores consideran que O VI $\lambda 1032$ ofrece mayores promesas de detección. La misión *Spectroscopy and Photometry of the IGM's Diffuse Radiation* tendría la sensibilidad requerida para detectar los núcleos brillantes. Las regiones luminosas están embebidas en regiones calientes ($T > 10^6$ K) enriquecidas químicamente, características de grupos de galaxias y vientos. Por lo tanto, la observación de estas transiciones permitiría distinguir diferentes patrones de enriquecimiento químico del MIG, y ofrecer así uno de los pocos métodos para probar los efectos del feedback producido por vientos galácticos.

Finalmente, el gas que emite en Ly α corresponde a las porciones más densas del MIG. Estimaciones analíticas indican que estas regiones tienen un brillo superficial considerable (Gould y Weinberg 1996). Las mismas se encuentran generalmente dentro de los filamentos pero fuera de las galaxias, y corresponden a una fase intrínsecamente interesante pues es gas que se está enfriando alrededor de halos colapsados (Fardal et al. 2001). Así, la distribución de emisión Ly α provee información sobre el crecimiento de objetos ligados. Las simulaciones de Furlanetto y Loeb (2003) muestran que, en grandes escalas, los emisores Ly α están distribuidos a lo largo de láminas y filamentos, y la gran abundancia de estos objetos (densidad espacial $\sim 0.1 h^3 \text{Mpc}^{-3}$), que no requieren alta resolución para ser detectados, los convierte en poderosos trazadores de la red cósmica.

2.2. Cúmulos de galaxias

Los cúmulos de galaxias, las concentraciones más evidentes en mapas de galaxias, pueden ser usados como trazadores de la estructura a gran escala del universo. Aunque se pierden los detalles finos, ellos pueden ser usados eficientemente para estudiar volúmenes extremadamente grandes a un costo reducido en términos de tiempo de telescopio con respecto a la obtención de muestras completas en relevamientos de galaxias. Las primeras muestras estadísticas de cúmulos obtenidas a partir de catálogos compilados de observaciones en el visual (Abell 1958; Abell et al. 1989; Zwicky 1961-68) alcanzaron profundidades típicas de unos pocos cientos de Mpc, y el catálogo de Abell, en particular, representa aún hoy una de las principales fuentes para estudios cosmológicos (Retzlaff et al. 1998; Miller et al. 2000). Además, dentro de los “sumideros gravitacionales” de los cúmulos de galaxias, se encontró por primera vez, en los años treinta, evidencia de la presencia de materia oscura (Zwicky 1933; Smith 1936) como ingrediente necesario para explicar los movimientos rápidos observados de las galaxias en los cúmulos.

La definición de un cúmulo como un conjunto de galaxias es intrínsecamente incierta, y definitivamente no óptima para estimar su masa, como se requiere para conectar las observaciones con predicciones teóricas. Afortunadamente, alrededor del 20 – 30% de la masa ópticamente invisible de un cúmulo está en forma de gas caliente y difuso (Evrard 1997), atrapado y calentado a temperaturas del orden de 10^8 K por el potencial gravitatorio del cúmulo. A es-

tas altas temperaturas, este gas se comporta como un plasma completamente ionizado que produce una poderosa emisión en rayos X mediante interacciones libre-libre electrón-ión, llamada radiación “bremsstrahlung”. Con luminosidades $L_X \approx 10^{43}$ a $10^{45} \text{ ergs}^{-1}$, y grandes dimensiones físicas ($\approx 1 \text{ Mpc}$), los cúmulos de galaxias pueden ser reconocidos a través de la emisión en rayos X como fuentes extendidas hasta distancias muy grandes (*ROSAT* Deep Survey: Hasinger et al. 1998). La selección de cúmulos mediante rayos X tiene la ventaja de revelar sistemas físicamente ligados, puesto que la emisión difusa del gas intracúmulo caliente es una manifestación directa de la existencia de un pozo de potencial, dentro del cual el gas se encuentra en equilibrio dinámico con la materia bariónica fría (galaxias) y la materia oscura. Se ha demostrado que la luminosidad en rayos X correlaciona bien con la masa virial del cúmulo (Reiprich y Böhringer 2002) y provee, por cierto, una forma bastante directa de realizar comparaciones robustas de la agrupación observada con las predicciones de los modelos cosmológicos. La ventaja fundamental inherente a la selección en rayos X es la posibilidad de definir muestras limitadas en flujo con funciones de selección bien conocidas. Esto permite una evaluación simple del volumen del relevamiento y, por lo tanto, un cálculo directo de las densidades espaciales. Los proyectos recientemente finalizados que estudian la estructura a gran escala del universo se ven favorecidos por estas ventajas (Ebeling et al. 1996, 1998; De Grandi et al. 1999; Böhringer et al. 2000); los mismos están basados en el “All-Sky Survey” realizado por el satélite *ROSAT* (RASS, Trümper 1993; REFLEX). Rosati et al. (2002) brinda una revisión detallada de los relevamientos en rayos X, incluyendo aquéllos realizados por el *Observatorio Einstein* hasta las observaciones más recientes de *Chandra* y *XMM-Newton*.

El grado de agrupación que presentan los cúmulos se caracteriza en forma estadística mediante la función de correlación $\xi(r)$, que describe el exceso de fluctuaciones separadas por una distancia r con respecto a una distribución uniforme, y el espectro de potencias, $P(k)$, definido como la transformada de Fourier de $\xi(r)$ (Peacock 1999). A partir de las propiedades de agrupamiento de los cúmulos seleccionados en rayos X (Collins et al. 2000; Schuecker et al. 2001) se pueden establecer cotas en los parámetros cosmológicos (Borgani et al. 1999). Los modelos de CDM considerados presentan parámetros de densidad bajos ($\Omega_m < 1$) y geometría plana provista por la contribución de la constante cosmológica ($\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$), la cual representa una energía cósmica extra de acuerdo a las recientes determinaciones obtenidas a partir de las anisotropías del FCR (de Bernardis 2000; Balbi 2000). La comparación de las predicciones de estos modelos con los datos observados muestra que las observaciones de cúmulos apoyan un universo plano dominado por materia oscura fría, cuya densidad es alrededor de un tercio de la que el universo necesita para recolapsar bajo su propia auto-gravedad.

La abundancia de cúmulos masivos calientes decae rápidamente con el redshift para modelos de alta densidad ($\Omega_m \approx 1$), en contraste con los casi imperceptibles cambios visibles en el modelo de baja densidad. Esta notable diferencia evolutiva representa una de las mayores motivaciones para la búsqueda de cúmulos hasta flujos del orden de 1/100 del proporcionado por RASS (Rosati et al. 2000). La detección de cúmulos a redshifts $z \approx 0.5$ ya no es una excepción, y se conocen unos pocos casos de cúmulos brillantes a $z \approx 1$ (Rosati et al. 1999). El resultado más importante alcanzado por estas observaciones es la evidencia de

una evolución débil en la población de cúmulos hasta $z \approx 1$, nuevamente consistente con la figura de un universo de baja densidad. Los relevamientos más grandes disponibles en la actualidad no brindan la posibilidad de trazar distribución de cúmulos en rayos X dentro de un volumen contiguo suficientemente grande hasta $z \approx 0.3$. Los nuevos satélites *Chandra* y *XMM-Newton* no han sido diseñados con este propósito, aunque las observaciones sobre la distribución del gas en cúmulos a $z > 1$, obtenidas por la gran resolución angular de *Chandra*, ofrecen información detallada sobre su morfología y temperatura indicando que los cúmulos se encuentran en avanzado estado de formación a estos tiempos tempranos.

Las observaciones de *Chandra* y *XMM-Newton* han revolucionado nuestro entendimiento de los procesos termodinámicos sufridos por el MIC, y permiten obtener medidas de sus abundancias químicas con una precisión sin precedentes. La espectroscopía en rayos X es una poderosa herramienta para analizar el contenido de metales en el cúmulo, siendo la línea de hierro en 7.6 keV la característica más prominente del espectro. Esta línea se genera por la alta abundancia de hierro del MIC ($Z \sim 1/3 Z_{\odot}$) y sus altas temperaturas, que dan lugar a transiciones de hierro altamente ionizado. La distribución espacial de metales ha sido estudiada recientemente por *ASCA* y *Beppo-SAX* (White 2000; De Grandi y Molendi 2001); el mapeo de diferentes metales (Fe, S, Si, O) es posible gracias a la gran área colectora y la buena resolución angular de *XMM-Newton* (Tamura et al. 2004). Los cúmulos de galaxias son lo suficientemente masivos como para ser considerados muestras representativas del universo y retener todos los elementos pesados sintetizados en las galaxias que lo constituyen. Los mismos guardan evidencia sobre la historia de formación estelar de las galaxias, de la importancia relativa de distintas fuentes de producción de metales (pérdidas de masa por vientos estelares, supernovas), y de los mecanismos que contribuyen a enriquecer químicamente el MIC, los cuales están íntimamente ligados con los procesos de enfriamiento y calentamiento de este medio. Sin embargo, los modelos existentes que intentan reproducir las propiedades observadas no logran aún explicar estos mecanismos y así determinar correctamente el modo en que se establece la distribución de metales. En tal sentido, resulta de sumo interés el estudio del enriquecimiento químico del medio intracúmulo, sobre lo cual se han implementado modelos químicos en simulaciones hidrodinámicas completamente autocosistentes, que incluyen el proceso de enfriamiento y formación estelar (Valdarnini 2003; Tornatore et al. 2004), y en modelos híbridos que combinan simulaciones adiabáticas de cúmulos de galaxias con modelos semi-analíticos de formación de galaxias (De Lucia 2003; Cora 2003, 2004a, 2004b).

De lo anteriormente expuesto, resulta claro que los resultados y predicciones que se desprenden de las simulaciones numéricas muestran que la detección de la componente gaseosa en sus diferentes fases, desde la difusa y la tibia-caliente presentes en láminas y filamentos, hasta el gas caliente contenido en cúmulos de galaxias, es un desafío observacional clave que ayudará a nuestro entendimiento de los procesos físicos involucrados en la evolución de los bariones en el universo, la cual refleja el crecimiento de la estructura a gran escala. La combinación de observaciones en distintas longitudes de onda ayudarán a fijar los valores de los parámetros cosmológicos con mayor precisión.

Agradecimientos. Agradezco al Comité Científico de la 47a. Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía por haberme ofrecido presentar este informe invitado, y al Comité Organizador Local por su cordialidad y la cobertura económica de mi estadía durante la reunión. La participación en la misma y el desarrollo de la tarea de investigación fueron financiados por subsidios personales de CONICET y Fundación Antorchas y contribuciones del IALP.

Referencias

- Aguirre, A., Hernquist, L., Katz, N., Gardner, J., & Weinberg, D. 2001, *Astrophys. J.*, 556, L11
- Balbi, A., et al. (MAXIMA Collaboration) 2000, *Astrophys. J. Letters*, 545, 1
- Balogh, M. L., Pearce, F. R., Bower, R. G., & Kay, S. T. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 326, 1228
- Bi, H.G., Boerner, G., & Chu, Y. 1992, *A&A*, 266,1
- Bi, H.G. 1993, *Astrophys. J.*, 405, 479
- Böringer, H., et al. (REFLEX Team) 2000, *A&A*, 369, 826
- Borgani, S., Plionis, M., & Kolokotronis, V. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 305, 866
- Borgani, S., & Guzzo, L., 2001, *Nature*, 409, 39
- Bryan, G. L., & Norman, M. L., 1998, *Astrophys. J.*, 495, 80
- Carswell, B., Schaye, J., & Kim, T. 2002, *Astrophys. J.*, 578, 43
- Cen, R., Miralda-Escudé, J., Ostriker, J. P., & Rauch, M. 1994, *Astrophys. J.*, 437, L9
- Cen, R., & Ostriker, J. P. 1999, *ApJ*, 514, 1
- Collins, C. A, Guzzo, L., Böhringer, H., Shuecker, P., et al. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 319, 939
- Cora, S. A., & White, S. D. M. 2003b, *Astrophysics & Space Science*, 284, 425
- Cora, S. A., White, S. D. M., & Springel, V. 2004a, *Mecánica Computacional Vol XXIII*, eds.: G. Buscaglia, E. D. Dari, O. M. Zamonsky, ISSN 1666-6070, 2633
- Cora, S. A., White, S. D. M., & Springel, V. 2004b, en prep.
- Davé, R., Hellsten, U., Hernquist, L., Katz, N., & Weinberg, D. H. 1998, *Astrophys. J.*, 509, 661
- Davé, R., Hernquist, L., Katz, N., & Weinberg, D. H. 1999, *Astrophys. J.*, 511, 521
- Davé, R., Cen, R., Ostriker, J. P., Bryan, G. L., Hernquist, L., Katz, N., Weinberg, D. H., Norman, M. L., & O'Shea, B. 2001, *ApJ*, 522, 473
- de Bernardis P., et al., (BOOMERANG Collaboration), 2000, *Nature*, 404, 955
- De Grandi, S., & Molendi, S. 2001, *Astrophys. J.*, 551, 153
- De Lucia, G., Kauffmann, G., & White, S.D.M., *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 349, 1101
- Fang, T., Marshall, H. L., Lee, J. C., Davis, D. S., & Canizares, C. R. 2002, *Astrophys. J.*, 272, L127

- Fardal, M. A., Katz, N., Gardner, J. P., Hernquist, L., Weinberg, D. H., & Davé, R. 2001, *Astrophys. J.*, 562, 605
- Ferland, G. J. 2000, en *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 153
- Ferland, G. J. 2001, *Hazy*, A brief introduction to Cloudy 96
- Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. 1998, *Astrophys. J.*, 503, 518
- Furlanetto, S. R., Schaye, J., Springel, V., & Hernquist, L. 2003, *Astrophys. J.*, 599, L1
- Furlanetto, S.R., Schaye, J., Springel, V., & Hernquist, L. 2004, *Astrophys. J.*, 606, 221
- Furlanetto, S. R., & Loeb, A. 2003, *Astrophys. J.*, 588, 18
- Gould, A., & Weinberg, D. H. 1996, *Astrophys. J.*, 468, 462
- Guzzo, L. 2000, *Proceedings of the XIX Texas Symposium on Relativistic Astrophysics & Cosmology*, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 80, E. Aubourg et al. eds., p 233
- Hellsten, U., Gnedin, N. Y., & Miralda-Escudé, J. 1998, *Astrophys. J.*, 509, 56
- Hernquist, L., Katz, N., Weinberg, D. H., & Jordi, M. 1996, *Astrophys. J.*, 457, L51
- Madau, P., Ferrara, A., & Rees, M. J. 2001, *Astrophys. J.*, 555, 92
- Merchan, M., & Zandivarez, A. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 335, 216
- Nicastro, F., Zezas, A., Drake, J., Elvis, M., Fiore, F., Fruscione, A., Marengo, M., Mathur, S., & Bianchi, S. 2002, *ApJ*, 573, 157
- Peacock, J. A., *Cosmological Physics 1999*, Cambridge Univ. Press
- Pieri, M. M., & Haehnelt, M. G. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 347, 985
- Shectman, S. A., Landy, S. D., Oemler, A., Tucker, D. L., Lin, H., Kirshner, R. P., & Schechter, P. L. 1996, *Astrophys. J.*, 470, 172
- Shull, J. M. 1996, *Astron. J.*, 111, 72
- Rosati, P., Stanford, S. A., Eisenhardt, P. R., Elston, R., Spinrad, H., Stern, D., & Dey, A. 1999, *AJ*, 118, 76
- Rosati, P., Borgani, S., Della Ceca, R., Stanford, A., Eisenhardt, P., & Lidman, C. 2000, en "Large Scale Structure in the X-ray Universe", p. 13
- Simcoe, R. A., Sargent, W. L. W., & Rauch, M. 2002, *Astrophys. J.*, 578, 737
- Schaye, J., Aguirre, A., Kim, T.-S., Theuns, T., Rauch, M., & Sargent, W. L. W. 2003, *Astrophys. J.*, 596, 768
- Schuecker, P., Böhringer, H., Guzzo, L., Collins, C. A., et al. 2001, *A&A*, 368, 86
- Tamura, T., Kaastra, J. S., Herder, J. W. A., Bleeker, J. A. M., & Peterson, J. R. 2004, *A&A*, 420, 135
- Theuns, T., Leonard, A., Efstathiou, G., Pearce, F. R., & Thomas, P. A. 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 301, 478
- Tornatore, L., Borgani, S., Matteucci, F., Recchi, S., & Tozzi, P. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 349, L19
- Tripp, T. M., Savage, B. D., & Jenkins, E. B. 2000, *Astrophys. J.*, 534, L1

- Valdarnini, R. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 339, 1117
- Voit, G. M. 2004, astro-ph/0410173
- White, S. D. M., & Frenk, C. S. 1991, *Astrophys. J.*, 379, 52
- White, S. D. M. 1997, en *Quantum Fluctuations to Cosmological Structures*, ASP Conference Series, 126, 223
- White, D. A. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 312, 663
- Yoshikawa, K., Yamasaki, N. Y., Suto, Y., Ohashi, T., Mitsuda, K., Tawara, Y., & Furuzawa, A. 2004, *PASJ*, 55, 879

Interacciones de galaxias en medios de diferente densidad a partir del catálogo SDSS DR2

M. Sol Alonso,¹ Diego García Lambas,² Patricia Tissera,² y Georgina Coldwell³

¹ Complejo Astronómico el Leoncito, CONICET, Argentina, salonso@casleo.gov.ar

² Observatorio Astronómico de Córdoba, CONICET, Argentina

³ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET, Argentina

Abstract. From the Sloan Digital Sky Survey, Data Release 2 (SDSS DR2), we construct a Catalog of 11274 pair galaxies with orbital parameters: $r_p < 100 \text{ kpc } h^{-1}$ and $\Delta V < 350 \text{ km } s^{-1}$. We analyze the star formation rate and colour indexes ($u-r$, $g-r$) as a function of the orbital parameters in different environments. At low separation between pair members there is an important increase in the star formation activity and the fraction of blue colour indexes, which indicates that interactions are responsible of triggering SFR, increasing the young stellar population. The triggering of star formation by tidal torques seems to be more efficient in low density environments.

Resumen. A partir del relevamiento Sloan Digital Sky Survey, Data Release 2 (SDSS DR2) construimos un catálogo de 11274 galaxias pares con parámetros orbitales: $r_p < 100 \text{ kpc } h^{-1}$ y $\Delta V < 350 \text{ km } s^{-1}$. Analizamos la tasa de formación estelar e índices de colores ($u-r$, $g-r$) en función de los parámetros orbitales en medios de distinta densidad. A menor separación entre galaxias pares se observa un notable aumento de actividad de formación estelar y de la fracción de colores azules, indicando que las interacciones son responsables de la inducción de formación estelar con el consiguiente incremento de la población estelar joven. La inducción de formación estelar por campos de mareas sería más significativo en medios de baja densidad.

1. Introducción

El paradigma cosmológico actual de formación de galaxias asume que la estructura se formó por agregación jerárquica. En este escenario las interacciones de galaxias juegan un rol crucial en determinar las propiedades de las galaxias y en la evolución de las mismas.

Los trabajos de Toomre & Toomre (1972), en el área teórica y los de Larson & Tinsley (1978) en el área observacional fueron pioneros en este tema. A partir de esa época, el número de evidencias indicando que las interacciones pueden afectar diferentes aspectos relacionados con la evolución de las galaxias ha crecido constantemente.

Los estudios realizados a partir de simulaciones numéricas muestran que las fusiones e interacciones inducen la formación estelar con eficiencias que dependen principalmente de las estructuras internas de los sistemas. Recientemente, el

trabajo de Tissera et al. (2002) muestra que los efectos de las interacciones son diferentes en distintos estadios evolutivos de los sistemas, siendo más eficientes a mayor corrimiento al rojo (redshift, z), cuando los mismos se encuentran en etapas de evolución más tempranas.

En los trabajos observacionales de Barton et al. (2000) y Lambas et. al (2003) se analizó estadísticamente la formación estelar en galaxias interactuantes en campo, encontrando que con la proximidad en velocidad radial (ΔV) y distancia proyectada (r_p), aumenta la actividad de formación estelar. Más recientemente, Alonso et al. (2004) estudiaron interacciones galaxia-galaxia dentro de grupos y cúmulos, encontrando una baja eficiencia de formación estelar en medios densos, en general. Sin embargo, las galaxias pares siguen mostrando un incremento de la tasa de formación estelar (star formation rate, SFR) con los parámetros orbitales de naturaleza comparable a la encontrado anteriormente para galaxias de campo.

En este trabajo presentamos un estudio de galaxias pares obtenidas a partir del catálogo SDSS DR2, donde analizamos la actividad de formación estelar e índices de colores ($u-r$, $g-r$) en medios de diferentes densidades, comparando estas propiedades con las de galaxias sin compañeras cercanas.

2. Catálogo de Galaxias Pares

El Sloan Digital Sky Survey es uno de los mayores relevamientos espectroscópicos y fotométricos que cubre un cuarto de la esfera celeste con espectros de más de un millón de objetos. La porción de imágenes del (DR2) cubre 3324 grados² en el cielo en 5 bandas del espectro electromagnético: u , g , r , i , z .

Con el objetivo de encontrar un límite en ΔV y r_p para seleccionar pares de galaxias, analizamos para cada galaxia, la SFR de sus galaxias vecinas dentro de un radio de $r_p < 1 \text{ Mpc } h^{-1}$ y $\Delta V < 1000 \text{ km } s^{-1}$. Este análisis muestra que claramente que a $r_p < 100 \text{ kpc } h^{-1}$ y $\Delta V < 350 \text{ km } s^{-1}$ se produce un significativo aumento de la tasa de formación estelar, indicando que a esa separación las galaxias interactúan haciendo más eficiente la SFR. A partir del análisis anterior, seleccionamos pares de galaxias con separación de $r_p < 100 \text{ kpc } h^{-1}$ y $\Delta V < 350 \text{ km } s^{-1}$, obteniendo un catálogo con 11274 pares.

Con el propósito de analizar las propiedades de galaxias pares, en comparación con galaxias que no tienen una compañera cercana, construimos una muestra de comparación utilizando el algoritmo Monte Carlo. Para cada miembro del par seleccionamos una galaxia que no tuviera vecinas dentro de un radio de $r_p < 100 \text{ kpc } h^{-1}$ y $\Delta V < 350 \text{ km } s^{-1}$, con similar distribución de corrimiento al rojo, z , y magnitud.

3. Dependencia de la SFR e índices de colores con los parámetros orbitales en medios de distinta densidad

Para caracterizar el medio en el que se encuentran las galaxias del catálogo de pares y de la muestra de comparación, estimamos el parámetro de densidad local proyectada, Σ . Este parámetro se calcula a través de la distancia proyectada d al 6^{to} vecino con $M_r < -20.5$: $\Sigma = 6/(\pi d^2)$. Este parámetro proporciona una

buena caracterización de la densidad local del medio. Con el propósito de estudiar el comportamiento de las galaxias en distintos ambientes, seleccionamos tres rangos de Σ : densidad baja definida por $\log(\Sigma) < -1.25$, densidad intermedia por $-1.25 < \log(\Sigma) < -0.65$ y densidad alta por $\log(\Sigma) > -0.65$.

En cada medio, se estimó la dependencia de la SFR en función de los parámetros orbitales, calculando la fracción de galaxias con alta formación de estrellas ($SFR/M_* > -9.8$). Encontramos que la fracción de galaxias con alta actividad de formación estelar aumenta notablemente a medida que las galaxias miembros del par se encuentran más cerca entre sí. Esta tendencia es más importante en medios de baja densidad.

Para complementar el análisis anterior, calculamos la fracción de galaxias con índices de colores azules ($u - r < -1.4$ y $g - r < 0.5$) en los tres rangos de densidad, encontrando que esta fracción aumenta claramente a menor distancia de separación entre las galaxias del par. En forma similar a lo encontrado anteriormente, esta tendencia es más notable en medios de baja densidad.

4. Conclusiones

A partir del relevamiento SDSS DR2 realizamos un análisis de la SFR entre galaxias vecinas, encontrando que a $r_p < 100 \text{ kpc } h^{-1}$ y $\Delta V < 350 \text{ km } s^{-1}$ las galaxias muestran un incremento en la actividad de formación estelar estadísticamente significativo. En medios de baja densidad esta relación es más importante. En medios más densos (similar al de grupos de galaxias), en general, la actividad de formación estelar es baja, sin embargo la dependencia de SFR con la separación entre los miembros del par sigue siendo notable.

Del análisis de colores, se observa una mayor fracción de galaxias azules en medios de baja densidad respecto a medios de alta densidad. Encontramos que los colores también muestran una dependencia con r_p , tal que la fracción de galaxias azules aumenta para separaciones menores entre miembros del par.

Los resultados presentados indican que las interacciones entre galaxias jugarían un rol significativo en el proceso de transformación del gas en estrellas, respaldando el modelo de agregación jerárquica de la estructura.

Agradecimientos. Agradecemos al Comité Organizador Local y al Comité Científico de la 47a. Reunión de la AAA todo el esfuerzo puesto para la realización de la reunión y al referee anónimo por su detallado reporte.

Referencias

- Alonso, M. S., Tissera, P., Coldwell, G., & García Lambas, G., 2004, MNRAS, 352, 1081.
- Barton, E. J., Geller, M. J., & Kenyon, S. J., 2000, ApJ, 530, 660.
- García Lambas, G., Tissera, P., Alonso, M. S., & Coldwell, G., 2003, MNRAS, 346, 1189.
- Larson, R. B. & Tinsley, B. M., 1978, ApJ, 219, 46.
- Tissera, P. B. et al., 2002, MNRAS, 333, 327.

Toomre, A. & Toomre, J., 1972, ApJ, 178, 623.

Polarization microvariability studies of BL Lac objects

Ileana Andruchow,¹ Sergio A. Cellone,² and Gustavo E. Romero¹

¹ *IAR, Buenos Aires, andru@irma.iar.unlp.edu.ar and FCAGLP, Buenos Aires, Argentina*

² *FCAGLP, Buenos Aires, Argentina*

Abstract. We report the results of a systematic campaign devoted to determine the incidence of microvariability in the optical polarization of BL Lac objects. We have observed a sample formed by 8 X-ray selected (XBL) and 10 radio-selected (RBL) sources, in addition to the quasar 3C279, searching for rapid changes in both the degree of linear polarization and the corresponding polarization angle. The statistical properties of both classes of objects are compared and some general conclusions on the nature of these phenomena are drawn.

Resumen. Reportamos los resultados de una campaña sistemática desarrollada para determinar la incidencia de la microvariabilidad en la polarización óptica de objetos BL Lac. Hemos observado una muestra de 8 fuentes detectadas en rayos X (XBL) y 10 fuentes detectadas en ondas de radio (RBL), además del cuasar 3C279, buscando cambios rápidos tanto en el grado de la polarización lineal como en el correspondiente ángulo de posición. Luego de comparar las propiedades de ambas clases de objetos, arribamos a algunas conclusiones generales sobre la naturaleza de estos fenómenos.

1. Introduction

BL Lacs are one of the most luminous objects in the Universe. Their emission has been detected from radio to gamma-rays displaying strong variability. The latter has different periods, from hours to years, and in some cases, it depends on wavelength (e.g., Heidt & Wagner 1996, 1998)

2. Observations

Observations were done using the 2.15-m Jorge Sahade telescope at CASLEO, El Leoncito, San Juan, Argentina during 22 nights in March, April and November 2002, May 2003 and April 2004. We always used the CASPROF photopolarimeter. This is an instrument developed at CASLEO and based on similar photopolarimeters as MINIPOL and VATPOL (Magalhães et al. 1984; Martínez et al. 1990). The observations were carried out using always the same configuration: the Johnson *V* filter and the 11.3 arsec aperture diaphragm. Standard stars were observed to determine the zero point for the position angle and the instrumental polarization. In all cases, we observed the target followed by an sky integration. We observed during 4 consecutive nights 3C279, one of the best studied extragalactic objects for which no extensive optical polarization cam-

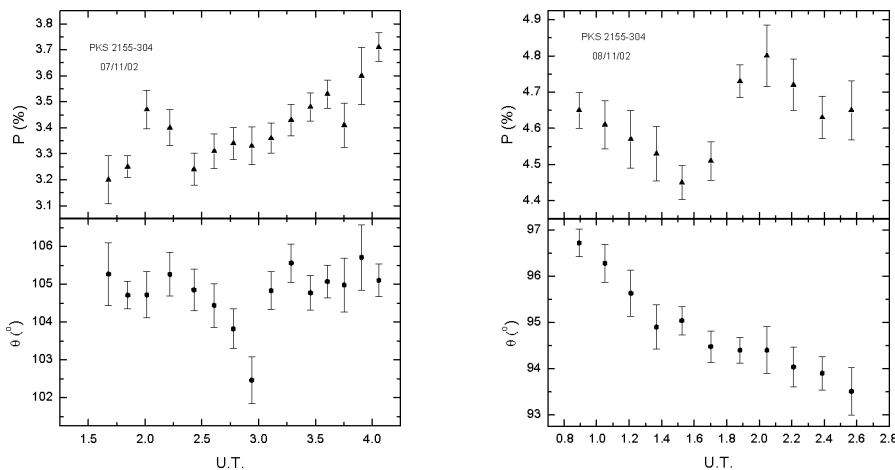


Figure 1. Polarization and position angle for PKS 2155-304 (an XBL Blazar) as a function of time for two consecutive nights in November 2002.

paign was conducted before. We also observed several Blazars catalogued as RBLs (10) or XBLs (8), a total of 19 objects.

3. Analysis and Results

The data were processed averaging between two consecutive observations on the target and interpolating with the corresponding of the target runs in order to minimize the errors. A typical result for a particular object is shown in Fig.1.

We calculated different statistical parameters to assess variability, such as the standard deviation σ , fluctuations index μ , the fractional variability index of the source FV , and the time interval Δt between the extrema in the polarization curve (for the corresponding formulae see Romero et al. 1995; Andruchow et al. 2003). We followed the criterion of Kesteven et al. (1976), based on the probability associated with the sample χ^2 . We calculated the Duty Cycles (see section 4 in Romero et al., 2002) for the degree of polarization (P) and position angle (θ) for both classes of objects: the RBLs and XBLs. The results are: $DC(P,RBL) = 77.01\%$, $DC(\theta,RBL) = 87.25\%$, and $DC(P,XBL) = 51.23\%$, $DC(\theta,XBL) = 55.15\%$, respectively.

4. Particular case: 3C279

Fig.2 shows the behavior of the object 3C279 during the whole observation. We did the same analysis described in the previous section and both intra- and inter- night variability were detected (see Andruchow et al. 2003). The degree

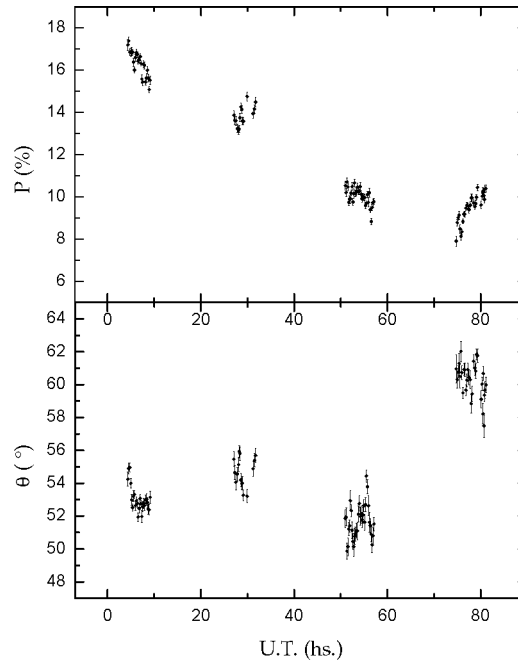


Figura 2. Degree of polarization and position angle in the V band for 3C279 during four consecutive nights in April 2002.

of polarization dropped $\sim 10\%$ during the first three nights while the position angle remained stable, then suddenly increased $\sim 10^\circ$ in the last night.

This object was also observed the same nights in the near-infrared range (J and H filters) by T. Dominici and Z. Abraham ; the photometric observation were taken with the 1.6-m telescope at the Laborat3rio Nacional de Astrof3sica, Braz3polis, Brazil, using the CamIV, an infrared camera with a 4 arcmin on each side field, with a scale of $0.24 \text{ arcsec pixel}^{-1}$. Because of poor weather conditions, the observations were made only for a few hours. The parameter to assess variability using differential photometry is $C = \sigma_T/\sigma$ (Jang and Miller 1997, Romero et al. 1999), where σ_T is the standard deviation of the target differential lightcurve and σ is the standard deviation of the control lightcurve. A source can be classified as variable with 99% confidence level if $C \geq 2.576$. In all cases the sources appeared as non variable. For details and discussion regarding the behavior of this object see Andruchow et al. (2003).

5. Conclusiones

The polarized optical emission is expected to be synchrotron radiation originated in the relativistic jet of the sources. The rapid variability, with timescales from minutes to hours, seems to favor models based on the interaction of a relativistic shock with some obstacles along the inner jet (Gopal-Krishna & Wiita, 1992). Then, these observations can already be used as a testbed for kinetic models; details will be reported in Andruchow et al. 2005, in preparation.

Acknowledgments. This investigation is partially support by an ANPCyT grant (PICT 03-13291).

References

- Andruchow, I., Cellone, S. A., Romero, G. E., Dominici, T. P., Abraham, Z., 2003, *Astron. Astrophys.*, 409, 857
- Heidt, J. & Wagner, S. J. 1996, *Astron. Astrophys.*, 305, 42
- Heidt, J. & Wagner, S. J. 1998, *Astron. Astrophys.*, 329, 853
- Gopal-Krishna & Wiita, P. J. 1992, *Astron. Astrophys.*, 259, 109
- Jang, M. & Miller, H. R. 1997, *Astron. J.*, 114, 565
- Kesteven, M. J. L., Bridle, A. H., & Brandie, G. W. 1976, *Astron. J.*, 81, 919
- Magalhães, A. M., Benedetti, E., & Roland, E. H. 1984, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 96, 383
- Martínez, E., Aballay, J. L., Marún, A., & Ruartes, H. 1990, *Bol. Asoc. Arg. de Astronomía*, 36, 342
- Romero, G. E., Combi, J. A., & Vucetich, H. 1995, *Astrophys. and Space Sci.* 225, 183
- Romero, G. E., Cellone, S. A., & Combi, J. A. 1999, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 135, 477
- Romero, G. E., Cellone, S. A., Combi, J. A., Andruchow, I., 2002, *Astron. Astrophys.*, 390, 431

VV 410, un sistema interactuante del tipo M 51

Guillermo Günthardt,¹ Estela Agüero,² y Rubén J. Díaz²

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba y Secyt-UNC, Argentina.*

gunth@mail.oac.uncor.edu

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina*

Abstract. We analyze spectroscopic and photometric results for VV 410, an interacting system of galaxies of the M 51 type, whose components which have a separation of 78", are connected by a distorted long spiral arm. The main galaxy presents two marked regions (NW and SE regions) at the ends of the bar structure. It has been determined that there is starburst activity in the mentioned regions, being this activity enhanced at the SE region; the stellar formation activity is stronger in the satellite nucleus than in the main galaxy nucleus. Our results suggest that in the NW region would be an older population than the global one, being this older population more prevalent than in the SE region. Oxygen and Nitrogen abundances were derived, and starburst ages were estimated. Heliocentric radial velocities distributions were obtained for both galaxies, along their major axis, and masses were calculated. Photometric B V R I studies show that the NW and SE regions are quite blue, the same that the values found in the regions that belong to the external parts of the disc, near the SE region, while the nucleus of the main galaxy has redder colors (the extinction is high in this zone). The colors of the satellite are also quite blue.

Resumen. Se analizan resultados espectroscópicos y fotométricos de VV 410, sistema de galaxias interactuantes del tipo M 51, cuyas componentes, con una separación de 78", están conectadas por un brazo espiral distorsionado. La galaxia principal presenta dos notorias regiones de emisión (regiones NW y SE) en los extremos de su estructura barreada. Se determinó que existe actividad "starburst" en estas dos regiones, siendo esta actividad muy intensificada en la SE; la actividad de formación estelar es más intensa en el núcleo del satélite que en el núcleo de la galaxia principal. Los resultados encontrados sugieren que en la región NW existiría una población más vieja que la global más acentuada que la que se encuentra en la región SE. Se estimaron las edades de los "starburst" y se determinaron abundancias. Se obtuvieron las distribuciones de velocidades radiales para ambas galaxias, según sus ejes mayores y se derivaron sus masas. Los estudios fotométricos en los filtros B V R I señalan que los colores de las regiones NW y SE son más bien azules, al igual que para las regiones externas del disco cercanas a la región SE, mientras que el núcleo de la galaxia principal presenta colores más rojos (la extinción en esta zona es grande). Los colores de la satélite también resultan ser azules.

1. Observaciones y Resultados

VV 410 (fig. 1) es un sistema de galaxias de moderada luminosidad infrarroja $L_{IR} = 2.2 \times 10^{10} L_{\odot}$, cuyas componentes principales, separadas por unos 78", están conectadas por un brazo espiral distorsionado del tipo de M 51.

VV 410 fue observado los días 15 y 16 de marzo de 2004 con un espectrógrafo REOSC acoplado al telescopio de 2.15 m del CASLEO. Se obtuvieron espectros utilizando una red de 300 l/mm, con una ranura de 2.8" \times 348" según la dirección que corresponde al eje mayor de las dos galaxias que componen el sistema, cubriendo el rango de 3600 Å a 7000 Å. Se obtuvo información espectroscópica del núcleo de la galaxia mayor y zonas vecinas, de las dos prominentes regiones de los extremos NW y SE de su estructura barreada y de zonas intermedias; también se obtuvo información del núcleo de la galaxia satélite. El espectro integrado de la primera corresponde a una galaxia tipo SBb/SBbc; su espectro nuclear evidencia una intensa actividad de formación estelar propia de su tipo, en tanto que los espectros de las regiones NW y SE son característicos de "starbursts", especialmente el de esta última. El espectro integrado del objeto satélite corresponde a una galaxia tipo Sb/Sbc y en su núcleo también se evidencia una moderada a fuerte actividad de formación estelar, la que además resulta algo mayor que la del núcleo de la otra galaxia. Se obtuvieron abundancias relativas N(O)/N(H) y N(N)/N(H) para ambas galaxias. Estas abundancias, presentan para la galaxia de mayor tamaño, sus máximos valores en el núcleo como en muchas otras galaxias, siendo además más altas en la región NW que en la SE. Se determinó la distribución de anchos equivalentes para las zonas medidas en las dos galaxias. En ambas los valores más altos se encuentran fuera de los núcleos. Los $EW(H\alpha) = 31 \text{ \AA}$ y $EW(H\alpha + [NII]) = 43 \text{ \AA}$ en el núcleo de la galaxia satélite revelan una actividad de formación estelar mayor que en el núcleo de la principal, para la cual tanto su $EW(H\alpha) = 16 \text{ \AA}$ como su $EW(H\alpha + [NII]) \sim 25 \text{ \AA}$ nucleares indican una actividad comparable a la de las galaxias espirales aisladas (Kennicutt 1992), lo que está de acuerdo con las características de sus respectivos espectros. Por otra parte los $EW(H\alpha) = 33 \text{ \AA}$ y $EW(H\alpha + [N II]) = 43 \text{ \AA}$ del espectro integrado de la galaxia satélite revelarían que hay formación estelar global. Los valores determinados indican que en las ya citadas regiones NW y SE hay una muy intensa actividad "starburst", especialmente en esta última. Si la interacción entre los dos objetos (que podría haber producido alguna forma de transporte de material) es lo que habría incentivado la actividad de formación estelar en el núcleo del objeto pequeño y más aún en su cuerpo principal, ella no habría modificado la formación estelar normal del núcleo de la galaxia mayor. Se obtuvieron edades indicativas de los eventos eruptivos ("bursts") de formación estelar en el núcleo de la galaxia principal y en las dos citadas regiones, a partir de sus correspondientes $EW(H\alpha)$ (para las regiones NW y SE éstos son 65 Å y 207 Å respectivamente), las que resultaron 9.2×10^6 , 6.4×10^6 y 5.7×10^6 años respectivamente, de acuerdo al modelo de "burst" instantáneo (Leitherer et al. 1999). De la misma manera se estimó una edad para el "burst" del núcleo del objeto pequeño de 7.9×10^6 años. Dada la conexión entre el brazo distorsionado de la galaxia principal, que nace en la región SE de la pseudo barra, con la galaxia satélite y las abundancias de O y N en ésta (las cuales resultan ser similares), no es improbable que hubiera habido transporte

de material. La distribución de la emisión $H\alpha$ indica dónde se concentra la actividad de F. E. actual. En la figura 2c se ilustran las distribuciones del flujo $H\alpha$ observado (continuo sustraído, en la que los valores más altos se encuentran en las dos regiones de los extremos de la pseudo barra), del continuo (fig. 2b, en la que se observa claramente la localización de la contribución estelar) y del flujo $H\alpha$ corregido por extinción interna (fig. 2d). Esta última permite apreciar (comparando con la fig. 2c) el efecto de dicha extinción, particularmente en el núcleo donde la radiación $H\alpha$ resulta comparativamente muy intensa, radiación que continúa siendo más alta en la región SE que en la NW. El “starburst” que se observa en la región SE habría comenzado después y en un medio un poco más pobre en elementos pesados que el de la NW.

Se obtuvieron las distribuciones de velocidades radiales según los ejes mayores de ambos objetos. La galaxia satélite muestra un gradiente de velocidad con una evolución casi de tipo cuerpo rígido a lo largo de su eje mayor. Una estimación del límite superior de la masa total de la galaxia interior a 7 kpc. es de $\sim 7 \times 10^{10} M_{\odot}$. La galaxia principal muestra una curva de rotación con una amplitud de velocidad y un aspecto típico de galaxias espirales de este tipo y observadas a esta resolución espacial. Asumiendo a partir de la morfología una inclinación de 60° , la amplitud de la curva es de 210 km/s en el radio más externo medido (10 kpc.), en el lado donde las mediciones presentan mejor señal-ruido. La masa kepleriana resultante es de aproximadamente $10^{11} M_{\odot}$. El lado más perturbado de la curva de rotación de la galaxia principal se presenta hacia la dirección de la satélite. Las velocidades heliocéntricas sistemáticas de ambas galaxias son: $V_{ppal.} = (8632 \pm 26)$ km/s y $V_{sat.} = (8659 \pm 31)$ km/s.

Se determinaron las magnitudes y colores de VV 410, para lo cual se utilizaron aberturas centradas en los núcleos de ambas galaxias. Se obtuvieron las magnitudes y colores de 11 regiones de emisión de la galaxia ppal. y de 6 regiones de la satélite. Los colores de las regiones NW y SE de la galaxia mayor, son más bien azules, mientras que la región nuclear de la galaxia presenta colores más rojos, aunque la extinción en esta zona es elevada. Se observan los colores más azules en las regiones externas de la zona zur del disco de la galaxia. En el mapa de color B-R (fig.1) se observan estas regiones en las tonalidades más claras. Los colores B-V de la satélite mostrarían colores más azules hacia las zonas más externas de la galaxia, aunque la variación de color a lo largo del objeto no es grande.

Referencias

- Kennicutt, R. C.Jr. 1992, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 79, 255.
Leitherer, C. et al. 1999, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 123, 40.

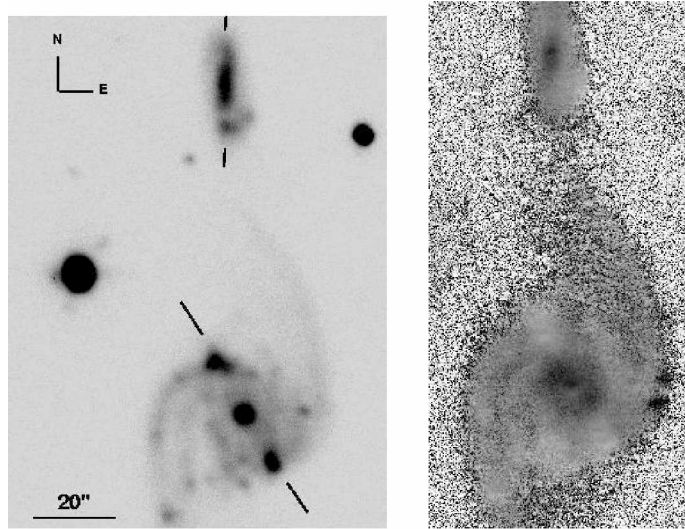


Figura 1. *Izquierda:* Imagen en la banda V obtenida en CASLEO de VV 410. Están marcadas las orientaciones según las cuales se tomaron los espectros. *Derecha:* Mapa de color B-R. Las zonas más claras corresponden a colores más azules.

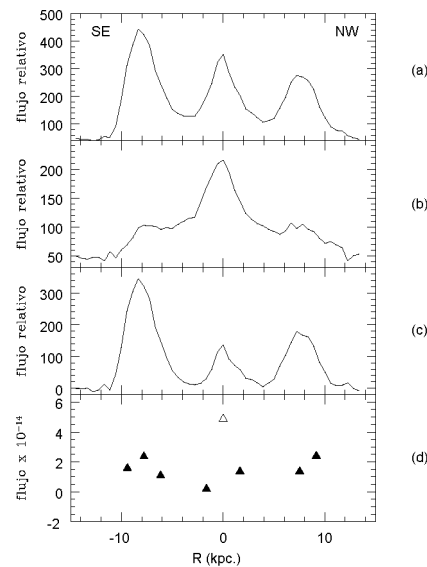


Figura 2. (a) Perfil de $H\alpha$ + continuo según el eje mayor de la galaxia principal. (b) Perfil del continuo. (c) Perfil de $H\alpha$ (continuo sustraído). (d) Distribución de flujo de $H\alpha$, corregidos por absorción interna (corresponden cada uno de estos valores a extracciones espectrales de $3''$ de ancho), la incerteza estimada es del 30 % (unidades en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$).

Modelado de la luz difusa en el cúmulo de Fornax

Alejandro Cifuentes Cárdenas, Sergio A. Cellone, y Juan Carlos Forte
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

Abstract. Studies of the globular cluster system of the elliptical galaxy NGC 1399, the central galaxy the Fornax cluster, suggest that many globulars may be associated with the cluster of galaxies potential, and not being bound to any single galaxy. However, the galaxies are diffuse objects and without a defined edge; this raises a question: there is a true “intergalactic medium?” The goal of this work is to quantify the contribution to “intergalactic” surface brightness due to the outermost zones of each galaxy in the Fornax cluster and also quantify the surface density of globular clusters associated to this diffuse component.

Resumen. Estudios del sistema de cúmulos globulares de la galaxia elíptica NGC 1399, la galaxia central del cúmulo de Fornax, se plantea la posibilidad que muchos de estos cúmulos estén asociados al potencial del cúmulo de galaxias y no a una galaxia en particular. Sin embargo, las galaxias son objetos difusos y sin un borde definido; esto plantea el interrogante de si puede hablarse de un “medio intergaláctico.” El objetivo de este trabajo es cuantificar la contribución al brillo superficial “intergaláctico” debido a las zonas más externas de cada galaxia, en el cúmulo de Fornax y también cuantificar la densidad superficial de cúmulos globulares asociados a esta componente difusa.

1. Introducción

El concepto de luz estelar intracumular (ICL) fue propuesto por Zwicky (1951), ya que observó un exceso de luz entre las galaxias del cúmulo de Coma. Estas observaciones son difíciles de realizar e interpretar ya que se trata de un fenómeno de bajo brillo superficial, típicamente menor al 1% del brillo del cielo en las bandas ópticas. También se presentan problemas por scattering de luz debido a objetos brillantes cercanos y contribución de fuentes discretas. A pesar de estas dificultades, la luz intracumular es de gran interés para estudiar galaxias y la evolución de cúmulos de galaxias. La evolución dinámica de estos sistemas es compleja, involucrando procesos que no están completamente entendidos, tales como: encuentros galácticos, materia oscura, fenómenos de acreción y fuerzas de marea (Dressler 1984). La ICL provee una forma de estudiar estos diferentes mecanismos. Numerosos estudios sugieren que entre el 10 % y el 70 % de la luminosidad total del cúmulo podría estar contenido en la ICL (Richstone & Malumuth 1983, Miller 1983), con una fuerte dependencia con el estado dinámico del cúmulo. Las propiedades de la ICL podrían también ser sensibles a la distribución de materia oscura en cúmulos de galaxias. Otra faceta interesante de la ICL en cúmulos es la naturaleza de las envolturas cD. Las galaxias cD están caracterizadas por un exceso de luz (comparada con la ley $r^{1/4}$) a grandes

radios. Actualmente, las restricciones observacionales sobre la ICL son todavía pobres debido a la gran escasez de datos referidos a la cuantificación de la ICL en cúmulos, en función de algunas propiedades del cúmulo. En este trabajo se realiza la simulación de una imagen CCD del cúmulo de Fornax buscando recuperar el perfil de brillo de cada miembro hasta muy bajos niveles de brillo superficial y así cuantificar el brillo superficial intergaláctico debido a las zonas más externas de cada galaxia, estableciendo al mismo tiempo la detectabilidad de la ICL.

2. Catálogos y clasificación

Se utilizó el catálogo de Ferguson (1989), 340 galaxias de la tabla II. De ella se obtuvieron: ascensión recta RA(1950), declinación Dec(1950), magnitud integrada B_t , radio efectivo r_e . Por razones de completitud, se emplearon diversas bases de datos astronómicas: NED, SkyView, ADS, HyperLeda, obteniendo así los datos morfológicos y parámetros físicos necesarios para generar las imágenes de las galaxias del cúmulo. Se consideraron galaxias enanas a las dE (dwarf elliptical), dS0 (dwarf lenticular), Im (Magellanic irregular), siendo un total de 273 galaxias del catálogo, adoptándose ángulos de posición y relación de semiejes al azar y se representaron mediante perfiles de Sérsic. Se consideró como galaxias espirales a las Sm, Sc, Scd, Sd, SBcd, siendo un total de 34 galaxias del catálogo y se representaron mediante un perfil exponencial. Se consideró como galaxias elípticas a: E, S0, SB0, siendo un total de 32 galaxias del catálogo de Ferguson, en los últimos dos casos se utilizaron ángulos de posición y relación de semiejes de catálogos representándose mediante un perfil de Vaucouleurs. El perfil de la galaxia central NGC 1399 se construyó como combinación lineal del brillo de las poblaciones estelares asociadas a cada familia de cúmulos globulares (Forte, Faifer, Geisler, 2004, MNRAS aceptado)

3. Simulación

Se realizó un programa Fortran para calcular los perfiles de brillo de todas las galaxias del cúmulo, generando una imagen de $4^\circ \times 4^\circ$. Para las galaxias enanas se calculó el ángulo de posición y la relación de semiejes al azar. Teniendo en cuenta que se busca resolver el 1% del brillo del cielo se requirió una resolución de 0.1 adu. Se establece un brillo superficial de corte de $22.4 \text{ mag/arcsec}^2$, es decir, que las partes más brillantes que este nivel para cada galaxia se truncaron para mantener el rango dinámico en la región de interés, ya que nos interesa la contribución del brillo externo de cada galaxia a la luz intracumular. Se tomaron las características del mosaico CCD del telescopio de 4 metros de CTIO: una escala de $1.8''/\text{pixel}$, ganancia de $2e^-/\text{adu}$, read noise de $7e^-$. Considerando que para una estrella de magnitud $B = 20 \text{ mag}$ se tienen 330 adu/sec para esta imagen se adoptó tiempo de exposición de 3600 sec. Para el brillo superficial se tiene que $31 \text{ mag/arcsec}^2 \equiv 10 \text{ adu/pix}^2$. Para el brillo del cielo en el azul se tomó un valor típico para Cerro Tololo de $22.7 \text{ mag/arcsec}^2$. Para asegurarnos que se reprodujeran las galaxias del catálogo se realizó una corrida del programa sin truncar el brillo de las galaxias, recuperando así la magnitud integrada del catálogo de Ferguson.

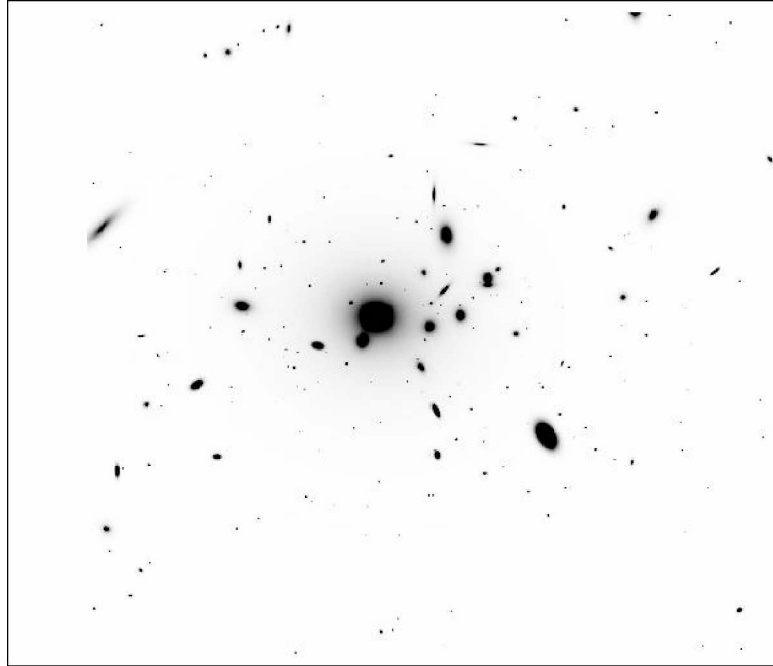


Figura 1. Simulación de la imagen CCD del cúmulo Fornax.

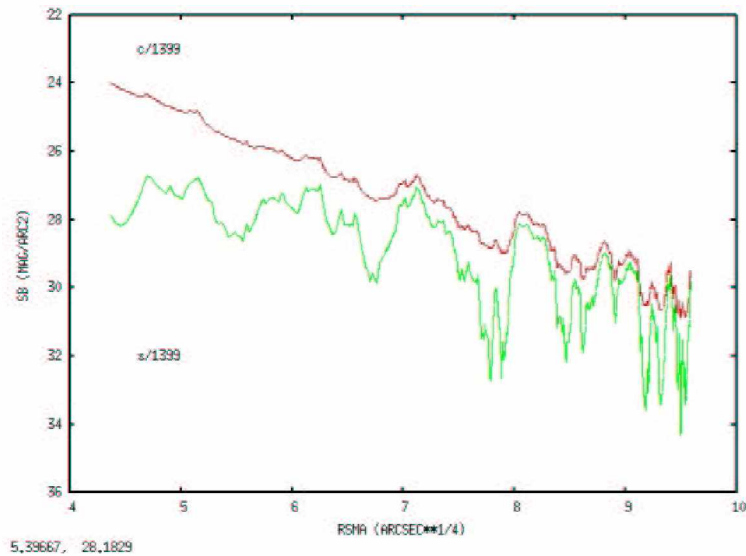


Figura 2. La línea superior es el perfil de brillo de todo el cúmulo, la línea inferior es el perfil de brillo del cúmulo restada la galaxia central NGC 1399.

4. Resultados

La figura 1 es la simulación de la imagen CCD del cúmulo de Fornax. Se utilizó la tarea *ellipse* de IRAF, tomando una elipticidad de 0.2 y un ángulo de posición de 80° dando un perfil de todo el cúmulo que ajusta razonablemente bien con

una ley de $r^{1/4}$. La densidad luminosa proyectada del cúmulo sin la galaxia central NGC 1399, no se anula a grandes radios, como se observa en la figura 2. La galaxia NGC 1399 es dos veces más brillante que el resto del cúmulo. Ahora es posible modelar la luz difusa y estimar su detectabilidad en función de las características del instrumento. Se tiene, también un banco de pruebas útil para estimar la cantidad de cúmulos globulares que eventualmente estarían asociados al medio intracumular.

Referencias

- Dressler, A. 1984, *ARA&A*, 22, 185
Ferguson, H. 1989, *Astron. J.*, 98, 367
Forte, J. C., Faifer, F., & Geisler, D. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, aceptado.
Miller, G. 1983, *Astrophys. J.*, 268, 495
Richstone, D., & Malumuth, E. 1983, *Astrophys. J.*, 268, 30
Zwicky, F. 1951, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 63, 61

Cinemática de la componente estelar de M83

Damián Mast¹ y Rubén Díaz²

¹ *Secyt-UNC, Argentina. damian@oac.uncor.edu.*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina.*

Abstract. We determine the spatial distribution and radial velocity dispersion of the stellar population in M83 central region. We used near infrared spectra obtained in CASLEO, through several position angles. We analyzed the mass distribution inferred from these data. The new results are compared with the previous ones obtained for the ionized gas in Bosque Alegre, CASLEO and Gemini.

Resumen. Determinamos la distribución espacial y dispersión de las velocidades radiales estelares en la región central de M 83. Para ello utilizamos espectros en el infrarrojo cercano obtenidos en CASLEO, a lo largo de varios ángulos de posición. Analizamos la distribución de masa inferida a partir de estos datos. Se comparan los nuevos resultados con nuestros resultados previos obtenidos para el gas ionizado en Bosque Alegre, CASLEO y Gemini.

1. Introducción

El presente trabajo representa la continuidad del estudio de la galaxia SAB(s)c M 83 (NGC5236) para la cual ya hemos obtenido más de 60 horas de espectros tomados en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre entre Ranura Larga y Multipupila (Mast et al. 2002), cerca de 12 hs de espectros de Ranura Larga tomados en CASLEO, y 2 hs de espectros con el CIRPASS instalado en el telescopio Gemini Sur (Díaz et al. 2004). Presentamos aquí los resultados preliminares del estudio de la cinemática estelar a partir de las líneas de absorción del triplete del CaII. Para ello contamos con 6 hs. de espectros de Ranura Larga en el IR cercano, en distintos ángulos de posición, obtenidos en CASLEO.

2. Resultados previos

Nuestros estudios anteriores nos han permitido inferir, a partir de los campos de velocidades bidimensionales tanto en H α como en Pa β , la presencia y posición de un segundo núcleo en M83, previamente sugerido por Thatte et al. (2000) mediante observaciones de Ranura Larga con el espectrógrafo ISAAC del VLT. La posición derivada de nuestros campos de velocidades para el segundo núcleo, coincide con una de las regiones de mayor absorción ($AV > 10$, Gallais et al. 1991), como puede observarse en el mapa de extinción relativa (Figura 1a) generado a partir del cociente de las imágenes en H α y Pa α del Telescopio Espacial Hubble (imágenes de archivo en los filtros F656N y F187N).

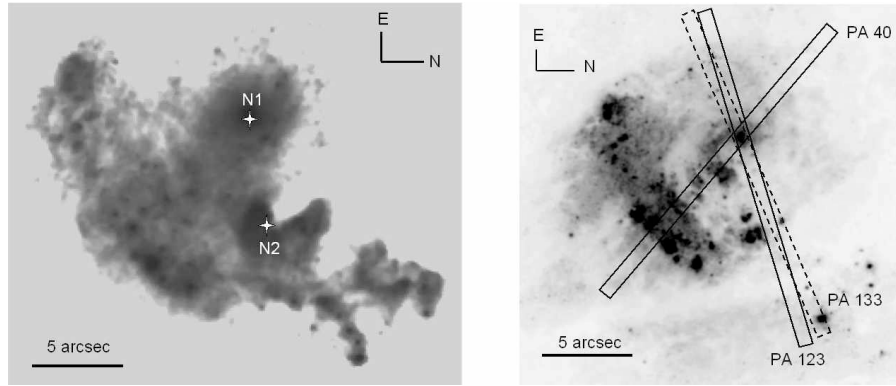


Figura 1. *Izquierda:* Mapa de extinción relativa en las regiones de formación estelar generado a partir del cociente de las imágenes de $H\alpha$ y $Pa\alpha$ del HST. En la figura se indican las posiciones del núcleo principal N1 y el núcleo oculto N2. Las regiones más oscuras son las de mayor extinción. *Derecha:* Ángulos de posición de la ranura con el ancho real superpuestos a imagen óptica del HST.

3. Observación y reducción de los datos

Las observaciones espectroscópicas de M 83 se llevaron a cabo durante las noches del 13, 14 y 15 de julio de 2001, con el espectrógrafo REOSC montado en el telescopio Ritchey-Chrétien de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito. El detector utilizado fue un Tektronix CCD de 1024×1024 pixeles y los espectros fueron obtenidos con una ranura de $1''$ de ancho, lo que da un rango resuelto efectivo de 2\AA , a lo largo de 3 ángulos de posición indicados en la Figura 1b. En cada ángulo de posición se tomaron 2 exposiciones de 1 hora utilizando la red de 1200 líneas/mm cubriendo el rango espectral de 8300 - 8900 \AA . Durante las observaciones el seeing fue del orden de $2.5''$ y la escala angular es de $1''.02 \text{ pixel}^{-1}$. Los espectros fueron calibrados en flujo con estrellas estándares del catálogo de Hamuy et al. (1994). La reducción de los datos se llevó a cabo utilizando los métodos estándares del paquete de reducción IRAF (desarrollado por NOAO) y el software de reducción ADHOC (Marseille Observatory; Boulesteix 2002). Se realizaron extracciones cada un pixel, de 2 pixeles de ancho en la región nuclear y de 4 de ancho y cada 2 pixeles en las partes más externas con menor S/R . Se ajustaron gaussianas a las componentes del triplete del CaII y, en el caso de PA 40° , también a la emisión del NI (8682 \AA). Para el triplete del CaII, se construyeron las curvas de velocidad radial a partir de los valores promedios pesados de las tres líneas de absorción, mientras que las curvas de dispersión se construyeron a partir de los valores medidos de la línea 8542.1 \AA , la más intensa de las tres absorciones. Para desafectar del perfil instrumental las mediciones de dispersión de velocidades (σ), se midió σ de las líneas de cielo obteniendo un valor promedio de $\sim 50 \text{ km/s}$, en la región espectral donde se midió la absorción del CaII. El aumento en los valores de dispersión de velocidades por causa del ancho intrínseco de estas líneas estelares ($< 50 \text{ km/s}$) en todos los casos es menor al 10%. Dicha corrección no fue realizada para la presentación

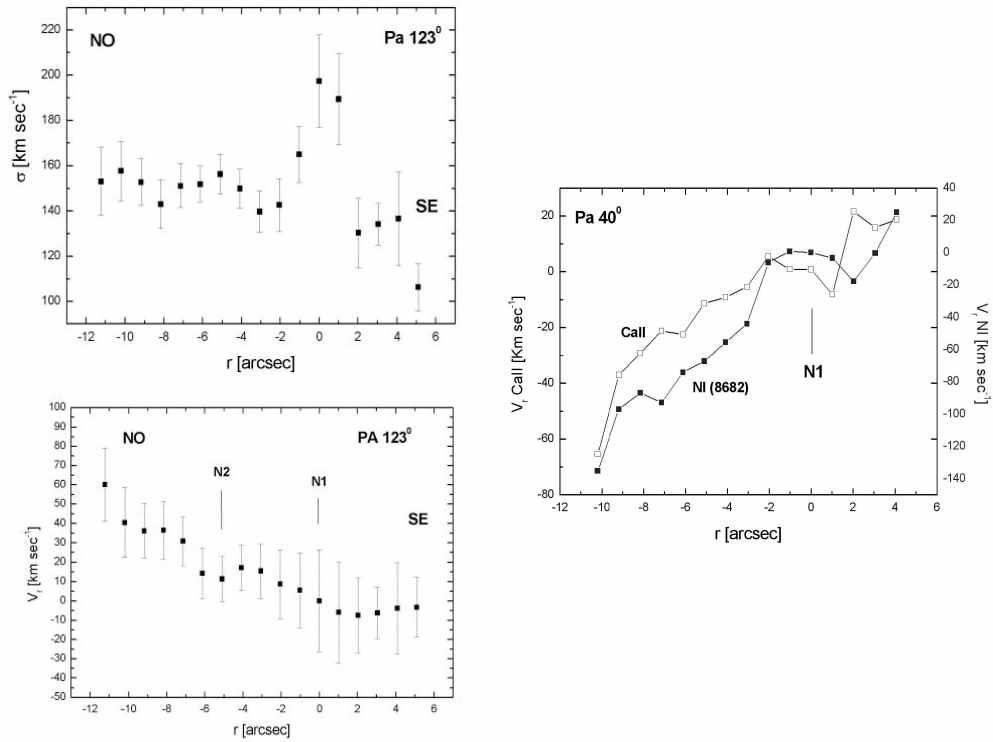


Figura 2. *Izquierda:* Curvas de velocidades radiales y dispersiones de velocidades estelares a partir de la absorción del CaII. PA 123°. *Derecha:* Curvas de velocidades radiales estelares (CaII) y del gas ionizado (emisión NI 8682 Å) en el PA 40°. Nótese que la fase gaseosa es co-rotante y acoplada con la rotación de las estrellas en el disco circumnuclear.

de estos resultados preliminares y se hará posteriormente utilizando los patrones apropiados.

4. Resultados preliminares

En esta primera etapa presentamos los resultados obtenidos para dos ángulos de posición, PA 40° y PA 123°. La Figura 2a muestra la curva de velocidad radial de los 20'' centrales y la curva de dispersión de velocidades de PA 123°. Se encuentran indicadas las posiciones de los dos núcleos, el núcleo óptico (N1) (pico del continuo) y el núcleo oculto (N2) inferido a partir de nuestros datos de espectroscopía bidimensional. Se puede observar que el sistema estelar se encuentra en rotación. El pico más prominente de la curva de dispersión coincide con la posición del núcleo óptico, mientras que 5'' al NO encontramos un segundo pico menos importante, coincidente, en la dirección perpendicular a la ranura, con la posición del núcleo oculto.

A partir de la ecuación $M = 7 \times 10^9 R \sigma_r^2 M_\odot$ (e.g. Bowers and Deeming 1984), podemos estimar una cota superior para la masa encerrada en un radio $R = 280 pc$, considerando una dispersión media de la región central de M83 de $\sim 150 km/s$. El valor obtenido es de $\sim 5 \times 10^9 M_\odot$. Los campos de velocidades bidimensionales del gas ionizado obtenidos anteriormente (e.g. Mast et al. 2002, Díaz et al. 2004), muestran que la región de mayor concentración de masa es la región del núcleo oculto. Esta es una región de estrellas jóvenes con grandes cantidades de polvo. En la interpretación de las dispersiones de velocidades relativamente bajas que se observan para el núcleo oculto, se debe considerar la contribución de estrellas “dinámicamente frías” y el oscurecimiento.

La Figura 2b muestra la curva de velocidad radial derivada a partir de la línea del NI (8682 Å), en comparación con la curva derivada a partir del triplete del CaII. De esta última figura podemos concluir que además de que el sistema estelar de la región central está en rotación, el gas ionizado no se encuentra desacoplado del movimiento estelar.

5. Conclusiones

Las principales conclusiones que se desprenden de este estudio preliminar de nuestros datos en el IR cercano, es que el sistema estelar de la región central de M 83 se encuentra en rotación, lo que es consistente con una distribución de masa discoidal, y que el gas ionizado es co-rotante y no está desacoplado, al menos en la región observada, del movimiento estelar. Esto podría convalidar los resultados de posiciones y concentraciones de masa obtenidos a partir de nuestros datos bidimensionales, los cuales básicamente suponen al gas ionizado como partícula de prueba del potencial gravitatorio. Para continuar con nuestro estudio contamos con otros ángulos de posición de M 83, como así también de otras galaxias observadas en la región del triplete del CaII desde CASLEO, algunas de ellas con regiones centrales axisimétricas, que se usarán como muestra de control.

Referencias

- Boulesteix, J. 2002, ADHOC Reference Manual, (Marsaille: Pub. De l'Observatoire de Marseille).
- Bowers & Deeming. “Astrophysics. Volume 2 - Interstellar matter and galaxies”. 1984. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM.
- Díaz, R., Agüero, M., Dottori, H., Mast, D., & Carranza G. “The Interplay among Black Holes, Stars and ISM”. Proceedings IAU Symposium No. 222, 2004. T. Storchi-Bergmann, L. C. Ho & H. R. Schmitt, eds.
- Gallais, P., Rouan, P., Lacombe, D., Tiphene, D., & Vauglin, L., 1991, A&A, 243, 309.
- Hamuy, M. et al. 1994, Publ. Astron. Soc. Pac., 106, 566.
- Mast, D. et al., 2002, “Espectroscopía de Campo Integral de la Región Central de NGC5236”, BAAA No. 45.
- Thatte, N., Tecza, M., & Genzel, R., 2000, A&A, 364, L47.

Effects of collisions and interactions on star formation in galaxy pairs in the field.

Josefa Pérez,¹ Patricia Tissera,² and Diego García Lambas³

¹ FCAGLP-IALP - IAFE, Buenos Aires, Argentina,

jperez@fcaglp.unlp.edu.ar

² IAFE, Buenos Aires, Argentina, *patricia@iafe.uba.ar*

³ IATE, Córdoba, Argentina, *dgl@oac.uncor.edu*

Abstract. By using cosmological simulations, we studied the effects of galaxy interactions on the star formation activity in the local Universe. We selected galaxy pairs from the 3D galaxy distribution according to a proximity criterion. The 2D galaxy catalog was constructed by projecting the 3D total galaxy distribution and then selecting projected galaxy pairs. The analysis of the 3D galaxy pair catalog showed that an enhancement of the star formation activity can be statistically correlated with proximity. The projected galaxy pairs exhibited a similar trend with projected distances and relative radial velocities. However, the star formation enhancement signal is diminished with respect to that of the 3D galaxy pair catalog owing to projection effects and spurious galaxy pairs. Overall, we found that hierarchical scenarios reproduced the observational dependence of star formation activity in pairs on orbital parameters and environment. We also found that geometrical effects due to projection modify the trends more severely than those introduced by spurious pairs.

Resumen. Usando simulaciones cosmológicas, estudiamos el efecto que producen las interacciones entre galaxias sobre la actividad de formación estelar en regiones de baja densidad para el Universo Local ($z \lesssim 0.1$). A partir de un análisis estadístico, concluimos que los encuentros cercanos a bajas velocidades relativas producen un significativo aumento de la actividad de formación estelar respecto de la mostrada por las galaxias aisladas de campo. Para comparar nuestros resultados con las observaciones, construimos a partir del catálogo tridimensional de pares de galaxias, un catálogo bidimensional emulando los datos observacionales. Los resultados hallados a partir de los catálogos simulados 2D y 3D, muestran que las tendencias encontradas entre la actividad de formación estelar y la proximidad a una galaxia vecina con baja velocidad relativa, coinciden con los resultados observacionales. Finalmente, a partir del catálogo proyectado, podemos determinar cual es el efecto producido por los pares espurios, introducidos en la proyección, sobre los resultados.

1. Introduction

Observations in the local Universe as well as at high redshift show that galaxy interactions can trigger star formation activity independently of environment (García Lambas et al. 2003; Alonso et al. 2004). A possible theoretical ex-

planation to this fact is associated to the dynamical stability of the systems. Numerical simulations showed that interactions between systems without bulge or with a small one can develop tidal instabilities which produce gas inflows into the central region of the systems, triggering starbursts (e.g. Barnes & Hernquist 1996; Tissera 2000).

Barton et al (2000) analyzed a sample of about 250 pairs of galaxies determining that interactions could be correlated with an enhancement of star formation activity. From 2dFGRS survey (Colles et al 2001), García Lambas et al. (2003) and Alonso et al. (2004) built up catalogs of galaxy pairs in different environment, selecting them by applying both velocity ($\Delta V \leq 350 \text{ km s}^{-1}$) and projected ($r_p \leq 100 \text{ kpc}$) separation criteria. These authors found a clear correlation between interactions and the star formation activity.

In this work we intend to test if hierarchical scenarios for galaxy formation can reproduce these observations and how projection effects might distort the real signals.

2. Galaxy pairs in numerical simulations: Analysis and Results

We analyze numerical simulations consistent with the *concordance* Cold Dark Matter model: $\Omega_m = 0.3$, $\Lambda = 0.7$ and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ which includes star formation and chemical enrichment. In order to identify galactic systems from the simulations, we proceeded following steps. First, we identified the virialized structures by using the percolation method developed by Davis et al (1985), called *friends-of-friend* (fof), which selected structures contained within a density contour defined by a *linking length* parameter. After this process, we defined spherical regions of 0.5 Mpc of radio centered at each virialized system. Finally, within each of these regions, the substructure was identified by using a smaller *linking length* parameter. This procedure allowed us to select systems from 5×10^8 to $10^{13} M_\odot h^{-1}$ total mass.

After the identification of galactic systems from the simulations, we analyzed the physical and chemical properties of the gas and stellar components in each galactic object by calculating averages over the particles within the radius that encloses 83% of the baryonic mass of the systems. The star formation activity is quantified by the estimation of the birth rate parameter: $b = sfr / \langle sfr \rangle$, defined as the ratio between the present star formation rate and its mean value over whole history of the galaxy (Kennicutt et al. 1998).

The 3D galaxy pair catalog was constructed by selecting galaxies closer than $r \approx 200 \text{ kpc}$. Following García Lambas et al. (2003) a control sample was also defined by galaxies without a close companion. The comparison between the star formation activity in both catalogs unveils the effects of having a close neighbour.

The projection of the galactic systems onto randomly chosen directions allowed us to mimic observations and to construct a 2D galaxy pair sample by applying the same observational criteria chosen by García Lambas et al. (2003). We required galaxies to be closer in projected distance ($r_p < 100 \text{ kpc}$) and relative velocity ($\Delta V < 350 \text{ km/s}$) in order to be included in the 2D galaxy pair catalog. A corresponding control sample was also defined for the projected pair catalog.

In the 3D galaxy pair catalog, we found a clear trend for an enhancement of the star formation activity for close pairs with respect to galaxies without a close companion. We estimated a relative distance threshold of $\approx 50\text{kpc h}^{-1}$ for the star formation activity to be statistically important. A weak trend for lower velocity encounters to trigger stronger star formation activity was also detected.

The 2D simulated galaxy-pair catalog showed comparable trends for the star formation activity to be enhanced for small relative projected distances and relative radial velocities. We also obtained similar dependence of the star formation activity in pairs on environment.

The 2D catalogs not only allowed us to compare the simulations with observations in a more reliable fashion, but also to evaluate the effects introduced by spurious pairs and projection. We found that many galaxies in the 2D catalog appear as pairs when in fact their 3D relative separation is larger than the cut-off value adopted as criteria to define pairs. These spurious systems, with arbitrary values of star formation rate, produced a distortion in the observed trends between star formation activity and the orbital parameters. As expected the effects of spurious is more important for larger projected separations. We estimated that $\sim 29\%$ of pairs within $r_p \leq 100\text{kpc h}^{-1}$ are spurious while this contamination diminishes to 16% within $r_p \leq 35\text{kpc h}^{-1}$. Nevertheless, as discussed by Pérez et al. (2005), the projection of galaxies itself introduces the largest effects since the elimination of spurious pairs does not allow the recovering of the original signal.

3. Conclusions.

Comparing the results from 3D and 2D simulated galaxy pair catalogs, we conclude that:

- there is a correlation between the star formation activity of a galaxy and the 3D distance to its closest neighbor, which have to be, on averaged, at $r < 50\text{kpc/h}$ to show important star formation enhancement with respect to isolated systems.
- the properties of galaxy pairs in the 2D simulated catalog reproduced the observations trends with orbital parameters and environment obtained from García Lambas et al. (2003).
- spurious pairs in the 2D galaxy pair catalog are more important at larger separation and their effects are less severe than those introduced by the projection of the 3D galaxy distribution itself.

4. Acknowledgments

This work was partially supported by Fundación Antorchas and Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

Referencias

- Barnes, J., Hernquist, 1996, *Astrophys. J.*, 471, 115
- Barton, E. J., Geller, M. J., & Kenyon, S. J., 2000, *Astrophys. J.*, 530, 660
- Colles, M. M. et al. (the 2dFGRS team), 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 328, 1039
- Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., & White, S., 1985, *Astrophys. J.*, 292, 371
- García Lambas, D., Tissera, P. B., Alonso, M. S. & Coldwell, G., 2003 *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 346, 1189
- Mosconi, M., Tissera, P. B., García Lambas, D. & Cora, S. A., 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 325, 34M
- Perez, H., Tissera, P. B. & García Lambas, D., in preparation
- Scannapieco, C., & Tissera, P., 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 338, 880
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, J. E., Anderson, S.F. et al. 2000, *Astron. J.*, 120, 1579

La rotación del gas en M83: de 8pc a 50kpc

María Paz Agüero¹ y Rubén Díaz²

¹ *SeCyT, UNC, Córdoba, Argentina, mpaguero@oac.uncor.edu*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina*

Abstract. We have constructed the most complete rotation curve of M83 from 2D kinematic data of different gaseous components (HII, CO, HI). High spatial resolution of our Gemini data allows us to determine central region velocities in a few parsecs scale, while a wide field mosaic of HI data extends the kinematic information beyond five times the optical disk of M 83. The high resolution Pa β velocity field shows a nuclear disk decoupling whereas the outer part of the RC implies the presence of a dark matter halo 20 times more massive than optical disk.

Resumen. A partir de datos cinemáticos bidimensionales, propios y de otros autores, de distintas componentes gaseosas (HII, CO, HI) hemos construido la curva de rotación más completa para esta galaxia. La alta resolución espacial de los datos de Gemini nos permite determinar las velocidades de la región central a escala de unos pocos pársecs mientras que un mosaico de imágenes de HI de 70 minutos de arco extiende la información cinemática más allá de cinco veces el disco óptico de M83.

1. Introducción

M 83 es una galaxia espiral barrada de tipo morfológico SAB(s)c que alberga un starburst en la región central. Su cercanía ($D=4.5$ Mpc, escala $22\text{pc}/['']$) y su baja inclinación ($i=24^\circ$) la convierten en una buena candidata para estudios de la relación entre las componentes estructurales y la cinemática, además permite una separación clara de la influencia de los flujos radiales en el campo de velocidades observado. En este trabajo hemos recopilado de la literatura, analizado y homogeneizado datos cinemáticos bidimensionales obtenidos a partir de distintas componentes gaseosas (CO, HI). A escalas nucleares hemos completado el conjunto con datos cinemáticos bidimensionales propios de la emisión infrarroja del gas. Así, hemos construido la curva de rotación más completa para esta galaxia, que va desde unos pocos pc a los 50 kpc y es una de las más detalladas presentadas a la fecha para una galaxia cercana. Esta curva nos permitirá un análisis detallado de la distribución de masa y su relación con las componentes estructurales visibles en bandas ópticas e infrarrojas cercanas, así como una evaluación de la magnitud de las posibles componentes de materia oscura.

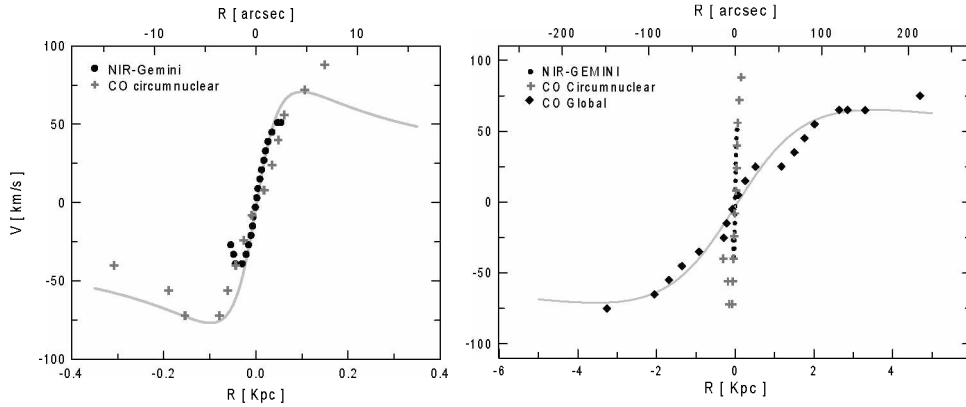


Figura 1. Izquierda: Curva de Rotación Central (Ajuste: $M_{\text{seni}}=2.5 \times 10^8 M_{\odot}$, radio de escala $R=70$ pc). Derecha: Curva de Rotación del Disco Óptico ($M_{\text{seni}} = 7 \times 10^9 M_{\odot}$; $R = 2.5$ kpc)

2. Origen de los Datos

Gas ionizado

GEMINI: Para elaborar la curva de rotación en la región central, optamos por observar en el infrarrojo cercano ya que las observaciones de la emisión del gas en esta región del espectro están menos afectadas por el polvo circumnuclear que en el óptico, a la vez que la calidad de imagen (*seeing*) que se puede alcanzar desde los telescopios terrestres también es mejor. Disponemos de datos espectroscópicos de la emisión IR en la región de $\text{Pa}\beta$ ($= 1.3\mu\text{m}$) obtenidos con el instrumento CIRPASS instalado en el Telescopio Gemini Sur (Díaz et al. 2004). Este instrumento consiste de un arreglo de 500 fibras ópticas cubriendo cada una $0.36''$ en el cielo. El campo de velocidades radiales (VR) obtenido tiene una extensión de $13'' \times 4.7''$ con una resolución $R > 3000$, el cual nos permite determinar la curva de rotación aproximadamente entre 8 y 60 pc.

Gas Molecular

CO Circumnuclear: El campo de VR publicado por Sakamoto et al. (2004) obtenido a partir de observaciones de CO con el Submillimeter Array (SMA) y un ancho de haz de $3.8'' \times 2.5''$ nos permitió obtener la velocidad hasta los $10''$ (220 pc). Los mapas monocromáticos fueron tomados cada 10 km/s. *CO Global*: El campo observado en CO(1-0) por Lundgren et al. (2004) usando el Swedish-ESO Submillimeter Telescope (SEST) tiene una extensión de $10'$ (13 kpc) y una resolución angular de $22''$. Este campo de VR de menor resolución que el anterior pero de mucha mayor extensión completa la información cinemática para el disco óptico de $\sim 5'$ de radio en la isofota de magnitud $B=25$. A pesar de la menor resolución de estas observaciones de la componente de gas molecular, las observaciones de CO, en ondas submilimétricas, están menos afectadas por el polvo que las observaciones en los rangos óptico e infrarrojo cercano.

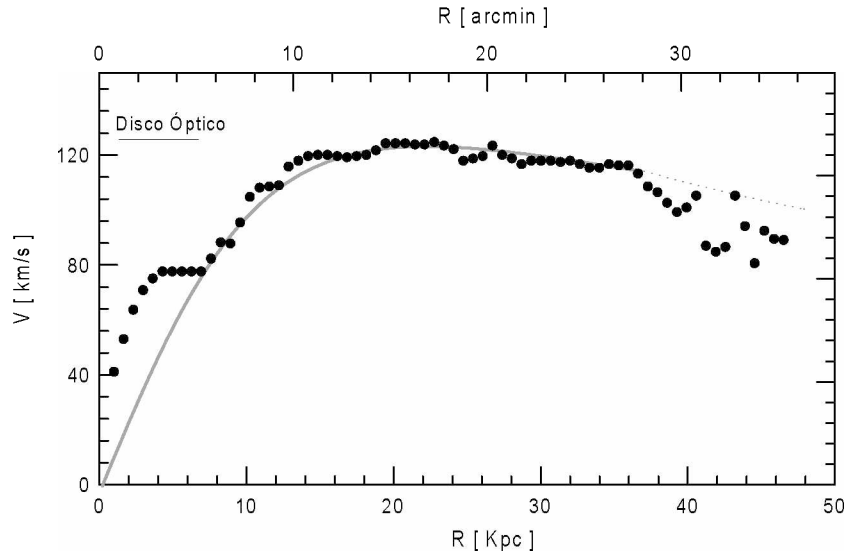


Figura 2. Curva de Rotación de HI. Ajuste de la componente externa al disco óptico: $M = 1.5 \times 10^{11} M_{\odot}$; $R = 15.7$ kpc

Gas neutro

HI: Park et al. (2001) han realizado el más detallado mosaico de mapas en HI. Se observa que el tamaño del disco de HI ($\sim 35'$) es más de 5 veces el del disco óptico. Estos autores también realizaron observaciones de velocidad radial con una sola antena en el Parkes Multibeam Telescope (PMT) con una resolución en velocidad de 3.3 km/s cubriendo un campo de $70' \times 70'$.

3. La Curva de Rotación

Hemos extraído las curvas de VR de los mapas de velocidad bidimensionales a lo largo del eje mayor determinado en cada uno de los trabajos mencionados: en el caso del campo en el NIR (CIRPASS-GEMINI) realizamos un ajuste de elipses para determinar el centro de rotación, el ángulo de posición del eje mayor (PA) y la velocidad sistémica. El centro de rotación está en la región del núcleo oscurecido y el $PA = 83^{\circ}$. En el caso del campo de CO circunnuclear, se extrajo la curva de VR en $PA = 71^{\circ}$, ángulo en que los autores declaran la simetría del campo. El PA utilizado en la extracción de la curva para el campo global de CO fue de 46° determinado por los autores, aunque el PA aumenta gradualmente hacia la región central. Park et al. no publican el campo de VR de HI sino la curva de rotación extraída para un PA variable con el radio, el cual comienza próximo a 42° y luego disminuye hasta -30° . Las velocidades positivas en las curvas corresponden a la región Suroeste y las negativas a la Noreste. Debido a la gran extensión radial cubierta en este trabajo, presentamos la curva de VR obtenida en tres regiones: central, disco óptico y disco de HI. En cada región hemos ajustado un modelo de distribución de masa que responde a un potencial gravitatorio de Miyamoto-Nagay (Binney & Tremaine 1987). En la Figura 3 se han sumado todas las componentes ajustadas.

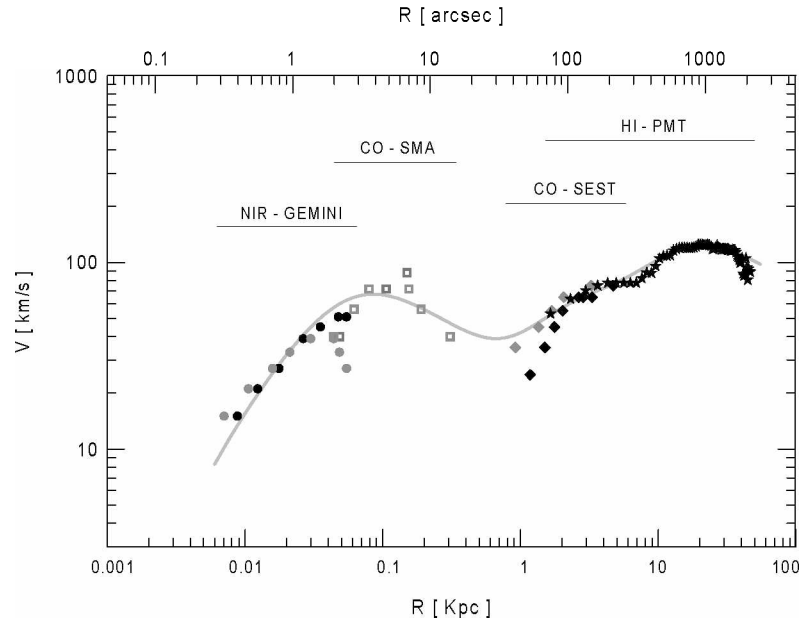


Figura 3. Curva de Rotación Completa desde 8 pc a ~ 50 Kpc

Figura 1: *Izquierda:* Curva de VR de la región central ($15''$) donde los datos infrarrojos se continúan con los datos de CO de mayor resolución. La pendiente central responde a una distribución de masa nuclear de unas $2.5 \times 10^8 M_{\odot}$. *Derecha:* Curva de rotación en la región del disco óptico. Se puede observar el desacople de la rotación central y del disco global trazado por las observaciones de CO. La componente disco ajustada resultó de $7 \times 10^9 M_{\odot}/\text{semi}$ para un radio de escala de 2.5 kpc.

Figura 2: Curva de VR de HI hasta ~ 50 kpc. Se puede observar el disco óptico hasta $R \sim 6'$ y una componente externa la cual se extiende varias veces más allá del disco óptico. Esta última requirió un modelo de una sola componente de masa interpretada como un halo de materia oscura unas 20 veces más masivo que el disco óptico ($M_{\text{semi}} = 1.5 \times 10^{11} M_{\odot}$; $R = 15.7$ kpc). En un radio de ~ 37 kpc la curva de rotación comienza a declinar más rápidamente que una caída kepleriana (línea de puntos).

Figura 3: Graficamos aquí la curva de VR completa, desde 8 pc a 50 kpc. Los símbolos negros corresponden a las velocidades positivas (SW) mientras que los grises corresponden a las negativas (NE). Hemos excluido los puntos que se encuentran por debajo de la resolución espacial según cada tipo de observación. Para una mejor visualización hemos elegido ejes logarítmicos.

Referencias

Binney, J. & Tremaine, S. 1987, "Galactic Dynamics", Princeton University Press.

- Díaz, R., Agüero, M. P., Dottori, H., Mast, D. & Carranza, G. 2004 Proc. IAU Symp. 222, Eds. T. Storchi-Bergmann, L. Ho, H. Schmitt, 161-162.
- Lundgren, A., Olofsson, H., Wiklin, T. & Rydbeck, G. 2004, Astro-ph/0404026.
- Park, O., Kalnajs, A., Freeman, C., et al. 2001, ASP Conf. Series 230, 109.
- Sakamoto, K, Matsushita, S., Peck, A., et al. 2004, Astro-ph/0403145.

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Propiedades estadísticas de galaxias satélites

Marcelo Lares y Diego García Lambas

Grupo de Investigación en Astronomía Teórica y Experimental (IATE).

Observatorio Astronómico de Córdoba y CONICET, Argentina.

mlares@oac.uncor.edu

Abstract. We present the first results of a statistical study of density profiles and color distributions of satellite galaxies in the second release of the SDSS. We used a background subtraction method to account for the statistical properties of an ensemble of galaxies associated with the halos of bright galaxies, selected from the spectroscopic catalogue. The results obtained in the photometric sample were compared with those of the original spectroscopic sample. Full text in spanish.

Resumen. Se presenta el informe de avance de estudios estadísticos de los perfiles de densidad y de las distribuciones de índices de color de galaxias satélites en el catálogo Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR2). Se utiliza un método de descontaminación en el catálogo fotométrico, aplicado a un ensamble de campos cuyos centros fueron elegidos en el catálogo espectroscópico. Los resultados obtenidos se analizan para distintas submuestras con el objeto de detectar efectos evolutivos en galaxias satélites. Se contrastan los resultados con los correspondientes a una muestra espectroscópica de satélites.

1. Introducción

Según el modelo jerárquico de formación de galaxias, las grandes galaxias son el resultado de una serie de agregaciones de otras entidades menores. En los medios más densos, como cúmulos o grupos, el número de interacciones es mayor y produce transformaciones en las características estructurales y astrofísicas de las galaxias menos masivas, dando lugar a cambios evolutivos. Estudios sistemáticos de las propiedades de poblaciones de galaxias con características bien acotadas ayudan a identificar la forma en que actúan distintos mecanismos físicos.

Por lo general, estudios de este tipo están limitados a las galaxias a las cuales se les puede calcular algún indicador de distancia, en regiones de mayor sobre-densidad como grupos o cúmulos. Los sistemas de satélites de galaxias ofrecen la oportunidad de explorar el comportamiento evolutivo de galaxias pequeñas en torno de los halos cuyos centros están ocupados por las galaxias primarias. Sin embargo, la identificación de los satélites requiere conocer las ubicaciones de las galaxias aledañas, y esto sólo se puede realizar razonablemente cuando las galaxias son suficientemente brillantes y se puede determinar su corrimiento al rojo z (redshift). En el presente informe se describe el procedimiento empleado para obtener las distribuciones de densidad y de colores de satélites muy débiles, cuya identificación directa sería muy dificultosa.

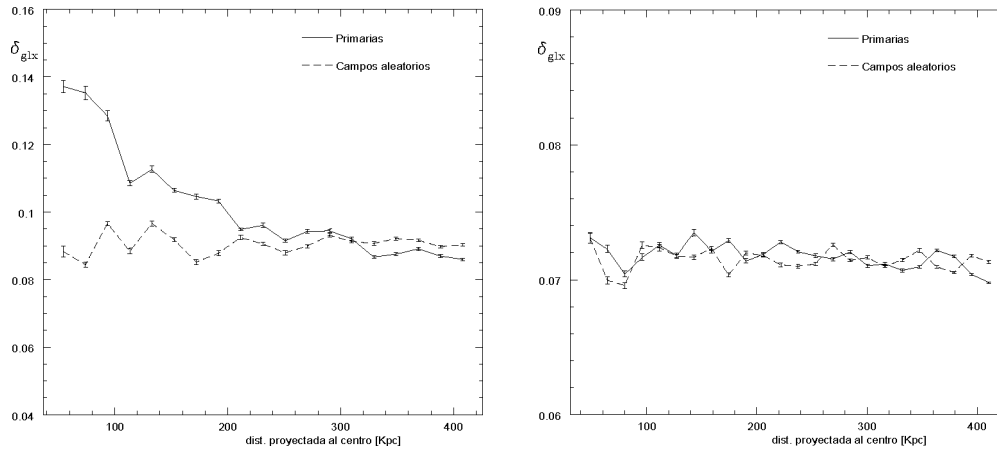


Figura 1. Perfil de densidad para las galaxias con magnitud m_r entre 14 y 18.5 (izq) y menos brillantes que magnitud $m_r = 21$ (der)

2. Datos utilizados

Se utilizó el catálogo espectroscópico SDSS-DR2 (Abazajian et al., 2003) para identificar galaxias con satélites. El mismo contiene 260490 galaxias con información espectroscópica y fotometría en 5 bandas (magnitudes Petrosian m_u , m_g , m_r , m_i y m_z). La muestra de galaxias con satélites contiene 36881 objetos mas brillantes que $M_r < -18.5$ y con $0.06 < z < 0.1$. Estas galaxias primarias no tienen compañeras más brillantes que $M_r = -17$ que a su vez difieran en velocidad radial en menos de $\delta V_r = 400$ Km/s a una distancia proyectada menor que $D_p = 400$ kpc. Los satélites y las primarias tienen $\delta V_r < 600$ Km/s y $D_p < 600$ kpc, y difieren al menos en 1.2 unidades de magnitud. La muestra fotométrica incluye todas las galaxias hasta magnitud $m_r = 22$ que se encuentran a menos de $8'$ de las galaxias primarias. No se incluyeron los campos con problemas de completitud.

3. El método

Se construyó un ensamble de galaxias, utilizando los campos centrados en las galaxias primarias del catálogo espectroscópico. Las distancias proyectadas se escalaron usando el redshift de la primaria correspondiente a cada campo. El ensamble útil se extiende hasta 418 Kpc, que es la distancia proyectada que corresponde a $8'$ para los campos más lejanos. Como muestra de control se utilizó otro ensamble superponiendo campos ubicados aleatoriamente, a los cuales se les asignó un redshift aleatorio siguiendo la distribución de redshifts de la muestra. Se encontró que la densidad de galaxias es más alta en las regiones cercanas a las galaxias primarias. Las distribuciones estadísticas de los colores de las galaxias satélites se pueden obtener restando de las distribuciones numéricas de una region cercana a la galaxia primaria, las distribuciones de las galaxias de fondo, no asociadas a la primaria, de un anillo exterior. La diferencia se hace directamente sobre el número de galaxias para regiones con igual área.

4. Perfil de densidad

Se calculó el perfil de densidad de galaxias discretizado en intervalos de incremento constante en la distancia proyectada a la galaxia central, aislando submuestras de galaxias en distintos intervalos de magnitud aparente. Las galaxias más brillantes ($14 < m_r < 18$) presentan un perfil de densidad que se extiende hasta aproximadamente 300 kpc, más allá es similar a la que resulta del ensamble de campos centrados aleatoriamente en el área del catálogo.

En la figura 1 se muestran las distribuciones radiales de las galaxias con $14 < m_r < 18.5$ correspondientes a dos ensambles construidos con el mismo número de campos, centrados en las galaxias primarias en un caso, y en puntos aleatorios en el otro. Las barras de error fueron calculadas usando la técnica de bootstrap, con 20 realizaciones aleatorias. El perfil de densidad de las galaxias débiles ($m_r > 21$) es similar al de la muestra de control. Según esto, no habría galaxias en ese rango de magnitud asociadas con las galaxias primarias.

Estudiando los perfiles de densidad para distintos rangos de magnitud aparente, aparece una clara tendencia que muestra que a medida que la magnitud m_r es mayor, hay menos galaxias asociadas con las primarias, es decir, hay más satélites brillantes que débiles. Este hecho puede ser explicado por mecanismos de agregación, los objetos más pequeños han sido incorporados a otros mayores. Resultados similares han sido obtenidos en simulaciones numéricas (van den Bosch et al., 2004)

5. Distribución de colores

Se calcularon las distribuciones de los colores $m_g - m_r$ y $m_u - m_r$, restando de las distribuciones en un anillo cercano a la galaxia primaria (25 – 150 kpc), las correspondientes a un anillo externo (a partir de 380kpc, con igual área). Se compararon las distribuciones de la muestra espectroscópica con las distribuciones obtenidas en el catálogo fotométrico, y se obtuvieron similares resultados (Fig. 2). Ambas muestras incluyen galaxias en el mismo rango de distancias proyectadas a la primaria y de magnitudes en la banda m_r . El número de candidatos a satélites encontrados excede al número de satélites del catálogo espectroscópico, ya que hay objetos débiles que no poseen mediciones espectroscópicas.

En la figura 2 (derecha) se muestra la distribución de los colores $m_u - m_r$ para el total de las galaxias con $14 < m_r < 21$. La muestra incluye 45927 objetos débiles en el anillo interior, con una diferencia de 243 respecto del exterior, valor comparable al ruido Poisson. Consistentemente con lo encontrado para el perfil de densidad, la cantidad de galaxias en el anillo interior es mayor que la cantidad de galaxias en un anillo exterior de igual área. Con un exceso de 3506 galaxias se puede calcular la distribución del índice de color $m_u - m_r$ de las galaxias del catálogo fotométrico que están asociadas a las galaxias primarias. En la muestra de control, la diferencia del número de galaxias en los anillos interior y exterior está dentro del ruido Poisson. Para submuestras aisladas por colores o brillo de las primarias, aparece una no muy marcada distribución de color, y cierta dependencia con el color de las primarias. Este comportamiento ya fue observado en galaxias del SDSS por Balogh et al. (2004), y sugiere cierto carácter evolutivo de los colores, en función del ambiente.

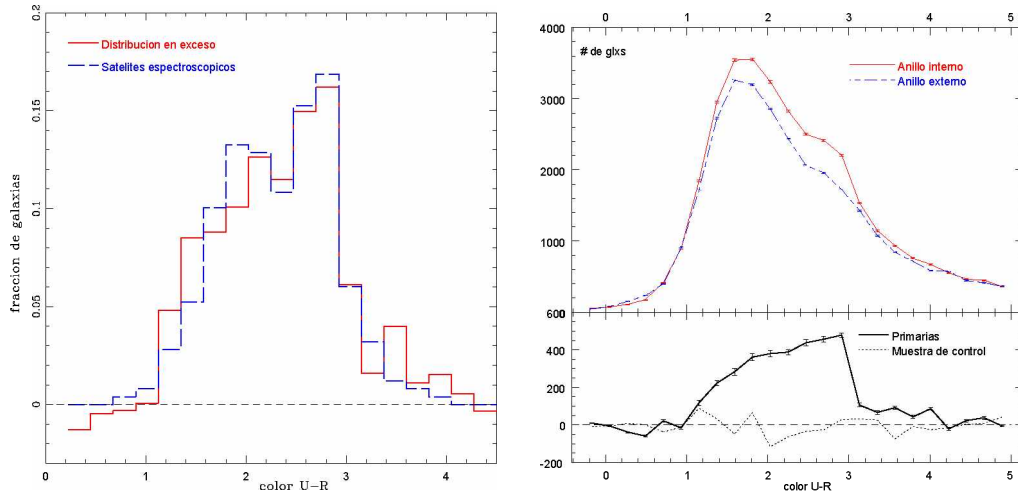


Figura 2. Izquierda: Distribuciones normalizadas de los colores $m_u - m_r$ de los satélites espectroscópicos y de las galaxias que resultan del exceso del anillo interior respecto del anillo exterior. Derecha: Distribuciones de colores $m_u - m_r$ de las galaxias que resultan del exceso del anillo interior, para el intervalo de magnitud aparente $14 < m_r < 21$.

6. Conclusiones

Se comprobó la aplicabilidad del método de substracción de fondo para obtener propiedades estadísticas de galaxias satélites muy débiles, realizando varias comparaciones con una muestra de satélites conocidos. La técnica permite obtener propiedades de satélites de hasta magnitud $m_r = 22$, lo cual es muy útil para obtener la función de luminosidad en el extremo débil, y las propiedades estadísticas de la población de galaxias poco brillantes. Esto es posible gracias a que existe un exceso de densidad de galaxias débiles alrededor de las galaxias primarias. Los satélites más débiles están concentrados más cerca de las primarias, y presentan una señal menor ya que la diferencia es chica comparada con el gran número de objetos en cada uno de los anillos, lo que aumenta el ruido Poisson. El índice de color $m_u - m_r$ muestra un comportamiento de doble pico que desaparece paulatinamente a medida que las galaxias son más débiles. Los demás índices siguen comportamientos similares.

Referencias

- Abazajian, K., Adelman-McCarthy, J. K. et al. 2004, AJ, 128, 502
 Balogh, M.L., Baldry, I. K., Nichol, R. et al. 2004, ApJ, 615L, 101
 van den Bosch, F. C., Yang, X., Mo, H. J. & Norberg, P. 2004, MNRAS, 356, 1233

VOIDS: Spatial distribution and dynamics

Laura Ceccarelli,¹ Nelson Padilla,² Carlos Valotto,¹ and Diego García Lambas¹

¹ IATE, Observatorio Astronómico de Córdoba. Córdoba, Argentina

laura@mail.oac.uncor.edu

² Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica. Santiago, Chile

Abstract. We study the distribution and dynamics of voids in the real and mock 2dFGRS. We find photometric and spectroscopic properties of void galaxies in agreement with results from semianalytic models of galaxy formation. We detect an outflow motion of galaxies around void centers.

Resumen. Se realizó un estudio estadístico acerca de la distribución espacial y la dinámica de voids en catálogos sintéticos y en el 2dFGRS. Se encontró consistencia entre las propiedades fotométricas y espectroscópicas de galaxias en los entornos de voids con las predicciones de modelos semianalíticos de formación de estructuras. Se detectó el movimiento de expansión de las cáscaras de los voids.

1. Void finding algorithm

We construct an algorithm capable of identifying voids in a galaxy catalog affected by a selection function. In order to take this selection into account, we use a random catalogue with the same angular and radial masks as the real data to measure local density contrasts δ which will be used in the algorithm. The following steps define our method:

- 1) A large set of random positions are tested for possible void centers.
- 2) In all random positions we consider spheres with variable radii, from r_{min} to r_{max} .
- 3) We fix an upper limit for the density contrast (δ_{max}).
- 4) The density contrast (δ) is measured for every sphere. Spheres satisfying $\delta < \delta_{max}$ are considered underdense and are selected.
- 5) In order for a sphere to be designated as a void, i) the volume of the sphere must have a null intersection with any other sphere, ii) if this is not true, the sphere must be the largest of the intersecting spheres.

2. Voids in the 2dFGRS

We use the 2dF Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) final data release (Colles, 2003) which contains redshifts for approximately 250,000 galaxies brighter than $b_J = 19.45$, covers 2,000 square degrees and has a median depth of $z = 0.11$. We apply the void-finding algorithm to real and mock 2dFGRS catalogs. In order to find extremely underdense regions we set $\delta_{max} = -0.9$. We obtain 653 voids

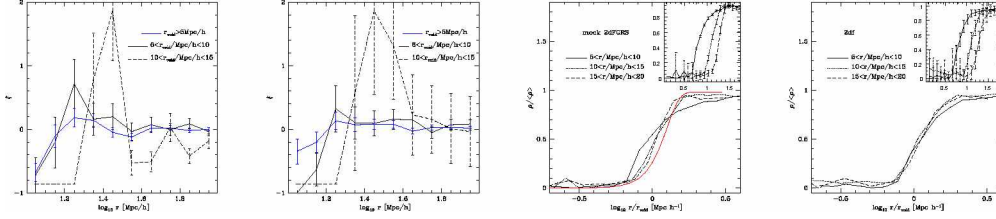


Figure 1. Two panels on the left: Autocorrelation function for voids in mock and real 2dFGRS catalog (first and second panels from left to right) as function of distance between void centers. Different line types correspond to different void radii. Two panels on the right: Density profiles of mock and 2dFGRS galaxies (third and fourth panels from left to right) as function of normalized distance to void center for three different ranges of void radius (indicated by different line types). The insets show the density profiles of galaxies as a function of normalized distance to the void centers for different void radii, same as in the larger panel. The density profile found using all the semianalytic galaxies in the simulation box is shown by the red lines.

in the mock and 627 in the real 2dFGRS with radii ranging from 5 Mpc h^{-1} to 20 Mpc h^{-1} .

Void autocorrelation function

The computation of the void-void autocorrelation function (ξ) is the most important and simple way to study the nature of the void spatial distribution. The two leftmost panels of figure 1 show ξ for mock (first from left to right) and observational (second from left to right) catalogs. As can be seen the behavior is similar in both catalogs, and these results are consistent with those obtained from simulations with semianalytic models for galaxy formation (Padilla et al. 2004)

Density profiles

We examine the density profiles as a function of distance to the void center. These show extremely empty voids ($\rho \simeq 0.1$) which change rapidly into more populated areas ($\rho \simeq 1$) at distances of about the void radius. This indicates that we have accurately determined the boundaries of the void. In the two rightmost panels of figure 1 we plot the density profiles for mock (third panel from left to right) and observational (rightmost panel) catalogs which show the same behavior.

Density profiles: Dependence on color and SFR

We studied the density profiles for galaxies divided in two samples of different colors (B-R). The density profiles obtained are shown in figure 2, where the leftmost panel corresponds to the mock catalog and the second panel to the real 2dFGRS. As can be seen, we find a predominance of blue galaxies at the void walls, which indicates that these galaxies provide a better definition of the void boundaries.

We also have analyzed the density profiles of galaxies with different spectral types as a function of the distance to the void center for the 2dFGRS. The results are shown in the two rightmost panels of figure 2. There is a clear difference between TS1 galaxies (low SFR, third panel) and TS4 galaxies (high SFR, rightmost panel). The former exhibit an abrupt profile whereas latter show

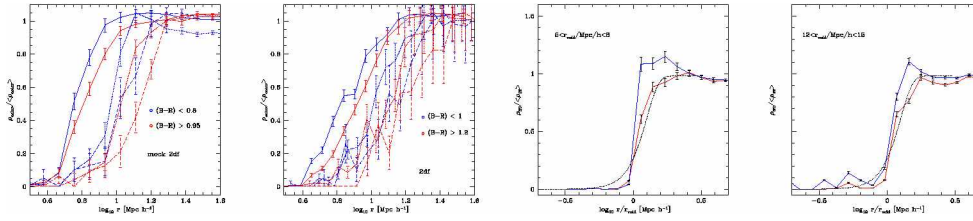


Figure 2. *Left: Density profiles as a function of distance for red galaxies (red lines) and blue galaxies (blue lines) for mock catalog. Different lines are associated with ranges of void radii: $5 < r_{\text{void}}/\text{Mpc}/h < 10$ (solid lines), $10 < r_{\text{void}}/\text{Mpc}/h < 15$ (dotted lines), $15 < r_{\text{void}}/\text{Mpc}/h < 20$ (dashed lines). Second panel: as in left panel but for 2dFGRS. Third and Rightmost panels: Density profiles for different spectral types associates to activity star forming galaxies (blue solid line) and least star forming galaxies (red solid line) in 2dFGRS catalog for tow ranges of void radius. Density profile for all semianalytic galaxies (dotted line)*

milder changes in their profiles, indicating the predominance of star forming galaxies in the void walls.

Redshift space distortions

We also perform a study of the galaxy-void cross correlation function (ξ) as a function of separations parallel and perpendicular to line of sight, π and σ respectively. The $\xi(\sigma, \pi)$ contours (lines of constant ξ in σ - π plane) appear elongated in the direction of line of sight (π direction) at distances similar to the void radius. This elongation is caused by the outflow velocities and reflects the void shell expansion. The left panel of figure 3 shows the resulting $\xi(\sigma, \pi)$ for the mock catalog (left panels) and real 2dFGRS (right panels) for the different void radii considered. Note that the elongations along the π direction are present in all cases.

Galaxy outflow motions from Mock peculiar velocities

We studied the statistical characteristics of the peculiar velocity field around voids. In order to do this we estimate the mean amplitude of the velocity field (V_{flow}) in shells at different distances from the void center. We take a reference system centered in the void, so a negative field indicates an outflow motion. The middle panel of figure 3 shows the V_{flow} as a function of normalized distance to the void center for different void radii. The velocity minimum occurs at distances of about the void radius, and the absolute velocity minimum is larger for larger voids.

We studied the contour lines of outflow velocities around voids (see the right panel of figure 3). To characterize the relation between the void radius and the distance at which the minimum (and zero) velocity occurs we fit an exponential relation with parameters similar to those obtained from the semianalytic galaxies in the simulation box (Padilla et al. 2004).

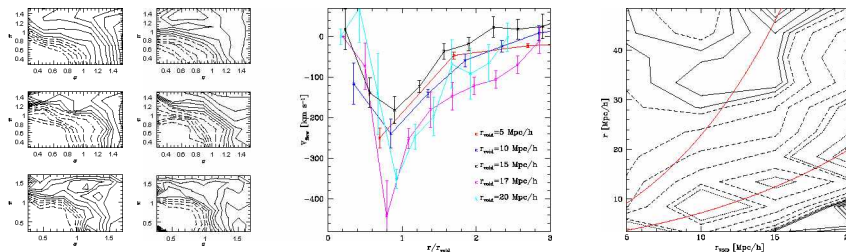


Figure 3. *Left Panel:* redshift space void-galaxy correlation functions $\xi(\sigma, \pi)$ estimated from mock (right sub-panels) and real 2dFGRS catalogs (left sub-panel). σ and π correspond to separations in the directions parallel and perpendicular to the line of sight. Each sub-panel corresponds to different void radii; top: $6 < r_{\text{void}}/\text{Mpc}/h < 8$, middle: $10 < r_{\text{void}}/\text{Mpc}/h < 12$, bottom: $14 < r_{\text{void}}/\text{Mpc}/h < 16$. Solid lines represent values of $\xi > 0.5$ while dashed lines $\xi < 0.5$. *Middle Panel:* Velocity amplitude as function of normalized distance to the void center. Different lines correspond to different ranges of void radius. *Right Panel:* Contours of outflow velocities as a function of void radius (x axis) and distance to the void center (y axis). Dotted lines represent velocities lower than -200 km/s, dashed lines represent velocities $-150 < v/\text{km/s} < -50$ and solid lines represent positive velocities.

3. Conclusions

- I) We construct an algorithm capable of accurately identifying voids in galaxy catalogs affected by angular and radial selection functions.
- II) We measure the void autocorrelation function for mock and observational catalogs and find results consistent with theoretical predictions.
- III) We find a predominance of blue and star forming galaxies on the void walls. The change in density shown by red galaxies and galaxies with a low star formation rate is less steep at the void walls.
- IV) The redshift space distortion of galaxies around voids shows elongations along the line of sight. This can be interpreted as evidence of an outflow motion in both, mock and observational data.
- V) By studying the mock catalogues, we are able to perform a direct measurement of galaxy outflows using peculiar velocities. The outflow velocity reaches 400 km/s for the larger voids. This measurement will be possible when peculiar velocity data reach a total of the order of many 10,000 measurements.

References

- Colles, M., et al. 2003. MNRAS, astro-ph/0306581
 Padilla, N. D., Ceccarelli, L., & García Lambas, D., 2004, MNRAS, submitted.

Ring formation and propagation in disk galaxies

Dante J. Paz,¹ Federico A. Stasyszyn,¹ and Manuel Marchán²

¹ *Fa.M.A.F., Universidad Nacional de Córdoba, Argentina,*
dpaz@oac.uncor.edu , fstasys@oac.uncor.edu

² *IATE, Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina*

Abstract. We study the dynamics of ring galaxies using collisionless numerical simulations of the axial interaction of a normal disk galaxy with a dwarf spheroidal. These simulations were carried out using the GADGET treecode (Springel et al. 2001). We analyze the relation between the ring propagation velocity and the mean velocity of particles inside it. The former is commonly used to impose observational constraints to ring formation models, nevertheless these models give the propagation of the ring as perturbation, it is important to find a relation between these velocities.

Resumen. Se estudia la dinámica de galaxias anillo utilizando numéricas no colisionales de la interacción de una galaxia esferoidal enana con una galaxia normal tipo disco. Para ello se utilizó el código de árbol GADGET (Springel et al. 2001). Se analizaron las diferencias entre la velocidad de propagación del anillo y la velocidad de las partículas que lo conforman. Esta última es usualmente utilizada para fijar restricciones observacionales a los modelos de formación del anillo, no obstante éstos predicen la velocidad de la onda y no la velocidad observacional, por lo tanto la determinación de una relación entre estas velocidades es de suma importancia para poder comparar los resultados observacionales con los numéricos.

1. Introduction

Ring galaxies amount to between 0.02 and 0.2 percent of all spirals (Athanasoula & Bosma 1985; Buta & Crocker 1992). Their highly irregular morphologies propose them as the result of a fairly recent gravitational interaction, such as an impact and cross through the center of the galaxy (Lynds & Toomre 1976). Many of them have some difficulties to fit in the context of the collisional model. One of the most important disagreements is due to the missing companions, therefore many hypotheses have been proposed: camouflage of the intruder, intruder which has already disappeared into the background, cloud-galaxy interaction, also a spontaneous ring formation during the collapse of the intergalactic cloud (Curir & Filipi 1996).

This type of galaxy is an ideal laboratory to study star formation, then a complete understanding of this kind of objects must be a priority task.

2. The Simulations

We performed five simulations setting the intruder galaxy at 80 kpc from the disk and the following velocities: 270, 230, 175 (escape velocity of the target), 130 and 90 km/sec. Using a multiple-particle intruder (unique large softened particle is wide used in the literature) we are able to model the dynamical friction between the systems. We use a Hernquist's model for the target system. We

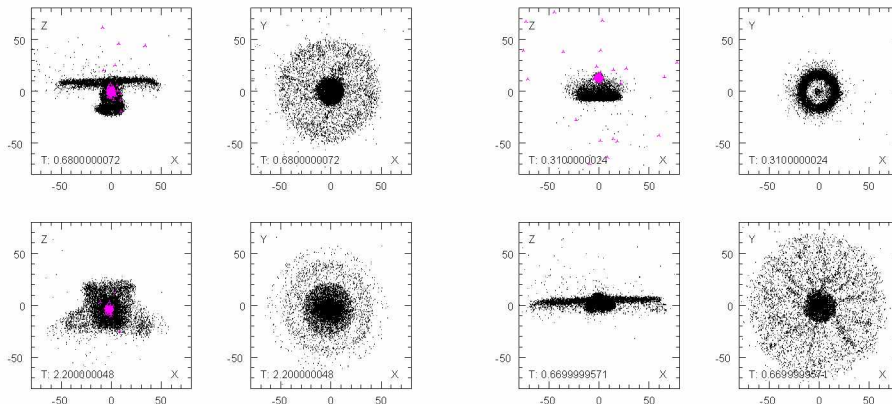


Figura 1. Front and Top views at different times. In the *left side* the simulation with an initial velocity of the intruder of 175 km/sec and at the *right side* with 270 km/sec.

adopt a mass halo of $21.3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, characteristic radius of 36.75 kpc and 12000 particles. A bulge of $1.7 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, characteristic radius of 0.5 kpc, modeled with 3000 particles. The disk of $5.6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, was represented by an exponential profile in the azimuthal plane characterized with a radius of 3.5 kpc and a width of 0.35 kpc and was modeled using 24000 particles and a fraction of 20% of gas particles. To adjust the disk particle dispersion we used a Q-parameter of 1.5 (Toomre 1964).

On the other hand the intruder was described using 5000 particles King's model (Binney, 1987) with a total mass of $10^{11} M_{\odot}$ (typical value for collisional models, Struck-Marcell, 1993), a dispersion of 10 km/sec (typical observational value for dE, Lokas 2001) and a virial radius of 8 kpc (Lokas 2001). The time unit in all simulations was $3.08 \cdot 10^{16}$ sec. The software and the behavior of the generated galaxies were tested running the code for each galaxy isolated for a two Hubble times interval, therefore the dynamical stability of the systems were guaranteed. We used a particle number big enough to describe the dynamical properties accurately. Fixing the tolerance parameter of the treecode the median error in the calculated force decline slowly with the particle number, this fact was discussed by Hernquist (1993) and analyzed by Barnes (1989).

3. Data Analysis

To analyze the propagation of the matter waves on the disk, we used only the particles of this subsystem. We determined the radial distribution of the surface density (see figure 2). This was performed more than 300 different times in each simulation. We fitted a 6 parameters polinomial ratio to each distribution using

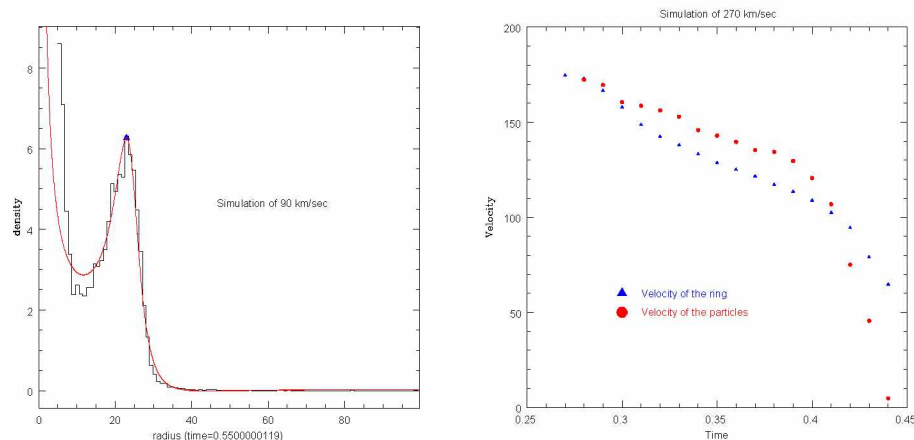


Figure 2. *Left:* A Histogram example of the surface density on the disk, the respective fit and the detected maximum at a given time. *Right:* Evolution of the velocity of the ring and the median particle velocity at maximum density (simulation of 270 km/sec)

the Levenberg-Marquardt method (see figure 2), finding an excellent agreement on the first waves. Then with the fit derivative, we find the local maximum position. The density of these critical points is higher than the original exponential profile, then the presence of the ring is easily identified. With the positions and respective times we determine the wave group velocity. We calculated the mean particle radial velocity for all particles which radii lies in an interval of 3 kpc (characteristic width of the wave). We use several simulations to analyze the velocity of the density maximum (VM) vs. the mean particle velocity (VP) on the wave.

Vorobyov (2003) and Athanassoula (1997) have analysed the ring waves in simulations with different intruder masses. We want to extend the analysis varying the intruder velocities.

The method we used to follow the density maxima allow us to obtain a better sampling than previous work. We did not find a systematic bias in time but, as can be seen in figure 3, there is a little constant difference between the velocities, this result differ from Vorobyov that found a factor (0.5 to 0.6) between the group wave velocity and the mean particle velocity.

4. Conclusion

Axial effects were observed produced by the gravitational interaction so the full 3D simulations are the unique way to deal with these kind of problems. The

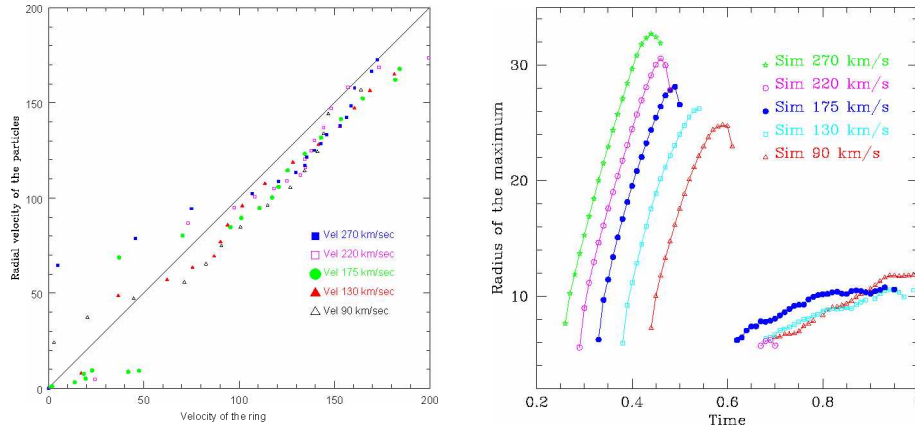


Figura 3. *Left:* Particle median radial velocities on the maximum density vs. the expansion wave velocity. *Right:* Maximum density radius vs. time in simulation units for different initial condition

disagreement of our results and previous works lead us to improve the analysis to impose observational constraints to theoretical models.

Finally the model presented here can be improved with the implementation of additional astrophysical effects (such as SN feedback, star formation, etc) which can bring light to the observed differences and the theoretical star formation models.

References

- Athanassoula, E., & Bosna, A., 1985, *ARA&A* 23, 147.
 Appleton & James, 1990, in *Dynamics and Interactions of Galaxies*, p200.
 Binney, J., & Tremaine, S., 1987, *Galactic Dynamics*. Princeton University Press.
 Buta, R., & Crocker, D. A., 1992, *Astron. J.*103, 1804.
 Curir, A., & Filipi, R., 1996, *Astron. Astrophys.*305, 704-746.
 Lokas, E. L., 2001 *MNRAS* 327L. .21L.
 Springel, V., Yoshida, N., & White, S. D. M., 2001, *NewA* 6, 79.
 Struck-Marcell, C., & Higdon, J. L., 1993, *Astrophys. J.*411, 108.
 Theys, J. C., & Spiegel, E. A., 1976, *Astrophys. J.*208, 650.
 Vorobyov & Bizyaev, 2003, *Astron. Astrophys.*400, 81.

Análisis geométrico de la estructura en gran escala del Universo

C. Y. Yaryura,^{1,2} A. G. Sánchez,^{1,3} y D. García Lambas^{1,3}

¹ Grupo de Investigación en Astronomía Teórica y Experimental (IATE), Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC

² Facultad de Matemática Astronomía y Física (Fa.M.A.F.), Universidad Nacional de Córdoba (UNC)

³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)

Abstract. Minkowski's Functionals have been recently introduced as a tool for the geometric analysis of the large scale structure through its application to isodensity surfaces. Here, we present a new method for the estimation of the Minkowski's Functionals based on the Delaunay Tessellation, and show the results of its application to the measurement of two of them, the surface and the volume, in a Λ CDM N-Body cosmological simulation, showing the validity of the method.

Resumen. Las Funcionales de Minkowski han sido recientemente introducidas como herramientas para el análisis geométrico de la estructura en gran escala, mediante su aplicación a superficies de isodensidad. En este trabajo se presenta un nuevo método para la determinación de las Funcionales de Minkowski basado en la fragmentación de Delaunay (Delaunay Tessellation), y se lo implementa en la medición de dos de las funcionales, la superficie y el volumen, en una simulación cosmológica de N-Cuerpos correspondiente al modelo Λ CDM, demostrando de esta forma la validez y aplicabilidad del método.

1. Introducción

La estructura en gran escala del Universo puede ser estudiada en diferentes escalas considerando la geometría y la topología de conjuntos de excursión de contraste de densidad $\delta(\mathbf{x})$, definidos como $\epsilon_c^+ = \{\mathbf{x} \mid \delta(\mathbf{x}) \geq \delta_c\}$ para regiones sobredensas (cúmulos, supercúmulos) y $\epsilon_c^- = \{\mathbf{x} \mid \delta(\mathbf{x}) \leq \delta_c\}$ para regiones subdensas (vacíos o voids). La caracterización morfológica de los mismos puede realizarse mediante las Funcionales de Minkowski, cuya aplicación cosmológica fue introducida por Mecke et al. (1994). Las cuatro Funcionales de Minkowski describen las propiedades morfológicas de una superficie de isodensidad en 3 dimensiones; dichas funcionales se expresan a continuación:

- Área S de la superficie.
- Volúmen V encerrado por la superficie.

- Curvatura Media Integrada C de la superficie (o Curvatura Integrada Intrínseca):

$$C = \frac{1}{2} \oint \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) dS \quad (1)$$

Donde R_1 y R_2 son los radios principales de curvatura de un punto dado sobre la superficie.

- Curvatura Intrínseca Integrada (o Gaussiana) χ de la superficie (o Característico de Euler):

$$\chi = \frac{1}{2\pi} \oint \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) dS \quad (2)$$

Especificando una densidad de corte ρ_c podemos definir una superficie de isodensidad, en la cual podrían medirse las Funcionales de Minkowski y caracterizar de esta forma, la geometría y conectividad de la estructura en gran escala mediante la variación de ρ_c .

2. El método

2.1. La fragmentación de Delaunay

La medición de las Funcionales de Minkowski requiere la definición de superficies de isodensidad. Para realizar esta tarea es necesario reconstruir el campo de densidad a partir de una distribución discreta de puntos (partículas en una simulación numérica de N-Cuerpos u objetos en un catálogo de galaxias). En el presente trabajo se aplica el enfoque planteado por Pelupessy et al. (2003) y se utiliza la fragmentación de Delaunay.

A partir de un conjunto discreto Φ de núcleos \mathbf{x}_i en \mathcal{R}^d puede definirse la *Región de Voronoi* Π_i del núcleo i como el conjunto de puntos del espacio:

$$\Pi_i = \{\mathbf{x} \mid d(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) < d(\mathbf{x}, \mathbf{x}_j) \forall j \neq i\} \quad (3)$$

donde $d(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ es la distancia Euclidea entre \mathbf{x} y \mathbf{y} . Es decir, Π_i es el conjunto de puntos más cercanos a \mathbf{x}_i que a \mathbf{x}_j , $j \neq i$. Las regiones de Voronoi son poliedros convexos (3D) con un tamaño finito de acuerdo a (3). Cada Π_i recibe el nombre de *Poliedro de Voronoi*. El conjunto completo de Π_i constituye una fragmentación de \mathcal{R}^d , la *fragmentación de Voronoi* $\mathcal{V}(\Phi)$ relativa a Φ .

El par de núcleos i y j , cuyos poliedros de Voronoi Π_i y Π_j tienen una cara en común son llamados un par contiguo. Uniendo todos los pares contiguos, obtenemos una red. En ella, cuatro núcleos contiguos forman un tetraedro, el conjunto de los cuales constituye una nueva fragmentación, la *fragmentación de Delaunay* $\mathcal{D}(\Phi)$. Cada tetraedro de esta fragmentación se conoce como *Tetraedro de Delaunay*.

2.2. La reconstrucción del campo de densidad

Para estimar la densidad ρ correspondiente a una partícula se calcula $\rho_i = C \times m_i/V_i$ donde $V_i = \sum_{m=1}^{N_T} v_{i,m}$ es la suma de los volúmenes de los N_T tetraedros de Delaunay de los cuales la misma forma parte, m_i es la masa de la partícula

y C es una constante de normalización. En tres dimensiones $C = 4$, para tener en cuenta el hecho de que el volumen de cada tetraedro es contado cuatro veces (una por cada partícula que lo constituye).

2.3. Determinación de las superficies de isodensidad

Para determinar la superficie de isodensidad correspondiente a distintos valores de ρ_c , las partículas se dividen en dos tipos: sobredensas, o subdensas de acuerdo a si su densidad supera o no dicho valor.

Para un dado valor de la densidad de corte ρ_c , los tetraedros de Delaunay que contienen partículas sobredensas pueden clasificarse de acuerdo a las siguientes dos clases: tetraedros que tienen sus cuatro vértices cuya densidad supera la densidad de corte (*tetraedros sobredensos*) o tetraedros que tienen vértices sobredensos y subdensos (*tetraedros de superficie*)

Los tetraedros sobredensos estarán encerrados por la superficie de isodensidad, la cual estará completamente contenida dentro de los tetraedros de superficie.

Asumiendo que el campo de densidad $\rho(\mathbf{r})$ es continuo, al movernos de una partícula sobredensa hacia una subdensa vecina sobre la arista de un tetraedro de superficie debe encontrarse un punto en donde $\rho = \rho_c$. La posición de dichos puntos es determinada por interpolación lineal e indica la intersección de la superficie de isodensidad con los tetraedros.

La unión de puntos con $\rho = \rho_c$ ubicados en las distintas aristas de un tetraedro de superficie forman una pequeña superficie dentro de dicho tetraedro. A su vez, la unión de las mismas con las correspondientes a tetraedros de superficie vecinos dan lugar a las superficies de isodensidad.

2.4. Estimadores de las funcionales

En el presente trabajo se presentan resultados para dos Funcionales de Minkowski, la superficie y el volumen. Su estimación en el marco del esquema descrito anteriormente es muy sencilla. La superficie será simplemente la suma de las superficies encerradas por los tetraedros de superficie, mientras que el volumen es la suma de los volúmenes de los tetraedros sobredensos, más las secciones de los tetraedros de superficie que contienen partículas sobredensas.

3. Aplicación a simulaciones de N-Cuerpos

Para determinar las Funcionales de Minkowski se utilizó una simulación de N-Cuerpos correspondiente al modelo Λ CDM realizada por el Virgo Consortium, en la cual $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\sigma_8 = 0.9$, $N_{part} = 256^3$ y $L_{Box} = 239.5 Mpc/h$. Para calcular la Fragmentación de Delaunay de dicha simulación usamos el algoritmo Quickhull (Bardet, Dobkin y Huhdanpaa 1996). Una vez determinados los tetraedros de la fragmentación de Delaunay, se aplicó el método descrito en la sección anterior para calcular el volumen y la superficie, dos de las Funcionales de Minkowski. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 1.

En la Figura 1 a) se observa que la variación de la fracción de volumen (V/V_{Tot}) como función de la densidad de corte se comporta como una ley de potencia en un amplio rango de densidades, en donde dicho volumen aumenta a medida que la densidad disminuye.

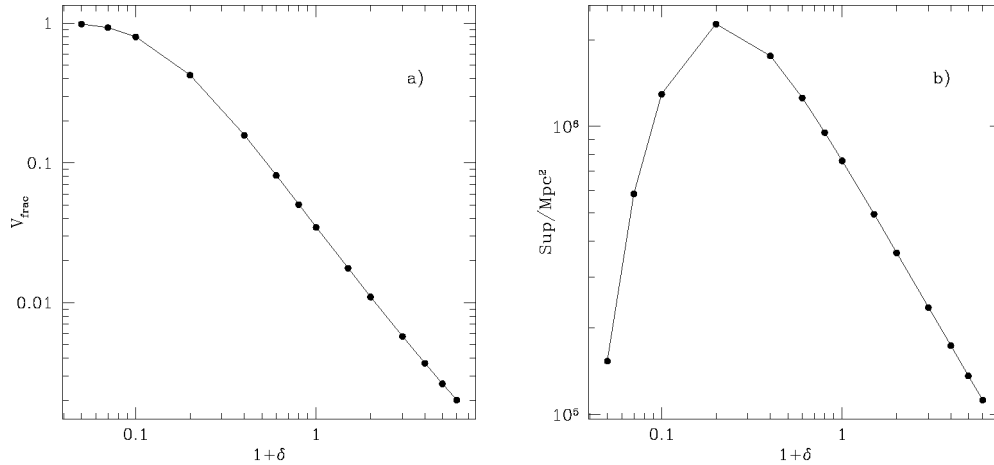


Figura 1. a) Variación de la fracción de volumen de la densidad. b) Variación de la superficie en función de la densidad

La Figura 1 b) muestra el comportamiento de la superficie como función de la densidad de corte. Para densidad alta, las regiones que superan la cota de densidad son pequeñas y por lo tanto también lo es el valor de la superficie. A medida que la densidad de corte disminuye, la superficie crece hasta alcanzar un máximo cuando la superficie de isodensidad comienza a cerrarse sobre los voids. Una vez alcanzado ese máximo, la superficie decrece a medida que la fracción de volumen se aproxima a uno.

4. Conclusiones y Perspectivas Futuras

En este trabajo se presentó un nuevo método para medir las funcionales de Minkowski, basado en la fragmentación de Delaunay. Mediante la aplicación del mismo a la medición de dos de las funcionales, la superficie y el volumen, a las superficies de isodensidad en una simulación de N-Cuerpos correspondiente al modelo Λ CDM se demostró su validez y aplicabilidad. Actualmente estamos trabajando para desarrollar estimadores de las Funcionales de Minkowski restantes dentro de este mismo esquema.

Los nuevos catálogos de galaxias con redshifts, como 2dFGRS y SDSS, muestran la distribución tridimensional de las galaxias en un gran volumen cosmológico. Las Funcionales de Minkowski son herramientas estadísticas que posibilitan la comparación de estos nuevos resultados observacionales con las predicciones teóricas de la distribución de galaxias en gran escala y los modelos de formación y evolución de las mismas.

Referencias

Barber, C. B., Dobkin, D. P., & Huhdanpaa, H. T., 1996, ACM Transaction on Mathematical Software, 22, 469

Mecke, K. R., Buchert, T., & Wagner, H., 1994 A&A, 288, 697

Pelupessy, F. I., Schaap, W. E., & van de Weygaert, R., 2003 A&A, 403, 389

The clustering of galaxy groups: constraints on cosmological parameters from the 2PIGG catalog

N.D. Padilla,¹ C.M. Baugh,² V. Eke,² S. Cole,² and C.S. Frenk²

¹ *Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica, V. Mackenna 4860, Santiago 22, Chile.*

² *Department of Physics, University of Durham, South Road, Durham DH1 3LE, UK*

Abstract. We use the clustering of galaxy groups measured from the 2dFGRS Percolation-Inferred Galaxy Group (2PIGG) catalog to constrain cosmological parameters. The steady increase in clustering strength with group luminosity can be predicted using a theoretical non-linear power spectrum and a mass function. We demonstrate that the clustering of samples drawn from the 2PIGG catalog are in very good agreement with the Λ CDM model.

Resumen. Se utiliza la amplitud de correlación de grupos de galaxias medida a partir del Catálogo de Grupos de Galaxias 2dFGRS Inferido por medio de Percolación (2PIGG) para obtener cotas en parámetros cosmológicos. El aumento en la amplitud de correlación con la luminosidad de los grupos puede ser predicho utilizando un espectro de potencias no lineal teórico y una función de masa. Se demuestra que la amplitud de correlación de submuestras del 2PIGG es consistente con el modelo Λ CDM.

1. Introduction

Cosmological parameters have been recently accurately determined using the temperature fluctuations in the cosmic background radiation by the WMAP Team (Spergel et al. 2003). A different source of constraints comes from the Large Scale Structure data. For example, the comparison of the power spectrum of galaxy density fluctuations with theoretical models tightens the constraints obtained from WMAP (see for instance Percival et al. 2002 for a study of the 2dFGRS power spectrum in redshift-space). In this work we place constraints on cosmological parameters using the clustering signal of subsamples of the 2PIGG defined by different lower limits on group luminosity. A clear advantage in the use of groups of galaxies resides in that it has been demonstrated that the clustering of different samples of groups have the same shape (Padilla & Baugh 2002, Zandivarez, Merchán & Padilla, 2003), therefore ruling out the possibility of a scale dependent bias.

In this work we will place constraints on cosmological parameters by comparing theoretical predictions for the increase in clustering strength with mass to the results measured from the 2PIGG.

2. The clustering amplitude for halos of different mass

In this section we test the theoretical model that predicts the relation between clustering amplitude of groups with their space density introduced by Padilla et al. (2004b).

In order to test how well this model works, we compare the measured variation in clustering length in redshift space (s_0) measured from a Λ CDM simulation cube ($500^3 h^{-1} \text{Mpc}$ a side) with the theoretical prediction obtained using the same cosmological parameters as those in the numerical simulation. The result of this comparison can be seen in figure 1 (left panel), where the results from using the SMT bias (dashed line, Sheth, Mo & Tormen 1998) overestimate slightly the amplitude of the correlation lengths by about 5%; still, due to the theoretical foundations of the SMT formula, this will be the choice for the bias in this work. The results from using the SW formula (solid lines, Seljak & Warren, 2004) provide only slightly different results which do not affect significantly the resulting parameter constraints when taking into account the parameter estimation uncertainties.

The model presented above depends on five cosmological parameters, namely, on the product of the matter density parameter and the Hubble constant in units of $100 \text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_m h$, on h , on the baryon fraction Ω_b/Ω_m , the amplitude of fluctuations on scales of $8h^{-1} \text{Mpc}$, σ_8 , and the velocity dispersion of groups, σ_v . We set up a grid of parameters as follows, $\Omega_m h = 0.05, 0.45$ $\Delta(\Omega_m h) = 0.02$, $h = 0.28 - 1.19$ $\Delta h = 0.07$, $\Omega_b/\Omega_m = 0.0 - 0.6$ $\Delta(\Omega_b/\Omega_m) = 0.1$, $\sigma_8 = 0.5 - 1.5$ $\Delta\sigma_8 = 0.1$, and $\sigma_v/\text{km/s} = 50.0 - 950$. $\Delta(\sigma_v/\text{km/s}) = 150$. In some cases, we also adopt a Gaussian prior on h compatible with results from the HST key project $h = 0.7 \pm 0.07$. We assume a flat cosmology, therefore $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$ throughout this analysis, and each set of parameters is used to produce a redshift space correlation length corresponding to a sample of halos with mean inter-halo separations $\log_{10}(d_c/h^{-1} \text{Mpc}) = 0.5 - 2.2$ with $\Delta(\log_{10}(d_c/h^{-1} \text{Mpc})) = 0.2$.

We therefore construct a theoretical $s_0 - d_c$ relation for each node in this parameter grid, and then calculate the χ^2 between the observed and theoretical results (errors on observations are obtained using a large set of mock catalogs, see Padilla et al. 2004a). We apply a maximum likelihood method to search for the best fitting model parameters marginalizing over different sets of cosmological parameters to find 1- and 2-parameter constraints (confidence regions are defined by $\Delta\chi^2 = 1, 2.3$, and 6.2 for the 2-parameter constraints, and $\Delta\chi^2 = 1, 4$, and 6.63 for the 1-parameter constraints).

3. The 2PIGG clustering measurements

We use the measurements of clustering of the 2PIGG obtained by Padilla et al. 2004 (P04) for 7 subsamples of groups defined using total luminosity cuts $\log_{10}(L/h^{-2} L_\odot) > 9.0, 10.2, 10.55, 10.9, 11.2, 11.3$ and 11.45 . P04 demonstrate that cuts in luminosity provide a clustering amplitude increase equivalent to what could be obtained by cuts in true group mass.

The right panel of Figure 1 shows in dotted lines, the limiting range of models corresponding to a $1 - \sigma$ confidence level obtained from this analysis on the d_c vs. s_0 plot. The squares with errorbars show the 2PIGG clustering lengths.

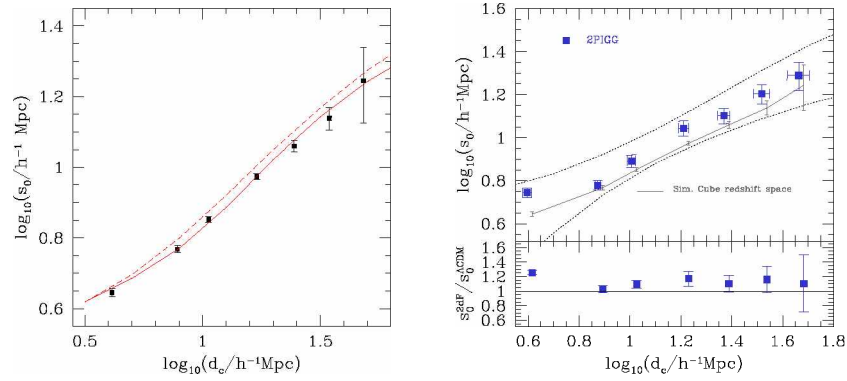


Figure 1. *Left:* s_0 vs. d_c from the halos in the numerical simulation (symbols with errorbars) compared to the SMT (solid) and SW (dashed) theoretical predictions. *Right:* s_0 vs. d_c from the 2PIGG groups, and two theoretical curves corresponding to a Λ CDM cosmology with $\sigma_8 = 0.38$ and 0.88 .

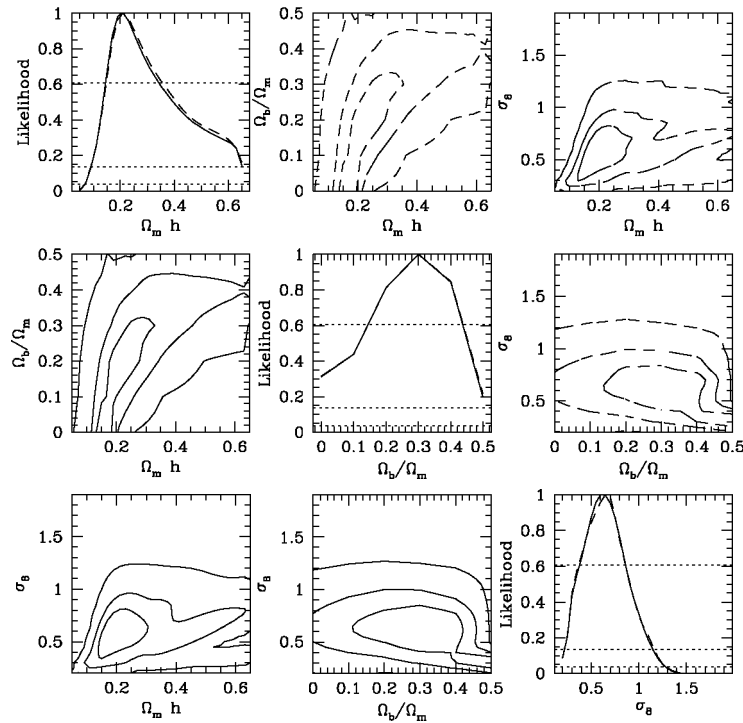


Figure 2. Diagonal panels: 1-parameter constraints derived from the clustering of 2PIGG subsamples; horizontal lines indicate the likelihood levels corresponding to 1-, 2- and 3- σ (top to bottom lines). Off-diagonal panels: 2-parameter constraints; lines indicate the 1-, 2-, and 3- σ confidence levels (inner to outer lines respectively). In all panels, solid lines indicate results with a wide, flat prior on h ; dashed lines correspond to a gaussian prior $h = 0.7 \pm 0.07$.

The Solid line is the Λ CDM with $\sigma_8 = 0.8$ for comparison. Figure 2 shows the constraints on cosmological parameters (1-, 2- and 3- σ) obtained using a wide, flat prior on h (solid lines) and a gaussian prior $h = 0.7 \pm 0.07$ (dashed lines). Diagonal panels show 1-parameter constraints (the horizontal dotted lines show the 1-, 2- and 3- σ levels), and the off-diagonal panels show the 2-parameter constraints. It is worth noting that the degeneracy on the $\Omega_m h - \Omega_b / \Omega_m$ plane is consistent with results from galaxy $P(k)$ constraints (Percival et al. 2002).

4. Summary and conclusions

We have used a measurement of the s_0 vs. d_c relation, the increase in the clustering length of 2PIGG groups as a function of inter-group separation, to place constraints on cosmological models.

In order to do this we apply a theoretical model for the $s_0 - d_c$ relation from Padilla et al. (2004b). When applying our method to the 2PIGG catalog we find constraints which are compatible with results from large galaxy redshift surveys. In particular in the $\Omega_m h - \Omega_b / \Omega_m$ plane we find the same degeneracy present in constraints from the redshift-space power spectrum of 2dFGRS galaxies. Even though our errors are larger, we detect a 1- σ range of values for the baryon fraction when marginalizing over the remaining cosmological parameters, $0.14 < \Omega_b / \Omega_m < 0.44$. This is the first detection of a baryon fraction from groups or clusters of galaxies. Unfortunately, we do not find strong constraints on the amplitude of fluctuations on scales of $8h^{-1}\text{Mpc}$, σ_8 , as can be seen from the 2-parameter constraints on $\Omega_h - \sigma_8$ or the 1-parameter constraints on σ_8 . We do however find a 1- σ confidence region $0.38\sigma_8 < 0.88$. In the case of the product $\Omega_m h$, we find a 1- σ constraint of $0.15 < \Omega_m h < 0.35$ (1-parameter estimate).

In summary, the 2PIGG relation between clustering amplitude and space density provides us with an independent source of constraints on cosmological parameters, which are in agreement with the popular ‘‘concordance’’ Λ CDM hierarchical scenario, which already has the support of several other sets of data, including the cosmic background anisotropy measurements from WMAP.

Acknowledgments. This work was supported in part by a PPARC rolling grant at the University of Durham. NDP was supported by a Proyecto Postdoctoral Fondecyt, no. 3040038.

References

- Percival, W., et al. (the 2dFGRS Team), 2002, MNRAS, 337, 1068.
 Padilla, N. D., & Baugh, C. M., 2002, MNRAS, 329, 431.
 Padilla, N. D., et al. (the 2dFGRS Team), 2004a, MNRAS, 352, 211 (P04).
 Padilla, N. D., Baugh, C. M., Eke, V. R., Cole, S., & Frenk, C. S., 2004b, in preparation.
 Seljak, U. & Warren, M. S., 2004, MNRAS, 355, 129.
 Sheth, R. K., Mo, H. J., & Tormen, G., 2001, MNRAS, 323, 1.
 Spergel, D. N., et al. (The WMAP Team) 2003, ApJS, 148, 175.
 Zandivarez, A., Merchán, M. E., & Padilla, N. D., 2003, MNRAS, 344, 247.

Primeros resultados con Gemini

Rubén J. Díaz,¹ Horacio Dottori,² María Agüero,¹ Damián Mast,¹
Gustavo Carranza,¹ Germán Gimeno,¹ y Walter Weidmann¹

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina.*

diaz@oac.uncor.edu

² *Instituto de Física, UFRGS, Brasil. dottori@if.ufrgs.br*

Abstract. We present some of the results obtained with the Gemini telescopes, in the framework of our research program about the central regions of galaxies with nuclear activity. In particular, we summarize our work about the circumnuclear perturbing patterns of a galaxy with Seyfert nucleus, observed with adaptive optics at the Gemini North telescope, in the bands J and K_s . We also present in advance the results obtained about a starburst nucleus, observed with 3D infrared spectroscopy techniques, at the Gemini South telescope.

Resumen. Presentamos algunos de nuestros resultados obtenidos con los telescopios Gemini, en el marco de nuestro programa de estudio de las regiones centrales de galaxias con actividad nuclear. En particular, resumimos el trabajo realizado sobre los patrones de perturbación circumnuclear en una galaxia Seyfert, que observáramos con óptica adaptativa en el telescopio Gemini N, en las bandas J y K_s . También adelantamos los resultados obtenidos acerca de un núcleo con formación estelar violenta, observado con técnicas de espectroscopía 3D en el infrarrojo cercano, utilizando el telescopio Gemini S.

1. Introducción

Un efecto de las inestabilidades en los discos galácticos es la acumulación de gas en las regiones centrales. Dichas inestabilidades, ya sea desencadenadas por las interacciones (e.g. Díaz et al. 2000) o por efecto de la autogravitación (e.g. Díaz et al. 1999), deben ser complementadas a escalas circumnucleares (~ 1 kpc) con mecanismos, esencialmente internos (a excepción de las fusiones mayores), que remuevan momento angular del gas hasta transportarlo hasta el corazón de la galaxia (~ 10 pc). El estudio de estos mecanismos es la clave para entender la falta de correlaciones importantes entre las distintas propiedades globales de las galaxias y la incidencia de actividad tipo Seyfert o “starburst” en los corazones de las galaxias espirales. El principal obstáculo para estudiar las perturbaciones de los discos circumnucleares más internos ha sido la falta de imágenes y espectros con resolución espacial suficientemente alta. Por otro lado es mejor observar en bandas del infrarrojo (IR) cercano para evitar el efecto del polvo y a la vez detectar perturbaciones en la población más vieja y original del disco estelar, el posible nexo perdido entre los anillos de formación estelar circumnuclear y la actividad nuclear. En este trabajo resumimos algunos de los primeros resultados obtenidos con Gemini en Argentina, referidos al estudio con

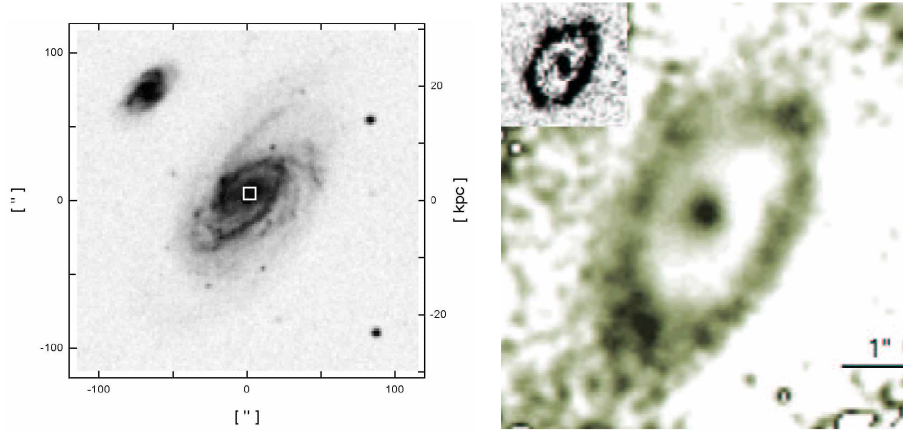


Figura 1. Izq: Campo del DSS de la galaxia Seyfert NGC 1241 y su compañera NGC 1242, la caja corresponde a los 2 kpc interiores. Der: Mapa de color diferencial $J - K_s$ (Gemini) de los 2×2 kpc centrales de NGC 1241. El inserto muestra la emisión $Pa\alpha$ (HST, con el continuo H sustraído).

diferentes técnicas, de dos casos muy diferenciados de actividad central: una galaxia Seyfert y una galaxia con núcleo starburst.

2. Estudio de estructuras centrales con alta resolución espacial

Investigamos el patrón espiral en los $6.5''$ ($1 \text{ arcsec} = 257 \text{ pc}$) centrales de la galaxia activa interactuante NGC 1241 (Figura 1) usando imágenes de alta resolución espacial obtenidas con Gemini Norte en las bandas K_s y J . El 30 de setiembre de 2000 usamos el “Quick Start Service” de dicho telescopio para realizar imágenes en el IR cercano con el sistema de óptica adaptativa Hokupa’a y su cámara rápida, sensible a la radiación de $1\text{-}2.5 \mu\text{m}$. También usamos imágenes obtenidas con el Telescopio Espacial Hubble en la banda angosta alrededor de $Pa\alpha$ (corrida al rojo), H y $(V + R)$. Estas imágenes tienen resoluciones en el rango de $0.1''$ ($V + R$) a $0.3''$ (K_s). Estos datos fueron complementados con espectroscopía de escala espacial intermedia usando el Espectrógrafo Multifunción (Díaz et al. 1997) en Bosque Alegre. Nuestro análisis de la emisión $Pa\alpha$ reveló un patrón espiral de dos brazos en avance que finalizan en un anillo circumnuclear discontinuo, de $5.6'' \times 3.4''$, que alberga una estructura tipo barra de $1.6''$ de largo, casi perpendicular a la barra global de NGC 1241. Cuando aplicamos técnicas de análisis de Fourier 2-D y 1-D (por vez primera a escalas circumnucleares) encontramos que un modo en arrastre de dos brazos es dominante en las banda K_s y J , mientras que las bandas $(V + R)$ muestran una estructura mucho más compleja con un modo dominante de un brazo. El radio de co-rotación del patrón perturbador sería más externo que el extremo de la barra en $Pa\alpha$. Nuestros datos cinemáticos permitieron determinar una velocidad angular Ω_{CN} de $350 \pm 50 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ para el patrón perturbador en arrastre. Esta fue la primera determinación de la velocidad angular de un patrón perturbador circumnuclear.

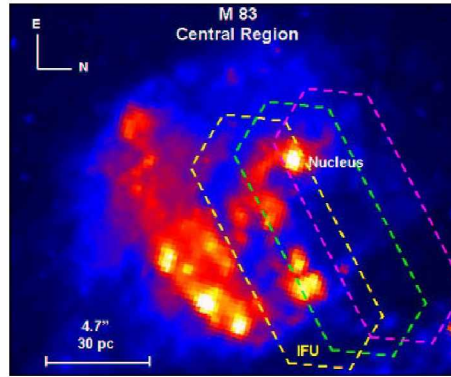


Figura 2. El corazón de M83 visto a través del Telescopio Espacial Hubble con el filtro de banda angosta roja 673N, y las posiciones de los campos estudiados con el Telescopio Gemini Sur.

La curva de rotación muestra que el anillo circumnuclear es más interno que el radio de la resonancia interna de Lindblad (ILR) ($r \sim 1$ kpc) del patrón perturbador global. La fracción de gas molecular ($\geq 13\%$ de la masa circumnuclear) estimada a partir de mediciones de la emisión de CO, y la alta velocidad angular del patrón perturbador circumnuclear, apuntan a la formación de la barra nuclear en NGC 1241 por efecto de inestabilidades autogravitacionales en el disco circumnuclear (Díaz et al. 2003).

3. Estudio de estructuras circumnucleares con espectroscopía 3D IR

M 83 es una galaxia espiral cercana con estructura global de gran diseño. A pesar de su morfología regular presenta una estructura circumnuclear muy compleja, en particular un starburst masivo y una concentración de masa secundaria recientemente sugerida por Thatte et al. (2000). La falta de muestreo espacial no permitió a estos autores fijar la posición de la posible segunda concentración de masa. Recientemente pudimos detectar fuertes distorsiones cinemáticas a través de datos espectroscópicos ópticos tridimensionales -3D- (Mast 2002) ejecutados en Bosque Alegre. Los campos de velocidades radiales y de FWHM de las líneas de emisión ópticas indicarían la presencia y posición de dos concentraciones de masa. El papel desempeñado por el oscurecimiento en estas mediciones cinemáticas no pudo ser determinado en este estudio óptico, por lo que ejecutamos espectroscopía 3D en el infrarrojo cercano con el Telescopio Gemini Sur. Utilizamos el “Cambridge Infrared Panoramic Survey Spectrograph” (Parry et al. 2000), en el modo de unidad de campo integral (IFU), de 490 elementos con una escala de muestreo de $0.36''$ (6.4 pc) por fibra. Se obtuvieron tres espectros de campo integral (~ 1500 espectros) de 45 minutos de exposición, en el rango espectral de 1.2 - $1.4 \mu\text{m}$, incluyendo las líneas de emisión $\text{Pa}\beta$ $\lambda 1.3 \mu\text{m}$ y $[\text{FeII}]$ $\lambda 1.26 \mu\text{m}$ (Figura 2). El seeing resultó de aproximadamente $0.6''$. La Figura 3 muestra los resultados preliminares. El carácter rotacional más grande observado, a escala local, está lejos de la posición del núcleo óptico, el cual está en la zona superior del campo mostrado, y es definido por el máximo

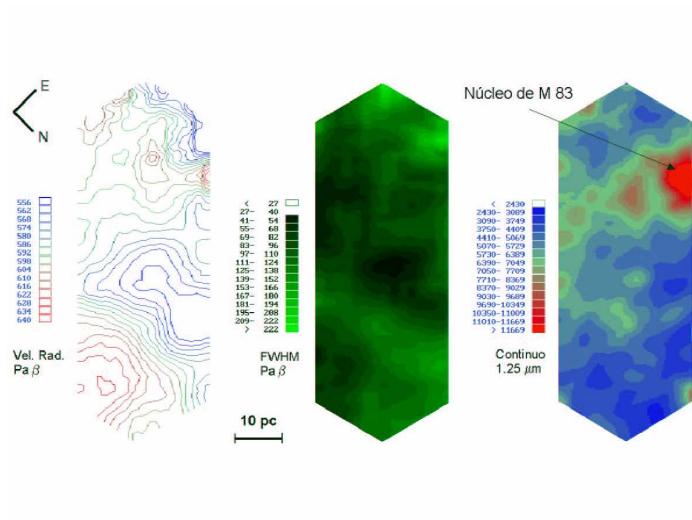


Figura 3. Izq: Mapa de velocidades radiales de $\text{Pa}\beta$ del primer campo procesado (en la Fig. 2, campo más al sur, marcado en amarillo y con la leyenda IFU). Cen: Mapa de FWHM, de-convolucionado por el ancho de perfil instrumental en cada posición. Der: Mapa del continuo en la región de $1.28\mu\text{m}$. La posición del núcleo está lejos del centro cinemático. Compárense los caracteres en esta imagen con aquellos presentes en la imagen del Telescopio Espacial en la Fig. 2.

pico de la emisión de continuo. El mayor agujero negro que podría ajustarse al movimiento circular en el mencionado centro cinemático, debería tener una masa menor $\sim 10^7 M_{\odot}$, masa que, habida cuenta de la presencia de numerosos cúmulos estelares masivos en la región, puede ser explicada por la presencia de uno o varios de estos cúmulos en la zona de máximo oscurecimiento por el polvo. Si bien la barra global de la galaxia podría haber dotado de gran cantidad de gas y polvo a la región central de M 83, la formación estelar violenta parece haber sido disparada recientemente por la fusión con un satélite muy pequeño, o por la generación por autogravitación del disco gaseoso circumnuclear. El arco de formación estelar tiene su extremo más joven coincidente con el centro de masa oscura, por lo que la formación estelar podría marcar la evolución de dicho centro de masa, respondiendo a la forma esperada para una perturbación asimétrica en disco de gas y estrellas.

Agradecimientos. A todos aquellos quienes con su esfuerzo han contribuido a la permanencia de Argentina en el Programa Gemini.

Referencias

Díaz, R. J., Paolantonio, S., Goldes, G., & Carranza, G. 1997, “Espectrógrafo Multifunción”, Trab. de Astronomía, FaMAF-UNC, Serie A, 97/1, 110 pp.

- Díaz, R., Carranza, G., Dottori, H., & Goldes, G. 1999, *Astrophys. J.*, 512, 623
Díaz, R., Rodrigues, I., Dottori, H., & Carranza, G., 2000, *Astron. J.*, 119, 111
Díaz, R., Dottori, H., Villamizar, N., & Carranza, G. 2003, *Astrophys. J.*, 597, 860
Mast, D., 2002, Trabajo Final de Astronomía, FAMAFA, UNC
Parry, I., et al. 2000, *Proc.SPIE*, 4008, 1193
Thatte, N., Tecza, M., & Genzel, R. 2000, *Astron. Astrophys.*, 364, L47

Galaxy luminosity profiles of SARS clusters

Valeria Coenda,¹ Carlos J. Donzelli,¹ Hernán Muriel,¹ Hernán Quintana,² Leopoldo Infante,² and Diego Garía Lambas¹

¹ IATE, Observatorio Astronómico, Córdoba, Argentina.

² Pontificia Universidad Católica, Santiago, Chile.

Abstract. We have analyzed CCD images in the R filter of 14 Abell clusters of the SARS survey, with $cz < 40000 \text{ km s}^{-1}$. We have obtained the luminosity profiles of 507 galaxies and we have studied several relations between the photometric and structural parameters. In the present contributed paper we analyze the following relations: the Kormendy relation and the correlations among the Sérsic parameters.

Resumen. Hemos analizado imágenes CCD en el filtro R de 14 cúmulos de Abell de la muestra SARS, con $cz < 40000 \text{ km s}^{-1}$. Hemos obtenido el perfil de luminosidad de 507 galaxias y hemos estudiado varias relaciones de escala entre los parámetros fotométricos y estructurales. En esta comunicación de trabajo analizamos las siguientes relaciones: la relación de Kormendy y la correlación entre los parámetros de la ley de Sérsic.

1. Introduction

Different authors have used the $r^{1/4}$ law (de Vaucouleurs 1948) to model the light distribution of bulges and the exponential law (Freeman 1970) for disks. In recent years, astronomers have also been using the Sérsic law (Sérsic, 1968) to fit the surface brightness of galaxies.

Structural parameters, such as the effective radius r_e , the effective surface brightness μ_e and the parameter n (Sérsic law exponent), are correlated by various relations, whose physical origins reside on the properties of the stellar populations of galaxies and on the dynamical structure of the systems. One of the most interesting correlations is that between the structural parameters of the bulges, the Kormendy relation (Kormendy 1977). This relation, which is a projection of the fundamental plane and has the advantage that it can be constructed from photometric observations alone.

2. Sample selection and observations

Our sample consists in R-Cousins CCD images of 14 Abell clusters of the SARS sample (Way et al. 2004), with $cz < 40000 \text{ km s}^{-1}$. The images were taken with the Swope 1.0 m telescope at Las Campanas Observatory, Chile. The pixel scale was $0.61''$ and the field covers $20.8'$ square area. Additional details on the observations and data reduction are given in Coenda et al. (2004). We have finally analyzed a total of 507 galaxies of which 232 have known redshifts (Way et al. 2004), and only 25 of these galaxies are not cluster members.

3. Luminosity profiles and profile fitting

Luminosity profiles were obtained using the *ellipse* routine within STSDAS of IRAS. Profiles were fitted using the standard bulge + disk law:

$$I(r) = I_e \exp\left[-7.688\left[\left(\frac{r}{r_e}\right)^{1/4} - 1\right]\right] + I_0 \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right) \quad (1)$$

The first term corresponds to the bulge component (de Vaucouleurs 1948), being I_e the intensity at r_e , the radius that encloses half of the total luminosity of the bulge. The second term corresponds to the disk component (Freeman, 1970), being I_0 the central intensity and r_0 the length scale. On the other hand we have also used the Sérsic law (Sérsic 1968) to fit all galaxy profiles:

$$I(r) = I_s \exp\left(-\left(\frac{r}{r_s}\right)^n\right) \quad (2)$$

In this equation I_s is the central intensity and r_s the length scale. The exponent n is a shape parameter that describes the amount of curvature in the profile. The case $n = 0.25$ corresponds to the de Vaucouleurs law while $n = 1$ corresponds to a disk profile.

Total luminosities of both bulge and disk components were finally computed using the derived photometric parameters and integrating separately both terms of eq. 1. We obtained $L_{bulge} = 7.21\pi I_e r_e^2$ for the bulge component and $L_{disk} = 2\pi I_0 r_0^2$ for the disk component. On the other hand, intensity were converted to surface brightness expressed in mag arcsec^{-2} by the equation $\mu = -2.5\log(I)$. Units of r_e , r_0 and r_s are Kpc. Throughout this paper we have assumed a Hubble constant $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Parameters described in the above equations were obtained using the *nfit* routine within STSDAS of IRAS. Every error sources, like seeing and sky cleaning, were carefully studied in order to check the uncertainties in the computed parameters. We found that the absolute error for the parameter n is on average 0.08. Measured errors for r_e , r_0 and r_s were never greater than 20% while those calculated for μ_e , μ_0 and μ_s were below $0.25 \text{ mag arcsec}^{-2}$.

4. Results and discussion

From the total 507 analyzed galaxies, we found that 162 (32%) have pure $r^{1/4}$ profiles, 168 (33%) have pure exponential profiles and 93 (18%) are well fitted by a combination of both profiles. We also found 84 (17%) galaxies with luminosity profiles that could not be fitted with the classical bulge + disk profile. For such cases we have only used the Sérsic law.

Many scaling relations have been discovered for galaxies, like the fundamental plane (Djorgovski & Davis 1987, Dressler et al. 1987). In the absence of spectroscopic measures, one can study its projection known as the Kormendy relation (Kormendy 1977): $\mu_e = a\log(r_e) + b$. We have studied the Kormendy relation for bulges and disks. For this reason we previously determined the effective surface brightness and the effective radius for disks following Möllenhoff & Heidt (2001). Obtained results are plotted in Figure 1 where we can see a similar

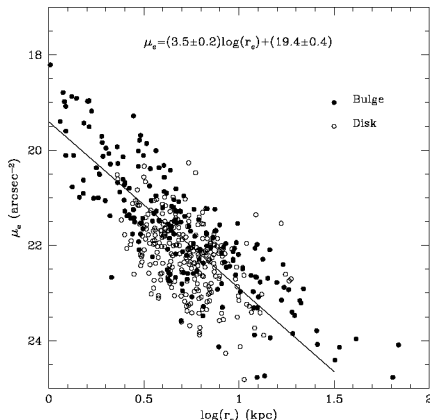


Figura 1. Kormendy relation: Bisector fit for the correlation between the effective surface brightness and the effective radius for bulges and disks.

relation for both subsystems. This results agree with the idea that bulges and disks are virialized systems having similar mass-light ratio (Bender et al. 1997). We have analyzed several photometric relations for galaxies of different morphological types, see Coenda et al. (2004). These observed relations contain information about the physical processes that drove their formation and evolution. In particular, Márquez et al. (2001) found that the slope the $L-r_e$ relation (which is related to the $\mu_e - \log(r_e)$ relation) depends on the slope of the scaling relations between the mass and the potential energy of a galaxy. Although this results applies to elliptical galaxies, it is interesting to note that our sample of disk galaxies obeys a similar relation.

We have also investigated the correlations between the parameters corresponding to the Sérsic law. Márquez et al (2001) have demonstrated that μ_s , r_s and n parameters are correlated. Moreover, they found that elliptical galaxies are distributed along the line defined by two intersecting surfaces: the *Entropic Surface* and the *Energy-Mass Surface* in the $[n, \log(rs), \mu_s]$ space, known as the *Entropy-Energy line*. This implies the idea that elliptical galaxies are indeed a one-parameter family. However, according to our results, not only ellipticals, but all galaxies in the sample lie along this locus. This behavior is shown in Figure 2. Moreover, we also notice that the upper limit of the observed r_s parameter is ~ 1 Kpc, in good agreement with the data and model predictions of Márquez et al. (2001).

5. Conclusions

We have obtained the luminosity profile of 507 galaxies in 14 clusters of the SARS sample. We have shown that bulges and disks of galaxies show a unique relation in the $\mu_e - \log(r_e)$ plane. In addition, the μ_s , r_s and n parameters show a strong correlation suggesting that not only elliptical but all galaxies are likely to be understood as a one parameter family.

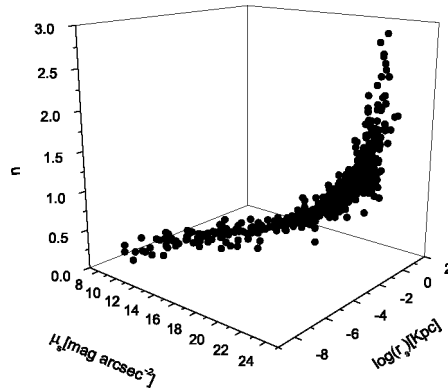


Figura 2. 3D representation of the correlation among the Sérsic parameters.

Acknowledgments. This work was partially supported by the Consejo de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, CONICET; SeCyT, UNC, Agencia Nacional de Promoción Científica and Agencia Córdoba Ciencia, Argentina. L. Infante and H. Quintana acknowledge FONDECYT and FONDAP, Chile for partial support.

References

- Coenda, V., Donzelli, C. J., Muriel, H., Quintana, H., Infante, L., & García Lambas, D. 2004, *Astron. J.*, 129, 1237
- Bender, R., Burstein, D., & Faber, S. M. 1997, *Galaxy Scaling Relations: Origins, Evolution and Applications*, 95
- de Vaucouleurs, G. 1948, *Annales d'Astrophysique*, 11, 247
- Djorgovski, S. & Davis, M. 1987, *Astrophys. J.*, 313, 59
- Dressler, A., Lynden-Bell, D., Burstein, D., Davies, R. L., Faber, S. M., Terlevich, R., & Wegner, G. 1987, *Astrophys. J.*, 313, 42
- Freeman, K. C. 1970, *Astrophys. J.*, 160, 811
- Kormendy, J. 1977, *Astrophys. J.*, 218, 333
- Márquez, I., Lima Neto, G. B., Capelato, H., Durret, F., Lanzoni, B., & Gerbal, D. 2001, *Astron. Astrophys.*, 379, 767
- Möllenhoff, C. & Heidt, J. 2001, *Astron. Astrophys.*, 368, 16
- Sérsic, J. L. 1968, *Atlas de Galaxias Australes*, Observatorio Astronómico de Córdoba
- Way, M., Quintana, H., Infante, L., García Lambas, D., & Muriel, H. 2004. *AJ* submitted.

Mecanismos de alimentación de la actividad nuclear en galaxias

Rubén Joaquín Díaz

Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, diaz@oac.uncor.edu

Abstract. The subject of the source feeding is of the same degree of complexity as the well known problem of the nature of the prodigious energy sources in active galactic nuclei, and it is dominated by the problem of gas angular momentum stirring, in order to form a very dense star cluster or a supermassive black hole with up to several billion solar masses. The general treatment of this problem included topics like extragalactic environments and the interactions that arise in these environments, the structural evolution of galaxies and the violent star formation at circumnuclear scales; and technics like surface photometry, three-dimensional spectroscopy, numerical simulations and others. This thesis includes some of the results which I have published in the last years, exploring the causes that trigger the matter accumulation in the galaxy centers, and studying when possible all the observable scales of these phenomena.

Resumen. Un problema similar al de determinar la naturaleza de las prodigiosas fuentes de energía en los núcleos galácticos activos es el de la alimentación de las fuentes centrales, y la remoción del momento angular del material, para poder formar un cúmulo de estrellas muy denso o un agujero negro supermasivo de hasta varios miles de millones de veces la masa del Sol. El tratamiento general de este problema englobó temas como los ambientes extragalácticos y las interacciones que se originan en los mismos, la evolución estructural de las galaxias y la formación estelar violenta en escala circumnuclear; y técnicas como la fotometría superficial, la espectroscopía tridimensional o las simulaciones numéricas, para mencionar algunas. Esta tesis incluye algunos de los resultados que he publicado en los últimos años, explorando las causas que provocan la acumulación de materia en los centros de las galaxias, y estudiando en lo posible todas las escalas espaciales observables del fenómeno.

1. Introducción

Desde mediados de la década del 60, una gran parte de los esfuerzos observacionales y teóricos de la astronomía extragaláctica han estado destinados a conocer la naturaleza de las prodigiosas fuentes de energía en los núcleos galácticos activos. A medida que transcurrió el tiempo, nuestra comprensión de los fenómenos observados fue reposando sobre el paradigma del “agujero negro supermasivo” y su disco de acreción. Simultáneamente gran parte de la interpretación se hizo dependiente de una serie de variables del modelo que revisten el carácter de inobservables con la tecnología actual. Aunque este escenario, complementado con los fenómenos de formación estelar violenta, resulta satisfactorio o parcialmente satisfactorio para explicar la actividad, en los últimos

años gradualmente la atención se ha desviado hacia un problema de la misma envergadura: el de la alimentación del disco de acreción y remoción del momento angular del material en hasta ocho órdenes de magnitud para poder constituir un objeto colapsado en cantidades de hasta varios miles de millones de veces la masa del Sol. Pocos trabajos han encarado el estudio general del problema, desde las escalas de los cientos de miles de años luz, hasta las escalas del año luz. En esta Tesis he incluido algunos de los resultados observacionales y sus correspondientes interpretaciones teóricas, que hemos publicado en los últimos años con mi participación como primer autor o co-autor. Explorando las causas que provocan la acumulación de materia en los centros de las galaxias, hemos recorrido todas las escalas espaciales del fenómeno utilizando técnicas como la fotometría superficial, la espectroscopía tridimensional o las simulaciones numéricas, para mencionar algunas. En general, para realizar las observaciones se utilizaron los telescopios de Bosque Alegre (1.54m), CASLEO (2.15m), La Palma (4.2 y 1.0 m), el Telescopio Espacial (2.4m) y los telescopios Gemini (8.1m).

2. Los flujos entrantes

Los mecanismos de alimentación de la actividad están íntimamente ligados a la pérdida de momento angular y a los flujos entrantes de materia hacia el centro de potencial gravitatorio. Éstos aparecen como una consecuencia natural de la evolución de los sistemas hacia estados de menor energía total. El intercambio de momento angular a través de patrones perturbadores del potencial axisimétrico deja materia en radios más internos con energía específica mayor que la mínima posible a esos radios. Este exceso es liberado por radiación en el caso del gas, por tanto la presencia de patrones perturbadores, la concentración de gas en las regiones centrales y la actividad nuclear surgen como medios para que los sistemas galácticos evolucionen hacia estados de menor energía. El estudio del problema puede subdividirse en cuatro escalas diferentes, las cuales requieren variadas aproximaciones desde el punto de vista observacional.

3. Los flujos radiales inducidos por el medio

En cuanto a las fuentes externas, el análisis cinemático bidimensional de dos fusiones mayores y avanzadas de galaxias espirales mostró que los movimientos no circulares son más dominantes en las regiones externas, en parte debido a la relajación dinámica de la región central de estas galaxias protoelípticas, y en parte debido a la presencia de potentes vientos galácticos. En estos dos casos estudiados en colaboración y con mucho detalle, la fusión no estaría alimentando un agujero negro supermasivo, pero sí formación estelar que libera tanta energía como un cuasar. En cuanto a las fusiones menores, he examinado observacionalmente cuatro etapas de la evolución: cuando el satélite se encuentra en el primer pasaje ($d \sim 50$ kpc), estadísticamente la etapa de núcleo doble ($d \sim 2$ kpc), la etapa en la que el núcleo aparece apenas resuelto ($d \sim 300$ pc), y por último cuando la presencia del mismo ya se confundiría con la perturbada estructura central ($d \sim 50$ pc). En los casos en que estudié la cinemática en detalle, la presencia de fuertes perturbaciones en los movimientos fue comprobada, por lo que las fusiones menores constituirían al igual que las barras un mecanismo eficiente

para transportar materia hacia la región central, estimulando la formación estelar y la actividad. En lo que se refiere a la etapa de interacción, el caso de estudio más destacable fue el del Objeto Mc Leish, que resultó ser una de las mayores galaxias espirales de canto conocidas, fuente infrarroja importante, con posible actividad nuclear y con un alabeo asimétrico. En esta galaxia espiral con poco dominio del subsistema esférico, las simulaciones numéricas mostraron que basta la perturbación del satélite (observado) relativamente poco masivo, para provocar importantes distorsiones en este movimiento circular. El satélite podría tener una masa tan pequeña como $1/30$ de la masa total de la galaxia principal, y aún así estar precipitando una importante fracción del gas del disco hacia la región central.

4. Inestabilidades gravitacionales internas en discos galácticos

En el caso de la inestabilidad bisimétrica tipo barra, el mecanismo preferido por su universalidad, destacan dos casos extremos entre los que he estudiado. Uno el de NGC 1672 (barra muy fuerte), en la que determiné que se ha producido una de las mayores concentraciones de masa conocidas (adentro de $r \sim 300$ pc) para una galaxia de este tipo morfológico. Cuando la barra es dominante, un leve descentrado (~ 600 pc) podría generar una marcada diferencia en la morfología de los brazos. La cinemática indica que, aunque el estado sea avanzado y la concentración de masa central sea muy alta (la circularidad de las órbitas sería reforzada) el transporte de gas ocurre hasta las decenas de pársecs del centro. Además el importante conjunto de datos espectroscópicos obtenidos muestra que, contrariamente a lo sugerido por otros autores, el anillo circumnuclear no es una estructura en expansión y no rota más rápido que su ambiente. En un caso opuesto en que la barra es poco importante en términos de masa total (NGC 1566), el sistema se presenta como fuertemente simétrico y poco perturbado en su morfología de galaxia espiral de gran diseño. Los flujos entrantes y salientes provocados por la barra son marcadamente localizados y coinciden, aún en la magnitud de las velocidades, con lo predicho por los modelos clásicos de flujo de gas en una galaxia barreada. El uso de modelos axisimétricos y las curvas de Lindblad correspondientes permitió predecir las posiciones radiales de caracteres morfológicos en la emisión del gas ionizado, con precisión sin antecedentes.

5. Perturbaciones a escalas circumnucleares

Los fenómenos que se observan a estas escalas pueden en general ser analizados de la misma manera que los globales, se halló en este trabajo que la velocidad angular del patrón de perturbación circumnuclear podría ser hasta diez veces mayor que en los casos globales. El análisis detallado de la región central de NGC 1241, galaxia activa barreada, mostró la presencia de varios patrones, diferentes según se vea en el óptico o el infrarrojo, algunos de ellos en una configuración eficiente para la remoción de momento angular. El uso de imágenes de alta resolución espacial nos permitió la aplicación exitosa, por vez primera a escalas circumnucleares, de técnicas de análisis morfológico cuantitativo. Las perturbaciones circumnucleares detectadas (mayormente del tipo $m = 2$), cuyo origen parece ser la autogravitación del disco circumnuclear, estarían en NGC 1241 dinámicamente

desacopladas de la barra global. Un caso diferente lo presenta M 83, que alberga el núcleo starburst más cercano y es una galaxia de aspecto global regular, tipo gran diseño. Se comprobó, a través de espectroscopía tridimensional óptica e infrarroja, la presencia de una fuerte asimetría en la distribución de masa en la región central. La distribución de edades indicaría que la formación estelar violenta habría sido desencadenada por una perturbación tipo $m = 1$, al parecer un núcleo doble producto de una fusión menor muy avanzada, o un caso de núcleo descentrado.

6. La alimentación directa del objeto central

Estudí algunos posibles nexos que apunten hacia las estrellas de la región central y su evolución como posibles fuentes de alimentación del supuesto agujero negro supermasivo. En particular se propuso que los colores IR en el núcleo activo de NGC 1241, puedan deberse a la presencia de gran cantidad de estrellas de carbono, las cuales se encuentran en un estado evolutivo óptimo para la provisión de gas con bajo momento angular, unos 10^9 años después de la etapa de formación estelar. Si esta última es desencadenada en el núcleo más bien al principio de la etapa de galaxia barreada, como indican algunos modelos y observaciones, las estrellas de carbono participarían en la alimentación del AGN en la misma etapa en que éste coexiste con los anillos de formación estelar. A través de un estudio estadístico se encontró un nexo significativo entre la presencia de anillos circumnucleares y AGNs, que apunta hacia una coexistencia o coevolución. Ambos fenómenos tendrían similar escala temporal de aparición desde la formación de la barra: unos 10^9 años. Dado que ambos fenómenos, la alimentación del objeto central y la presencia de un anillo circumnuclear, requieren la presencia de una elevada densidad central de masa con respecto al disco galáctico, la circularización de las órbitas implicada debería al mismo tiempo estar llevando a la destrucción de la barra originaria. Por esta razón es posible que sea menos clara la asociación entre AGNs y barras, que entre AGNs y anillos.

Los estudios mencionados llevan a concluir que hay diversidad de mecanismos de alimentación, pero en los casos de gran cantidad de energía radiada en poco tiempo (cuasares), sólo es posible recurrir al escenario de fusiones mayores de galaxias ricas en gas. Contrariamente, en los niveles intermedios de actividad, como la de clase Seyfert, se encuentran varios mecanismos que actúan eficientemente (barras, capturas de satélites, asimetrías). Los niveles de menor actividad son posibles en casi cualquier galaxia a través de múltiples mecanismos, incluyendo algunos propios de la evolución estelar normal en los centros de las galaxias. Por último, se desprende de este trabajo una necesidad inmediata de encarar sistemáticamente observaciones infrarrojas de alta calidad, y espectroscopía óptica e infrarroja tridimensional rutinaria, para construir una base de propiedades físicas comunes, y aplicarla en la construcción de modelos más precisos que ayuden a desentrañar los aún misteriosos procesos que tienen lugar en las regiones centrales de algunas galaxias.

Agradecimientos. A los muchos colegas con los que he trabajado: H. Dottori, I. Rodríguez, M. Agüero, S. Lípari, N. Villamizar, G. Gimeno, D. Mast, W. Weidmann, M. Oddone, L. Vega, G. Carranza, V. Afanasiev, E. Agüero, Y. Taniguchi, R. Terlevich, J. Ahumada, E. Mediavilla, F. Mirabel, G. Goldes, G. Gunthardt, E. Pian, L. Tomassi, y tantos otros.

Díaz, R.J. 2004, Tesis Doctoral, Fac. de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba.

Función de luminosidad de galaxias en cúmulos del SDSS con ‘redshifts’ fotométricos

Ana L. O’Mill,¹ Hernán Muriel,¹ Julián Martínez,¹ y Roser Pelló²

¹ Grupo de Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental, IATE, OAC, Argentina

² Laboratoire d’Astrophysique, Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, Francia

Abstract. The luminosity function of galaxies in clusters is derived assigning galaxies to clusters using the photometric redshift technique. The present study addresses the universality of the faint galaxy population in clusters. An improved version of the decontamination method is presented. Our results indicate that the LF of galaxies in clusters follows a Schechter function with a flat faint end.

Resumen. Se utiliza la técnica de redshifts fotométricos para el cómputo de la función de luminosidad de galaxias en cúmulos sin información espectroscópica. El estudio se concentra en las propiedades de galaxias de luminosidades intermedias y bajas. Se desarrolla una versión mejorada del método de descuentos estadísticos de galaxias para la determinación de la función de luminosidad de galaxias en cúmulos, que incluye información derivada de los redshifts fotométricos. Se encuentra que la función de luminosidad de galaxias en cúmulos sigue una función de Schechter con una pendiente en el extremo débil plana, estando estos resultados de acuerdo con el trabajo de Valotto et al. (2001) en el cual se sugiere que la pendiente pronunciada en el extremo débil de las funciones de luminosidad para galaxias en cúmulos, se debe a efectos de proyección.

1. Introducción

Los estudios estadísticos sobre las luminosidades de galaxias en sistemas a través de la función de luminosidad, permiten extraer conclusiones sobre la naturaleza de la población de galaxias miembros y los procesos físicos que afectan su formación y evolución.

La función de luminosidad (FL) es una de las propiedades de las galaxias en diferentes medios más estudiadas, pues es una herramienta fundamental para la descripción estadística de la población de galaxias y pone de manifiesto las características físicas de las galaxias.

La FL ($\Phi(L)$) representa el número de objetos por unidad de volumen con luminosidades comprendidas en el rango $[L, L + dL]$.

La evidencia observacional muestra que en la gran mayoría de los casos un buen ajuste a la FL de galaxias es la función de Schechter (1976):

$$\Phi(L)dL = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (1)$$

Los parámetros a determinar en la ecuaciones 1 son: la normalización Φ^* , la pendiente logarítmica del extremo débil, α , la cual asume valores negativos, y la luminosidad característica L^* , que marca la separación entre la ley exponencial predominante en el extremo brillante de la FL y la ley de potencias, con índice α , dominante en el extremo débil. Uno de los puntos más cuestionados, es acerca de la “universalidad” de la FL, es decir, si ésta es cambiante respecto al medio en el cual se encuentran las galaxias.

En la literatura pueden encontrarse muchas determinaciones de la FL de galaxias en cúmulos utilizando solo la fotometría (Sandage et al., 1995; Bernstein et al., 1995; Lopez-Cruz 1997, Valotto et. al, 1997; Trentham, 1997, 1998, Valotto et al. 2001).

Como consecuencia de los efectos de proyección, uno de los principales problemas en el estudio de los cúmulos, es el de la pertenencia de las galaxias a estos sistemas, lo cual involucra el conocimiento de las distancias individuales. Una alternativa, es el uso de los datos fotométricos multi banda. Esto nos permite estimar la pertenencia de las galaxias a los sistemas. En la sección siguiente nos ocuparemos de realizar el cómputo de la función de luminosidad de galaxias en cúmulos, utilizando la información de z_{phot} . Los redshifts fotométricos fueron obtenidos utilizando el código público **Hyperz** (Bolzonella et al. 2000).

2. Cómputo de la función de luminosidad de galaxias en cúmulos

La muestra consiste en galaxias del SDSS DR1 con magnitudes $r_{AB} \leq 22$ seleccionadas en campos de 14 cúmulos. Las galaxias cuentan con magnitudes de Petrosian AB en los 5 filtros del SDSS (u , g , r , i y z). Para el cómputo de la función de luminosidad de galaxias en cúmulos, se dividió la muestra en galaxias con determinación espectroscópica y sin determinación espectroscópica, $r_{AB} < 17.77$ y $r_{AB} > 17.77$ respectivamente. Para la determinación de la función de luminosidad de galaxias en cúmulos sin medición espectroscópica, se determinó el número de galaxias que cumplan con un criterio de pertenencia, dentro de una distancia radial proyectada R medida a partir del centro del cúmulo ($R = 1Mpc$).

El ‘redshift’ fotométrico no permite quedarse sólo con los miembros del cúmulo, aún usando un criterio de pertenencia se introducen galaxias que no pertenecen al cúmulo y se excluyen algunas galaxias que efectivamente pertenecen al cúmulo, ésto ocurre tanto para el cúmulo como en el campo. Por lo tanto, para la determinación de la membrecía de las galaxias a los cúmulos, se utilizó el método tradicional de decontaminación de galaxias de fondo.

En este trabajo se introduce la probabilidad $P(z)$ (computada por el **Hyperz**) de cada galaxia de estar al redshift del cúmulo z_c . Con el objeto de imponer más restricciones a la muestra, nos limitamos a considerar solo aquellas galaxias que cumplan con: $\int_{z_c - \Delta z}^{z_c + \Delta z} P(z) dz \geq P_{corte}$. Este procedimiento puede ser aplicado tanto en la dirección de un cúmulo como en los campos aleatorios. En este trabajo se utiliza $P_{corte} \equiv 20\%$ y $\Delta z = 0.05$.

Un último ajuste realizado fue el de asignarle a cada galaxia un peso debido a la eficiencia de los z_{phot} para predecir el z_{spec} en adelante llamaremos a este ajuste “corrección y_r ”.

Table 1. Descripción y resultados de la muestra.

Nombre	α ($\sigma = 0.07$)			M^* ($\sigma = 0.10$)		
	criterio	criterio+ y_r	sin criterio	criterio	criterio+ y_r	sin criterio
RXC J0020.1+0005	-0.64	-0.73	-1.74	-21.85	-21.95	-23.46
Abell 0095	-0.87	-1.05	-1.61	-21.75	-21.87	-22.91
RXC J0114.9+0024	-0.97	-1.01	-1.19	-21.09	-21.11	-20.28
Abell 0168	-0.98	-1.03	-1.41	-21.45	-21.55	-20.45
Abell 0208	-0.91	-0.94	-1.47	-20.18	-20.15	-19.34
RXC J0152.7+0100	-0.75	-0.78	-1.36	-21.70	-21.78	-22.84
RX J0256.5+0006	-0.78	-0.94	-1.24	-22.35	-22.41	-22.19
RXC J1007.8+0031	-0.80	-0.85	-1.49	-21.20	-21.20	-22.30
RX J1017.7-0002	-1.01	-1.08	-1.85	-20.37	-20.44	-21.67
RXC J1122.8+0106	-1.03	-1.09	-1.44	-21.04	-21.10	-21.09
Abell 2246	-0.72	-0.75	-1.50	-21.89	-21.91	-22.91
Abell 2255	-0.92	-0.98	-1.19	-21.05	-20.95	-20.28
RXC J1718.1+5639	-0.97	-1.05	-1.71	-21.31	-21.33	-22.33
RXC J2341.1+0018	-1.19	-1.21	-2.02	-21.54	-21.54	-23.05

Para realizar el ajuste de la función de luminosidad se trabajo con ambas muestras, es decir: con determinación espectroscópica hasta $r < 17.77$ y sin determinación espectroscópica $r \geq 17.77$.

El ajuste de la función de luminosidad se realizó con la función de Schechter, ecuación 1 (Schechter, 1976). Se aplicó un estimador de máxima probabilidad usando el procedimiento de minimización de χ^2 desarrollado por Levenberg y Marquard (ver Press et al., 1987). En la figura 1 se muestran a modo de ejemplo las funciones de luminosidad resultantes para dos cúmulos de galaxias utilizando los procedimientos antes referidos: criterio de pertenencia (círculos llenos), criterio de pertenencia más y_r (triángulos llenos), sin criterio de pertenencia (círculos vacíos) y galaxias con determinación espectroscópica, $r_{AB} < 17.77$ (cruces). Los intervalos fueron realizados de tal manera que el número mínimo de galaxias por intervalo fuese 5. Se puede observar que cuando se utiliza el criterio de pertenencia al cúmulo la función de luminosidad se hace plana en el extremo débil (trazo continuo) y esto es más notorio cuando utilizamos la corrección y_r (línea de trazos), similar a lo que se obtiene para galaxias de campo. Por el contrario, con el procedimiento tradicional, la función de luminosidad es creciente en el extremo débil. Los valores de los ajustes de la función de Schechter se muestran en la tabla 1. En la figura 2 se observa la distribución del parámetro α y la distribución de la magnitud característica para los tres casos, podemos ver que utilizando el criterio de pertenencia y este criterio más las correcciones y_r , el pico máximo de la distribución es $\sim \alpha = -1$ y $\sim M^* = 21.5$.

3. Conclusiones

Se aplicaron las técnicas de 'redshifts' fotométricos en galaxias del SDSS sin determinaciones espectroscópicas. Para el cómputo de los redshifts fotométricos se utilizó el código público Hyperz. Se determinó la función de luminosidad de galaxias en 14 cúmulos de galaxias del SDSS. El cómputo de la función de luminosidad se realizó de dos maneras, la primera utilizando el método tradicional por descuento estadístico de galaxias de fondo y la segunda utilizando el criterio de pertenencia de las galaxias a los cúmulo. Se observa una notable

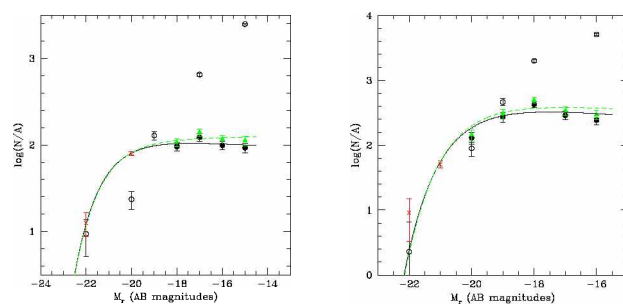


Figura 1. Función de luminosidad de galaxias en los cúmulos *RXCJ0114.9+0024* (izquierda) y *Abell 0208* (derecha) usando el método de descuentos estadísticos de galaxias de campo. *Círculos llenos*: con criterio de pertenencia, *cruces*: galaxias con espectroscopía, línea continua. *Triángulos llenos*: con criterio de pertenencia más corrección y_r , *cruces*: galaxias con espectroscopía, línea de trazos. *Círculos vacíos*: sin criterio de pertenencia.

mejoría en la determinación de la FL al utilizar el criterio de pertenencia a los cúmulos. Los resultados del cómputo de las funciones de luminosidad para los 14 cúmulos muestran que los parámetros α y M^* se mantienen estables dentro de los errores, con un valor de $\alpha \sim -1$ y $M^* \sim -21.5$. Estos resultados se observan tanto en las determinaciones de las funciones de luminosidad utilizando el criterio de pertenencia, como cuando se utiliza este criterio más las correcciones y_r , lo cual sugiere que esta es una corrección de segundo orden. No se observan diferencias notables entre cúmulos identificados en rayos X y cúmulos identificados en el óptico. Los diversos análisis llevados a cabo en este trabajo sugieren que las conclusiones de Lopez-Cruz et al. (1997) y Adami et al. (1999) de que las funciones de luminosidad de cúmulos relajados y densos poseen pendientes en el extremo débil plana, mientras que tienen pendientes más pronunciadas en sistemas irregulares, se debe principalmente a que una fracción de estos cúmulos sufren de efectos de proyección, en concordancia con el trabajo de Valotto et al. (2001).

En un futuro trabajo se espera probar la efectividad de esta técnica, mediante el uso de catálogos sintéticos de galaxias y su aplicación a un número mayor de cúmulos para aumentar la significancia estadística de los resultados.

Referencias

- Bernstein, Tyson, Ulmer, & Wittman, 1995, *AJ*, 110, 1507
 Bolzonella, Miralles, & Pelló, 2000, *A&A*, 363, 819
 Lopez-Cruz, Yee, Brown, & Forman, 1997, *APJ*, 475, 97
 Press, & Schechter, 1974, *APJ*, 187, 425
 Sandage, Diethelm, & Tammann, 1995, *A&A*, 295, 841
 Valotto, Nicotra, Muriel, & García Lambas, 1997, *APJ*, 479, 90

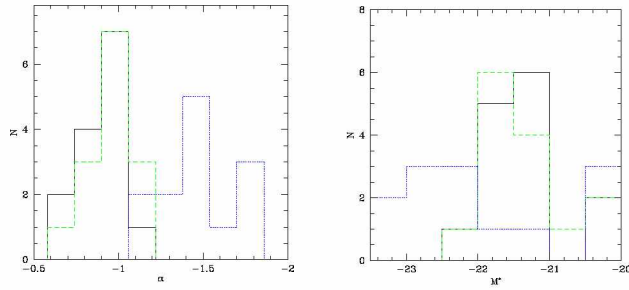


Figura 2. Distribución de los valores de α (izquierda) M^* (derecha) para la determinación de la función de luminosidad de galaxias en cúmulos utilizando diferentes criterios: *línea continua*: con criterio de pertenencia, *línea de trazos*: con criterio de pertenencia + corrección y_r y *línea de puntos*: sin criterio.

Valotto, Moore, & García Lambas, 2001, APJ, 546, 157

The galaxy density environment of gamma-ray burst host galaxies

Carlos G. Bornancini,¹ Héctor J. Martínez,¹ Diego García Lambas,¹
Emeric Le Floc'h,² I. Félix Mirabel,³ and Dante Minniti⁴

¹ *Grupo de Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental, IATE*

Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina

² *Steward Observatory, University of Arizona, USA*

³ *CEA/DSM/DAPNIA Service d'Astrophysique, Francia*

⁴ *Department of Astronomy, Pontificia Universidad Católica, Chile*

Abstract. We analyze cross-correlation functions between Gamma-Ray Burst (GRB) hosts and surrounding galaxies. We have used data obtained with the Very Large Telescope at Cerro Paranal (Chile), as well as public Hubble Space Telescope data. Our results indicate that Gamma-Ray Burst host galaxies do not reside in high galaxy density environments. Moreover, the host-galaxy cross-correlations show a relatively low amplitude. Our results are in agreement with the cross-correlation function between star-forming galaxies and surrounding objects in the HDF-N.

Resumen. En este trabajo se analizaron las funciones de correlación entre las galaxias huésped de Gamma-Ray Burst (GRB) y las demás galaxias en sus entornos. Se utilizaron datos obtenidos con el telescopio VLT de Cerro Paranal (Chile), así también como datos públicos obtenidos con el telescopio Espacial Hubble. Nuestros resultados indican que las galaxias huésped de Gamma-Ray Burst no residen en entornos de alta densidad de galaxias. Por otra parte, la función de correlación cruzada muestra un baja amplitud. Nuestros resultados están de acuerdo con la función de correlación cruzada entre galaxias con alta formación estelar y los demás objetos en el HDF-N.

1. Introduction

The origin of cosmological Gamma-Ray Bursts (GRBs) is still one of the outstanding problems in modern astronomy. As suggested by MacFadyen & Woosley (1999) in the collapsar model, GRBs could be produced by rotating massive stars in which the accretion of a helium core leads to the prompt formation of a black hole. Low metallicity in the stellar envelope reduces the mass loss and inhibits the loss of angular momentum by the star. Analyzing the properties of the host galaxies of GRBs, Le Floc'h et al., (2003) found that GRB host galaxies are sub-luminous in the K -band and exhibit very blue colors, not comparable to the luminous star-burst and/or reddened sources observed at high redshifts in the infrared and sub-millimeter deep surveys. At the present it is unknown if GRB host galaxies are preferentially located in dense environments, or if there is any correlation between the local density of galaxies and the presence of a

GRB (Fynbo et al., (2002); Gorosabel et al., (2003)). In this paper we examine the nature of the density enhancement of galaxies around GRB host galaxies by studying the cross-correlation function between GRB hosts and the surrounding galaxy distribution.

2. Data, Source extraction and photometry

The near-IR data were obtained with ISAAC on the VLT telescope at Paranal, (Chile). A full description of sample selection, observations and image reductions is given in Le Floch et al., (2003). The optical GRBs sample used in this work consist in 19 *HST*/STIS GRB host galaxies images. These observations were taken from Hubble Space Telescope (*HST*) STIS imaging data, “A Survey of the Host Galaxies of Gamma-Ray Bursts” (Holland et al., (2000)). For object detection and photometry we used the SExtractor software package version 2.1 (Bertin & Arnouts (1996)). For the optical and for the near-IR images, the result of the detection process was inspected visually in order to ensure that no obvious objects were missed, and that no false detections were entered into the catalogs.

3. Angular cross-correlation analysis

In this section we analyze the clustering of galaxies around GRB host galaxies. We compute the angular two point cross-correlation function $\omega(\theta)$ between the GRB host galaxies and the galaxies in their fields for the near-IR and optical images. We have used the estimator of the angular cross-correlation function proposed by Peebles (1980). We have also computed the auto-correlation function of the tracer galaxies in all fields analyzed which serves to compare the relative clustering strength around GRB hosts, and around typical galaxies. In Figure 1, we show the resulting host-galaxy two-point cross-correlation functions for two samples of tracer galaxies: $K_s < 21.5$ (left panel), $K_s < 19$ (right panel) in the ISAAC images. In the same figures we have computed the auto-correlations functions of the tracer galaxies in the same magnitudes range. In similar analyzes, Best (2000) and Bornancini et al., (2004), found that radio galaxies and USS radio sources with comparable redshifts than our GRB sample ($z \simeq 1$) show significant cross-correlations with neighboring galaxies (shown as dotted and dashed lines in Figure 1, left panel) indicating that these sources are likely to reside in proto-cluster environments. By contrast, the lack of a cross-correlation signal in our GRB fields provides clear evidence that the neighborhood of GRB hosts is of significant lower galaxy overdensity than groups and clusters. We have also performed this computation for the *HST*/STIS images which are shown in Figure 2. In this figure we can appreciate the host-galaxy cross-correlation function in the 50CCD images for tracer galaxies with $CL < 28$ (filled triangles). We have also explored different intervals of magnitudes and the effect on the results of excluding hosts that are either too distant ($z > 2$), or relatively close ($z < 0.7$) in order to avoid very faint galaxy images and large angular scales. In Figure 2, left panel, we show the resulting host-galaxy cross-correlation functions for tracer galaxies with $CL < 28$ around host galaxies with spectroscopic redshift determinations in the range $0.7 < z < 2$ (Filled circles). It

can be appreciated in these figures a significant anti-correlation signal between GRB hosts and surrounding galaxies, indicating that GRB hosts reside in regions strongly biased to low local galaxy densities. In order to compare these results with galaxy samples with well determined characteristics, we have computed the angular cross-correlation analysis between star-forming galaxies (Rodighiero et al., (2000)), early-type galaxies (Standford et al., (2003)), ISO infrared galaxies (Aussel et al., (1999)), and tracer galaxies in the HDF-N (extracted in the F606W filter, Fernández-Soto et al., (1999)). We find a low cross-correlation amplitude at small angular scales, similar to those obtained in our *HST*/STIS images, in comparison to bright early-types galaxies and ISO sources in the same redshift range (see Figure 2, right panel).

4. Discussion and conclusions

We have analyzed different data sets corresponding to deep imaging in the field of Gamma-Ray Burst hosts. A remarkable low correlation amplitude at small angular scales is detected from the cross-correlation of GRB's and the surrounding galaxies in all samples analyzed. By contrast, the galaxy-galaxy correlation function obeys the usual power-law shape with a significant signal at small separations. A comparison with a similar data set, centered in USS sources, indicates the very different environment of these two types of objects. While USS sources clearly reside in rich environments, GRBs are likely to reside in a typical or even lower galaxy density environment. In the *HST*/STIS fields GRB-tracers cross-correlation functions are significantly lower than early-type-tracers cross correlations. In addition, GRB targets have a lower cross correlation amplitude than ISO and early-type galaxy targets. This suggests that the star formation events associated to GRBs occur in particularly low density environments, a result that is supported by the fact that objects formed in global underdense regions are expected to be biased to low luminosity, consistent with GRB hosts characteristics Le Floch et al., (2003).

References

- Aussel, H., et al. 1999, *A&A*, 342, 313.
 Bertin, E., & Arnouts S., 1996, *A & A Supp.* 117, 393.
 Best, P. N. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 317, 720
 Bornancini, C. G., Martínez, H. J., García Lambas, D., de Vries, W., van Breugel, W., De Breuck, C. & Minniti, D., 2004, *Astron. J.*, 127, 679.
 Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, *ApJ*, 513, 34
 Fynbo, J. P. U. et al., 2002, *A&A*, 388, 425
 Holland, S. et al., 2000a, *GRB Circular Network*, 698, 1
 Gardner, J. P. et al., 2000, *AJ*, 119, 486
 Gorosabel, J. et al., 2003, *A&A*, 400, 127
 Le Floch, E. et al., 2003, *A&A*, 400, 499
 MacFadyen, A. I. & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
 Peebles, P. J. E., 1980, "The Large-Scale Structure of the Universe", Princeton University Press.

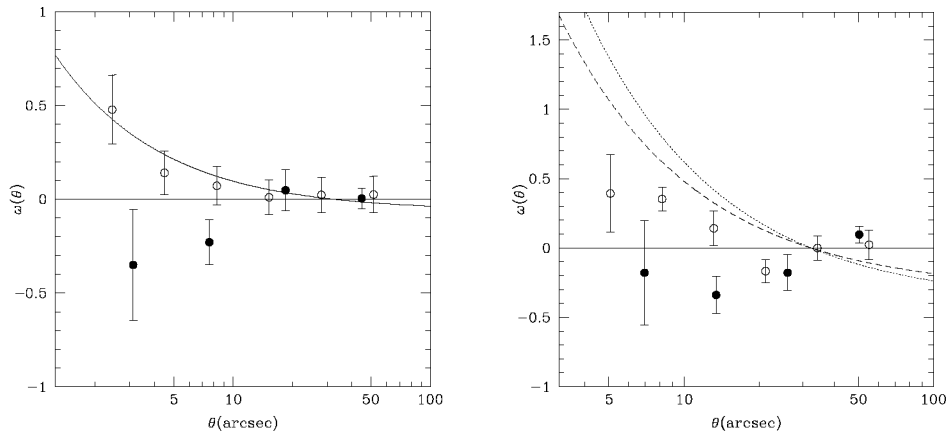


Figure 1. Two point cross-correlation functions GRB-tracer galaxies (filled circles) and auto-correlation functions of tracers galaxies (open circles). Left panel: $K_s < 21.5$. Solid line is the best power law fit to auto-correlation for tracer galaxies with $K_s < 21.5$. Right panel: $K_s < 19$. The dotted line correspond to $K < 19$ radio galaxy-galaxy correlation function taken from Best (2000). The dashed line corresponds to USS-galaxy correlation function for tracers with $18 < K < 19$ taken from Bornancini et al., (2004)

Rodighiero, G., et al., 2000, A&A, 364, 517

Stanford, S. A., et al., 2004, AJ, 127, 131

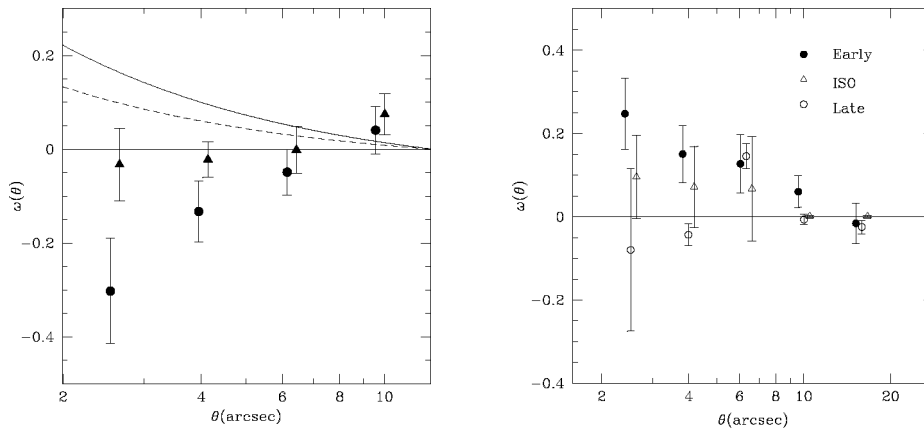


Figure 2. *Left panel:* GRB-tracer galaxies ($CL < 28$) cross-correlation function in the *HST*/STIS images and for all GRB hosts in the sample (filled triangles), the filled circles correspond to GRB hosts in the redshift range $0.7 < z < 2$. Solid line is the best power law fit to auto-correlation function for tracer galaxies with $CL < 28$. Dotted line corresponds to auto-correlation function for GRB hosts in the redshift range $0.7 < z < 2$. *Right panel:* Cross-correlation functions between particular galaxy targets and tracers galaxies with $F606 < 27$

Structure and properties of galaxies in the environment of high redshift radio galaxies

Carlos G. Bornancini,¹ Héctor J. Martínez,¹ Diego García Lambas,¹
Wim de Vries,² Wil van Breugel,² Carlos De Breuck,³ and Dante
Minniti⁴

¹ *Grupo de Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental, IATE, Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.*

² *Lawrence Livermore National Laboratories, U.S.A.*

³ *Institut d'Astrophysique de Paris, France.*

⁴ *Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica, Santiago, Chile.*

Abstract. We have analyzed galaxy properties in the neighborhood of 20 Ultra-Steep Spectrum Radio sources (USS) taken from the WISH catalog of De Breuck et al. (2002). Galaxies in these USS fields were identified in deep observations that were carried out in the K' -band using the OSIRIS imager at CTIO 4m telescope. We find a statistically significant signal of clustering around our sample of USS. The angular extension of the detected USS-galaxy clustering is $\theta_c \sim 20''$ corresponding to a spatial scale $\sim 120h^{-1}$ kpc, assuming the sources are at $z \sim 1$ in a $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ model universe. These results are in agreement with those obtained by Best (2000) for radio galaxy-galaxy correlation and Best et al. (2003) for radio-loud AGN-galaxy correlation. We have also analyzed the light distribution of the galaxies by fitting Sérsic's law profiles. Our results show no significant dependence of the galaxy shape parameters on the projected distance to the USS.

Resumen. Se analizaron las propiedades de las galaxias en el entorno de 20 radio galaxias con espectros Ultra-Steep (USS), extraídas del catálogo WISH (De Breuck et al. 2002). Las galaxias en estos campos fueron identificadas mediante observaciones profundas en el infrarrojo cercano (banda K'), usando el instrumento OSIRIS en el telescopio de 4 m en Cerro Tololo (Chile). Se encontró una señal estadísticamente significativa de clustering en torno a la muestra de radio galaxias, con una extensión angular de $20''$; que corresponde a una escala espacial de 120 Kpc (asumiendo las fuentes a $z \sim 1$, en un Universo dominado por materia oscura fría). Estos resultados están de acuerdo con los obtenidos por Best (2000) para la función de correlación galaxia-galaxia y con los de Best et al. (2003) para la función de correlación radio AGN-galaxia. Además se analizó la distribución de luz de las galaxias en estos entornos, ajustando la ley de Sérsic. Nuestros resultados no muestran una dependencia significativa entre parámetros que definen el perfil y la distancia proyectada a las radio galaxias.

1. Introduction

At low redshift, radio sources are found in massive elliptical galaxies and AGNs being radio emission a common feature in bright elliptical galaxies. Radio sources are good beacons for pinpointing massive elliptical galaxies at least up to redshift $z \sim 1$. There is the well known existence of a very good correlation between K -band magnitude and redshift for powerful radio sources (van Breugel et al. 1998, De Breuck et al. 2001). Ultra-Steep Radio continuum spectrum sources correspond to sources with spectral index $\alpha < -1.3$. Radio sources with ultra steep spectrum (USS) are good candidates for high redshift galaxies so that identification of bright radio sources with faint galaxies provides a convenient procedure to locate distant galaxies and clusters (De Breuck et al. 2001).

2. Data acquisition, Source detection and photometry

We used 20 sources selected from the Westerbork In the Southern Hemisphere (WISH) survey restricted to have a spectral index $\alpha < -1.3$. The galaxy sample used in this work consists in galaxies identified in deep images in the near infrared K' passband of our 20 USS fields, obtained in the 4-meter V.M. Blanco telescope at CTIO using the OSIRIS imager. We have used the SExtractor package version 2.1 (Bertin & Arnouts 1996) for photometry, object detection and galaxy-star separation in the fields. A full description of sample selection, observations, image reductions and source extraction is given in Bornancini et al., (2004).

3. Angular cross-correlation function

In this section we analyze the clustering of galaxies around USS. We compute the angular two point cross-correlation function $\omega(\theta)$ between the USS and the galaxies in their fields. We have used the following estimator of the angular cross-correlation function proposed by Peebles (1980). We have done this computation for three subsamples of tracer galaxies defined by their apparent magnitude: $K' < 18$, $18 \leq K' \leq 19$ and $19 \leq K' \leq 20$ (see Figure 1, left panel). The strong cross-correlation signal between USS and galaxies with $18 \leq K' \leq 19$ implies that they are physically associated on scales smaller than $\sim 20''$. This angular scale corresponds to $\sim 120h^{-1}\text{kpc}$, assuming the sources at $z \sim 1$ (average redshift estimated using the Hubble $K - z$ diagram taken from De Breuck et al. 2002), and a flat cosmological model. This is not the case for galaxies brighter than $K' = 18$, where we detect no significant correlation signal suggesting they are mostly foreground objects. We have tested for the possibility of a biased tendency of detecting faint objects near the central positions of the frames where USS are located. We have computed USS-galaxy cross correlations for faint galaxies, $19 < K' < 20$ and we find no significant correlation signal which indicates the lack of systematic effects in our analysis (see Figure 1, left panel).

4. Light distribution profiles

To deepen our understanding on the nature of galaxies in the overdensities around USS we provide a measure of galaxy morphology in the USS fields we have analyzed the light distribution of galaxies in the images. Since Sérsic's law (Sérsic 1968) has proved to be useful in the characterization of galaxy luminosity profiles, we use it to fit the light distribution of tracer galaxies in our USS fields. As analyzed in Section 4 galaxies with $18 < K' < 19$ show a significant cross-correlation signal so that a large fraction of them are likely to be associated to USS. We have studied the light profiles and the corresponding Sérsic's law fits. Due to the low signal to noise of many images we restricted our analysis to those profiles resolved with significant light well beyond the radius of the seeing disk. This results in a subsample of 31 galaxies, *i.e.* $\sim 25\%$ of the objects in the considered magnitude range.

4.1. PSF effects and light profiles properties

In order to establish the relation between observed and actual values of the shape index n , we have tested our results on a set of simulated galaxies which are affected by PSF convolution. We have chosen a set of 15 galaxies in our sample and we created model galaxies similar to these and convolved them with the observed PSF to match the resolution of the data. Model galaxy images were built using the IRAF `bmodel` task and convolved using IRAF `gauss` task with a Gaussian function representing the PSF effects. Then, we fit Sérsic law profiles to the original and to the convolved model galaxies to determine the differences between input and observed values due to the effects of the PSF. We have estimated the uncertainty in the shape parameter values n of the convolved galaxy images using the typical background noise fluctuation (1σ level). According to the results shown in Figure 1 (right panel), it can be seen that objects with observed index $n < 1.3$ correspond to galaxies with actual shape index values typical of late types. This result is similar to that obtained by Moth & Elston 2002 in their analysis of HDF galaxy images. For $n > 1.3$ the models show consistency with early type objects, that is intrinsic values $n \geq 3$. Therefore, we adopt this threshold in observed n values to discriminate between late and early type galaxy morphologies. In Figure 2, left panel, we show the distribution of Sérsic's shape parameter n . The number of early type galaxies (14) almost equals that of late type galaxies (17), according to our criterion. The scatterplot of n vs. the angular distance to the radio source is shown in Figure 2 (right panel). The Spearman rank correlation coefficient for this relation is $r = -0.083$, indicating a lack of significant correlation between n and the projected distance to the radio source. It should be noticed that the results shown in this figure are not likely to be biased by a selection criterion that could affect the conclusions. In fact, from the number of galaxies with measured light profiles as a function of the angular distance from the USS and the cross-correlation analysis of section 3, we infer that this subsample of 25 % of the galaxies is consistent with being extracted at random from the total sample in the USS fields.

5. Conclusions

We have identified galaxies in deep K' -band CCD frames centered in 20 USS radio sources selected from the WISH survey. We have performed statistical analysis of non-stellar objects in these frames in order to shed light on the properties of galaxies in the neighborhood of USS. We find a strong correlation signal of galaxies with $18 < K' < 19$ around the USS. The angular extension of the detected USS-galaxy clustering is small $\sim 120h^{-1}\text{kpc}$ (assuming the sources at $z \sim 1$ in the adopted cosmology). The evidence from our cross-correlation analysis suggests that USS are located in protocluster environments at high redshifts. Light distribution profiles of galaxies in the frames using Sérsic's law fits indicate a lack of strong dependence of the shape parameter n with the projected distance to the radio source.

References

- Bertin, E., Arnouts, S., 1996, A & A Supp. 117, 393
Best, P. N., Longair, M. S., & Röttgering, H. J. A. 1998, MNRAS, 295, 549
Best, P. N. 2000, MNRAS, 317, 720
Best, P. N., et al., 2003, Mon. Not. R. Astron. Soc., 343, 1
De Breuck, C., et al. 2002, A&A, 394, 59
De Breuck, C. et al. 2001, AJ, 121, 1241
Moth, P. & Elston, R. J. 2002, AJ, 124, 1886
Sérsic, J.L., 1968, *Atlas de Galaxias Australes* (Córdoba: Observatorio de Córdoba).
van Breugel, W., et al., 1998, ApJ, 502, 614
van Breugel, W., et al., 1999, ApJL, 518, 61

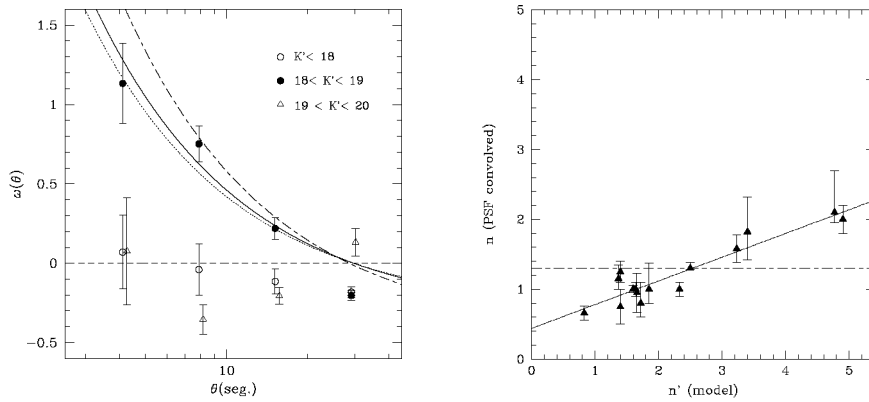


Figure 1. Left panel: The angular USS-galaxy cross-correlation function for three subsamples of tracer galaxies. Solid line is the best power law fit to cross-correlation for tracer galaxies with $18 \leq K' \leq 19$. Dotted line corresponds to $K < 19$ radio galaxy-galaxy correlation function taken from Best (2000) and short-long dashed line is the radio-loud AGN-galaxy correlation function taken from Best et al. (2003). Right panel: Model and model-convolved Sérsic's shape parameter n for simulated galaxies. Uncertainties in the convolved images shape parameter values n were estimated by changing the background noise in 1 standard deviation.

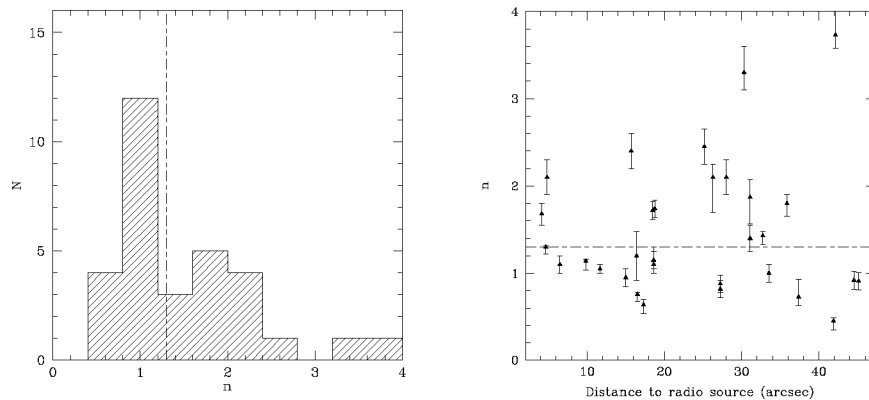


Figure 2. Left panel: Distribution of observed Sérsic's shape parameter for objects with $18 < K' < 19$. The long-short dashed line shows the limit for galaxy classification after taking into account PSF effects based on galaxy models discussed in the text. Right panel: Observed Sérsic's shape parameter n vs. projected distance to radio source, for galaxies with $18 < K' < 19$. The long-short dashed line shows the limit for galaxy classification as explained in text.

**INSTRUMENTACIÓN Y
SITIOS ASTRONÓMICOS**

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Preliminary reductions for y and b CCD flats at CASLEO

A.G. Davis Philip,^{1*} Olga I. Pintado,^{2*} Robert Janusz,³ and Richard Boyle⁴

¹ *ISO & Union College, Schenectady, NY, USA, agdp@union.edu*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas & Dpto. de Física, FCEyT, Universidad Nacional de Tucumán, Argentina*

³ *Ignatianum, Krakow, Poland*

⁴ *Vatican Observatory, Vatican City State*

* *Visiting Astronomer at Complejo Astronómico El Leoncito operated under agreement between Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan*

Abstract. On June 9 - 11, 2004 CCD frames were taken on the 2.15-m telescope at CASLEO in Argentina by Philip and Pintado. One of our main concerns was detecting the error of the flat in each of the filters used during the observing run. The good news is that for most of the chip it seems that the y and b flats can be used without any correction. There may be a small correction to be made to the north and east.

Resumen. En base a observaciones realizadas por Philip y Pintado en junio (9 al 11) de 2004, se analizaron los errores en los flats tomados con diferentes filtros. La buena noticia es que en la mayor parte de la superficie del chip no se necesitan hacer correcciones para los filtros y y b, sólo se debe realizar una pequeña corrección en las direcciones norte y este.

1. Introduction

In 1996 a new photometric system was proposed (Straižys et al. 1996). It is a combination of the four filters (y, b, v and u) of the Strömrgren system (Strömrgren, B. 1963) and three filters (P, Z and S) of the Vilnius system (Straižys, V. 1963). The most important feature of the system is that it enables one to classify stars as to temperature, gravity, metallicity and reddening from the photometric indices alone. At the present time and in the near future many new extremely large sky surveys have been started or planned. Among these are the Hipparcos - Tycho Survey (ESA 1997), the Digital Palomar Sky Survey (DPOSS, Djorgovski et al. 1998), the Super-Cosmos Sky Survey (SSS, extension of DPOSS to southern declinations), the Sloan Digital Sky Survey (SDSS), the Infrared IRAS and Cobe/Dirbe surveys, the infrared 2MASS survey, the infrared DENIS Survey, the LSST Observatory project. The Large-Aperture Synoptic Survey Telescope is planned as an 8.4-m survey telescope with a field

diameter of 55-cm covered by CCDs. The telescope will survey the entire visible sky to a limiting magnitude of $V = 24$ and $I = 23$, starting in 2011. The GAIA project, an astronomical satellite, to be launched by ESA sometime after 2010, will make a three-dimensional chart of our galaxy by surveying about a billion stars, determining positions, distances, motions, magnitudes and spectra. These surveys were listed in an article by Straizys (2003) and they illustrate the need for a photometric system capable of determining the astrophysical parameters of millions of stars, even in regions of high interstellar reddening. This is what the Strömvil System can do and explains the great efforts being made by our group to complete the setting up of the fundamental standards by single channel photometry and selected standard areas by means of CCD photometry.

In September of 2003 there was a meeting held in Vilnius, Lithuania on the subject, "Stellar Photometry: Past, Present and Future". There was a major section devoted to Strömvil Photometry and readers are referred to the following papers for summaries of work being done on the Strömvil system. Philip et al. (2003) discussed the setting up of Strömvil System Standards and Standard Regions, Boyle et al. (2003) discussed the important topic of determining flatfield errors in CCD photometry, Janusz et al. (2003) discussed the CommandLog and the reduction of CCD photometry and Kazlauskas et al. (2003) discussed the calibration of the Strömvil system. These four papers summarize the current state of the efforts of our group in setting up the Strömvil system.

2. The CASLEO program

At present there are three main programs of observations being made. In the Northern hemisphere CCD measures are being made at the VATT on Mt. Graham of standard regions, open and globular clusters. On Mt. Lemmon Lithuanian astronomers have been granted blocks of time on the 60 inch telescopes to make single-channel observations of primary standards. These observing runs are made possible by generous grants of observing time from the University of Arizona and are funded by a Chretien Grant from the AAS to Vytas Straizys made in 2000. These observations are discussed in the Kazlauskas et al. (2003) and Philip et al. (2003) papers. In the Southern hemisphere CCD observations are being made with the 2.15 meter telescope at CASLEO. The first runs were made only in the Strömgren system, but in June of this year the set of Vilnius filters was completed so in the future Strömvil measures can be made in Argentina as well as in the north.

At the VATT (an alt-az telescope) we check on the accuracy of the flat by rotating the camera 180 degrees between sets of exposures. Then we can check the magnitudes of stars as they appear on different parts of the chip. With an equatorial telescope, such as CASLEO, this is not possible so instead we take a central set of exposures in each filter and then move the telescope about half a frame East and then West and take second sets of exposures. We then repeat this exercise going North and South. This procedure generates the sets of observations needed to check on photometric differences caused by star images falling on different parts of the chip.

The first cluster selected for this work is NGC 6397, a southern globular cluster which was the first globular cluster to be measured in the Strömgren system

(Graham and Doremus 1968). The HB stars, without companions, were used as standard stars to transform the instrumental system to the Strömgen system for the blue stars in this cluster.

Other globular clusters on the southern program are M 03 and M 04. Open clusters on the program are NGC 4590 and IC 2944. The most critical part of the data reduction process is the determination of the error of the flat, which is the subject of the next section.

3. The photometric differences shown on the flats

With the 2.15 meter telescope we take three frames on the central area and then move the telescope east one half a frame and take three more exposures and then move the telescope one half a frame west and take three more exposures. This pattern is repeated by moving the telescope half a frame north and then half a frame south. By comparing the magnitudes of stars as they fall on different parts of the chip we build up the database we need to determine possible errors of the flat.

The flats are taken by aiming the telescope at a large white spot which is attached to the dome. Normally we take ten frames in each filter, the exposure set so we get about 30,000 counts. It is important in the reduction procedure that the flat exposures be quite similar. If some of the exposures are underexposed one might think that the counts could be multiplied by a factor to make them equal to the better exposed frames, but this process just increases the error of the determination of the magnitudes of the stars used in calibrating the flat.

In our first approach we did aperture photometry of the brighter stars in the combined five fields. As the fields were shifted right and left, up and down, we ended up with sets of paired magnitudes. The differences in these magnitudes are a measure of the differences caused by star images falling on different parts of the chip. Some differences are caused by different sensitivities at different positions on the chip. There can be dust or other items that block the light path to the chip. On one VATT run we had a problem with an area at the edge of each frame that showed that little information was reaching the chip. It turned out to be the semi-transparent wing of a small insect which we were able to remove by blowing nitrogen across the surface of the dewar. There can be dirt on the filters or even small changes in the transparency of a given chip. A more serious problem is that of scattered light in the telescope. We first came across this problem when we compared evening twilight flats with early morning flats on our early VATT runs. Differences of up to 15% were found across the chip. We took pin-hole camera shots and we found that there were areas away from the center of the frame that had intensities of over 50% compared to the image of the secondary mirror at 100%. The staff of the VATT undertook a survey of possible reflection points and they then covered all such spots with black velvet. Later pin-hole camera shots show that areas of reflection are less than 15% and on the VATT we are now getting flats with differences of about 1%. The important thing to remember is that at every telescope employing CCD photometry it is important to spend the time to learn the response of the CCD, filters and scattered light on the final magnitudes determined by the CCD photometry.

The results of our aperture photometry using the *b* frames to measure magnitude differences along the *x* direction of the chip shows a very good result in that there are no tilts in the trend of the data points and the scatter of the points falls within a 1% limit. The results of PSF photometry on the same *b* frame is done to fainter stars, so there is an increase in the number of stars and shows a small trend in the data points on the east side. The points on the far right are a little over 1% fainter than the rest of the stars. The remaining stars in the plot fall within the 1% range as is the case for all the points in the aperture photometry. The study of the CASLEO flats show that the differences found are within $\pm 1\%$, except possibly for a small area on one edge of the chip. The CommandLog allows us to make corrections to the flat to remove the trend found.

Acknowledgments. We are grateful to the CASLEO Staff for its help during the observing runs. The CCD and data acquisition system have been partially financed by R.M.Rich through U.S.NSF Grant AST-90-1592

References

- Boyle, R. P., Janusz, R., Philip, A. G. D., Kazlauskas, A. and Legaulas, V. 2003, Flatfielding Errors in Strömvil Photometry in *Stellar Photometry: Past Present and Future*, J. Sūdžius, V. Straizys and A. G. Davis Philip, eds., *Baltic Astronomy* 12, 476
- Djorgovski, S. G., Gal, G. R., Odewahn, S. L. et al. 1998, *The Palomar Digital Sky Survey (DPOSS) in Wide Field Surveys in Cosmology*, ESA 1997, Columbi, S, Mellier Y. and Raban, B. Editions *Frontiers*, p. 89
- Graham, J. A. and Doremus, C. 1968, *Blue Horizontal-Branch Stars in NGC 6397*, *AJ* 73, 226
- Janusz, R., Boyle, R. P. and Philip, A. G. D. 2003, *The Reduction of CCD Images for Stellar Photometry on the VATT*, in *Stellar Photometry: Past, Present and Future*, J. Sūdžius, V. Straizys and A. G. Davis Philip, eds., *Baltic Astronomy* 12, 484
- Kaslauskas, A., Straizys, V., Boyle, R. P., Philip, A. G. D., Laugalys, V., Cernis, K. and Sperauskas, J. 2003, *Calibration of the Strömvil Photometric System*, in *Stellar Photometry: Past, Present and Future*, J. Sūdžius, V. Straizys, V. and A.G. Davis Philip, eds., *Baltic Astronomy* 12, 491
- Philip, A. G. D., Boyle, R. P., Straizys, V. and Kazlauskas, A. 2003, *Setting Up of the Strömvil System Standards and Standard Regions 2003* in *Stellar Photometry: Past Present and Future*, J. Sūdžius, V. Straizys and A. G. Davis Philip, eds., *Baltic Astronomy* 12, 471
- Straizys, V. 1963 *Bull. Vilnius Obs.*, No. 6, 1
- Straizys, V. 2003 in *Stellar Photometry: Past Present and Future*, J. Sūdžius, V. Straizys and A. G. Davis Philip, eds., *Baltic Astronomy* 12, 433
- Straizys, V., Crawford, D. L. and Philip, A. G. D. 1996 *Baltic Astronomy* 5, 83
- Strömgren, B. 1963 in *Basic Astronomical Data*, K. A. Strand, ed., University of Chicago Press, p. 123

Control electrónico del conjunto telescopio, cúpula, plataforma y espectrógrafo de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre

Guillermo Martínez del Pozo,¹ Germán A. Picco,¹ Rubén Díaz,² y Pablo Recabarren²

¹ *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNC*
guille91178@yahoo.com/gapicco@hotmail.com

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC,*
diaz@oac.uncor.edu/pablo@oac.uncor.edu

Abstract.

In this work we present the new electronic and software system developed to control the main components of the observing system at the Bosque Alegre Astrophysical Station. The control system operates the 1.54 m telescope, the maintenance platform, dome, auto-guiding system and the Multifunctional Spectrograph and its design is based in a Microchip PIC microcontroller system (16F877) linked with a PC computer.

Resumen. En este trabajo se presenta el nuevo sistema de control electrónico implementado para la Estación Astrofísica de Bosque Alegre y se describen en forma general los componentes que conforman el desarrollo del mismo. El sistema controla el telescopio de 1.54 m, la plataforma, la cúpula, el sistema de autoguiado y el Espectrógrafo Multifunción y su diseño está principalmente basado en un microcontrolador de la firma Microchip (16F877) comunicado con un computador PC.

1. Introducción

En el Observatorio de Córdoba se registran antecedentes de desarrollos del control electrónico del telescopio de Bosque Alegre, basados en el hardware adquirido por el observatorio a principios de la década de 1990 e instalado por el personal técnico del mismo. Uno de los primeros fue la presentación del Trabajo Final del Ingeniero Hanselmann (1997), “Video Tracker del Telescopio de 1.54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre”, y posteriormente el del Ingeniero Alvarez (2000), “Sistema de Control Semiautomático de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre”, ambos destinados además a actualizar el hardware de operación de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA). El primero de estos proyectos no se encuentra en operaciones debido a que la cámara vidicon sobre la que se basaba dejó de funcionar. El segundo de los proyectos se encuentra funcionando actualmente, pero los componentes empleados en la oportunidad y el montaje de placas presentan algún grado de obsolescencia, lo que produce que el sistema salga de funcionamiento obligando al observador a operar el telescopio y los accesorios en modo manual, restando agilidad, practicidad y tiempo de observación. Esta situación obligó a replantear el proyecto para hacerlo confiable e incorporar otras facilidades de uso y mantenimiento, tales como un software actualizado de entorno visual que contemple la función de guiado y ca-

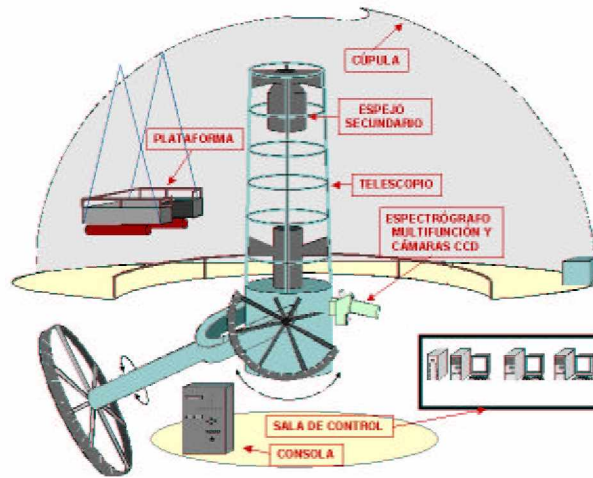


Figura 1. Diagrama completo de los componentes del sistema de observación en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre

lado automático con representación tridimensional (3D) del conjunto telescopio, plataforma y cúpula, control del espectrógrafo multifunción, reemplazo de componentes MSI por componentes programables (PIC), arquitectura de placas con sistema de inserción para facilitar su remoción en caso de efectuar reparaciones o futuras ampliaciones del equipo, reemplazo de conectores y cableados, manuales de operación, planos y programas de instalación, frente de interfase con 44 testigos luminosos que permiten una rápida detección de fallas y un diseño acorde con exigencias propias del trabajo científico. En nuestro país el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) presenta un interesante antecedente de automatización de telescopios. Su electrónica permite manejar accionamientos del telescopio, encendido y apagado de bombas, apertura y cierre del shutter, movimientos de la cúpula, calado automático, etc. En el caso del CASLEO, al no existir una plataforma colgante de la cúpula, la complejidad del automatizado disminuye considerablemente comparado con el de la EABA, ya que la presencia de la mencionada plataforma implica la posibilidad de colisiones con las demás partes constitutivas del sistema (telescopio, barandas, cables, mangueras, etc.), lo que debe ser tenido en cuenta por el software de control. Esto confirma que la problemática del automatizado de grandes telescopios radica en que cada caso es único, por lo que la ingeniería que se aplica en un Observatorio difícilmente sea de utilidad en otro sin las modificaciones específicas que requiere cada Estación Astronómica.

2. Descripción del hardware

El desarrollo de la electrónica de control del telescopio y dispositivos anexos, de la EABA se hizo bajo una premisa de compatibilidad con la interfase anterior, posibilitando así que con un sencillo intercambio de las interfases se pudiera operar con una u otra. De este modo se pudieron realizar todas las pruebas necesarias, sin necesidad de sacar de servicio a la Estación hasta completar la

migración al nuevo sistema de control. Solamente en la fase final, y ante la necesidad de cambiar los viejos conectores por otros más adecuados, se procedió al reemplazo definitivo e irreversible del control electrónico. El control electrónico permite la realización de maniobras de posicionado de telescopio, de la cúpula y de la plataforma. También permite controlar el espejo secundario, cierra el lazo de control de una cámara SBIG ST4 para guiado por imágenes y el control del Espectrógrafo Multifunción (Díaz et al. 1997), principal instrumento de la Estación. Este control electrónico se diseñó sobre la base de un microcontrolador Microchip PIC 16F877, el que actúa con una electrónica asociada entre cuyos componentes se destaca un convertidor DAC 0800 para la generación de la rampa de control de velocidad de los motores de ascensión recta y declinación, comunicado con un computador en donde reside el software de alto nivel (SCOBA) que opera conjuntamente con la unidad de interfase. El montaje de las placas se estructura en un conjunto modularizado de un total de 9 placas de las que se destacan 6, por las funciones que realizan. Una placa base sobre la que se insertan otras 5 placas en sus respectivos slots o conectores de borde de placa, las que cumplen las siguientes funciones:

- a) Placa de control general. Resuelve las funciones de la consola de potencia del telescopio y permite maniobrar telescopio, cúpula y plataforma. Permite habilitar las diferentes maniobras, cuenta con una lógica de seguridad, optoaislación a las etapas de potencia y salida triac de actuación. Su salida ataca directamente a los relés y contactores de la consola de potencia.
- b) Placa rampa de aceleración. Su principal componente es el DAC 0800, el cual convierte los valores digitales suministrados por software en tensiones sobre los motores. Esta placa también tiene su salida optoacoplada para evitar fallas por inducciones espúreas originadas por la actuación de relés y contactores y por fuerzas contraelectromotrices de los motores eléctricos.
- c) Placa de sensado. Por esta placa ingresan las señales provenientes del sensado de posición de plataforma, cúpula y relés de la cámara de guiado automático. Esta placa realiza el acondicionamiento y filtrado de estas señales, las multiplexa para su posterior conversión a digital, en el microcontrolador PIC 16F877. También se ingresan a esta placa las señales provenientes de sensores de temperatura alojados en el tubo del telescopio, a diferentes alturas, para analizar problemas de degradación de imágenes por convección térmica y turbulencia.
- d) Placa del espejo secundario. La función de esta placa es la de controlar los movimientos y posición del espejo secundario a los efectos de tener un correcto control de foco del telescopio. Cuenta con un circuito de habilitación y actuación de contactores del motor del secundario, encendido y apagado del micrómetro que sensa la posición del secundario y lee los switchs de fin de carrera. La lectura del micrómetro se hace directamente por el puerto RS 232 del computador de control.
- e) Placa del espectrógrafo. Esta placa reemplaza al antiguo control manual del Espectrógrafo Multifunción y realiza las lecturas que antiguamente se hacían mediante tres multímetros. Realiza el desplazamiento de la posición del CCD de guiado en el campo del telescopio, sensado de la posición del mismo, sensa y mueve la posición de la red de difracción y demás funciones accesorias antes realizadas desde una manopla en la sala de control, como la inserción de ranura, máscaras, filtros y el encendido de lámparas.

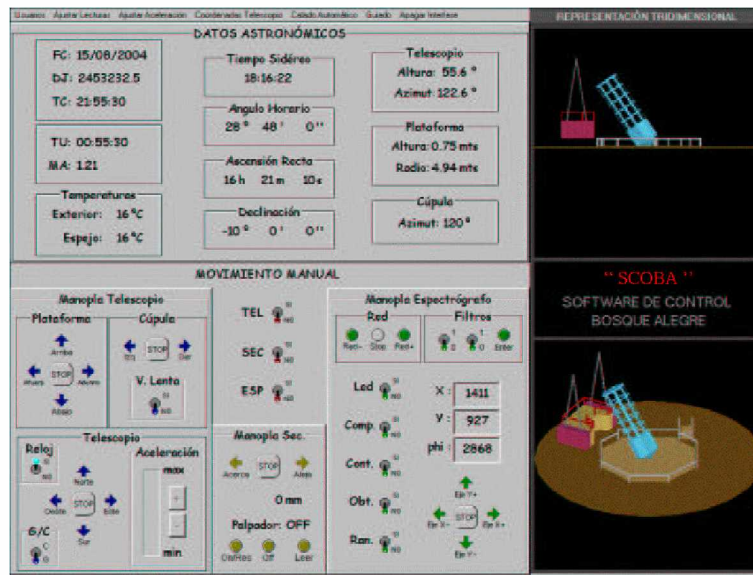


Figura 2. Pantalla Principal del software SCOPA

El esquema se completa con una placa de “leds” de frente de panel, para el chequeo visual de etapas, con “leds” verdes para indicación de tensiones y habilitaciones, amarillos para indicación operaciones varias y rojos para indicación de fallas. Una placa de fuentes de alimentación y finalmente una placa de extensión del Bus ISA, para acceder al mismo desde el exterior del gabinete del computador, sin necesidad de retirar la carcasa del gabinete. Todas las placas fueron realizadas con tecnología “through hole”, a doble faz y se emplearon componentes y conectores de buena calidad comercial lo que disminuye la probabilidad de fallas por deficiencias de montaje. En referencia al guiado automático por imágenes, se ha completado el lazo de control mediante la lectura, por parte de la nueva interfase, de las salidas de los relés de la unidad de control de la cámara CCD SBIG ST4, instalada en reemplazo del antiguo vidicón del espectrógrafo, en el montaje off axis guider del mismo, y la consecuente actuación de correcciones con los motores del telescopio.

3. Descripción del software

En el trabajo que se describe se han desarrollado dos programas para la operación del conjunto, un programa de alto nivel en Visual C++, bajo entorno Windows, empleando librerías gráficas Open GL, para las representaciones mímicas de la interfase de usuario, denominado SCOPA (Software de Control Bosque Alegre), y la programación en bajo nivel del microcontrolador Microchip PIC 16F877. SCOPA provee una interfase ágil y sencilla, bajo entorno visual, con una representación mímica tridimensional del conjunto telescopio, cúpula y plataforma que le permite al operador visualizar en todo momento las posiciones relativas de estos dispositivos, en dos vistas ortogonales entre sí. El software incorpora funciones de seguridad para evitar la colisión entre los diferentes órganos en

movimiento y opciones para la habilitación o no de esta posibilidad. Pueden realizarse maniobras automáticas como el calado y el guiado, o manuales, mediante la simulación en pantalla de las clásicas manoplas de operación manual, las cuales, de todos modos, pueden ser utilizadas, dotando al sistema actual de una adecuada redundancia que asegura la operatividad de la Estación, incluso ante fallas de la electrónica descripta. El nuevo software incorpora además un sistema de gestión de usuarios con contraseñas y jerarquías que permiten habilitar o no, a los diferentes usuarios, las posibilidades del conjunto. La pantalla principal del operador presenta también información de utilidad como coordenadas y tiempos. La programación se completa con ajustes de parámetros de configuración necesarios para el funcionamiento. El software de bajo nivel desarrollado para el PIC 16F877 es el que permite la gestión de las diferentes placas que integran el hardware, comunicándose con el computador a través de un esquema de puerto paralelo desarrollado a tal fin.

4. Conclusiones

El sistema resulta confiable en sus prestaciones y es de fácil mantenimiento, mientras que el software desarrollado presenta numerosas utilidades y tiene un buen impacto visual. En cuanto a los movimientos, la utilización del sistema ha mostrado que se evitan exitosamente las colisiones de componentes durante el calado de los objetos. Una vez puesto en hora el sistema, la precisión de calado del telescopio resulta del orden de los $15''$ en distancias zenitales menores a 45° , mientras que la precisión relativa de posicionamiento en el campo de visión del instrumento es del orden de $1''$. La incorporación del control del Espectrografo Multifunción desde la misma interfase de operación así como el sistema de gestión de usuarios permitirán un mayor aprovechamiento del tiempo de observación nocturno y un uso seguro del sistema por parte del técnico operador adecuadamente entrenado. Finalmente, la disponibilidad de sensado de temperatura permite el estudio de la influencia de los gradientes de temperatura en la calidad de imagen.

Agradecimientos. Al personal del Observatorio Astronómico de Córdoba por facilitar la concreción de este proyecto.

Referencias

- Álvarez, J.i C. 2000, "Sistema de Control Semiautomático del Telescopio de 1.54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre", Trabajo Final de Ingeniería, F.C.E.F.yN.-U.N.C., asesores: P. Recabarren y R.J. Díaz
- Díaz, R. J., Paolantonio, S., Goldes, G., & Carranza, G. 1997, "Espectrógrafo Multifunción. Características, Puesta a Punto, Operación y Reducción de Datos", Trab. de Astronomía, Fa.M.A.F.-U.N.C., Serie A, 97/1, 117 pp.
- Hanselman, J. A. 1997, "Video Tracker para la Estación Astrofísica de Bosque Alegre", Trabajo Final de Ingeniería, F.C.E.F.yN.-U.N.C., asesores: P. Recabarren y J. Sánchez

Observatorio Pierre Auger: motivación y estado actual

Adrián C. Rovero,¹ Alberto Etchegoyen,² y Beatriz García³

¹ IAFE, Buenos Aires, Argentina, rovero@iafe.uba.ar

² Tandara-CNEA, Buenos Aires, Argentina, etchegoy@tandar.cnea.gov.ar

³ UTN, Mendoza, Argentina, bgarcia@frm.utn.edu.ar

Abstract. The Pierre Auger Observatory is aiming to understand the origin, nature and acceleration mechanisms of the most energetic cosmic rays ($E > 10^{18} eV$). It will consist of one hybrid detector in each hemisphere, giving a total acceptance of $14200 \text{ km}^2 \text{sr}$. The southern observatory is being constructed in Malargüe, Mendoza, Argentina, and will be finished in 2006. No final statement can be made so far about any feature in the most energetic part of the spectrum. However, good candidate events were observed to have a primary energy of about $10^{20} eV$.

Resumen. El Observatorio Pierre Auger tiene como objetivo entender el origen, naturaleza y mecanismos de aceleración de los rayos cósmicos más energéticos del espectro ($E > 10^{18} eV$). Constará de un detector híbrido en cada hemisferio terrestre con una aceptación total de $14200 \text{ km}^2 \text{sr}$. El Observatorio Sur está siendo construido en Malargüe, Mendoza, esperándose su finalización para el año 2006. Con los datos adquiridos hasta el presente no es posible sacar conclusiones acerca de la forma del espectro de rayos cósmicos a estas energías, pero existen muy buenos eventos candidatos con energías de aproximadamente $10^{20} eV$.

1. Introducción

El Observatorio Pierre Auger es el instrumento que contribuirá a encontrar respuesta al origen, mecanismos de aceleración y composición de los rayos cósmicos de energía ultra elevada ($E > 10^{18} eV$).

Los rayos cósmicos son mayoritariamente partículas subatómicas cargadas que llegan a nuestro planeta con un espectro de energía (E) que cubre varios órdenes de magnitud. El flujo de rayos cósmicos sigue aproximadamente una ley de potencia ($\approx E^{-3}$), yendo desde algunos cientos por metro cuadrado por segundo para bajas energías ($E \approx 10^9 eV$), hasta sólo unos pocos por km^2 por siglo para energías ultra elevadas ($\approx 10^{20} eV$). El origen de los rayos cósmicos es tema de investigación de frontera. Hay evidencias de que aquellos con energías de hasta $\approx 10^{15} eV$ serían partículas subatómicas aceleradas en ondas de choque de remanentes de supernovas en nuestra propia galaxia. Sin embargo, para energías ultra elevadas, no es claro que se den las condiciones de aceleración necesarias dentro de la Vía Láctea. Existe consenso, en cambio, en que probablemente se produzcan aceleraciones muy energéticas en otras galaxias en donde se observan procesos energéticos más importantes. Los modelos predicen partículas de ultra alta energía asociadas a vientos galácticos en general, particularmente en galaxias con núcleos activos, por medio del mecanismo de aceleración de Fermi.

Si éste fuera el caso, los rayos cósmicos ultra energéticos serían extragalácticos, hipótesis que tiene sustento y consenso dentro de la comunidad científica. La naturaleza química de los rayos cósmicos ultra energéticos es aún menos claro que su origen, pero de ser éstos partículas cargadas, como la mayoría de los rayos cósmicos de baja energía, entraría en juego su interacción con los fotones del fondo de radiación cósmica que encuentra el rayo en su camino hacia la Tierra. Si, por ejemplo, fueran protones con una energía inicial que exceda el umbral de fotoproducción de piones, esta energía se iría degradando hasta alcanzar $\approx 5 \times 10^{19} eV$ en distancias características de 50 - 100 Mpc (efecto conocido como corte GZK). Un proceso similar ocurre con núcleos atómicos más pesados, mediante el proceso de fotodesintegración, o de formación de pares en el caso de un rayo gama, aunque las longitudes de atenuación son mucho más cortas en este último caso. Esto implica que no deberían detectarse rayos cósmicos con energías mayores que $\approx 5 \times 10^{19} eV$ si su origen está más allá de los 50 -100 Mpc, distancia que es mucho menor que aquella a la que se encuentran la gran mayoría de las galaxias candidatas a producir estos rayos.

Sin embargo en las últimas décadas se han detectado alrededor de veinte rayos cósmicos con energías que superan los $10^{20} eV$, lo cual deja abierta varias preguntas: ¿son realmente partículas que fueron aceleradas en la vecindad de nuestra galaxia?; ¿se trata de otro tipo de rayos cósmicos que no sufren degradación de su energía?; ¿hay algún error sistemático en la determinación de las energías de los rayos cósmicos ultra energéticos?. Para responder a estas y a otras muchas preguntas, es imprescindible primero determinar con buena estadística cómo es el espectro de energía para los rayos cósmicos más allá de $10^{20} eV$. Debido a su extremadamente bajo flujo, la única forma de obtener buena estadística en períodos humanamente aceptables es construyendo un detector con gran área de colección. La dificultad de un emprendimiento de esta naturaleza, por su magnitud y complejidad, fue la que motivó a los investigadores a unirse en una colaboración internacional que se dió en llamar Colaboración Pierre Auger, en honor al físico francés descubridor de las cascadas atmosféricas de partículas. La colaboración, que involucra 250 investigadores de 14 países, está construyendo lo que ya es, aún en etapa de construcción, el detector de rayos cósmicos con mayor apertura hecho por el hombre.

2. Los detectores

Los métodos desarrollados hasta el presente para poder detectar rayos cósmicos están basados en las características de las cascadas atmosféricas producidas por estos rayos primarios. Las cascadas de partículas secundarias que generan los rayos cósmicos al entrar en la atmósfera terrestre han sido medidas con detectores de partículas y de radiación y estudiadas mediante simulaciones de Monte Carlo durante mucho tiempo (ver por ejemplo Nagano y Watson, 2000). Esos estudios han permitido la utilización de dos tipos de técnicas de reconstrucción de eventos detectados: reconstrucción de la distribución lateral de partículas y reconstrucción de la distribución longitudinal de las partículas de la cascada. Dichas reconstrucciones permiten eventualmente conocer la dirección de arribo, composición y energía del rayo cósmico primario. En la primera de esas técnicas se utilizan detectores de partículas distribuidos en la superficie terrestre de mane-

ra de obtener un muestreo de la densidad de partículas secundarias de la cascada y sus tiempos de arribo (ver: Haverah Park (Lawrence, et al., 1991) y AGASA (Kawaguchi, et al., 1990)). En la segunda, se utilizan detectores de fluorescencia, esto es, telescopios que detectan la luz de fluorescencia del nitrógeno atmosférico excitado por el paso de las partículas cargadas de la cascada (ver: Flys Eye (Baltrusaitis, et al., 1985) y HiRes (Abu-Zayyad et al., 2001)).

Los dos tipos de técnicas, detectores de partículas y detectores de fluorescencia, tienen ventajas y desventajas. Los primeros pueden operar el 100% del tiempo ya que no los afecta la luz solar, lo cual les da también una mejor cobertura del cielo en ascensión recta. Sin embargo, el cálculo de energía del primario es dependiente del modelo de interacciones hadrónicas que se utilice, en particular para las primeras interacciones en la atmósfera, el cual no puede ser confirmado en aceleradores ya que se producen a energías mucho mayores que las que se alcanzan en éstos. Los detectores de fluorescencia, en cambio, brindan un valor más confiable de la energía del primario ya que utilizan la atmósfera como calorímetro, pero sólo pueden funcionar un 10% del tiempo total debido a que deben operar en noches claras y sin luna.

Por las razones expuestas, la colaboración Auger decidió construir un detector híbrido, esto es, utilizar las dos técnicas de detección ya probadas para complementar sus ventajas, además de poder comparar eventos comunes a ambos. La determinación de la energía de los rayos cósmicos es un tema crucial, no sólo porque el espectro debe ser determinado con bajo error, sino porque va a arrojar luz sobre la diferencia existente en los espectros medidos por AGASA y HiRes más allá de $5 \times 10^{19} eV$. Esta discrepancia no es sólo en la existencia o no de un corte de GZK, sino en los valores de flujos y/o energías de la parte del espectro anterior al corte GZK (Nagano y Watson, 2000).

El Observatorio Pierre Auger tiene así dos detectores: Detector de Superficie (DS) y Detector de Fluorescencia (DF). El observatorio tendrá un área de colección de 3.000 km^2 en cada hemisferio terrestre, con capacidad de detectar rayos cósmicos con energías superiores a 1 EeV ($10^{18} eV$), con una aceptación total de $14200 \text{ km}^2 \text{ sr}$ para ángulos cenitales menores a 60° . De esta manera se observarán aproximadamente 6.000 eventos de $E > 10^{19} eV$ por año, durante los 20 años de funcionamiento previstos para el mismo.

El DS consiste de 1.600 detectores individuales separados entre sí por 1.500 m y ubicados en los vértices de un arreglo triangular que cubre los 3.000 km^2 que forman el detector completo. Cada uno de los detectores es un tanque herméticamente cerrado, de 10 m^2 de superficie y 1,5 m de altura, que contiene 12.000 litros de agua ultra pura. Las partículas secundarias de las cascadas atraviesan los tanques del DS y producen luz Cherenkov que es registrada por tres fotomultiplicadores. El DF consiste de cuatro "ojos" distribuidos en la periferia del arreglo de tanques, cada uno con seis telescopios que cubren 30° sobre el horizonte (acimut) y 30° en elevación, de tal forma que los 24 telescopios son capaces de registrar la luz de fluorescencia producida por las mismas cascadas que impactan sobre el DS. Cada telescopio consiste de un espejo esférico que enfoca la luz sobre una cámara que posee 440 pixeles (fotomultiplicadores) de $1,5^\circ$ de apertura angular. El sistema óptico posee un anillo corrector, del tipo Schmidt, y un diafragma de 2,2 m de diámetro para corregir parcialmente las aberraciones esféricas.

3. Estado Actual del Observatorio

El detector Sur del observatorio se está construyendo en Pampa Amarilla, Malargüe, provincia de Mendoza, y se encuentra en la etapa de producción, estimándose su finalización para el año 2006. Previamente, en el período 2001-2002, la colaboración instaló y operó un instrumento prototipo consistente en 32 tanques y 2 telescopios de fluorescencia totalmente operativos (Auger Collaboration, 2004). Al mes de enero de 2005 se encuentran instalados 667 tanques del DS (600 en operación) y 12 telescopios del DF en los ojos de Los Leones y Coihueco. El ojo de Los Morados está en etapa de ensamblado de telescopios y el de Loma Amarilla en licitación para su construcción. La colaboración argentina participa activamente en la construcción del observatorio, en particular coordinando todo lo relacionado con los tanques, que son provistos por Argentina, Mexico y Brasil. Los grupos del Centro Atómico Constituyentes e Instituto Balseiro (CNEA) y UTN Regional Mendoza tienen a cargo esta operatoria, como así también la fabricación de varios componentes de los tanques, provisión de agua pura, colocación de torres para comunicaciones, construcciones de infraestructura, prueba de todos los fotomultiplicadores del DS, fabricación, colocación y prueba de antenas del DS, cartografía y mensura y fabricación de liners (bolsas contenedoras del agua de los tanques). Para la fabricación de liners se construyó un edificio en UTN-Mendoza y se normalizaron los procedimientos, obteniéndose la certificación ISO 9001:2000 en octubre de 2004. La planta produce actualmente 5 liners por día y completará su producción en marzo de 2005.

Después de solucionar problemas técnicos de adquisición y procesamiento de datos durante los años 2002 y 2003, los datos adquiridos durante el año 2004 son considerados suficientemente buenos como para probar métodos de análisis tendientes a obtener los primeros resultados físicos. Se están estudiando las posibles prescripciones para determinar anisotropías en el flujo de rayos cósmicos, la forma en que deben considerarse los errores estadísticos en el espectro de energía y de qué manera debe realizarse la intercalibración de los dos sistemas de detección, entre otras cosas. Todos los grupos de la colaboración argentina están involucrados en algunos de los tópicos relacionados con estos análisis. Al presente, no es posible aún determinar con estadística y precisión suficientes si el efecto GZK es visible en el espectro, pero existen muy buenos eventos candidatos a superar los $10^{20} eV$ de energía primaria.

Referencias

- Abu-Zayyad, et al. 2001, *Astron. J.*557, 686
- Auger Collaboration 2004, *NIM A*, 523, 50
- Baltrusaitis, R. M., et al. 1985, *NIM A*, 240, 410
- Kawaguchi, S., et al. 1990, *21th ICRC*, 4, 294
- Lawrence, M. A., et al. 1991, *J. Physics G*, 17, 733
- Nagano, M., & Watson, A. A. 2000, *Rev. Mod. Phys.* 72, 689

Innovaciones tecnológicas en el Telescopio Reflector de 80 cm del Observatorio Astronómico de La Plata

Martín Schwartz,¹ Eduardo Fernández Lajús,^{1,2} y Ezequiel García¹

¹ FCAG - UNLP, La Plata, Argentina

² Becario de CONICET, Argentina

mschwartz@carina.fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. In this work we present two of the technological innovations that are being carried out in the 0.8 m Reflector Telescope at La Plata Observatory: a system for taking dome flat-fields and a programmable infrared remote control device to make easier the driving of the hour angle fine movement and the dome's rotation.

Resumen. En este trabajo presentamos dos de las innovaciones tecnológicas que se están llevando a cabo en el Telescopio Reflector de 0.8 m del Observatorio de La Plata: un sistema para la obtención de flat fields de cúpula y un control remoto infrarrojo programable para facilitar el manejo del movimiento fino en ángulo horario y rotación de la cúpula.

1. Introducción

Actualmente el Telescopio Reflector¹ de 0.8 m del Observatorio de La Plata es utilizado para la realización de fotometría diferencial de estrellas variables², a partir de la adquisición de imágenes CCD directas. Este tipo de fotometría requiere realizar calibraciones a partir de imágenes que mapeen la respuesta de todo el campo del CCD. Estas calibraciones se denominan de campo plano o "flat fields", y se logran adquiriendo con el telescopio imágenes de fuentes de iluminación uniformes como pueden ser el cielo durante el crepúsculo o pantallas instaladas dentro de la cúpula e iluminadas por lámparas. La experiencia muestra que las imágenes de campo plano obtenidas a partir del cielo del crepúsculo presentan en general considerables gradientes de luminosidad (superiores al 5%) entre las distintas regiones del campo cubierto por el CCD, diferencias que se trasladan directamente a los resultados de la fotometría. Además, los flat fields de cielo sólo pueden obtenerse durante un breve intervalo de tiempo, debido a la rápida variación de la intensidad del brillo del cielo, y muchas veces no se logran adquirir las calibraciones para todos los filtros. Destacamos además que, por las variaciones meteorológicas habituales en La Plata, no se puede garantizar que los flat fields de este tipo se realicen con las mismas condiciones de iluminación entre una noche y otra, introduciendo así una nueva variable en la fotometría. Por estas razones, consideramos la posibilidad de implementar en el telescopio Reflector un sistema de adquisición de imágenes de campo plano uti-

¹Recordamos que este telescopio tiene una antigüedad de más de 100 años. Su historia se encuentra en <http://lilen.fcaglp.unlp.edu.ar/reflector/>

²Un ejemplo se puede ver en <http://lilen.fcaglp.unlp.edu.ar/eflajus/EtaCar/esp.html>

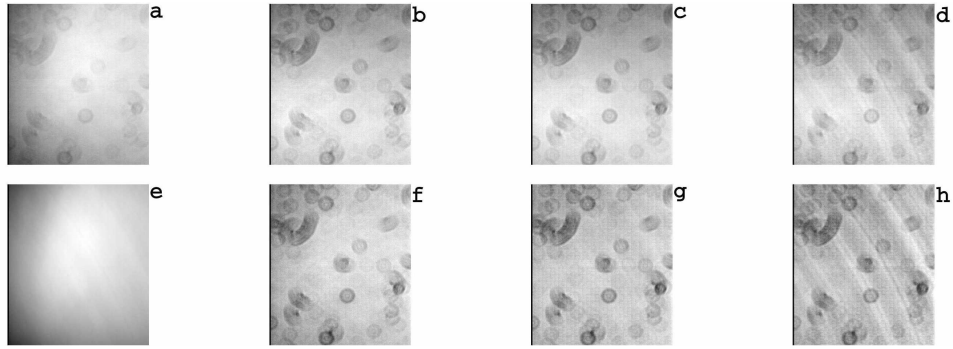


Figura 1. Flats fields de cielo (a, b, c, d) y de cúpula (e, f, g, h) obtenidos con los filtros *B*, *V*, *R* e *I*, respectivamente.

lizando una pantalla instalada en el interior de la cúpula que pueda iluminarse uniformemente mediante lámparas apropiadas. Otra iniciativa emprendida en el telescopio Reflector consiste en el desarrollo de un dispositivo infrarrojo que permita al observador manejar el movimiento fino en ángulo horario del telescopio y accionar la rotación de la cúpula. Actualmente estos movimientos se controlan a través de una manopla conectada por cable a la consola del telescopio, lo cual resulta inconveniente para las observaciones.

2. Sistema para la adquisición de flats de cúpula

2.1. La pantalla

Comenzamos construyendo una pantalla cuadrada de 1.3m x 1.3m conformada por una placa de cartón prensado recubierta en fórmica opaca sujeta a un marco confeccionado en madera liviana. La superficie de la pantalla fue pintada con 4 capas de esmalte sintético blanco mate en aerosol para asegurar la homogeneidad de la coloración. La pantalla fue sujeta rígidamente a las vigas interiores de la cúpula, quedando su borde superior a 6 metros de altura respecto al piso.

2.2. La fuente de iluminación

Una vez fijada la pantalla, se realizaron pruebas con distintos tipos de lámparas entre ellas lámparas de tungsteno, con ampollas de cuarzo, lámparas halógenas y lámparas dicroicas. Utilizando los filtros *V*, *R* e *I* del sistema de Johnson-Cousins encontramos que todos los flat fields de pantalla resultantes de la utilización de cada lámpara mostraban gran similitud con los flat fields de cielo (Figura 1). Sin embargo, en los flat fields de pantalla obtenidos con el filtro *B*, notamos que las imágenes logradas no se correspondían con los equivalentes de cielo. Particularmente los primeros no reproducían con ninguna de las lámparas los patrones de sombra generados por las motas de polvo depositadas en la ventana de cuarzo sobre el CCD que habitualmente sí se observan en los flat fields de cielo (Figura 1 a y e, respectivamente). Otros patrones inherentes a la respuesta del CCD, tales como la “cosmética”, efectos de borde, etc., eran debidamente reproducidos por los flat fields de cúpula en todos los filtros.

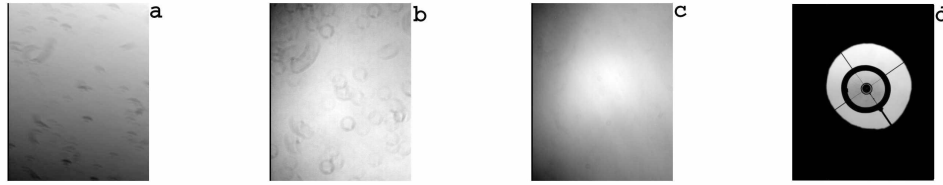


Figura 2. Imágenes de ensayo para identificación de las fuentes de iluminación sobre el detector. a) Flat de cielo con obturación con la ventana de la cúpula. b) Flat de cielo con obstrucción del espejo secundario del telescopio. c) Flat field de cúpula con iluminación por lámpara dicróica con un baffle más estrecho del espejo primario. d) Imagen tomada con la cámara CCD instalada en el plano focal del telescopio a través de un objetivo fotográfico ($df=50\text{mm}$, $f/1.8$)

2.3. Análisis de los patrones de iluminación

Con la intención de analizar el problema del patrón de sombras de las motas de polvo en el filtro B , estudiamos las causas de la formación de las mismas. En primer lugar, observamos que estos patrones de sombras circulares, se asemejan a una imagen negativa de la fuente de luz que ilumina al detector y que estas sombras presentan todas el mismo tamaño en las imágenes, lo cual indica que no dependen del tamaño de los granos de polvo. El patrón de sombras está conformado por un pico brillante en el centro, seguido de un anillo oscuro, luego un anillo brillante rodeado de otro anillo oscuro, más ancho y más profundo que el primero.

Notamos también que al obstruir parcialmente la abertura del telescopio con la ventana de la cúpula, los patrones de sombras aparecen como círculos seccionados, con la misma alineación, y en proporción al grado de obstrucción (Figura 2a). De esta forma, descartamos que el factor predominante en la formación de los patrones de sombra generados por las motas de polvo se deba a efectos de difracción. Intentamos entonces identificar las fuentes de iluminación intervinientes en la generación de estos patrones. En primer lugar, obstruimos con lienzo el espejo secundario, impidiendo de esta manera que llegue al detector luz reflejada por los espejos. Como resultado obtuvimos un patrón que consiste sólo en el anillo oscuro exterior antes mencionado (Figura 2 derecha). En una prueba posterior descubrimos el espejo secundario y prolongamos el baffle del espejo primario a fin de evitar el acceso de luz directa desde la abertura del telescopio hacia la cámara. Esta vez, las sombras consistieron en un anillo oscuro del tamaño del anillo interior antes mencionado.

Para modelar el efecto de los anillos apuntamos el telescopio hacia el cielo diurno con el fin de obtener una iluminación homogénea y tomamos una fotografía con la cámara fotográfica ubicada cerca del plano focal. La imagen obtenida se presenta en la Fotografía 2c. Esta fotografía nos muestra la geometría de la fuente de luz que ilumina al detector CCD. A partir de esta geometría confeccionamos un programa en FORTRAN para modelar la producción de las sombras por las motas de polvo. El programa calcula el área efectiva que “ve” cada píxel del CCD a lo largo de una línea que va desde el centro hacia el borde de la cámara. La Figura 2.3 muestra el perfil de brillo que nos entrega el programa

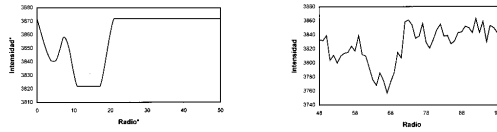


Figura 3. Perfil de brillo: *izq.* calculado por el programa, *der.* observado en un flat de cielo.

comparado con el perfil de brillo de los anillos de un flat field de cielo. Con este modelo es fácil observar que el diámetro de los anillos no depende del tamaño de las partículas de polvo, sin embargo, el tamaño de éstas es responsable de la variación de intensidad en los anillos. Teniendo en cuenta las experiencias previas realizamos una última prueba tomando un flat field de cielo con el filtro V y un flat field de cúpula con un “baffle” más largo en el espejo primario e iluminamos con una lámpara dicróica. La imagen resultante (Figura 2c) se aproxima un poco más a los detalles obtenidos en los flat fields de cielo (Figura 1a).

3. Control Inalámbrico

El proyecto consta de varias etapas. En primer término, construimos un control que reemplace al anterior conservando sus funciones. En la próximas etapas le incorporaremos otras tales como, ajuste de foco, control fino en declinación y cambio de filtros. El diseño fue realizado con el objeto de facilitar en un futuro próximo la implementación de las mejoras anteriormente citadas, por eso decidimos trabajar con microcontroladores, ya que estos presentan la posibilidad de modificar su programación tantas veces como sea necesario. En particular, elegimos el microcontrolador 16F877, debido a que satisface completamente nuestras necesidades. La comunicación se realiza a través del puerto serie del PIC 16F877 mediante LEDs infrarrojos activados desde la manopla, y es recibida por módulos receptores infrarrojos dispuestos en tres puntos del pedestal del telescopio, eliminando así los puntos ciegos dentro de la cúpula .

Hasta este momento hemos hecho el diseño del impreso adaptado al espacio interior disponible en nuestro control remoto y construido un prototipo, el cual ya ha sido probado en la cúpula. Actualmente se están haciendo los últimos ajustes antes del armado final.

4. Discusión

Hemos visto que el patrón de anillos observado en los flats fields se debe fundamentalmente a las sombras geométricas producidas por las motas de polvo depositadas delante del detector. Estas sombras se deben a la luz directa que ingresa a través de la abertura del telescopio y no es obstruida completamente por el baffle del espejo primario. De esta forma concluimos que es necesario hacer un cálculo más preciso de las dimensiones del baffle del espejo primario a

fin de eliminar la incidencia de la luz directa y también de la luz difusa sobre el detector CCD. La construcción de un baffle para el espejo secundario contribuiría también a este propósito. Estas mejoras forman parte de un proyecto de optimización y automatización del Telescopio Reflector. El desarrollo de la manopla inalámbrica constituye una de las primeras etapas de la automatización tendiente a establecer una sala de control desde la cual se pueda comandar el telescopio.

Agradecimientos. Agradecemos a Lic. Alejandro Paola, Hernán Solans, Alejandro Lavagnino, Lic. Andrea Torres y al personal técnico del Observatorio Astronómico de La Plata por su valiosa colaboración.

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Búsqueda de sitio en el Noroeste Argentino: estado de avance al 2004.

P. Recabarren,^{1,2,3} H. Muriel,^{1,2} R. Vrech,^{1,3} D. García Lambas,^{1,2} M. Sarazin,⁴ y R. Giovanelli⁵

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina*

² *CONICET*

³ *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de la U.N.Cba, Argentina*

⁴ *European Southern Observatory, Chile*

⁵ *Department of Astronomy, Cornell University, USA*

Abstract. We report the activities corresponding to the site testing project that the IATE group in collaboration with ESO and IAR have developed during the last year. We report the installation of a weather station at 4600 meters of height in the Macon mountain range near the small town of Tolar Grande. We discuss the adopted criteria for the election of this site as well as the future plans.

Resumen. Se presenta un reporte sobre las actividades realizadas entre setiembre del 2003 y la actualidad, en el marco del proyecto de colaboración entre ESO (European Southern Observatory), el IAR (Instituto Argentino de Radioastronomía) y el grupo IATE (Investigaciones en Astronomía Teórica y Experimental) del OAC (Observatorio Astronómico de Córdoba), sobre Búsqueda de Sitio Astronómico en el NOA, destacándose la instalación de una estación meteorológica en el cordón Macón, en las proximidades de la localidad de Tolar Grande, Salta, ubicada en el sector Noreste del Salar de Arizaro, a 4600 metros de altura. Se discuten los criterios adoptados para la elección de este sitio como así también de otros sitios candidatos en las provincias de Salta y Catamarca. Se comentan los planes para el futuro inmediato del proyecto.

1. Introducción

Según la información obtenida a partir del análisis de imágenes del satélite GOES desde 1998 al 2002, siete viajes de exploración y análisis de información tectónica y geográfica, la potencialidad del Noroeste argentino para la instalación de grandes facilidades observacionales se puede concentrar en un número acotado de sitios candidatos, los cuales deben ser caracterizados particularmente, evaluándolos a partir de mediciones de seeing, perfiles de turbulencia, parámetros meteorológicos, capacidades logísticas y factores socioambientales. Los sitios que se presentan como potenciales candidatos son : Sierra de Archibarca (5400 m), Aguas Calientes (4500 m), Sierra de la Quebrada Honda (4500 m), Mina La Casualidad (4000 m), Co. Macón (5050 m), Olacapato (4000 m), Paso de Jama (4300 m), Paso de Sico (4200 m) y Alto Chorrillo (4583 m).

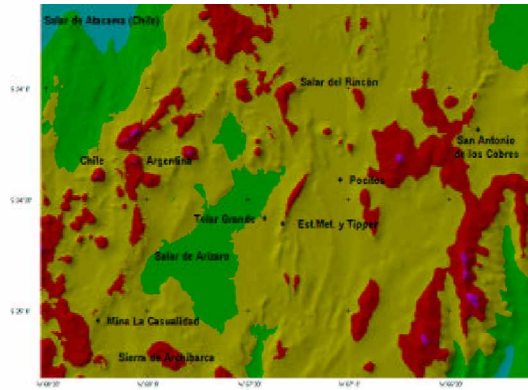


Figura 1. Modelo Digital de elevaciones.

De entre los sitios candidatos y con buena logística, se ha elegido el Cordón Macón, en las proximidades de la localidad de Tolar Grande, sobre el límite Norte del Salar de Arizaro (Salta), para la instalación de la primera, de las dos estaciones meteorológicas provistas por la Universidad de Cornell. La selección de este emplazamiento posibilita extender las conclusiones del análisis de los datos a todo el sector Este del Salar de Arizaro, el que suponemos de condiciones similares, en su extensión Norte-Sur, dada la analogía topográfica. Se van a realizar durante el 2005, mediciones de seeing con DIMM (Digital Image Motion Monitor) y con MASS (MultiAperture Scintillation Sensor), a los efectos de obtener los perfiles de turbulencia atmosférica. El proyecto prevee el estudio comparativo de los datos obtenidos, con registros simultáneos de Cerro Paranal. Recientemente H. Muriel y P. Recabarren se trasladaron al Observatorio de La Silla, en Chile, a los efectos de verificar el correcto funcionamiento de estos instrumentos y calibrarlos con equipamiento similar que opera en el lugar.

2. Descripción logística del área

La localidad de Tolar Grande (150 habitantes) se comunica a través de caminos de ripio con las localidades de Salar de Pocitos, Olacapato y San Antonio de los Cobres, siendo ésta la localidad más importante de la zona, a 154 km de la ciudad de Salta, capital de la provincia. Tolar Grande cuenta con un refugio construido por la asociación AFAPUNA (Asociación Franco Argentina de Amigos de la Puna), con comodidades para más de 30 personas. Se cuenta con un teléfono público y enlace satelital de telefonía e Internet. Las autoridades municipales se mostraron sumamente colaborativas, constituyendo a Tolar Grande en un adecuado centro logístico. Uno de los ítems de mayor interés es analizar el comportamiento de los vientos del sector, los cuales provienen con mayor frecuencia desde el Noroeste, atravesando el sector norte del Salar, presumiéndose que tal extensión plana permitirá que su régimen sea del tipo laminar y no turbulento. En este sentido se ha tenido especial cuidado en la determinación de elevaciones hacia el Oeste, que pudieran introducir efectos de turbulencia en el sitio elegido.

3. Instalación de la Estación Meteorológica

Entre el 6 y el 12 de marzo del 2004, el grupo integrado por R. Vrech, H. Muriel y P. Recabarren, del grupo IATE, se trasladaron al área mencionada, en el Norte del Salar de Arizaro, a los efectos de instalar una estación meteorológica automática de la firma NRG Systems (www.nrgsystems.com), la que opera correctamente desde entonces. La estación está provista de sensores de temperatura, humedad relativa, presión atmosférica, radiación solar y velocidad y dirección del viento. Un inconveniente es que esta unidad no tiene enlace remoto de bajada de datos, almacenando sus registros en una RAM Card, la que debe ser removida cada vez que se desea bajar la información almacenada. La memoria suministrada permite almacenar datos meteorológicos por más de un año.

La Estación se instaló en la cresta del Cordón Macón, a 4609 metros de altura, el cual corre en dirección Norte-Sur, entre las localidades de Tolar Grande y Salar de Pocitos, en la provincia de Salta, siendo sus coordenadas $24^{\circ} 38' 49.32''$ S de latitud y $67^{\circ} 20' 14.29''$ W de longitud. La instalación de este equipamiento fue parcialmente financiada por ESO.

El IAR también eligió este sitio para instalar un medidor de opacidad atmosférica en la banda de 210 GHz (“tipper”), el cual está comunicado por radioenlace con el pueblo, y de allí, los datos están disponibles por Internet, con lo que es posible complementar los datos registrados entre ambos instrumentos (ver “La Opacidad Atmosférica en 210 Ghz, en regiones de CASLEO y La Puna Salteña”, Bareilles et al.).

4. Conclusiones

Los estudios realizados inicialmente sobre el área comprendida entre los paralelos 23° S y 31° S, y los meridianos 69° W y 65° W, fueron acotados en una primer fase a las áreas ubicadas al norte del paralelo 28° S y posteriormente a un número reducido de sitios candidatos. De entre éstos, y destacándose por sus posibilidades logísticas, se decide comenzar con las mediciones de caracterización local, al área vecina a la localidad de Tolar Grande, más precisamente el Cordón Macón, en donde finalmente se instala una estación meteorológica. Posteriormente el IAR instala en el mismo sitio su medidor de opacidad “tipper”. A través de un compromiso establecido recientemente con ESO, el IATE se encargará de la caracterización de las condiciones de observación del lugar, empleando un DIMM y un MASS, provistos por ESO, durante un lapso de tiempo no inferior a un año, extendiéndose el período de estudio, si los resultados lo ameritan. Esta nueva etapa de la colaboración con ESO, incluye además la capacitación de recursos humanos en estudios teóricos sobre turbulencia y sobre desarrollo instrumental.

Agradecimientos. Los autores manifiestan su agradecimiento a la Municipalidad de Tolar Grande, por el apoyo prestado y al Sr. Osvaldo Mamani, por su valiosa ayuda en la instalación de la Estación Meteorológica del Cordón Macón.



Figura 2. La Estación meteorológica NRG systems, sensores, torre y panel solar.

Referencias

- Sites Workshop II, NOAO Tucson, Arizona, USA, Julio 2002, Sites in NW Argentina, Recabarren, P., Mosconi, M., Sarazin, M. & Giovanelli, R..
- Report of the second recognition trip of an astronomical site survey in argentine norwest. 2002, Recabarren, P. & Mosconi, M. See www.iate.oac.uncor.edu/site_testing/ or www.eso.org/gen_fac/pubs/astclim/espas/argentina/diego/
- Report of the third recognition trip of an astronomical site survey in argentine norwest. 2003, Muriel, H., Recabarren, P. & Mosconi, M.
See www.iate.oac.uncor.edu/site_testing/ or www.eso.org/gen_fac/pubs/astclim/espas/argentina/diego/
- Observing Sites in NW Argentina, Recabarren, P., Mosconi, M., Muriel, H., García Lambas, D., Sarazin, M. & Giovanelli, R. *Astrophysic and Space Science*. 2004. V.290,p.409.
- Site Testing en la Puna de Atacama, en colaboración con Mosconi, M. 2000BAAA..44..23F.
- Sitios de Interés Astronómico en el noroeste Argentino, Recabarren, P., Muriel, H., Mosconi, M., García Lambas, D., Sarazin, M. & Giovanelli, R. 46^o Boletín de la la Asociación Argentina de Astronomía, Septiembre 2003.

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Puesta en marcha de un microdensitómetro automático basado en CCD

J.H. Calderón y I.H. Bustos Fierro

OAC, Córdoba, Argentina, calderon@oac.uncor.edu

Abstract. We present in this paper a CCD-based microdensitometer intended to perform astrometric measurements of photographic plates. We have turned the CCD-based microdensitometer operative through the installation of the CCD camera, the modification of the motions system, the construction of a new illumination device, the adaptation of the electronics, and the development of software. The instrument is intended to be used for the astrometric measurement of photographic plates mainly of the Astrographic Catalog and Carte du Ciel collections from Córdoba Observatory. In this phase of the project we counted on the collaboration of the Instituto Provincial de Enseñanza Media N° 59, 25 de Mayo, Cruz Alta (Province of Córdoba). The origin and importance of such collaboration is commented.

Resumen. Se presentan los avances realizados para la puesta en marcha de un microdensitómetro digital automático basado en un detector CCD como elemento generador de datos de calidad astrométrica a partir de placas fotográficas. El trabajo consistió en la instalación del CCD, modificaciones del sistema de movimientos, construcción del sistema de iluminación y de adaptación de la electrónica y construcción de programas de control del instrumento. Se planea utilizar el mismo, principalmente en la medición de placas de las colecciones Catálogo Astrográfico y Carte du Ciel del Observatorio de Córdoba. Para el desarrollo de esta etapa del proyecto se contó con la importante colaboración del Instituto Provincial de Enseñanza Media N° 59, 25 de Mayo, Cruz Alta (Provincia de Córdoba). Se comenta el origen y la importancia de esta colaboración.

1. Introducción

Un microdensitómetro es un instrumento que permite medir, con alta resolución espacial, el grado de ennegrecimiento en una región de una placa fotográfica. Se denominan microdensitómetros de barrido aquellos que cuentan con un sistema mecánico que mueve la placa en dos coordenadas perpendiculares de manera que el haz luminoso de medición recorra toda ésta. Los mismos fueron intensamente empleados en Astronomía para la medición de placas, cuando éstas eran uno de los principales detectores astronómicos. Son aún utilizados porque en la mayoría de los observatorios del mundo existe gran cantidad de ellas con información de utilidad y sin medir. Tal es el caso del Observatorio de Córdoba, que dispone de numerosas colecciones de placas (Calderón et al. 2004), tomadas desde principios del siglo pasado y que pueden brindar información de utilidad tales como posiciones de primera época para la determinación de movimientos propios si son medidas con precisión astrométrica.

El costo de un instrumento comercial o construido a medida que permita mediciones de la precisión mencionada no logró reunirse pese a los esfuerzos oportunamente realizados en este sentido. Se decidió entonces aprovechar parcialmente equipamiento en desuso como parte de un futuro sistema de medición. En efecto, existía en el Observatorio un antiguo microdensitómetro de barrido Hilger-Watts, con tecnología mecánica con precisión próxima al centésimo de milímetro y electrónica de medición y control totalmente analógica. Este instrumento había sido modificado y modernizado en sucesivas oportunidades por nuestro grupo de desarrollo instrumental para distintas aplicaciones. Se determinó que con él, aún modificado no se alcanzaría la precisión astrométrica necesaria (Bustos Fierro 1995).

En consecuencia se decidió desarrollar un instrumento basado en un detector CCD, comprado para este fin y a su vez para ser empleado en el telescopio de 1,54m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre. Esto implicaba un serio desafío ya que había que construir el aparato y desarrollar la técnica de medición completa, con los requerimientos que la aplicación astrométrica requería. Como el CCD es mucho más pequeño que una placa fotográfica, ésta debía ser tomada por partes y luego hacer la reducción apropiada para obtener las posiciones en toda ella. Como paso previo al desarrollo se realizaron simulaciones numéricas de la medición con CCD, con el objeto de analizar la viabilidad y aplicabilidad de la metodología propuesta y obtener una cota de los errores de las mediciones (Bustos Fierro, 1998). Posteriormente se preparó un prototipo a fin de realizar mediciones reales de algunas placas y compararlas con mediciones de las mismas placas pero realizadas con la MAMA del Observatorio de París, considerando estas últimas como patrones para la evaluación de nuestras mediciones (Bustos Fierro y Calderón 2000). Detalles técnicos de la metodología de medición con CCD totalmente desarrollada puede verse en Bustos Fierro y Calderón 2003. El CCD empleado es marca Photometrics, grado científico, de 1024 x 1024 píxeles cuadrados de 19x19 micrones y 16 bits de resolución digital, enfriado por nitrógeno líquido.

2. El presente proyecto

En el prototipo desarrollado, los movimientos de la placa necesarios para obtener el mosaico de imágenes CCD con la superposición adecuada (Bustos Fierro y Calderón 2003) se realizaba manualmente. Dado que se pretende medir algunos miles de placas, no sería posible realizar eficientemente estos movimientos de manera manual. Atendiendo estas consideraciones se decidió adaptar el CCD al cuerpo del microdensitómetro Hilger referido más arriba que ya contaba con motores por pasos en ambas coordenadas los que pueden programarse para realizar automáticamente los barridos necesarios.

La concepción del nuevo instrumento, el diseño de las modificaciones necesarias para lograrlo y los requerimientos de funcionamiento y operación del mismo fueron realizados por los autores. Las tareas de mecánica, electrónica e informática necesarias, que se describen a continuación, fueron ejecutadas por personal docente y alumnos del IPEM 59, bajo la supervisión de nuestro grupo de trabajo.

3. Tareas ejecutadas

Mecánica: - Relevamiento del instrumento

- Confección de planos y esquemas 3D
- Desarmado de las partes óptica y mecánica originales
- Desmontaje de carro portaplacas
- Desmontaje de sistema de movimientos y motores por pasos
- Retiro del cuerpo del cabezal de medición original
- Ampliación del agujero de paso de luz en el cuerpo del instrumento
- Ampliación de la luz del carro portaplacas para placas de 16 x 16 cm
- Suplemento para instalación de torreta porta CCD
- Acortamiento de torreta porta CCD
- Instalación de torreta porta CCD
- Construcción del sistema de iluminación de la placa

Electrónica: - Relevamiento circuitos de control de motores por pasos existentes

- Diseño y construcción de nuevos circuitos para motores y nueva unidad de control
- Adaptación de fuente de alimentación de motores alternativa a las existentes
- Instalación de fuente de alimentación para iluminación de la placa

Informática: - Desarrollo y puesta punto de programas para excitación de motores por pasos, control de movimientos y barrido, y activación de lectura

El microdensitómetro en su estado actual, con la cámara CCD montada, puede verse en la figura 1 que muestra sus principales elementos.

4. La colaboración

Esta colaboración surge como consecuencia de la participación del Profesor José Nucelli del IPEM 59, 25 de Mayo, de Cruz Alta, Provincia de Córdoba, en el Star Party 2001, realizado en Villa Carlos Paz (Córdoba). En esa ocasión se contactó con el Sr. Raúl Melia, organizador del evento y colaborador de nuestro grupo de trabajo, y con astrónomos del Observatorio de Córdoba.

Al año siguiente, durante una visita al IPEM de Cruz Alta del Planetario Móvil Carl Sagan, dirigido por Raúl Melia, éste y el Prof. Nucelli conversan sobre la posibilidad de completar las tareas faltantes para poner en marcha el microdensitómetro con CCD en el IPEM de Cruz Alta, ya que el instituto poseía los recursos humanos e instrumentales para llevarlas a cabo. Como consecuencia de ello se planteó a nuestro grupo de trabajo, la posibilidad de una colaboración para tal fin. Evaluados por nuestra parte los recursos disponibles en el IPEM se estableció la colaboración y se decidió iniciar las tareas durante el ciclo lectivo 2003.

Las tareas concluyeron a fines del año pasado. Como beneficio directo para el Observatorio de Córdoba se dispone de un microdensitómetro digital automático basado en CCD, lo que en las actuales circunstancias no hubiera sido posible de no haber existido tal colaboración, ya que prácticamente no hubo costo alguno para el Observatorio. Como contrapartida para el IPEM de Cruz Alta quedó la oportunidad de la institución de participar en un proyecto científico de nivel internacional. Para el personal y los alumnos la experiencia de haber tra-

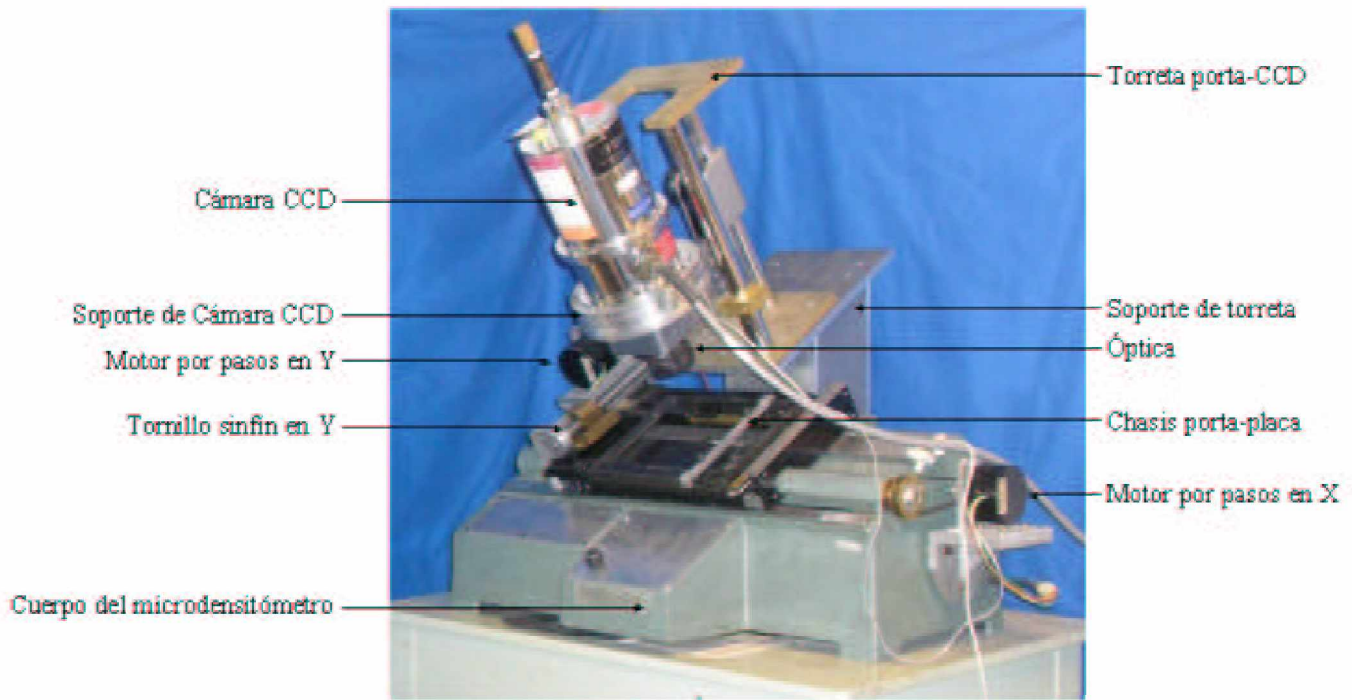


Figura 1. Microdensitómetro automático en su estado actual, con la cámara CCD montada.

bajado con un instrumento de precisión poco común y haber tomado contacto con detalles técnicos de algunos trabajos astronómicos. Como una consecuencia adicional merece mencionarse el acercamiento a la Astronomía y la Ciencia en general a través de las conferencias que se dieron cuando los astrónomos iban a supervisar los trabajos. Desde el punto de vista de las partes involucradas el proyecto de colaboración puede considerarse sumamente exitoso.

Agradecimientos. Los autores desean expresar su agradecimiento a Raúl Melia y al Prof. José Nuccelli por haber generado esta iniciativa; a las autoridades del IPEM que facilitaron la concreción de la misma; a los maestros de taller del área Mecánica: Nelson Giulianelli y Oscar Tobaldi; del área Carpintería: Silvio Svagusa; del área Electricidad-Electrónica: Ing. Daniel Abonizzio y Rubén De Petris; y del área Informática: Ramiro Valveson y José Nuccelli. A los alumnos Alejandro Cosimo (programación), Ezequiel Arregui (electrónica) y Daniela Caffaratti (mecánica).

También un agradecimiento especial al Prof. José Nuccelli por las tareas de enlace y coordinación y las atenciones personales que él y su esposa brindaron durante nuestras visitas a Cruz Alta.

Referencias

- Bustos Fierro, I. H., 1995, Puesta en funcionamiento de un microdensitómetro digital y determinación de su performance, Informe de Beca de Estímulo para Estudiantes de Astronomía, Asociación Argentina de Astronomía
- Bustos Fierro, I. H., 1998, Astrometría de Pequeño Campo con CCD, Trabajo Especial de la Licenciatura en Astronomía, Facultad de Matemática, Astronomía y Física, U.N.C.
- Bustos Fierro, I. H., & Calderón, J. H., 2000, BAAA 44, 62
- Bustos Fierro, I.H., & Calderón, J. H., 2003, RMxAA 39, 303
- Calderón, J. H., Bustos Fierro, I. H., Melia, R. R., Willemoës, C., & Giuppone, C. A., 2004, Ap.Sp.Sc 290, 345

TEMAS VARIOS

Calentamiento global: ¿Efecto invernadero o actividad solar?.

Pablo J.D. Mauas

IAFE, Buenos Aires, Argentina, pablo@iafe.uba.ar

Abstract. Here we discuss some evidences suggesting that solar activity affects the terrestrial climate. We pay particular attention to claims, made by different authors, that global warming is due to an increase in solar activity and not to anthropogenic causes like, mainly, the greenhouse effect. We conclude that, although there are evidences suggesting that solar activity affects the climate at Earth, it seems doubtful that this is the main cause of global warming.

Resumen. En este trabajo se discuten algunas evidencias que sugieren una influencia de la actividad solar en el clima terrestre. Se presta particular atención a la sugerencia, hecha por distintos autores, de que el calentamiento global estaría relacionado con un incremento en esta actividad y no con efectos de origen humano como, principalmente, el efecto invernadero. Concluimos que, aunque existen evidencias de la influencia que la cambiante actividad solar tiene sobre el clima terrestre, parece dudoso que esta sea la causa principal del calentamiento global.

1. Introducción.

En las últimas décadas, el estudio de los fenómenos conocidos globalmente como “Actividad Solar” recibió un gran impulso debido a la relación propuesta entre esta actividad y el clima terrestre, que según algunos autores explicaría el llamado calentamiento global.

Por ejemplo, el 4 de diciembre de 1997 apareció en el Wall Street Journal un artículo titulado “Science Has Spoken: Global Warming Is a Myth” (ver Figura 1). Este artículo, junto con una copia de un artículo científico nunca publicado (Robinson et al 1998), fue enviado masivamente a científicos norteamericanos, acompañado de un petitorio a ser entregado al Congreso de los Estados Unidos oponiéndose a la ratificación del tratado de Kyoto.

Los astrónomos, habituados a investigar sin ningún tipo de presión, en temas no conflictivos y cuya aplicación práctica e implicancia socioeconómica se halla, como mínimo, varias décadas en el futuro, nos encontramos en este caso frente a un tema candente y de enorme importancia política.

En este trabajo no discutiremos el calentamiento global, sino que nos concentraremos en cuál es la evidencia de una influencia de la actividad solar en el clima terrestre, y cuáles serían los mecanismos que explicarían esta influencia. Trataremos de mostrar ambos puntos de vista en el debate, desde quienes opinan que todo el calentamiento global es debido a un aumento de la actividad solar hasta quienes opinan que este aumento no tiene influencia en el clima terrestre. También presentaremos un resumen de los argumentos más relevantes publicados en la literatura científica a favor y en contra de cada teoría.

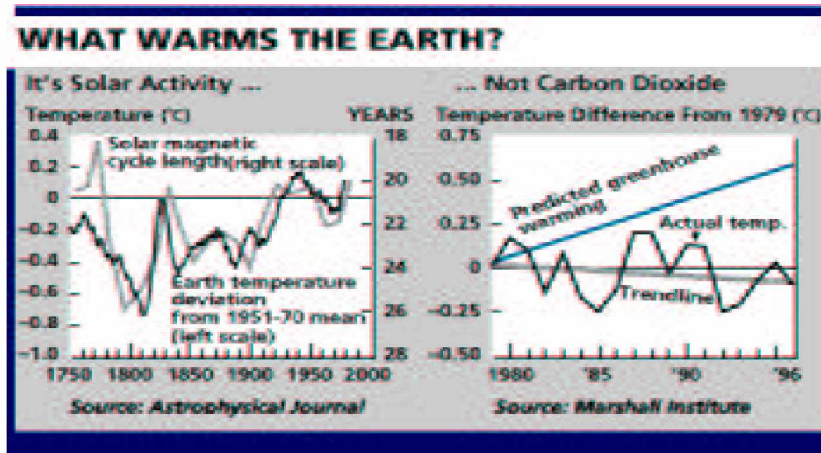


Figura 1. Artículo aparecido en el Wall Street Journal (4/12/1997).

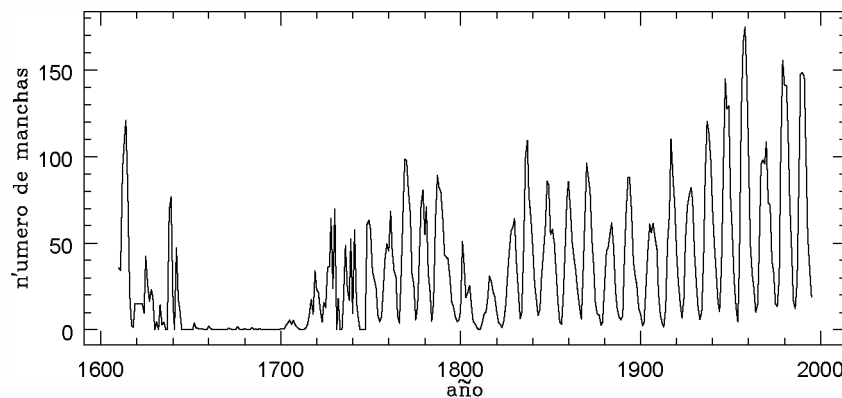


Figura 2. Media anual del número de manchas.

2. Evidencias cualitativas.

El registro más común de la actividad solar es el número de manchas, de las que se poseen observaciones en forma continuada desde que Galileo comenzó a estudiarlas con la invención del telescopio. En 1843 H. Schwabe descubrió que este número tiene un comportamiento quasicíclico, con un período promedio de 11 años (ver Fig. 2).

En la figura puede notarse que entre 1645 y 1715 existió un mínimo en la actividad solar muy prolongado e importante, el llamado mínimo de Maunder (Eddy 1976). Coincidentemente con este período, la Tierra atravesó lo que los climatólogos conocen con el nombre de “Pequeña Edad de Hielo”, durante la cual el clima terrestre fue inusualmente frío, lo que provocó enormes hambrunas en toda Europa.

Durante este período, por ejemplo, los canales de Holanda se congelaban en el invierno, lo que no sucede en la actualidad. El congelamiento del Támesis en el



Figura 3. *Izq.*: Paisaje invernal en Holanda (P. Brueghel 1601).
Der.: A Frost Fair on the Thames (A. Hondius 1684).

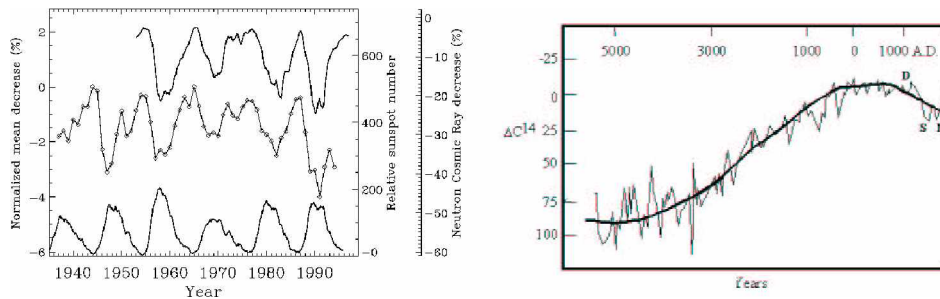


Figura 4. *Izq.*: Flujo de rayos cósmicos del monitor de neutrones de Climax (arriba), variación anual media del flujo de rayos cósmicos medido en cámaras de radiación (centro), y número de manchas solares (abajo). *Der.*: Variaciones en la concentración de ^{14}C en anillos de árboles (línea delgada) y campo magnético terrestre (línea gruesa).

invierno de 1683-4 fue el más largo de la historia de Londres, y era habitual que se realizaran ferias en la superficie congelada del río (Figura 3).

Pero no se trató sólo de un fenómeno europeo, sino que afectó globalmente a la Tierra: en Nueva York, el puerto se congeló, y se podía caminar de Manhattan a Staten Island. Incluso en la Argentina existen evidencias de este fenómeno (ver Cioccale 1999).

Otra manera de estudiar la actividad solar, en tiempos más largos de los que permite el número de manchas, es a través de mediciones de la concentración de ciertos isótopos, tales como el ^{14}C o el ^{10}Be , producidos por el impacto de los rayos cósmicos galácticos en la alta atmósfera terrestre. Esta radiación cósmica está modulada por el campo magnético terrestre y por el interplanetario, que deflecan las partículas cargadas que la componen. Como el campo magnético interplanetario es mayor en períodos de mayor actividad solar, los rayos cósmicos están anticorrelacionados con la actividad, como se puede ver en la Figura 4.

Por lo tanto, las variaciones en la concentración de ^{14}C se correlacionan con la actividad solar, aunque como el ^{14}C tiene un tiempo de residencia en la atmósfera de 20 años, el ciclo solar aparece naturalmente filtrado. En la Figura 4 puede verse también la concentración de ^{14}C , desde el año 5000 AC hasta la actualidad. La línea gruesa en esta figura marca la variación del campo magnético terrestre, y

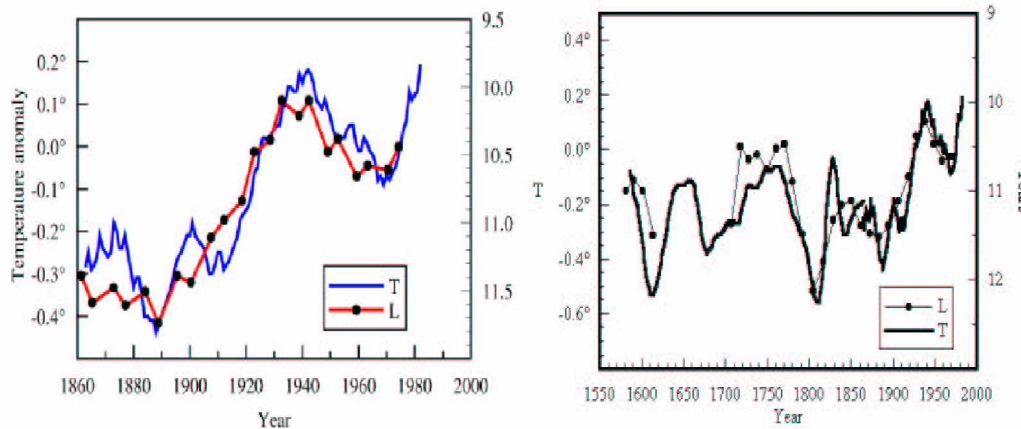


Figura 5. LCS suavizado y la media de 11 años de la temperatura terrestre en el hemisferio norte (*Izq*: Friis-Christensen y Lassen 1991, *Der*: Lassen y Friis-Christensen 1995).

superpuestas se pueden ver las variaciones debidas a la actividad solar. Con una M se indica el mínimo de Maunder, con una S el mínimo de Spörer, un período similar, y con una D puede verse un máximo en la actividad solar que coincide con un período inusualmente cálido en la tierra, conocido por los climatólogos como el “Óptimo Climático Medieval”.

Sin embargo, debe tenerse en cuenta que existen otros fenómenos que pueden modificar fuertemente el clima terrestre, en particular, las erupciones volcánicas, liberan aerosoles en la atmósfera que bloquean la luz solar. Por ejemplo, la erupción del Tambora en 1815, la más grande de la historia, produjo una masa de aerosoles de 1.75×10^{11} kg. La disminución de temperatura asociada sólo con esta erupción fue de $0.7 \text{ }^\circ\text{C}$, y provocó el llamado “año sin verano”, 1816.

Mediciones en el hielo de Groenlandia indican que la pequeña edad de hielo, entre 1250 y 1700, se corresponde con un período de actividad volcánica muy intensa, y que el óptimo climático medieval coincide con un período de menor actividad volcánica. Esto lleva a que exista una escuela de climatólogos que consideran que el principal forzante externo del clima haya sido en ambos casos la actividad volcánica y no la solar. Sin embargo, como el tiempo de residencia de los aerosoles en la atmósfera es de sólo de unos meses, o a lo sumo uno o dos años, es difícil pensar que un período frío tan prolongado sea debido exclusivamente a la acción volcánica.

3. Longitud del ciclo solar

Uno de los trabajos más influyentes en este tema es el de Friis-Christensen y Lassen (1991). El núcleo de este trabajo puede verse en la Fig. 5, donde se grafican la longitud del ciclo solar (LCS) suavizada y la media de 11 años de la variación de la temperatura terrestre en el hemisferio norte. La longitud del ciclo solar está de alguna manera asociada con el nivel de actividad, y ciclos más cortos son en general más intensos (nótese que en la figura el eje de la LCS está invertido). Como puede verse, existe una gran similitud entre las formas de ambas curvas. Posteriormente, los mismos autores extendieron el estudio

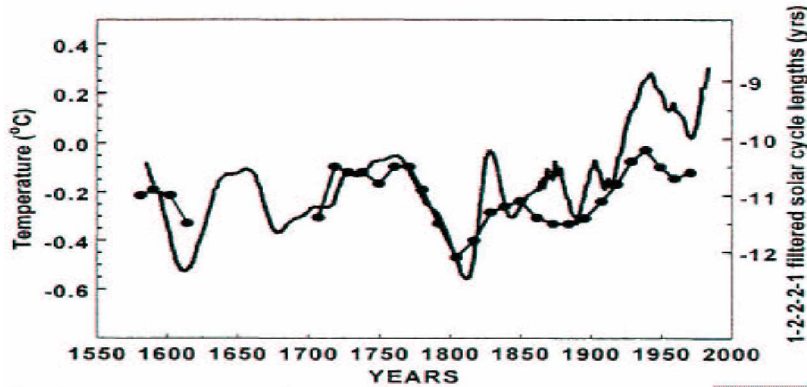


Figura 6. LCS suavizado y la media de 11 años de la temperatura terrestre en el hemisferio norte (Laut y Gunderman 2000).

para cubrir la evolución de la temperatura desde 1580 (Fig. 5, Lassen y Friis-Christensen 1995), con resultados similares.

Estos trabajos recibieron una gran atención de los medios, y son estos resultados los utilizados en el artículo del Wall Street Journal citado en §1. Como consecuencia de esta repercusión, la Agencia de Energía Danesa encargó a dos investigadores que analizaran estos resultados (Laut y Gundermann 2000; ver también Laut 2003).

Las conclusiones fueron que el acuerdo tan notable que se ve en la Fig. 5 (Izq.) fue obtenido utilizando valores no suavizados para los últimos 4 ciclos. De hecho, si se toman los valores correctos, ya disponibles una década más tarde, la LCS se mantiene en los valores de la década del 70, mientras que la temperatura continúa subiendo.

En la Fig. 5 (Der.), por otra parte, se muestran anomalías en la temperatura de dos trabajos distintos. Para las temperaturas medidas, entre 1851-1987, se utilizan los valores de Jones (1988) relativos a la media 1951-1970. Por otro lado, para el período 1579-1880 se utilizan valores reconstruidos a partir de distintos proxys por Groveman y Lansberg (1979), relativos a la media 1881-1975. Pero ambas medias tienen una diferencia de 0.1 °C, como puede verse si se inspecciona cuidadosamente la Fig. 5 (Der.).

Por otra parte, para mejorar la sensación de acuerdo, Lassen y Friis-Christensen (1995) ajustaron las curvas de LCS y temperatura en el siglo XX, aunque puede verse que en años anteriores los valores de LCS están por encima de los de la temperatura. Si se renormalizan ambas series de temperatura, y se ajusta la curva de LCS a la temperatura anterior a 1850, período en el que seguramente no hubo ninguna influencia humana, se obtiene la Fig. 6 (Laut y Gundermann 2000), donde puede verse claramente que la temperatura en la segunda mitad del siglo XX crece muy por encima del LCS.

Los mismos autores (Laut y Gunderman 1998), utilizaron los mismos valores para combinar la influencia de origen humano y solar. En el panel izquierdo de la Fig. 7 se muestra el calentamiento de origen humano calculado para dos valores del parámetro ΔT_{2X} , que representa el aumento de temperatura esperado si la concentración de CO₂ en la atmósfera se duplica. Este parámetro, según los especialistas en cambio global, estaría entre 1.5 y 4.5 °C, y el valor aceptado

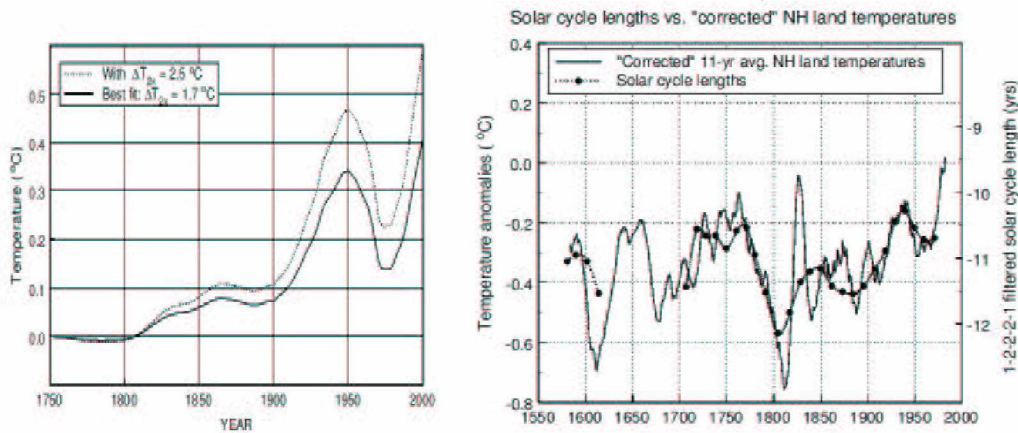


Figura 7. *Izq*: Calentamiento de origen humano calculado. *Der*: LCS suavizado y la media de 11 años de la temperatura terrestre “coi-regida” (Laut y Gunderman 1998).

generalmente es de $2.5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Los autores “corrigieron” la temperatura descontando el efecto humano para $\Delta T_{2X} = 1.7\text{ }^{\circ}\text{C}$, y encontraron un acuerdo mucho mejor con la LCS, que se muestra en el panel derecho de la Fig. 7. Por lo tanto, los autores consideran que los datos son compatibles con un calentamiento de origen humano, con un valor de $\Delta T_{2X} = 1.7\text{ }^{\circ}\text{C}$, combinado con una influencia solar que explicaría las oscilaciones menores.

A conclusiones similares llegan distintos trabajos de modelado de clima. Por ejemplo, Wigley et al (1997) utilizaron un modelo de clima para estudiar la respuesta del clima terrestre a distintos efectos, y encontraron que la inclusión de la influencia de la actividad solar mejora el acuerdo. En sus propias palabras: “Los cambios de temperatura observados son consistentes con una influencia humana dominante y una influencia secundaria de los incrementos en la irradiancia solar” (ver Fig. 8).

4. Variaciones en la irradiancia solar

Estos trabajos, sin embargo, sólo mostraron correlaciones entre la actividad solar y la temperatura en la tierra. Pero la existencia de una correlación entre dos fenómenos no implica causalidad, y es necesario proponer un mecanismo concreto para explicar cómo las variaciones en la actividad solar podrían afectar la tierra. Dado que el Sol es responsable por la abrumadora mayoría de la energía de la tierra, el candidato principal sería la variación de la irradiancia solar.

En la Fig. 9 se muestran mediciones de la irradiancia solar total (IST) a lo largo de dos ciclos solares. Como puede verse, las variaciones son del orden del 0,1%, lo que es insuficiente para explicar el calentamiento observado en los últimos 120 años. En el panel derecho de la misma figura se muestra la variación porcentual de la irradiancia, en función de la longitud de onda. Puede verse que en el extremo UV del espectro la variación es mucho mayor que en la irradiancia integrada. Sin embargo, la radiación ultravioleta no penetra en la atmósfera, por lo que un mecanismo basado en las variaciones de la irradiancia UV debe explicar cómo esta radiación puede afectar las capas inferiores.

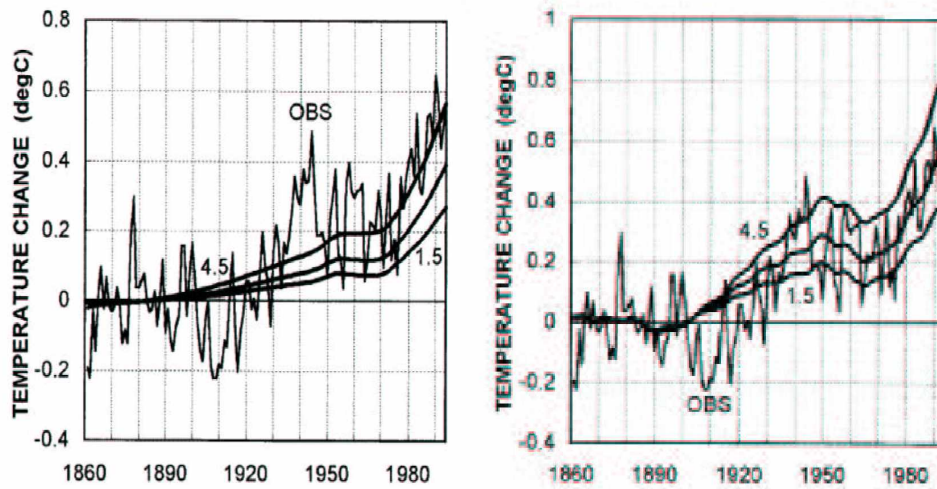


Figura 8. *Izq*: Temperaturas observadas y modeladas con sólo la influencia humana. *Der*: Temperaturas observadas y modeladas con la influencia humana y solar (Wigley et al. 1997).

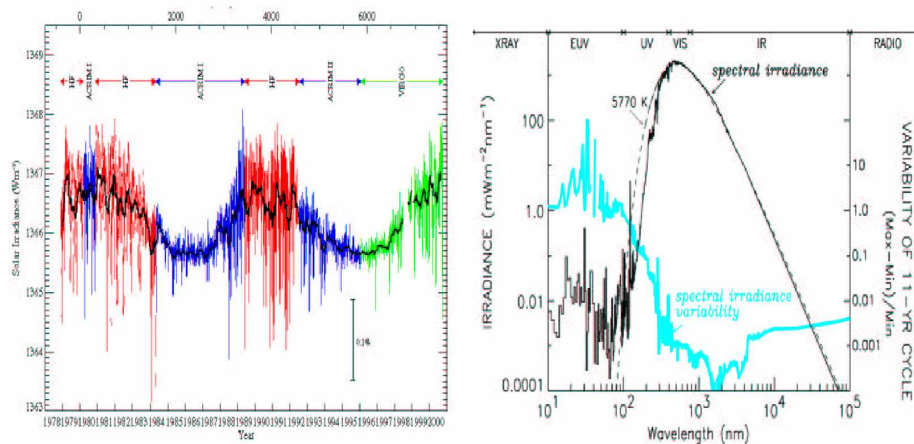


Figura 9. *Izq*: Variaciones de la Irradiancia solar total (IST) con el ciclo solar (Frölich 2000). *Der*: Irradiancia espectral (negro), ajuste de cuerpo negro (puntos), y variación relativa durante el ciclo (azul) (Lean 2002)

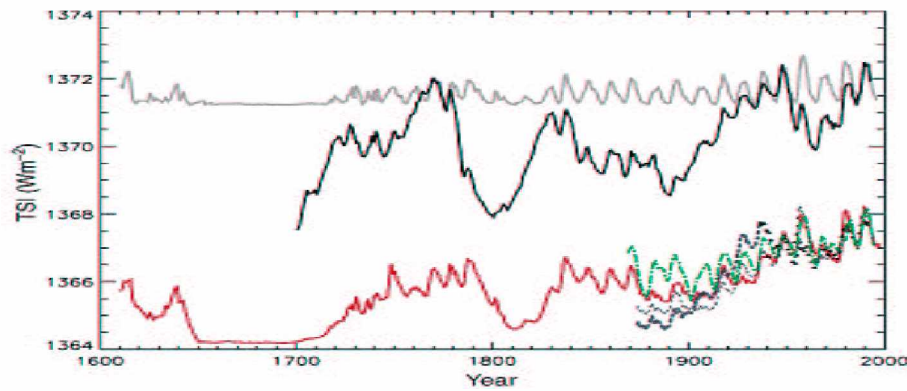


Figura 10. Reconstrucciones de IST según Lean et al. (1995, rojo), Hoyt y Schatten (1993, negro), Solanki y Fligge (1998, azul), y Lockwood y Stamper (1999, verde); junto con el número de grupos de manchas (Hoyt y Schatten, 1998, gris), a escala.

Por otro lado, si bien las variaciones de la IST con el ciclo solar son demasiado pequeñas como para explicar el calentamiento global, es posible que en períodos mayores estas variaciones también sean mayores. Un cierto número de trabajos realizaron reconstrucciones históricas de la IST basándose en distintos indicadores de actividad solar, tales como el número de manchas, la longitud del ciclo solar, la relación entre la umbra y la penumbra de las manchas solares, etc. (ver Fig. 10). Todas estas reconstrucciones tiene en común que además de las variaciones del indicador o los indicadores elegidos, agregan una tendencia secular, estimada o de la variación de irradiancia necesaria para explicar el calentamiento global (de un 0.6% desde el Mínimo de Maunder hasta ahora), o a partir de datos estelares.

5. Radiación cósmica y cobertura de nubes

Friis-Christensen y Svensmark (1997, ver también Svensmark 1998) encontraron que la cobertura de nubes (CN) total, medida por 3 sistemas satelitales distintos, variaría en fase con el flujo de la radiación cósmica (FRC) que recibe la tierra, el cuál, como explicamos en §2, está modulado por el ciclo solar.

Con la actualización de los datos, esta correlación se perdió unos años después, aunque se mantuvo la correlación entre el FRC y la CN bajas, por debajo de 680 hPa (Palle Bagó y Butler 2000, Marsh y Svensmark 2000; ver Fig. 11). Un estudio de Lockwood et al. (1999) encontró que el flujo magnético solar total, derivado del índice geomagnético aa, se incrementó en un 40% desde 1964 y en un factor 2.3 desde 1901. Esto debería producir una reducción notable en el FRC a lo largo del siglo XX, que estaría acompañada de una reducción en la cobertura de nubes, una reducción en el albedo terrestre, y un aumento en la radiación solar que llega a la superficie de la tierra, lo que podría producir el calentamiento observado. Cabe señalar, por otra parte, que los resultados de Lockwood et al (1999) son contrarios, al menos parcialmente, a los obtenidos

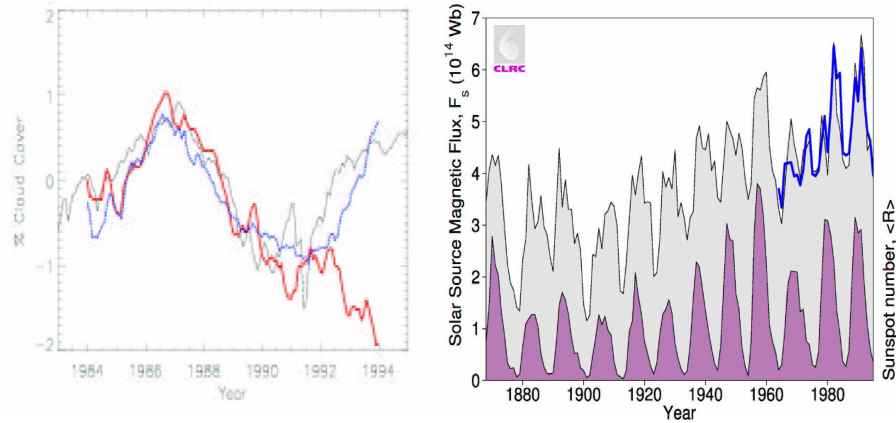


Figura 11. *Izq:* Cobertura de nubes total (rojo) y baja (azul), y el flujo de rayos cósmicos de Climax (negro) (Palle Bagó y Butler 2000). *Der:* Flujo magnético solar total, derivado del índice geomagnético aa (sombreado gris) y de observaciones interplanetarias (azul), y el número de manchas (sombreado púrpura) (Lockwood et al. 1999).

por Arge et al (2002) que no observaron ninguna variación significativa en el flujo solar desde 1976.

Los trabajos de Svensmark y colaboradores fueron criticados tanto desde un punto de vista metodológico (ver, por ejemplo, Laut 2003), como físicos. Por ejemplo, es importante notar que las observaciones satelitales pueden ver las nubes bajas en las regiones en las que no hay nubes superiores. Por lo tanto, la CN bajas es la que está sujeta a mayores errores, e incluso un aumento en la CN altas puede ser interpretado como una disminución en las nubes bajas y viceversa.

Por otra parte, los rayos cósmicos son absorbidos en la parte superior de la atmósfera, por lo que de haber una influencia en la formación de nubes debería observarse en las de mayor altura. Además, como los rayos cósmicos son “guiados” por el campo magnético terrestre, la mayoría ingresa en la atmósfera a altas latitudes (dando lugar a las auroras boreales). Pero la correlación notada por Svensmark es mayor a latitudes medias (ver Fig. 12).

Por otra parte, Udelhofen y Cess (2001) estudiaron observaciones realizadas desde tierra en más de 90 estaciones meteorológicas de los Estados Unidos durante casi 90 años (1900-1987), y encontraron una correlación muy alta con el número de manchas (y no con el FRC). Pero, más importante, esta correlación tiene signo opuesto a la de Svensmark: durante períodos de mayor actividad, la cobertura de nubes sería mayor (Fig. 13). Udelhofen y Cess (2001) sugieren que las variaciones de la cobertura de nubes son un resultado de cambios en la circulación, provenientes de variaciones en el calentamiento estratosférico causadas por la absorción de la radiación solar por el ozono.

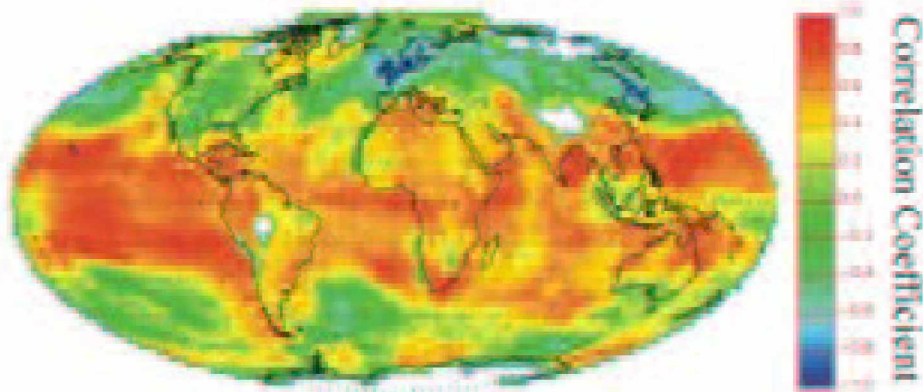


Figura 12. Correlación entre flujo de rayos cósmicos y temperatura en la capa superior de las nubes (Marsh y Svensmark 2000).

6. Conclusiones (por ahora)

Aunque existen evidencias de la influencia que la cambiante actividad solar tiene en el clima en la tierra, parece dudoso que esta sea la causa principal del calentamiento global. En particular, se sabe que las variaciones de actividad influyen sobre la densidad del ozono estratosférico, sobre las temperaturas de la termosfera (~ 50 K a 120 km, ~ 200 K a 400 km de altura) y sobre los patrones de circulación de vientos, pero no existe ningún mecanismo aceptado para explicar una correlación con la temperatura en la superficie de la tierra.

Por lo tanto, lo más probable es que el calentamiento global observado en el último siglo se deba a ambas causas: la actividad solar y la actividad humana. Lo que está en discusión fundamentalmente son los porcentajes. En general, las opiniones al respecto dependen fuertemente del sesgo profesional del investigador, y los científicos solares le dan una importancia mucho mayor al Sol que los expertos en clima.

Este sesgo profesional es entendible, dado que para un investigador científico, de cualquier área del conocimiento, es importante resaltar la importancia de sus estudios para la Humanidad, ante sus colegas, ante la opinión pública y, particularmente, ante los organismos que financian la investigación. Sin embargo, dada la importancia política del tema, uno debería ser especialmente cuidadoso antes de extraer conclusiones apresuradas del hecho de que dos curvas tienen alguna similitud.

Referencias

- Arge, C. N., Hildner, E., Pizzo, V. J., & Harvey, J. W., 2002, *JGR* 107, 1319
 Cioccale, M. 1999, *Quat. International* 62, 35.
 Eddy, J. A. 1976, *Science* 192, 1189.

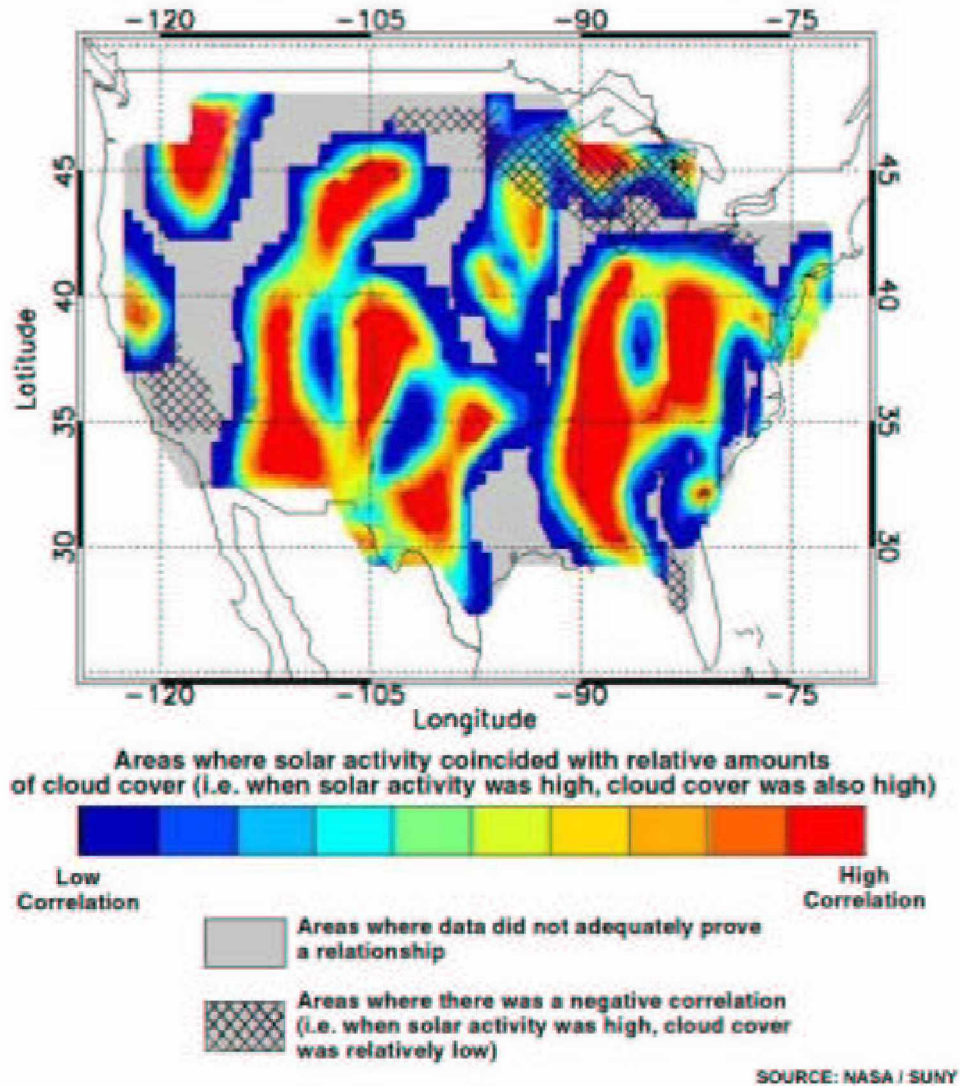


Figura 13. Correlación entre cobertura de nubes y el número de manchas (Udelhofen y Cess 2001).

- Friis-Christensen, E., & Lassen, K. 1991, *Science* 254, 698.
- Friis-Christensen, E., & Svensmark, H. 1997, *Ad.Spa. Res* 20, 913
- Frölich, C. 2000, *Spa. Sci. Rev.* 94, 15
- Groveman, B. S., & Lansberg, H. E. 1979, *GRL* 6, 767
- Hoyt, D.V., & Schatten, K. H. 1993, *JGR* 98, 18895
- Hoyt, D.V., & Schatten, K. H. 1998, *Sol. Phys.* 179, 189
- Hoyt, D.V., & Schatten, K. H. 1997, *The Role of the Sun in Climate Change*,
New York: Oxford University Press.
- Jones, P. D. 1988, *J. Clim.* 1, 654
- Laut, P. 2003, *JASTP* 65, 801
- Laut, P., & Gunderman, J. 1998, *JASTP* 60, 1719
- Laut, P., & Gunderman, J. 2000, en *SOLSPA I*, ESA-SP 463, p. 189.
- Lassen, K., & Friis-Christensen, E. 1995, *JATP* 57, 835.
- Lean, J. 2002, www.ency-astro.com
- Lean, J., Beer, J., & Bradley, R. 1995, *GRL* 22, 3195
- Lockwood, M., & Stamper, R. 1999, *GRL* 26, 2461
- Lockwood, M., Stamper, R., & Wild, M. N. 1999, *Nature*, 399, 437-439
- Marsh, N.D., & Svensmark, H. 2000, *Phys. Rev. Lett.* 85, 5004
- Palle Bagó, E., & Butler, C. J. 2000, *Astron. Goephys.* 41, 18
- Robinson, A. B., Baliunas, S., Soon, W., & Robinson, Z. W. 1998,
<http://www.oism.org/pproject/s33p36.htm>
- Solanki, S. K., & Fligge, M. 1998, *GRL* 25, 341
- Svensmark, H. 1998, *Phys. Rev. Let.* 81, 5027
- Udelhofen, P., & Cess, R. 2001, 28, 2617
- Wigley, T., Jones, P., & Raper, S. 1997, *Proc. Natl. Acad. Sci.* 94, 8314

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

El Museo Astronómico: una herramienta para la enseñanza de las Ciencias Naturales

Guillermo Goldes,¹ Maximiliano Bózzoli,¹ Orlando Yapura¹ y Carlos Rivarola²

¹ *Museo Astronómico “Pte. Sarmiento- Dr. B. Gould”, UNC, Córdoba, Argentina, museo@mail.oac.uncor.edu*

² *Observatorio Ambiental Municipal, Córdoba, Argentina*

Abstract. The outline of the “Pte. D.F. Sarmiento - Dr. B.A. Gould” Astronomical Museum, recently created at the National University of Cordoba, is presented. This new museum is a part of the University Network of Science Museums. The design of the script and permanent exhibition of the museum aim at providing educational service. The museum will have two main bases: history, and popularization of science. These two main areas will be related in order to show how current scientific knowledge is the result of historical processes. The relationships between astronomy and other disciplines will be highlighted. Although the museum will be open to the public, there will also be guided tours for students. The features of a new circuit that relates the Astronomical Museum, a portable planetarium, and the Environmental Observatory are also described.

Resumen. Se presentan los lineamientos del Museo Astronómico “Pte. D.F. Sarmiento - Dr. B. A. Gould”, creado en el seno del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba. Este nuevo museo se integra a la Red de Museos de Ciencia de la Universidad. El museo se caracterizará por el enfoque de su guión y exhibición permanente, orientados a brindar un servicio de carácter educativo. El Museo asentará sus bases sobre dos pilares: la historia por un lado, y la divulgación científica por el otro. Se relacionarán transversalmente dichas áreas a fin de enfatizar la naturaleza histórica de los productos científicos. El abordaje del museo será interdisciplinario, e intentará, rescatando la especificidad de la astronomía, mostrar el entramado de relaciones con otras disciplinas científicas y sociales. El museo estará abierto para todo público, pero mantendrá un sistema de visitas guiadas dirigidas a escolares, en las cuales se abordarán contenidos acordes con las currículas vigentes. Se describen asimismo las características del circuito: Museo Astronómico - planetario móvil - Observatorio Ambiental, recientemente puesto en marcha.

1. Introducción. El rol de los museos de ciencias

Los museos de ciencias juegan un papel relevante como centros de divulgación científica general, pero al mismo tiempo como instancias que ofrecen una valiosa formación complementaria de las temáticas desarrolladas en el aula. Para que esta función se verifique, sin embargo, los museos deben ser diseñados desde

una perspectiva que tenga en cuenta, además de los factores estrictamente museológicos, una visión comunicacional al servicio de la función pedagógica. La heterogeneidad de públicos es un factor que dificulta la construcción de conocimientos cuando los mensajes disparadores son universales. Por ello una estrategia válida es la segmentación de la oferta museológica según sus destinatarios, creando guiones diferenciados -al menos para escolares y para público general, o para turistas-, e implementando circuitos específicos. Además de la edad y etapa formativa que atraviesan, los escolares presentan otra particularidad como "público" de los museos: no concurren espontáneamente. Por ende, debe prestarse mucha atención a los factores motivacionales, evitando que la visita sea vivenciada por el alumno como una actividad escolar más, pero teniendo presente al mismo tiempo la finalidad pedagógica de la misma. Mayores detalles sobre la educación en museos y centros de ciencia pueden consultarse en los trabajos de Cuesta y otros (2000), y Wellington (1990). El Museo Astronómico tendrá cuatro ejes conceptuales, que serán abordados desde perspectivas múltiples: a) el espacio y b) el tiempo, como organizadores de la experiencia sensible, tanto a nivel de las disciplinas científicas como de la vida cotidiana; c) la luz, herramienta privilegiada de la astronomía; 4) el papel de las teorías y modelos en la construcción social del conocimiento. Los guiones de las visitas guiadas fueron elaborados teniendo en cuenta las currículas escolares correspondientes (Ministerio de Educación de la Nación, 1995 y Ministerio de Educación y Cultura de Córdoba, 1997).

2. Algunas estrategias

El museo exhibirá la actividad astronómica y científica en general como un producto cultural, poniendo énfasis en los puntos de contacto con otras formas de producción simbólica, pero asimismo destacando las particularidades de la misma. La historia del observatorio será utilizada como herramienta para introducir la historia de la astronomía argentina, que a su vez es representativa de los procesos fundacionales de las ciencias naturales en nuestro país. Al mismo tiempo se presentará este entramado de procesos como un eslabón del proyecto de país que se instauró en la etapa de consolidación de la organización nacional, y que extiende sus consecuencias hasta la actualidad.

Se ha previsto iniciar las actividades del museo con un circuito diurno que incluirá, además del museo propiamente dicho, una función en el planetario municipal móvil, y una visita guiada al Observatorio Ambiental Municipal, localizados todos en el mismo predio. La realización de este circuito enfatizará las relaciones entre las diversas disciplinas (astronomía, física, ciencia ambiental, ecología, historia, etc.), relaciones que se manifiestan tanto por la continuidad de los objetos de estudio de las mismas, cuanto por ser todas ellas manifestaciones de la actividad del hombre por conocer y dominar su medio, así como por las condiciones sociales e históricas de las cuales el desarrollo de esas disciplinas es consecuencia. Este circuito se pondrá en marcha con los grados superiores de las escuelas municipales.

3. Lineamientos del circuito propuesto

El circuito constará de tres módulos interrelacionados conceptualmente: una visita guiada al Museo Astronómico; una función en el planetario móvil del municipio; una visita guiada al Observatorio Ambiental. Este circuito, cuya lógica permitirá avanzar desde los confines del Universo hasta nuestro entorno inmediato (ciudad, barrio, casa) enfatizará las relaciones entre disciplinas habitualmente vistas como separadas, lo cual permitirá introducir la problemática ambiental como uno de sus ejes conductores. Este recurso permitirá hacer uso de la fascinación que habitualmente despierta la astronomía, pero vinculándola a nuestra realidad inmediata mediante acciones muy concretas, ligadas a la responsabilidad por la conservación del ambiente y la vida. Al finalizar el circuito se realizará una actividad participativa de cierre, destinada a facilitar la incorporación de nuevos aprendizajes por parte de los alumnos y a plantear situaciones problemáticas que fomenten la búsqueda de nuevas estrategias. La duración del circuito completo será de una hora y media. Cabe destacar que este circuito buscará establecer nexos transversales entre los tres ejes organizadores delineados para el área de ciencias naturales de la Propuesta Curricular para el Nivel Primario en la Provincia Córdoba: una aproximación al mundo natural, sus cambios, percepción e indagación a partir de la astronomía; de esta indagación surge como consecuencia la necesidad de preservación del único medio ambiente habitable que conocemos -nuestro planeta-, con la finalidad de fomentar la conservación misma de la vida -en términos generales- y preservar la salud humana -en términos más restringidos- (Ministerio de Educación y Cultura de Córdoba, 1997).

Previamente a la iniciación del circuito, se procederá a indagar sobre las concepciones preexistentes de los escolares y sus docentes, sobre: ciencia, tecnología, su significado, importancia que le asignan, y relación que les encuentran con sus propias vidas cotidianas; vinculaciones entre las ciencias y otras expresiones culturales, sociales, históricas; espacio, tiempo, movimientos, posición de la Tierra en el Cosmos, lugar del hombre en el Cosmos. Este intercambio será realizado en términos coloquiales intentando rescatar la espontaneidad y participación de los escolares. La población escolar de las escuelas municipales pertenece en muchos casos a grupos culturalmente desfavorecidos, por lo que no sólo el lenguaje sino los ejemplos y modos de relación utilizados por los guías deberán adaptarse a las necesidades del grupo. En base a esta actividad inicial, se podrán contrastar, al finalizar el circuito, las modificaciones en las opiniones o nociones, en base a la experiencia vivida durante el circuito.

3.1. Visita al museo propiamente dicho

Se iniciará la visita con un recorrido por el museo, localizado en el edificio-monumento del Observatorio Astronómico. Se hará una reseña histórica de su fundación, como parte del plan sarmientino, y de su ligazón a los comienzos de las ciencias naturales en nuestro país. A partir de ese relato histórico se pretenden articular causas y consecuencias de estos eventos, identificando la lógica de los procesos que se desencadenaron, como parte del proyecto de nación que se puso en marcha. Este proyecto, que tenía en la educación popular su

pedra fundamental, confiaba en el desarrollo de las ciencias naturales como forma de posicionamiento del país en el contexto de las naciones.

Durante el recorrido por el edificio, se mostrará la funcionalidad de cada uno de sus sectores. Se incluirá una visita a las grandes cúpulas, en las cuales se ejemplificarán los movimientos de cúpula y telescopio necesarios para observar objetos en diferentes direcciones espaciales. Se hará hincapié en la imposibilidad de realizar en la actualidad observaciones astronómicas sistemáticas desde la ciudad, debido a la elevada polución atmosférica y lumínica, lo que dará pie para comenzar a introducir la problemática ambiental, sin alejarse del eje histórico, pues la contaminación es resultado, entre otros factores, del desarrollo tecnológico sin control. El desarrollo tecnológico a su vez, fue un aspecto esencial del modelo instaurado en las últimas décadas del siglo XIX. El recorrido incluirá colecciones instrumentales, como los telescopios de la época fundacional, documentos históricos, fotográficos, etc.

A partir del relato de la historia del observatorio, articulado en base al tiempo institucional e histórico, se realizarán consideraciones acerca de los conceptos de tiempo y espacio, esenciales tanto para la construcción de las descripciones propuestas por las ciencias como para la organización de la vida cotidiana. Al recorrer las colecciones de telescopios se articularán estos conceptos destacando el papel de la luz como herramienta básica. A través del telescopio vemos aquello que está lejos en el espacio, pero al observar galaxias muy lejanas observamos a la vez hacia atrás en el tiempo. Se destacará la diferencia metodológica entre la astronomía, que se limita a observar sin poder experimentar, y las ciencias estrictamente experimentales. Se intentará mostrar, en base a ejemplos de la vida cotidiana, la polisemia propia del dato observado, que admite en general múltiples lecturas desde diferentes marcos explicativos. Se extrapolará esta situación a diversos tipos de fenómenos naturales y sociales. Se discutirá sobre el papel de la astronomía en el desarrollo de nuestro país.

3.2. Función del planetario móvil

La actividad del planetario consistirá en una simulación de la observación a ojo desnudo del cielo nocturno en la que se mostrará el aspecto local del cielo, la distribución de las estrellas visibles, las constelaciones, sus posiciones, los significados atribuidos a sus formas. Se abordarán los tamaños y distancias comparativos de diferentes cuerpos celestes, sus movimientos aparentes en el cielo, para mostrar como esos movimientos aparentes están determinados por la posición, orientación y movimientos de la Tierra (ciclo día/noche, estaciones, etc.). Se enfatizará la necesidad de modelos y teorías para poder hipotetizar, en base a los movimientos aparentes, su naturaleza física. La comprensión de las escalas espaciales y temporales de la astronomía se utilizará para situar el lugar del hombre tanto física como antropológicamente. Se mostrará la rotación aparente de la esfera celeste, que hace que diferentes estrellas sean visibles en distintos momentos. Así, los conceptos de espacio y tiempo serán nuevamente abordados. Las estrellas serán presentadas como fuentes de luz que permiten que el Universo sea visible, y se relacionará su aspecto con variables físicas. Se reproducirán fenómenos astronómicos sencillos como eclipses y fases de la Luna mediante elementos didácticos simples. Se enfatizará cómo estos eventos se producen por una particular configuración (posición en el espacio) del Sol, la Tierra

y la Luna, en momentos determinados (tiempo). Finalmente se discutirá sobre los significados atribuidos a las constelaciones en algunas culturas, significados que se relacionan con rasgos propios de dichas culturas, y se los comparará con las aproximaciones científicas, propias de nuestra cultura.

3.3. Visita al Observatorio Ambiental Municipal

Esta tercera etapa del circuito introducirá de lleno a los escolares en la temática medio-ambiental. Se presentarán las diferentes fuentes de contaminación (sonora, por gases, por polvo en suspensión, contaminación de las napas de agua, etc.) así como sus efectos nocivos para la salud humana y del resto de los seres vivos. Se hará hincapié en que las fuentes de contaminación son productos de la actividad humana (vehículos con motores a explosión, plantas industriales, combustión de materiales de desecho, etc.). Se detallarán algunos de los contaminantes presentes en nuestras ciudades (CO, SO₂, NO₂, PM₁₀, compuestos volátiles, etc.) y sus efectos sobre la salud. Se detallarán los niveles de contaminación habituales en la ciudad, las metodologías de monitoreo y las escalas de alertas preventivas diseñadas. Se intentará construir conciencia en forma colectiva acerca de la responsabilidad que a todos nos cabe por la calidad del ambiente y acerca de la necesidad de tomar partido en todos nuestros actos a fin de poder detener o revertir el deterioro del mismo. Se hará hincapié en la fragilidad del equilibrio requerido para sostener la vida, en los márgenes estrechos que son tolerables por los seres vivos, comparados con las condiciones extremas e inhóspitas para nosotros de la mayor parte del Universo, y por lo tanto en lo irremplazable de nuestro ambiente: el planeta Tierra.

3.4. Actividad de cierre del circuito

Se realizará una interacción grupal en la que, con la participación de guías, docentes y alumnos, se hará una puesta en común de los temas tratados. Se llevará a cabo de manera participativa, fomentando la iniciativa de los escolares y la toma de conciencia. Se entregará un cuestionario de opciones múltiples sobre los contenidos desarrollados y sobre la forma en que se vivenció la experiencia del circuito por parte de los participantes. Se tomarán esas opiniones como retroalimentación para optimizar, temática y funcionalmente, el circuito. Se contrastarán las nociones que los escolares se llevan de esta actividad con sus opiniones previas.

Referencias

- Cuesta, M., Díaz, M.P., Echevarría, I., Morentin, M., i& Pérez, C., 2000, "Los museos y centros de ciencia como ambiente de aprendizaje", *Revista Alambique* 26, 21
- Wellington, J., 1990, "Formal and informal learning in science: the role of the interactive science centres", *Physical Education* 25, 247
- Ministerio de Educación de la Nación, 1995, "Contenidos Básicos Comunes para la Educación General Básica", Buenos Aires
- Ministerio de Educación y Cultura de Córdoba, 1997, "Propuesta Curricular. Nivel Primario", Córdoba.

INFORME DE TRABAJO – WORK IN PROGRESS

Aplicación de herramientas de educación a distancia a la enseñanza de las Ciencias Naturales. Una experiencia ligada a la Astronomía

Guillermo Goldes,¹ Mónica Gallino,¹ Daniel Britos,² Daniel Lago¹,
Gabriel Tavella,¹ Elizabeth Vidal,² Susana Morales,² y Mariano
Nicotra³

¹ *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNC, Córdoba,
Argentina, ggoldes@efn.uncor.edu*

² *Departamento Universitario de Informática, UNC, Córdoba, Argentina*

³ *Prosecretaría de Informática, UNC, Córdoba, Argentina*

Abstract. The requirements and recent experiences about the application of virtual learning environments for the teaching of science and technology at the National University of Cordoba are described. The reasons to still consider basic science e-learning as an institutional vacancy area are discussed. Present activities designed to revert this situation are also discussed. A particular case about the application of NTICs as a complementary tool for the teaching of astronomy is shown, analyzing both strengths and limitations. The organization of e-learning activities at the faculty of engineering, biology & geology (“Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales”) is examined in detail.

Resumen. Se describen las necesidades, experiencias recientes y proyecciones de la utilización de entornos de enseñanza virtual para la formación superior en el área de las ciencias duras en la Universidad Nacional de Córdoba. Se muestran las razones por la cual se considera que, al día de la fecha, se trata de una verdadera área vacante a nivel institucional. Se comentan las iniciativas en marcha para revertir tal situación. Se describen algunas experiencias y consideraciones relacionadas con la utilización de entornos virtuales para la enseñanza de la astronomía, mostrando sus posibilidades y limitaciones reales y superando visiones reduccionistas sobre esta temática. La sistematización de la actividades de educación a distancia en la Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales se aborda en detalle.

1. Introducción

En la Universidad Nacional de Córdoba se considera que la educación a distancia, en particular en ciencias básicas, es una verdadera área vacante a nivel Institucional. En 2004, se decidió comenzar a revertir esa situación, encarando un programa que permitiera promover, regular y garantizar estándares de calidad a los emprendimientos que utilicen modalidades total o parcialmente no-presenciales. Se entiende que las nuevas tecnologías de la información y la comunicación (NTICs) brindan herramientas poderosas que deben ser puestas al servicio de la educación para permitir así avanzar hacia una verdadera democratización del conocimiento superior. La cobertura de los servicios universitarios

se extenderá así trascendiendo barreras geográficas, temporales, económicas y culturales.

Las diferentes unidades académicas por su parte han comprendido la necesidad y conveniencia de desarrollar esta modalidad, que puede ser utilizada con provecho en la enseñanza superior de todas las ramas del conocimiento, y muy particularmente en las ciencias duras, que por su propia naturaleza frecuentemente no suelen requerir el contacto persona-a-persona. Paradójicamente algunas de las áreas que muestran mayor atraso comparativo en relación con la implementación de esta modalidad son, precisamente, aquellas que desarrollan las ciencias duras. En parte este hecho deriva del prejuicio y el desconocimiento, así como de la falta de actualización de los planes de estudio.

Desde la Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de la Universidad Nacional de Córdoba se puso en marcha un programa que promueve fuertemente esta modalidad. Este programa establece pautas para la presentación y evaluación de proyectos y garantiza hosting en servidores dedicados. Brinda asimismo asesoramiento permanente para el diseño y puesta en marcha de proyectos, así como capacitación específica a los docentes y tutores que acepten este desafío. El programa "Campus Virtual EFN" está destinado esencialmente a los niveles de extensión y posgrado, que tienen un elevado impacto en la comunidad extra-universitaria, pero no descuidará los niveles de grado y pregrado. No obstante es necesario reconocer que el nivel de grado presenta una problemática propia, tanto por la etapa vital que atraviesan sus estudiantes, cuanto por la masividad de los cursos.

En el Observatorio Astronómico por su parte, se realizaron algunas experiencias acotadas de utilización de entornos virtuales de aprendizaje en la materia Astronomía General I, correspondiente al segundo año de la Licenciatura en Astronomía.

En ambos casos las tareas se desarrollan en estrecha colaboración con el área central de la Universidad, aportando recursos humanos y materiales tanto el Departamento Universitario de Informática como la Subsecretaría de Informática de la UNC.

2. El caso de Astronomía General I

Desde esta cátedra se realizaron experiencias a nivel de complementación en línea de la enseñanza presencial, y a nivel de tutorías, en 2002 y 2004. En 2004, a las clases prácticas presenciales se agregó la posibilidad de contar con materiales de prácticos en línea, y tutorías tanto sincrónicas (chat) como asincrónicas (foros y correo electrónico). Inicialmente se comenzó el desarrollo del curso utilizando una plataforma Manhattan, siendo reemplazada posteriormente por una plataforma Moodle con diseño por temas. Los estudiantes se suscribieron voluntariamente a este sistema complementario, que ofreció una sesión semanal de chat en horario nocturno, una pizarra de novedades de la cátedra, textos diseñados ad-hoc para introducir los diferentes temas de los prácticos, la posibilidad de participar en foros de consulta, etc.

Si bien esta experiencia debe ser optimizada, podemos decir que: aproximadamente un 80% del total de estudiantes cursantes solicitó la apertura de su cuenta en la plataforma de educación a distancia. De entre ellos, hubo un 30

% que no ingresó al aula virtual en más de una oportunidad. Si se excluyen las sesiones de chat programadas de antemano, un 32% de los estudiantes ingresó al aula en más de cinco días diferentes (independientemente del número de ingresos diarios), sobre un total de 15 semanas de clases. Las interacciones se produjeron esencialmente a través de las sesiones de chat con horarios semanales fijos, y no por medio de los foros. Cabe decir que en la actualidad se considera que los foros son una instancia esencial en el proceso de aprendizaje mediado por tecnología. La baja utilización de esta instancia puede atribuirse a la existencia de encuentros presenciales periódicos (las clases prácticas) y, probablemente, a un planteo poco motivador de los temas disparadores por parte del equipo docente. Siendo que los materiales de estudio estuvieron disponibles también en las clases presenciales, y que los prácticos presenciales son instancias privilegiadas para el trabajo en colaboración entre docentes y alumnos, se puede comprender la baja utilización de los foros de discusión. Como es sabido, además, las sesiones de chat pueden resultar instancias muy adecuadas para la motivación y contención de los estudiantes, para el establecimiento de una comunicación más fluida y para constituirse en marcadores temporales que recreen la situación de sujeción a un horario, típica de las clases presenciales, pero no resultan el medio más adecuado para la discusión de contenidos específicos, pues éstos requieren en general una elaboración y maduración difíciles de lograr en forma sincrónica. La presencia simultánea de numerosos interlocutores dificulta también en este caso la personalización de los intercambios. Otro factor a tener en cuenta es que la asignatura Astronomía General I se encuentra ubicada en el primer semestre del segundo año de estudios, siendo la primera materia con contenidos astronómicos durante la carrera. Así, los estudiantes llegan a esta materia en la mayoría de los casos con pocas materias aprobadas, y posiblemente con hábitos de estudio poco afianzados, lo cual es reconocido como un factor problemático para un aprovechamiento cabal de instancias de educación en línea, donde el aprendizaje no sólo es mediado y mediatizado, sino además relativamente autónomo. La autodisciplina es entonces un factor decisivo. Por otra parte, los estudiantes que participaron (voluntariamente) en esta experiencia no habían tenido nunca la posibilidad de utilizar herramientas de e-learning en sus estudios formales. Como ya se estableció, la instancia más asiduamente utilizada fueron las sesiones de chat con horario fijo programadas por la cátedra, con mínimas exigencias de autonomía por parte del estudiante. El chat, por otra parte, forma parte de la cultura cotidiana, social y tecnológica, de la mayoría de los jóvenes universitarios.

En cuanto a límites tecnológicos, la experiencia demostró que los programas de chat incluidos en las plataformas educativas tienen un rendimiento muy inferior a los programas comerciales de uso corriente, por lo cual las comunicaciones por esta vía resultan lentas. De todas formas no se considera conveniente la utilización de programas de chat comerciales de uso abierto, pues el aula virtual brinda la posibilidad de comunicarse en el marco de un entorno educativo claramente delimitado, en el cual participan solamente aquellos que comparten la experiencia educativa. La confusión con usuarios de chat externos a los cursos diluye la potencialidad educativa de esta herramienta.

Se puso en evidencia además la necesidad, sobre todo para una materia que descansa fuertemente en las representaciones gráficas, de contar con algún programa

de diálogo sincrónico que permita compartir gráficos en tiempo real, elaborados en línea, como por ejemplo las pizarras de uso comercial más frecuente.

Por otra parte, resulta claro que las estadísticas de ingreso al aula virtual deben cruzarse con otro tipo de datos a fin de constituirse en información significativa, por cuanto existen estudiantes con diferentes metodologías de estudio (aquellos que bajan todo el material y luego lo procesan autónomamente, aquellos que trabajan en línea, aquellos que requieren diálogo sincrónico, etc.), metodologías que suelen correlacionar con los estilos personales de aprendizaje. Existen diferentes estudios que clasifican esos estilos de aprendizaje en categorías distintas. Los estilos de aprendizaje dependen tanto de factores cognitivos como afectivos y hasta fisiológicos. Para la próxima edición de la materia se planea perfeccionar el aula virtual, definiendo las temáticas de los foros de discusión mediante disparadores más precisos y motivadores, como así también aplicar un instrumento para la determinación de estilos de aprendizaje, como por ejemplo el cuestionario informatizado de Honey-Alonso (Alonso, Gallego & Honey 1994). De tal forma se podrán establecer correlaciones que permitan una interpretación más productiva de las estadísticas del curso.

3. El programa “Campus Virtual EFN”

Se trata del campus virtual de la Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de la Universidad Nacional de Córdoba, institución en la cual se cursan estudios superiores de las diferentes ramas de la ingeniería, la biología y la geología. Este programa fue puesto en marcha durante el segundo semestre de 2004 y depende del decanato a través de la Secretaría de Extensión, que coordina las acciones en las que participan además las secretarías académica y de investigación y posgrado (Goldes & Gallino 2004).

En el diseño del programa se han tenido en cuenta valiosas experiencias previas producidas en la facultad, como el proyecto Educeva (Educación en Ciencias Mediante Entornos Virtuales) del Grupo de Enseñanza de la Ciencia y la Tecnología, el Laboratorio de Enseñanza Virtual, y la Oficina UNC-Virtual que operó en la Secretaría de Posgrado de la UNC.

El programa se centra en el establecimiento de una estructura organizativa y funcional que permitirá dar soporte a cursos, total o parcialmente a distancia, esencialmente en los niveles de extensión y posgrado, aunque sin descuidar el grado y el pregrado. Para mayores detalles se puede consultar la página web del programa:

www.efn.unc.edu.ar/secretarias/extension/campus_virtual/ .

El Campus Virtual contará con un área de planificación y gestión, un área de evaluación y asesoramiento, y un área de tecnología y medios.

Una de las claves para el éxito de un programa de este tipo es la planificación permanente y la evaluación continua de todos los procesos como forma de retroalimentación.

Como es sabido, la educación a distancia responde a un paradigma educativo radicalmente diferente a la educación tradicional presencial, por cuanto el aprendizaje a distancia se lleva a cabo en forma autónoma, mediatizada y distribuida (Escotet 1980). Se puede decir que, a diferencia de la educación presencial, que se centra en el proceso de enseñanza, la educación en línea de centra claramente

en el proceso de aprendizaje, siendo que enseñanza y aprendizaje son dos procesos diferentes, aunque relacionados dialécticamente. Por ello los diseñadores y tutores de cursos a distancia necesitan imperiosamente de instancias específicas de capacitación, tanto en los aspectos pedagógicos y didácticos, como en los comunicacionales y, ciertamente, en la faz tecnológica. Debe tenerse en cuenta que, en educación en línea, el medio tecnológico mediatiza todos los procesos comunicacionales.

Desde el punto de vista tecnológico, el Campus Virtual utilizará una plataforma libre y de código abierto Moodle, que tendrá hosting en servidores dedicados de la Subsecretaría de Informática de la UNC.

Esta plataforma, libre y gratuita, sostiene un pedagogía constructivista, y al ser de código abierto permite la realización de desarrollos propios sobre la misma. De tal forma, al mismo tiempo que permite brindar soporte a los cursos a la manera de un servicio educativo, se constituye en un genuino objeto de investigación y desarrollo, que conjuga los aspectos pedagógicos y comunicacionales con los tecnológicos. Puede por tales razones adaptarse fácilmente a las necesidades institucionales propias y a la idiosincrasia local.

Referencias

- Alonso, C., Gallego, D., & Honey, P., "Los estilos de aprendizaje", 1994. Ediciones Mensajero, Bilbao
- Escotet, M., "Tendencias en Educación Superior a Distancia", 1980, ILICED, Caracas
- Goldes, G., & Gallino, G., "Programa de Educación a Distancia - Campus Virtual EFN", FCEFyN, 2004, documento inédito, Córdoba

Proyecto multidisciplinar ‘Marte nos visita’

David Merlo,¹ Noemí Merlo,² Bibiana Parodi,² Andrés Garus,² Graciela Peralta,² Viviana Rovessi,² Sara Urrutia,² Jesús Calderón,³ Iván Bustos Fierro,⁴ y Raúl Melia⁵

¹ *Observatorio Astronómico (U.N.C.) e I.P.E.M. N° 249 ‘Nicolás Copérnico’ (DEMES), Córdoba, Argentina, merlo@oac.uncor.edu*

² *IPEM N° 249 ‘Nicolás Copérnico’ (DEMES), Córdoba, Argentina.*

³ *CONICET y Observatorio Astronómico (U.N.C.), Córdoba, Argentina.*

⁴ *Agencia Córdoba Ciencia S.E. y Observatorio Astronómico (UNC), Córdoba, Argentina.*

⁵ *Observatorio Móvil ‘Carl Sagan’, Argentina.*

Abstract. A major problem in the Argentinean educational system, is the little role reserved to Astronomy within the Natural Sciences teaching contents, a problem that worsened after the 1996 educational reform. In an attempt to revert this situation, the recent close approach of Mars to Earth, a unique event in 58000 years, was used as a focal point to carry out several activities addressed to students of the eighth year of the basic general education (pupils of the IPEM- N° 249 Nicolás Copérnico School in Córdoba). Multidisciplinary studies were carried out, including guided visits to the Córdoba Astronomical Observatory and the Mobile Planetarium ‘Carl Sagan. The main conclusion of this successful experience is that Astronomy cannot be neglected in a integrating education of Natural Sciences.

Resumen. La enseñanza de la Astronomía se ha visto relegada en la escuela media de acuerdo a los nuevos lineamientos introducidos en la última Reforma Educativa del año 1996. La Tierra y el planeta Marte alcanzaron, en el mes de agosto del año 2003, la máxima aproximación de los últimos 58.000 años. Por ello, realizamos un estudio transversal del planeta rojo, integrando los conocimientos que se puedan abordar desde diferentes asignaturas del segundo año del CBU (EGB-8) del IPEM. N° 249 ‘Nicolás Copérnico’. Asimismo, los alumnos realizaron visitas al Observatorio Astronómico Córdoba y recibieron una función del Planetario Móvil ‘Carl Sagan’. Nuestra conclusión principal de la experiencia fue la necesidad de revalorizar la enseñanza de la Astronomía, como eje transversal para la integración de las Ciencias Naturales y las otras Ciencias que integran la currícula.

ÍNDICE DE AUTORES

- Actis, E. 60
Adelman, S.J. 102, 207, 215
Agüero, E. 344
Agüero, M.P. 360, 386
Ahumada, A.V. 149, 157, 172, 244
Alacoria, J. 64
Albacete Colombo, J.F. 184
Alonso, E. 60, 64
Alonso, M.S. 336
Althaus, L.G. 119, 123, 165, 176, 180, 211, 220, 236, 240
Amorín, R. 268
Andruchow, I. 340
Arias, M.L. 161, 224
Arnal, M. 260
Bassino, L.P. 132
Baugh, C.M. 382
Baume, G.L. 198, 202
Bedding, T. 248
Bibbo, A. 233
Bica, E. 149
Bornancini, C.G. 405, 410
Boyle, R. 416
Bózzoli, G. 456
Brandi, E. 153
Briozzo, C.B. 77, 81
Britos, D. 461
Brusasco, A. 229
Buccino, A.P. 110
Bustos Fierro, I.H. 72, 89, 438, 466
Calderón, J. 72, 89, 438, 466
Cappa, C. 268
Carranza, G. 386
Castelletti, G. 256, 272
Ceccarelli, L. 369
Cellone, S.A. 312, 340, 348
Cidale, L. 106, 224, 229
Cifuentes Cárdenas, A. 348
Cincunegui, C. 114, 169
Clariá, J.J. 141, 149, 157, 172, 244
Coenda, V. 391
Coldwell, G. 336
Cole, S. 382
Copperwheat, C. 18
Cora, S.A. 324
Córsico, A.H. 119, 123, 165, 176, 211, 220, 236, 240

Costa, R.D.D. 136
Cristiani, G. 23
Cruzado, A. 224, 233
Curé, M. 229
David Philip, A.G. 416
Dasso, S. 18, 28
De Breuck, C. 410
de Vries, W. 410
Démoulin, P. 14, 18, 28
Díaz, R.F. 193
Díaz, R.J. 85, 344, 352, 360, 386, 395, 420
Dirsch, B. 132
Donzelli, C. 391
Dottori, H. 386
Dubner, G. 256, 264, 272
Duplancic, M.F. 64
Eke, V. 382
Etchegoyen, A. 425
Faifer, F.R. 132
Fariña, C. 127, 145
Feinstein, A. 198
Fernández Lajús, E. 127, 145, 429
Fernández, S. 68
Ferrer, O. 153
Foley, C. 18
Forte, J.C. 132, 348
Frenk, C.S. 382
Gallino, M. 461
Gamen, R. 127
Gámez, J. 68
Gangui, A. 301
García, B. 425
García, E. 429
García, L.G. 153
García-Berro, E. 123, 165, 240
García Lambas, D. 336, 356, 365, 369, 377, 405, 410, 434
Garis, A. 466
Geisler, D. 132
Giacani, E. 264
Giménez de Castro, C.G. 23
Gimeno, G. 386
Giorgi, E.E. 202
Giovannelli, R. 434
Giuppone, C.A. 72
Goldes, G. 456, 461
Gómez, D.O. 2
Goss, W.M. 264

Green, A. 264
Green, L.M. 18
Grosso, M. 215
Gulisano, A.M. 28
Günthardt, G. 344
Harra, L.K. 32
Hubrig, S. 94
Infante, L. 391
Isern, J. 165, 240
Janusz, R. 416
Jofré, E. 64
Johnston, S. 264
Kaufmann, P. 23
Kiss, L. 248
Kjeldsen, H. 248
Kövári, Zs. 14
Lago, D. 461
Lares, D. 365
Le Floc'h, E. 405
Leiva, A.M. 77, 81
Levato, H. 23
Llinares, C. 127, 145
López García, Z. 215
Luna, G.J.M. 136
Luoni, M.L. 14
Malaroda, S.M. 215
Mandrini, C.H. 14, 18, 23, 28, 32
Martínez, G. 23
Martínez del Pozo, G. 420
Martínez, H.J. 400, 405, 410
Martínez, R. 198
Mast, D. 352, 386
Matthews, S.A. 32
Mauas, P.J.D. 110, 114, 169, 444
McClure-Griffiths, N.M. 268
Melia, R.R. 89, 466
Merchán, F. 373
Merlo, D. 466
Merlo, N. 466
Minniti, D. 248, 405, 410
Mirabel, I.F. 405
Molina, S. 64
Montgomery, M. 240
Morales, S. 461
Muriel, H. 391, 400, 434
Nicotra, M. 461
Niemela, V. 127, 145, 268

Nuñez, N. 215
OMill, A.L. 400
Orellana, M. 291, 296
Pacheco, A.M. 60, 64
Padilla, N. 369, 382
Panei, J.A. 119, 123, 165, 176, 180, 220, 240
Parisi, M.C. 141, 149
Parodi, B. 466
Paunzen, E. 189
Pavani, D.B. 149
Paron, S. 272
Paz, D.J. 373
Pedrosa, S. 102
Pelló, R. 400
Peralta, G. 466
Pérez, J. 356
Petrucci, R. 64
Petruzzi, R. 64
Piatti, A.E. 157, 172, 244
Picco, G.A. 420
Pintado, O.I. 102, 189, 207, 416
Podestá, R. 60, 64
Pohjolainen, S. 18
Quintana, H. 391
Quiroga, C.H.M. 153
Recabarren, P. 420, 434
Reynoso, E. 264, 272
Richtler, T. 132
Ringuelet, A. 161, 233
Rivarola, C. 456
Rovessi, V. 466
Rodríguez Ledesma, M.V. 189
Roig, F. 38
Romero, G.A. 260
Romero, G.E. 291, 296, 340
Rovero, A.C. 425
Rovira, M.G. 23
Safi-Harb, S. 277
Salerno, N. 127, 145
Sánchez, A.G. 377
Sarazin, M. 434
Schwartz, M. 127, 145, 429
Scóccola, C.G. 123, 211, 236
Serenelli, A.M. 123, 211, 236
Simontacchi, L. 127
Solivella, G.R. 202
Stasyszyn, F.A. 373

Tavella, G. 461
Tejada, P. 64
Tissera, P. 336, 356
Torres, A. 106, 127, 145, 224
Torres, M.C. 141, 149
Urrutia, S. 466
Valotto, C. 369
van Breugel, W. 410
van Driel-Gesztelyi, L. 14, 18
Varela, M.E. 51
Vasquez, J. 268
Vázquez, R.A. 198, 202
Venero, R. 229
Vidal, E. 461
Vieytes, M. 169
Vrech, R. 434
Weidmann, W.A. 85
Willemoës, C. 89
Willemoës, J. 89
Yapura, O. 456
Yaryura, C.Y. 377
Zoccali, M. 248
Zorec, J. 161