

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 57



Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 57, correspondiente a la reunión anual 2014: Adrián Rovero (Editor Jefe), Cristián Beaugé (Editor Invitado), Leonardo Pellizza (Secretario Editorial) y Marcelo Lares (Técnico Editorial)

Asociación Argentina de Astronomía
Fundada en 1958,
Personería Jurídica 11811 (Buenos Aires)

Reunión Anual 2014

Córdoba, 15 al 19 de Setiembre de 2014
Organizada por Instituto de Astronomía
Teórica y Experimental (IATE, UNC-CONICET)

Comisión Directiva

Guillermo Bosch (presidente)
Andrea Costa (vice-presidente)
Roberto Venero (secretario)
Mónica Cardaci (tesorera)
Javier Ahumada (Vocal 1)
Jorge Combi (Vocal 2)
Sergio Dasso (1er suplente)
Federico González (2do suplente)

Comisión Revisora de cuentas

Cristina Cappa
Gabriela Castelleti
Alejandro Córscico

Comité Nacional de Astronomía

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

Comité Científico

Cristian Beaugé
Omar Benvenuto
Georgina Coldwell
Carlos Feinstein
Elsa Giacani
Guillermo Gimenez de Castro
Leonardo Pellizza
Andres Piatti

Comité Organizador Local

Mario Abadi
Alejandro Benítez-Llambay
Pablo Benítez-Llambay
Carlos Donzelli
Tali Palma
Yamila Yaryura
Viviana Bertazzi

Publicado por

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

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

Créditos:

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

Impreso en Buenos Aires, agosto de 2015

Prefacio

El Comité Editorial tiene el agrado de presentar a la comunidad astronómica el Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía con un nuevo formato, que permite artículos más extensos en un estilo más moderno. Este nuevo formato ha sido consensuado luego de un proceso de propuestas y consultas con las últimas dos Comisiones Directivas de la Asociación. El presente volumen es el primero en salir con este formato, más grande y a doble columna, lo que permite una reducción del lomo del volumen impreso al tener menor cantidad de páginas. Con este cambio se logró también un aumento del 20% del espacio permitido para cada publicación. Los cambios introducidos en el estilo incluyen un nuevo encabezado con el logo de la Asociación y nuevos campos, como el de “keywords” y el de “contact”, que acercan a nuestra publicación más a un estilo de publicaciones científicas internacionales. Las tapas han sido rediseñadas con la contribución de la Arq. Andrea León, a quien agradecemos su desinteresada ayuda.

Otro cambio significativo introducido a partir de esta edición es el de la fecha de publicación del Boletín. Históricamente se ha tomado al año de la Reunión Anual como el de la publicación del Boletín correspondiente, a pesar de que la edición impresa se publica a mediados del año siguiente de la reunión. Este problema de larga data viene siendo planteado por varios usuarios, lo cual nos ha impulsado a proponer regularizar la fecha de publicación. Como consecuencia, el volumen 57 será de edición 2015 y no 2014 como lo hubiera sido en el pasado. Además, se ha incluido en la primer página de cada trabajo publicado la fecha de presentación del mismo, a modo de “fecha de envío”. Nos damos cuenta de que no existirá un volumen publicado del Boletín en 2014, pero el motivo lo justifica y el momento es el adecuado, acompañando los cambios de estilo.

Un paso importante para el manejo de artículos enviados al Boletín se ha dado con la creación del Sistema de Gestión de Manuscritos (SGM). Desde el inicio de su gestión, este Comité Editorial comenzó la implementación del SGM, un sistema que permite el adecuado manejo de las contribuciones en las distintas etapas de su procesamiento, desde el resumen enviado a la Reunión Anual, hasta la versión final del trabajo aceptado para el Boletín. La implementación del SGM ha significado una redefinición en la forma de gestionar los artículos, simplificando las tareas de los editores y brindando una plataforma para la formalización de opiniones de revisores y el envío de correcciones por parte de los autores. Su implementación es un proceso largo que aún está vigente, pero estamos convencidos de que es una mejora trascendente para las gestiones futuras de los artículos del Boletín.

La presente edición del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene los trabajos correspondientes a la Reunión Anual número 57, realizada en la ciudad de Córdoba, entre los días 15 y 19 de septiembre de 2014 y organizada por el Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, en el Aula Magna de la Facultad de Derecho y Ciencias Sociales de la Universidad Nacional de Córdoba.

Durante la reunión en Córdoba se hizo entrega del Premio Carlos M. Varsavsky a la mejor Tesis Doctoral. El premio fue adjudicado al Dr. Alberto Petriela, por decisión del jurado integrado por el Dr. Roberto Gamen, el Dr. Pablo Mauas y la Dra. Mercedes Gómez. El Comité Editorial felicita al astrónomo premiado y agradece el envío al Boletín de la contribución correspondiente.

La reunión contó con 11 charlas invitadas, de las cuales 9 han sido enviadas al Boletín en forma de contribución para su publicación. Agradecemos especialmente a estos colegas su esfuerzo. Se expusieron además 133 trabajos en forma oral y como murales. De ellos, 75 fueron enviados al Boletín y 66 finalmente publicados después del proceso de referato y correcciones editoriales. Para llevar adelante esta tarea hemos contado con la inapreciable ayuda de los revisores, cuyo trabajo ha permitido mantener la calidad científica de esta edición. Hacemos público nuestro agradecimiento a los colegas que participaron en este proceso de revisión, a quienes les hemos entregado una constancia de referato, cambiando así la modalidad anterior de mencionar explícitamente sus nombres en este espacio.

La presente edición del Boletín es la última llevada adelante por este Comité Editorial. Nos despedimos agradeciendo a todos los que de una u otra manera han aportado para que los volúmenes 55, 56 y 57 se hayan podido concretar.

Cordialmente,

Adrián Rovero
Editor Jefe

Cristian Beaugé
Editor Invitado

Leonardo Pellizza
Secretario Editorial

Marcelo Lares
Técnico Editorial

Índice general

<i>Prefacio</i>	III
<i>Foto grupal</i>	X
AEC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología	1
Huellas de ondas gravitacionales en la polarización de la radiación cósmica de fondo <i>D. Harari</i>	1
Testing Gravity with Cosmic Voids <i>N.D. Padilla</i>	6
A project to constrain emission from giant gaseous shells around high redshift radio galaxies <i>M.M. Moyano, A.J. Humphrey, D.C. Merlo.</i>	12
Angular momentum evolution for galaxies <i>S.E. Pedrosa, P.B. Tissera</i>	14
Catalogue of HI PArameters (CHIPA) <i>J. Saponara, P. Benaglia, B. Koribalski, I. Andruchow</i>	16
Comparación fotométrica en imágenes Gemini/GMOS: <i>C.G. Escudero, L.A. Sesto, N.M. González, F.R. Faifer, A. Smith Castelli, J.C. Forte</i>	19
Construcción de un catálogo de cúmulos de galaxias en proceso de colisión <i>M. de los Rios, M.J. Domínguez, D. Paz</i>	22
Determinación de la Distribución de Ocupación de Halos <i>F. Rodríguez, M. Merchán, M.A. Sgró</i>	25
Develando con T-ReCS las regiones oscurecidas <i>J.A. Camperi, G.I. Gunthardt, M.P. Agüero, R.J. Díaz, M. Schirmer.</i>	28
Espectroscopía infrarroja de la galaxia Seyfert NGC6300 <i>G. Gaspar, A. D'Ambra, R.J. Díaz, G. Gunthardt, P. Gómez.</i>	31
Evolución de galaxias y QSOs. Modelo evolutivo-explosivo-compuesto: fase final de galaxias y origen explosivo de galaxias enanas <i>S.L. Lípari, R.J. Terlevich, Y. Taniguchi, E. Mediavilla, M. Bergmann, B. García-Lorenzo, S.F. Sánchez, W. Zheng, B. Punshly, D.C. Merlo</i>	34
Función de luminosidad a partir de distancias fotométricas <i>A. Taverna, A. Zandivarez.</i>	37
Grupos de galaxias con corrimiento al rojo intermedio <i>J.M. Salerno, H. Muriel, M.V. Alonso, C. Valotto</i>	40
Interacciones de galaxias: sistemas con puentes tidales <i>V. Mesa, S. Alonso, F. Duplancic, D.G. Lambas</i>	43
La estructura del cúmulo de Antlia <i>J.P. Caso, L.P. Bassino</i>	46
Metallicity Evolution of Galaxies in cosmological simulations <i>M.E. De Rossi, T. Theuns, A.S. Font, I.G. McCarthy</i>	49
Neutrinos estériles en nucleosíntesis primordial <i>M.M. Sáez, M.E. Mosquera, O. Civitaresé</i>	52
Origen y evolución de la relación de Tully-Fisher en galaxias simuladas <i>I. Ferrero, M.G. Abadi, D.G. Algorry</i>	55
Propiedades de la emisión en radio e infrarrojo en galaxias <i>R.R. Vena Valdarenas, T. Paez Tagliaferro, C.A. Valotto</i>	58

Propiedades físicas del gas en regiones de formación estelar múltiples en galaxias BCDs: IIZw33 y Mrk600 <i>F. Campuzano-Castro, G. Hagele, M. Cardaci, G. Bosch, V. Firpo</i>	61
Simulaciones de formación de galaxias disco barreadas <i>D.G. Algorry, M.G. Abadi, I. Ferrero</i>	64
The brightest group galaxies and their large-scale environment <i>H.E. Luparello, M. Lares, D. Paz, C.Y. Yaryura, D.G. Lambas, N.D. Padilla</i>	67
Trazando el mapa genético de NGC 1316 a través de su sistema de cúmulos globulares <i>L.A. Sesto, F.R. Faifer, J.C. Forte</i>	70
AE. Astrofísica Estelar	73
Astrosismología de estrellas enanas blancas <i>A.H. Córscico</i>	73
Confrontación observacional de teorías de evolución de estrellas masivas <i>N.I. Morrell</i>	80
A mini atlas of K-band spectra of southern symbiotic stars <i>P.E. Marchiano, L.S. Cidale, M.L. Arias, M. Borges Fernandes, M. Kraus</i>	87
Abundancias químicas y parámetros físicos de estrellas con planetas <i>E. Vendemmia, O.I. Pintado, M. Gómez</i>	90
Alternancia entre el estado de emisión de Rayos-X y Pulsar en Sistemas Binarios Interactuantes <i>M.A. De Vito, O.G. Benvenuto, J.E. Horvath</i>	93
Análisis de las causas de las variaciones fotométricas de estrellas jóvenes <i>F.V. Lovos, M.N. Gómez, J.A. Ahumada, R.P. Petrucci, E. Jofré</i>	96
Astrosismología de estrellas variables δ Sct y γ Dor <i>J.P. Sánchez Arias, A.H. Córscico, L.G. Althaus</i>	99
Caracterización de tres cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes <i>T. Palma, J.J. Clariá, D. Geisler, A.V. Ahumada</i>	102
Determinación de parámetros físicos y geométricos de núcleos pre-estelares de gran masa <i>H.P. Saldaño, M. Gómez</i>	105
Estrellas Bn: discontinuidad de Balmer; parámetros fundamentales y colores infrarrojos <i>Y.R. Cochetti, M.L. Arias, L.S. Cidale, A. Granada, J. Zorec</i>	108
Estrellas de carbono galácticas en el VVV <i>D.C. Merlo</i>	111
Estudio infrarrojo de los jets estelares MHO 2147/2148 <i>L.V. Ferrero, M. Gómez, G. Gunthardt</i>	114
Evolución de enanas blancas <i>M.E. Camisassa, M.M. Miller Bertolami, L.G. Althaus</i>	117
Índices de color en el infrarrojo cercano y medio de enanas blancas con y sin discos de escombros <i>L. Saker, M. Gómez, C. Chavero</i>	120
iPTF 13bvn: La primera evidencia de un progenitor binario para una supernova de tipo Ib <i>M.C. Bersten, O.G. Benvenuto, G. Folatelli, K. Nomoto</i>	123
Jets estelares observados con GSAOI/GEMINI <i>L.V. Ferrero, M. Gómez, G. Gunthardt</i>	126
Medición de Ecos de Luz en R CrA <i>M.F. Calandra, R. Gil-Hutton</i>	129
Monitoreo óptico de η Carinae durante el pasaje por el periastro en 2014.6 <i>E. Fernández-Lajús, N.E. Salerno, M.C. Scalia, X.S. Ramos, F.N. Giudici, R.C. Gamen</i>	132

Primeras curvas de luz de estrellas variables ZZ Ceti observadas en el CASLEO <i>M.A. Corti, A.D. Romero, A. Kanaan, S.O. Kepler, J.E. Costa, A.H. Córscico, L.G. Althaus</i>	135
SE. Sistemas Estelares	138
The Milky Way disk <i>G. Carraro</i>	138
Abundancias químicas de la compañera visible del agujero negro binario V4641 Sgr (XTE J1819-254) <i>V.A. Cúneo, E. Jofré, O.I. Pintado, M.N. Gómez</i>	145
Ajuste de espectros integrados de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes mediante el código Starlight <i>J.H. Minniti, L.R. Vega, A.V. Ahumada, J.J. Clariá</i>	148
Análisis detallado de tres complejos estelares en NGC 300 <i>M.J. Rodríguez, G.L. Baume, C. Feinstein</i>	151
Análisis espectrofotométrico preliminar de la estrella binaria eclipsante masiva MTT58 en NGC 3603 <i>M. Jaque Arancibia, R.H. Barbá, N.I. Morrell</i>	154
Estudio de la población estelar de varios cúmulos en Carina <i>J.A. Molina-Lera, G.L. Baume, G. Carraro, E. Costa</i>	157
Propiedades químicas de estrellas del campo de la Nube Menor de Magallanes <i>M.C. Parisi, D. Geisler, J.J. Clariá, G. Carraro, S. Villanova, N. Marcionni, A. Sarajedini, A.J. Grocholski</i>	160
VARIABLES EN LA REGIÓN CENTRAL DEL CÚMULO GLOBULAR NGC 3201: DESCOMPOSICIÓN DE FOURIER DE LAS CURVAS DE LUZ DE LAS RR LYRAE Y ANÁLISIS DE LA RELACIÓN PERÍODO-LUMINOSIDAD DE LAS SX PHOENICIS <i>J.A. Ahumada, A. Arellano Ferro, J.H. Calderón, N. Kains</i>	163
Vinculación entre varios cúmulos estelares y estructuras del medio interestelar <i>M.A. Corti, G.L. Baume, J.A. Panei, L.A. Suad, J.C. Testori, J. Borissova, R. Kurtev, A.N. Chené, S. Ramirez Alegría</i>	166
ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos	169
Argentinean outdoor test facility for mirrors <i>M.C. Medina, J. Dipold, B. García, A. Mansilla, J. Maya, E. Rasztocky, V. de Souza, J.J. Larrarte, M. Benitez</i>	169
Detección automática de eventos transitorios en galaxias <i>B.O. Sánchez, M. Lares, M.J. Domínguez</i>	172
Polución electromagnética; el símil radioastronómico de la polución lumínica <i>G.M. Gancio</i>	175
Reducción de imágenes del CFHT <i>I.H. Bustos Fierro, J.H. Calderón, J.A. Ahumada</i>	178
MI. Medio Interestelar	181
Effects of shock waves on the interstellar medium <i>A. Petriella</i>	181
Impacto ambiental de los remanentes de supernova <i>G.M. Dubner</i>	188
A bi-fluid model to investigate the impact of cosmic rays over magnetohydrodynamic turbulence in the interstellar medium <i>C.D. Vigh, R. Cochet, A. Marcowith</i>	194
Búsqueda de regiones de baja excitación en nebulosas planetarias <i>R.R. Vena Valdarenas, E.O. Schmidt, M.G. Volpe, W. Weidmann, A. Mudrik</i>	197
Estudios interferométricos del campo magnético en regiones de formación estelar. <i>M. Fernández López, I. Stephens, D. Segura-Cox, R. Crutcher, L.W. Looney, W. Kwon</i>	200
Panorámica del proyecto CLASSy. <i>M. Fernández López, H.G. Arce, L. Looney, L.G. Mundy, S. Storm, K.I. Lee, P. Teuben, G. CLASSy</i>	203

Star forming regions towards Gum 31: distribution of the molecular gas <i>M.M. Vazzano, C.E. Cappa, J. Vasquez, M. Rubio</i>	206
OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías	209
Astrofísica de altas energías de objetos compactos <i>J.A. Combi</i>	209
Electromagnetic cascades propagating from low-redshift blazars <i>M. Orellana, L.J. Pellizza, G.E. Romero, M. Tueros, M.C. Medina, S.E. Pedrosa</i>	216
Ensemble fluctuations of the cosmic ray energy spectrum and the magnetic field of the intergalactic medium <i>A.D. Supanitsky, G. Medina-Tanco</i>	219
Extended gamma-ray emission from blazars: prospect of detection with future Cherenkov telescopes <i>M. Fernandez Alonso, A.D. Supanitsky, A.C. Rovero</i>	222
Hadronic models for the energy spectrum of the HESS J1818-154/SNR G15.4+0.1 system <i>A.D. Supanitsky, L. Supan, G. Castelletti</i>	225
Lepto-hadronic model for the broadband emission of Cygnus X-1: preliminary results <i>C. Pepe, G.S. Vila, G.E. Romero</i>	228
SH. Sol y Heliosfera	231
Loop observations and the coronal heating problem <i>M.C. López Fuentes, J.A. Klimchuk</i>	231
Morfología y evolución de una eyección coronal <i>I. Cabello, H. Cremades, L. Balmaceda, I. Dohmen</i>	238
SSE. Sistemas Solar y Extrasolares	241
La región trans-neptuniana <i>R. Gil-Hutton</i>	241
Análisis morfológico de comas cometarias <i>E. García Migani, R. Gil-Hutton</i>	248
Chemical composition of Earth-like planets <i>M.P. Ronco, A. Thiabaud, U. Marboeuf, Y. Alibert, G.C. de Elía, O.M. Guilera</i>	251
Distribución superficial de impactos en Iapetus originada por el remanente de una colisión <i>F.A. Zoppetti, A.M. Leiva, C.B. Briozzo</i>	254
Polarimetría de las atmósferas de Urano y Neptuno <i>C. López Sisterna, R. Gil-Hutton</i>	257
Sistemas exoplanetarios múltiples: estadísticas y clasificación <i>M.J. Hobson, M. Gómez</i>	260
Índice alfabético	263



57 Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía
15 al 19 de septiembre de 2014, Córdoba, Argentina





Huellas de ondas gravitacionales en la polarización de la radiación cósmica de fondo

D. Harari

Centro Atómico Bariloche - Instituto Balseiro (CONICET-CNEA-UNCuyo)

Contacto/ harari@cab.cnea.gov.ar

Resumen / Los modelos cosmológicos inflacionarios predicen la existencia de ondas gravitacionales primordiales debidas a fluctuaciones cuánticas durante la fase más temprana del Big-Bang. La colaboración BICEP2 construyó y operó en el Polo Sur un telescopio diseñado especialmente para buscar las muy particulares huellas que las ondas gravitacionales imprimen sobre la polarización de la radiación cósmica de fondo. En marzo 2014 reportó la primera medición de un patrón de polarización compatible con las huellas buscadas. Posteriormente el análisis de mediciones a otras frecuencias con el satélite Planck concluyó que la señal medida por BICEP2 puede originarse en su totalidad por emisión de polvo galáctico, y no puede interpretarse como una detección de modos B primordiales. Comentaremos la relevancia de estas mediciones y las perspectivas de discriminar la contribución de origen galáctico respecto de aquella provocada por ondas gravitacionales.

Abstract / Inflationary cosmological models predict the existence of primordial gravitational waves due to quantum fluctuations during the earliest phase of the Big-Bang. The BICEP2 collaboration built and operated in the South Pole a telescope specially designed to search for the peculiar pattern that gravitational waves imprint upon the polarization of the cosmic microwave background. In March 2014 it reported the first measurement of a polarization pattern compatible with the fingerprints being searched. Afterwards, the analysis of measurements at other frequencies with the Planck satellite concluded that the signal measured by BICEP2 may be due to polarized emission from galactic dust, and can not be interpreted as a detection of primordial B modes. We comment upon the relevance of these measurements and the perspectives to discriminate the contribution of galactic origin from that due to inflationary gravitational waves.

Keywords / Cosmology: cosmic background radiation — cosmological parameters — inflation

1. Introducción

Tan sólo tres años después del descubrimiento de la radiación cósmica de fondo (Penzias & Wilson, 1965) se predijo que ésta debe poseer un pequeño grado de polarización lineal (Rees, 1968), provocado por dispersión de Thomson anisotrópica en los instantes previos a su desacople de la materia. El efecto, aunque pequeño, sería observable. Esta predicción fue confirmada treinta y cuatro años después por el experimento DASI (Kovac et al., 2002), ubicado en el Polo Sur, que detectó por primera vez un grado de polarización lineal en perfecto acuerdo con lo esperado dadas las anisotropías medidas en la temperatura.

La detección de polarización provee una confirmación adicional del modelo cosmológico estándar y de la validez de los parámetros cosmológicos inferidos a partir de las mediciones de la radiación cósmica de fondo. Las anisotropías observadas en la temperatura son consecuencia de pequeñas inhomogeneidades primordiales en la densidad de materia, responsables de la formación de galaxias y de estructura a gran escala en el Universo. Una importante propiedad de las mediciones de polarización es que permiten distinguir si en las fluctuaciones primordiales además de inhomogeneidad en la densidad de materia hay también una componente de ondas gravitacionales.

Los modelos cosmológicos inflacionarios (Guth, 1981;

Linde, 1982) explican el origen de las inhomogeneidades en la densidad de materia como consecuencia de efectos cuánticos durante un breve período de expansión exponencial del Universo temprano. Esos mismos efectos cuánticos producen a la vez ondas gravitacionales (Starobinskiĭ, 1979; Rubakov et al., 1982; Abbott & Wise, 1984; Abbott & Harari, 1986), que también inducen polarización en la radiación cósmica de fondo (Polnarev, 1985; Crittenden et al., 1993; Harari & Zaldarriaga, 1993). Las huellas de las ondas gravitacionales en las fluctuaciones de la polarización son más directas y menos ambiguas que las que imprimen sobre las fluctuaciones de la temperatura de la radiación de fondo. Esto es gracias a que una combinación particular de los parámetros de Stokes Q y U se anula para fluctuaciones escalares (fluctuaciones en la densidad de materia), pero no para fluctuaciones tensoriales (ondas gravitacionales) (Seljak & Zaldarriaga, 1997; Kamionkowski et al., 1997). Esta descripción alternativa, en términos de los denominados modos E y B , revela la dinámica de la materia que generó la polarización, detectando si su movimiento tiene o no vorticidad. La posibilidad de descubrir a través de este mecanismo la existencia de ondas gravitacionales primordiales dio un gran impulso y motivación para la búsqueda experimental de modos B de polarización, esperados a un nivel menor que los modos E ya detectados

desde el año 2002.

El experimento BICEP2, ubicado a metros de donde DASI descubriera la polarización de la radiación de fondo doce años antes, realizó la primera detección de modos B de polarización a escala angular (Bicep2 Collaboration, 2014). La medición se logró a través de un muy preciso instrumento, operando a una frecuencia de 150 GHz, cubriendo una región del cielo donde la contaminación por emisión de polvo galáctico podría ser menor que en otras zonas. La colaboración BICEP2 consideró el nivel de modos B detectados suficientemente más alto que las previsiones de modelos de emisión galáctica como para inferir evidencia de ondas gravitacionales primordiales. Estudios independientes consideraron que la medición de BICEP2 podría tener una contaminación significativa de emisión por polvo galáctico (Flauger et al., 2014; Mortonson & Seljak, 2014). Posteriormente resultados de Planck a otras frecuencias (Planck Collaboration, 2014) y un análisis conjunto (BICEP2/Keck and Planck Collaborations, 2015) permiten concluir que una fracción sustancial de la señal detectada por BICEP2 es producto de emisión polarizada de polvo galáctico. La medición de BICEP2 no puede interpretarse como una detección de modos B primordiales. Datos adicionales serán necesarios para acotar con más precisión o eventualmente detectar la existencia de ondas gravitacionales primordiales por sus efectos en la polarización de la radiación cósmica de fondo. En el resto de este artículo ampliaremos las motivaciones y la relevancia de esta búsqueda.

2. Anisotropía y Polarización de la Radiación Cósmica de Fondo

La radiación cósmica de fondo es una ventana que nos permite investigar las condiciones en el Universo mucho antes de que se formaran las estrellas y galaxias. Son los fotones “más viejos” que podemos observar, y tienen huellas de lo que ocurría cuando su temperatura era algo más de mil veces superior a los actuales 2.72 K. En ese momento el Universo ya se había enfriado lo suficiente como para que electrones y protones se combinaran en átomos neutros. A temperaturas mayores los fotones de la radiación cósmica de fondo interactuaban con los electrones libres a través de una muy eficiente dispersión de Thomson. Una vez formados los átomos neutros, la radiación de fondo se desacopla de la materia, y nos trae información de las condiciones existentes en ese momento. Pequeñas variaciones en el potencial gravitatorio o pequeñas inhomogeneidades en la distribución de materia presentes en ese instante se manifiestan hoy como anisotropías en la temperatura observada. La formación de estructuras como galaxias y cúmulos de galaxias en el Universo se considera que es resultado del crecimiento por colapso gravitacional de pequeñas inhomogeneidades primordiales. Estas fluctuaciones provocan anisotropías en la temperatura de la radiación de fondo (Sachs & Wolfe, 1967), del orden de 1 parte en 10^5 , con una dependencia de la escala angular que manifiesta las oscilaciones acústicas del plasma de fotones, electrones y protones al momento del desacople (Peebles & Yu, 1970; Bond & Efstathiou, 1984). La medición por primera vez en 1992 mediante el satélite COBE (Smoot et al., 1992) de

anisotropías más allá de un término dipolar, adjudicable a efectos de movimiento, resultó en perfecto acuerdo con lo esperado para un origen primordial de la radiación de fondo y de pequeñas inhomogeneidades en la distribución de materia. Sucesivos experimentos, tanto desde satélites como desde globos o desde Tierra, han medido con creciente precisión la estructura de las anisotropías en la temperatura de la radiación cósmica de fondo. Las mediciones más recientes y precisas del satélite Planck (Planck Collaboration, 2015) confirman el paradigma del modelo cosmológico “estándar” determinan con gran precisión sus parámetros. La figura 1 representa las fluctuaciones en la temperatura de la radiación de fondo detectadas por Planck a diferentes escalas angulares, es decir el espectro de anisotropías, que también se puede caracterizar en términos del orden l de un desarrollo multipolar. Las mediciones, y su incerteza, se comparan con el mejor ajuste a un modelo cosmológico estándar con seis parámetros primarios.

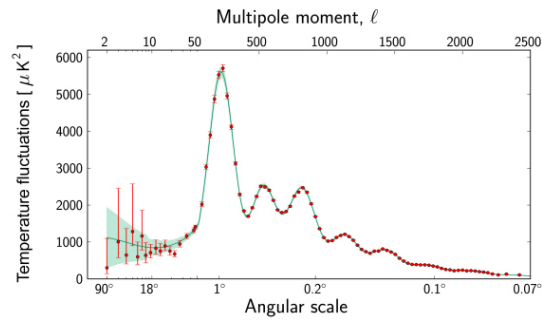


Fig. 1: Espectro angular de fluctuaciones en la temperatura de la radiación cósmica de fondo medido desde el satélite Planck, y ajuste de los datos a un modelo cosmológico estándar. Reproducido de ESA/Planck. Los valores más recientes de los parámetros cosmológicos deducidos pueden verse en (Planck Collaboration, 2015).

La medición de polarización en la radiación cósmica de fondo provee una confirmación adicional del paradigma del modelo cosmológico “estándar” de la existencia de fluctuaciones primordiales al momento del desacople de la radiación con la materia. Resuelve degeneraciones y aumenta la precisión con que se pueden determinar los parámetros cosmológicos. Las propiedades de la polarización son particularmente sensibles a la historia de ionización y reionización cosmológicas. Son una ventana a la dinámica durante la etapa en que se formaban los átomos neutros, ya que el grado de polarización es proporcional al ancho de la superficie de último scattering (Zaldarriaga & Harari, 1995).

Una motivación peculiarmente importante para las mediciones de polarización en la radiación de fondo es su potencial para distinguir entre fluctuaciones escalares (fluctuaciones en la densidad de materia) y tensoriales (ondas gravitacionales). Las anisotropías en la temperatura T y en los parámetros de Stokes Q y U se pueden caracterizar mediante su desarrollo en armónicos esféricos (ordinarios en el caso de la temperatura y de spin 2

en el caso de la polarización):

$$T = \sum_{lm} a_{lm}^T Y_{lm}$$

$$(Q \pm iU) = \sum_{lm} a_{lm}^{(\pm 2)} Y_{lm}^{(\pm 2)}. \quad (1)$$

Es más conveniente caracterizar la polarización mediante los modos E y B (Seljak & Zaldarriaga, 1997; Kamionkowski et al., 1997)

$$E = \sum_{lm} a_{lm}^E Y_{lm}, \quad B = \sum_{lm} a_{lm}^B Y_{lm} \quad (2)$$

cuyos coeficientes están dados por las siguientes combinaciones lineales:

$$a_{lm}^E = -(a_{lm}^{(+2)} + a_{lm}^{(-2)})/2$$

$$a_{lm}^B = -(a_{lm}^{(+2)} - a_{lm}^{(-2)})/2i. \quad (3)$$

La combinación que define E es invariante frente a paridad, mientras que B cambia de signo, en analogía con lo que sucede con campos eléctricos y magnéticos. La relevancia de esta descripción alternativa es que las fluctuaciones escalares a primer orden sólo generan modos E y no modos B , los que sí pueden ser producidos por fluctuaciones tensoriales.

Los modos E generados por fluctuaciones de densidad producen indirectamente una componente de modos B por efectos de lente gravitacional débil (Zaldarriaga & Seljak, 1998), de lo que ya se ha logrado evidencia experimental a escalas angulares del orden de la décima de grado (Hanson et al., 2013; The Polarbear Collaboration, 2014). Esta contribución indirecta a los modos B puede modelarse, y su diferente dependencia con la escala angular hace en principio posible la identificación de modos B debidos a ondas gravitacionales primordiales. También podrían producirse modos B por rotación de Faraday de modos E , en presencia de campos magnéticos primordiales (Scóccola et al., 2004), con una dependencia en la frecuencia que permitiría distinguirlos claramente de otras fuentes de modos B . Las fluctuaciones escalares pueden producir modos B por efectos no-lineales, que generan modos vectoriales y tensoriales secundarios, de menor amplitud (Mollerach et al., 2004).

La figura 2 muestra predicciones para el espectro angular, caracterizado por la función de correlación en términos del momento multipolar l , tanto para las fluctuaciones de modos B provocadas por ondas gravitacionales como por el efecto de lente gravitacional débil sobre los modos E . Se muestra también el espectro angular de fluctuaciones en temperatura ($\theta\theta$) y de modos E calculados en un modelo cosmológico estándar (Hu et al., 2003). El rango grisado corresponde a intensidades de ondas gravitacionales dentro de un rango plausible, acotado superiormente por compatibilidad con las anisotropías observadas a gran escala angular en la temperatura, e inferiormente por las perspectivas de detección.

3. Inflación y ondas gravitacionales

El espectro angular de anisotropías primordiales observadas en la temperatura de la radiación cósmica de

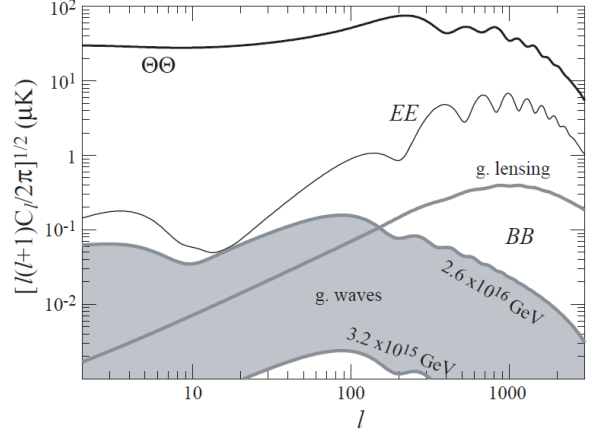


Fig. 2: Predicciones para el espectro angular de modos B producidos por ondas gravitacionales primordiales en un rango plausible y detectable de amplitud (zona grisada), y comparación con lo esperado por efecto de lente gravitacional débil de modos E generados por fluctuaciones de densidad (EE) en un modelo cosmológico estándar. Se muestra también el espectro angular de fluctuaciones en temperatura ($\theta\theta$). Reproducido de (Hu et al., 2003).

fondo se interpreta como consecuencia de pequeñas inhomogeneidades en la densidad de materia, responsables de la formación de estructura a gran escala en el Universo. Las inhomogeneidades capaces de explicar la estructura observada deben tener un espectro en primera aproximación gaussiano e invariante de escala. Los modelos cosmológicos inflacionarios (Guth, 1981; Linde, 1982) aportan un mecanismo para explicar esas condiciones iniciales, ya que predicen inhomogeneidades en la densidad de materia como consecuencia de efectos cuánticos durante un breve período de expansión exponencial del Universo temprano. Los efectos cuánticos hacen que todo campo fluctuaciones cuadráticas en el estado de vacío, y su espectro es gaussiano para campos libres. Las fluctuaciones cuánticas a pequeña escala espacial en el campo responsable de impulsar la etapa inflacionaria se transfieren a la densidad de materia en las etapas posteriores, de expansión dominada por la radiación o la materia. La escala espacial de las fluctuaciones cuánticas es ampliada por un factor superior a 10^{30} durante la expansión inflacionaria, lo que explica que pese a su origen cuántico puedan tener longitudes de onda del tamaño del universo observable, y con casi la misma pequeña amplitud para cada longitud de onda cuando ésta tiene el tamaño del horizonte en diferentes instantes. La amplitud de las fluctuaciones cuánticas en el campo del inflatón ϕ queda determinada básicamente por el valor de la constante de Hubble H durante la etapa de expansión inflacionaria, pero los detalles del espectro de inhomogeneidades en la densidad resultante dependen de los detalles del potencial $V(\phi)$.

Los mismos efectos cuánticos que afectan al inflatón actúan también sobre la geometría del espacio-tiempo, produciendo ondas gravitacionales que tienen longitud de onda cosmológica al terminar la inflación (Starobinskiĭ, 1979; Rubakov et al., 1982; Abbott & Wise, 1984; Abbott & Harari, 1986). La amplitud adimensional h de las ondas

predichas es tal que cuando la longitud de onda es del tamaño del horizonte

$$\langle h^2 \rangle \approx \frac{GH^2}{2\pi} \approx \frac{V(\phi)}{M_{\text{Planck}}^4}, \quad (4)$$

donde G es la constante de Newton y H la tasa de expansión (o constante de Hubble) durante la etapa inflacionaria. Las ecuaciones de Einstein $H^2 = 8\pi GV(\phi)/3$ relacionan la tasa de expansión con el potencial del inflatón. $M_{\text{Planck}} = \sqrt{\hbar c/G} \approx 1,2 \times 10^{19}$ GeV es la masa de Planck. La amplitud de las ondas gravitacionales inflacionarias queda entonces determinada por el potencial del inflatón. Nótese que en la figura 2 la predicción para los modos B generados por ondas gravitacionales está parametrizada en términos de la escala de energía responsable de la inflación E_i , tal que $V(\phi) = E_i^4$. Los valores máximos compatibles con el nivel de anisotropías a gran escala angular observados son del orden de $E_i \approx 10^{16}$ GeV.

La cosmología inflacionaria predice entonces tanto fluctuaciones de densidad como ondas gravitacionales. La intensidad relativa entre las fluctuaciones tensoriales y las escalares se suele caracterizar por la cantidad r :

$$r = \frac{\langle h^2 \rangle}{\langle (\delta\rho/\rho)^2 \rangle}. \quad (5)$$

En primera aproximación la cosmología inflacionaria predice $r = 8M_{\text{Planck}}^2 (V'/V)^2$, donde V' es la derivada del potencial $V(\phi)$. Esto implica además una relación de consistencia entre el valor de r y el índice espectral de las fluctuaciones escalares.

4. Mediciones de BICEP2

El telescopio BICEP2 logró superar por más de un orden de magnitud la precisión en la medición de modos B sobre escalas angulares del orden de un grado respecto de experimentos precedentes, que habían logrado cotas superiores pero no una detección. Ello se logró mediante la combinación de un sofisticado instrumento y de una estrategia de observación que se concentró en una única frecuencia (150 GHz) y una zona del cielo donde la contaminación por emisión de polvo galáctico podría ser menor que en otras zonas. BICEP2 es un telescopio compacto, con apertura de 26 cm, con elementos ópticos refrigerados a 4.2 K y una cámara consistente en 512 detectores al borde de la transición al estado superconductor mantenidos a una temperatura de 0.27 K. El telescopio recogió datos desde el Polo Sur entre 2010 y 2012 (Bicep2 Collaboration, 2014).

En marzo de 2014 la colaboración BICEP2 reportó la medición de un exceso de modos B por sobre las predicciones del modelo cosmológico estándar para multipolos $30 \leq l \leq 150$. Diferentes pruebas, simulaciones y calibraciones indican un adecuado control de efectos sistemáticos, garantizando que la medición revela una señal en el cielo y no un efecto instrumental. La figura 3 resume cotas experimentales previas sobre el espectro de modos B y las mediciones de BICEP2 (puntos negros). Se grafican también el espectro de modos B predicho por efecto de lente gravitacional débil sobre los modos E en

un modelo cosmológico estándar, la contribución esperada si hubiera fluctuaciones tensoriales caracterizadas por $r = 0,2$, y la suma de ambas contribuciones, que produce un buen ajuste a las mediciones. La colaboración BI-

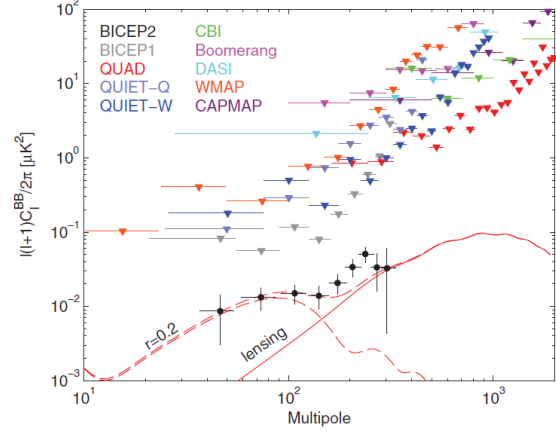


Fig. 3: Cotas previas y mediciones de BICEP2 del espectro angular de modos B de polarización de la radiación cósmica de fondo, y predicción de un modelo cosmológico estándar con $r = 0,2$. Reproducido de (Bicep2 Collaboration, 2014).

CEP2 examinó diferentes modelos de emisión polarizada de polvo galáctico (incluyendo un modelo propio basado en datos preliminares del satélite Planck), concluyendo que la contaminación sería suficientemente menor que el exceso observado. El ajuste de los datos a un modelo cosmológico estándar incluyendo fluctuaciones tensoriales y despreciando toda contaminación indica $r = 0,2$, con $r = 0$ descartado a un nivel de confianza de 7σ . Entre el anuncio público del resultado (arXiv:1403.3985v1) y su publicación final otros estudios independientes consideraron que la región observada por BICEP2 podría tener una contaminación significativa de emisión por polvo galáctico (Flauger et al., 2014; Mortonson & Seljak, 2014). La versión final publicada (Bicep2 Collaboration, 2014) revela más cautela en la interpretación del resultado que la versión anunciada en marzo, señalando la necesidad de más datos para resolver esta situación, en particular una correlación cruzada con mapas de Planck a la frecuencia de 353 GHz. Resultados publicados posteriormente por Planck (Planck Collaboration, 2014) sugieren que el nivel de polarización detectado a la frecuencia de 353 GHz sería tal que el exceso detectado por BICEP2 a 150 GHz podría deberse a emisión polarizada de polvo galáctico. El análisis conjunto realizado por las colaboraciones BICEP2, Keck Array (experimento sucesor de BICEP2) y Planck, resumido en los resultados mostrados en la figura 4, encuentra suficiente correlación entre las mediciones a 150 GHz y 353 GHz como para concluir que una fracción sustancial de la señal detectada por BICEP2 es producto de emisión polarizada de polvo galáctico.

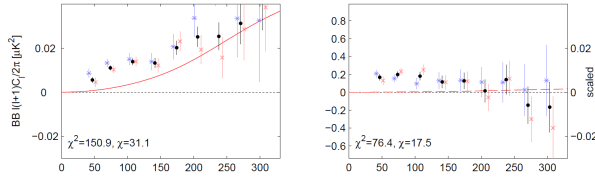


Fig. 4: Izquierda: espectro medido por separado por BICEP2 (asteriscos) y Keck Array (cruces) a 150 GHz y resultado combinando ambas mediciones (puntos). Derecha: correlación cruzada con los mapas de Planck a 353 GHz. El exceso notorio implica que una fracción sustancial de la señal medida por BICEP2 y Keck Array a 150 GHz es producto de emisión polarizada de polvo galáctico. Reproducido de (BICEP2/Keck and Planck Collaborations, 2015).

5. Conclusiones

El experimento BICEP2 midió con la mayor precisión hasta ahora alcanzada la existencia de modos B de polarización sobre escalas angulares del orden de un grado en exceso de lo que se espera en un modelo cosmológico estándar en ausencia de ondas gravitacionales primordiales (Bicep2 Collaboration, 2014). La señal, medida a 150 GHz, podría interpretarse como efecto de ondas gravitacionales primordiales con una intensidad relativa a las fluctuaciones en la densidad de materia caracterizada por $r = 0,2$, si no hubiera otras contribuciones significativas a la polarización observada.

Las mediciones del satélite Planck a 353 GHz, donde domina la emisión polarizada de polvo galáctico, presentan estructuras comparables a la señal medida por BICEP2. El nivel de correlación es el esperado si el mecanismo dominante que produce la polarización detectada en ambas frecuencias es el de partículas de polvo alineadas por el campo magnético galáctico (BICEP2/Keck and Planck Collaborations, 2015). Por lo tanto la medición realizada por BICEP2 no puede interpretarse como una evidencia de modos B primordiales. El análisis de los datos más recientes de Planck en conjunto con los de BICEP2 y Keck Array permite establecer una cota superior $r < 0,09$ para la intensidad de ondas gravitacionales primordiales, compatible con las cotas indirectas previamente establecidas con datos de Planck. Por otra parte el mejor ajuste a los datos se obtiene incluyendo la conversión de modos E a modos B por efectos de lente gravitacional débil, convirtiéndose en la verificación directa con mayor significación estadística hasta el momento de esta predicción (Zaldarriaga & Seljak, 1998), que fuera previamente confirmada con mediciones sobre escalas angulares más pequeñas por los experimentos Polarbear (The Polarbear Collaboration, 2014) y South Pole Telescope (Hanson et al., 2013).

Si la intensidad relativa de fluctuaciones tensoriales a escalares r fuera al menos 2×10^{-3} , que es un valor con sustento teórico en ciertos modelos de inflación, la detección de modos B primordiales podría estar al alcance de experimentos en curso o planeados (Creminelli et al., 2015). Valores significativamente menores de r son también posibles en modelos cosmológicos inflacionarios.

La detección de modos B primordiales, con toda la

relevante información indirecta que implica sobre las condiciones en el Universo temprano, es un desafío que continúa.

Agradecimientos: Trabajo parcialmente financiado por CONICET y ANPCyT, Argentina.

Referencias

- Abbott L. F., Harari D. D., 1986, Nuclear Physics B, 264, 487
- Abbott L. F., Wise M. B., 1984, Nuclear Physics B, 244, 541
- Bicep2 Collaboration 2014, Physical Review Letters, 112, 241101
- BICEP2/Keck and Planck Collaborations 2015, ArXiv:1502.00612
- Bond J. R., Efstathiou G., 1984, ApJL, 285, L45
- Creminelli P., et al., 2015, ArXiv:1502.01893
- Crittenden R., Davis R. L., Steinhardt P. J., 1993, ApJL, 417, L13
- Flauger R., Hill J. C., Spergel D. N., 2014, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 8, 39
- Guth A. H., 1981, Physical Review D, 23, 347
- Hanson D., et al., 2013, Physical Review Letters, 111, 141301
- Harari D. D., Zaldarriaga M., 1993, Physics Letters B, 319, 96
- Hu W., Hedman M. M., Zaldarriaga M., 2003, Physical Review D, 67, 043004
- Kamionkowski M., Kosowsky A., Stebbins A., 1997, Physical Review Letters, 78, 2058
- Kovac J. M., et al., 2002, Nature, 420, 772
- Linde A. D., 1982, Physics Letters B, 108, 389
- Mollerach S., Harari D., Matarrese S., 2004, Physical Review D, 69, 063002
- Mortonson M. J., Seljak U., 2014, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 10, 35
- Peebles P. J. E., Yu J. T., 1970, ApJ, 162, 815
- Penzias A. A., Wilson R. W., 1965, ApJ, 142, 419
- Planck Collaboration 2014, ArXiv:1409.5738
- Planck Collaboration 2015, ArXiv:1502.01589
- Polnarev A. G., 1985, Soviet Astronomy, 29, 607
- Rees M. J., 1968, ApJL, 153, L1
- Rubakov V. A., Sazhin M. V., Veryaskin A. V., 1982, Physics Letters B, 115, 189
- Sachs R. K., Wolfe A. M., 1967, ApJ, 147, 73
- Scóccola C., Harari D., Mollerach S., 2004, Physical Review D, 70, 063003
- Seljak U., Zaldarriaga M., 1997, Physical Review Letters, 78, 2054
- Smoot G. F., et al., 1992, ApJL, 396, L1
- Starobinskiĭ A. A., 1979, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 30, 682
- The Polarbear Collaboration 2014, ApJ, 794, 171
- Zaldarriaga M., Harari D. D., 1995, Physical Review D, 52, 3276
- Zaldarriaga M., Seljak U., 1998, Physical Review D, 58, 023003



Testing Gravity with Cosmic Voids

N.D. Padilla¹

Instituto de Astrofísica, Universidad Católica de Chile

Contact/ npadilla@astro.puc.cl

Resumen / Los vacíos cósmicos se están convirtiendo en jugadores centrales en el testeo de la física de nuestro universo. Nos concentramos en la abundancia y dinámica de vacíos, ya que ellos son los candidatos principales para proveer información sobre la cosmología. Cai, Padilla y Li usan la abundancia y perfiles de densidad de vacíos para diferenciar los modelos $f(R)$ de Hu & Sawicki y el modelo de Relatividad General. Un resultado interesante es que aunque, como es esperado, los vacíos encontrados en el campo de materia oscura son más vacíos en gravedad $f(R)$, debido a la quinta fuerza que empuja hacia afuera desde los vacíos, ellos encuentran lo opuesto cuando se usan halos para identificar vacíos. Las diferencias son significativas y esto provee una forma para separar estos modelos. Las diferencias en el campo de velocidad alrededor de vacíos entre $f(R)$ y Relatividad General, por otro lado, son similares ya sea usando vacíos encontrados usando halos o el campo de materia oscura.

Abstract / Cosmic voids are increasingly turning into key players in testing the physics of our Universe. Here we concentrate on the abundances and dynamics of voids since these are among the best candidates to provide information on our cosmology. Cai, Padilla & Li use the abundance and density profiles of voids to tell apart Hu & Sawicki $f(R)$ models from General Relativity. An interesting result is that even though, as expected, voids in the dark matter field are emptier in $f(R)$ gravity due to the fifth force expelling away from the void centres, they find the opposite when haloes are used to find voids. The abundance of voids in this case becomes even lower in $f(R)$ compared to GR for large voids. The differences are significant and this provides a way to tell apart these models. The velocity field differences between $f(R)$ and GR, on the other hand, are the same for halo voids and for dark matter voids.

Keywords / gravitation, cosmology: cosmological parameters, large-scale structure of the universe

1. Introduction

Cosmic voids are the underdense regions of the universe which take up most of the available total volume, and as such are potentially powerful tools for characterizing the Universe in a statistical way, since to look at voids is to look at the behaviour of tracers in these vast volumes. Voids arise from the history of growth of perturbations and are the result of virialised structures gaining mass by emptying other regions of the Universe that feed this mass increase. Statistics of the abundance and growth rate of voids are related to the growth factor in the universe, which is related to cosmology. It is possible to study the rate of growth of voids via the evolution of their abundance as a function of their size, or directly measuring velocity profiles around voids.

It is not easy to use the abundance of voids to test cosmology. The reason is that there is no consensus from different void finders (Colberg et al., 2005). Using the dark matter field, Jennings et al. (2013) obtained a ~ 16 percent agreement between simulations and excursion set predictions (Sheth & van de Weygaert, 2004, see for instance). However, this agreement is not guaranteed for biased tracers of this density field.

The dynamics around voids has also been subject to studies in simulations and data (e.g. Padilla et al., 2005; Ceccarelli et al., 2006, respectively) since these probe directly the mass distribution within voids. The

amplitude of peculiar velocities around voids can reach a maximum of a few hundreds of kms^{-1} at separations of the order of the radius of the underdense region, and has now been included in studies of density profiles of voids in the directions parallel and perpendicular to the line of sight; stacked voids can be considered spherical but it is not clear if the effects from peculiar velocities are negligible enough to still be able to consider voids as spherical in redshift space, and the study of their shapes needs consistency for different types of voids, and also accurate modeling be modeled. If this is achieved, then these velocities can be used to correct the redshift space distortions on the profile along the line of sight. Once this is done, the remaining differences in the two directions can be used to study cosmology via the Alcock-Pacinsky test (see Lavaux & Wandelt, 2012; Sutter et al., 2014, for example). This makes voids an exciting set of objects for cosmology.

The work we concentrate on this proceeding is Cai et al. (2014). From this point on we will refer to this work as CPL. The $f(R)$ models studied in CPL are a modification to General Relativity (GR) that is aimed at replacing the dark energy component by a modification in the Einstein Equations. The name comes from adopting a function different than the Ricci Scalar in the Einstein-Hilbert Action. This function needs to satisfy certain conditions, and to do so CPL adopted the Hu & Sawicki type. In this case the modification to gravity manifests

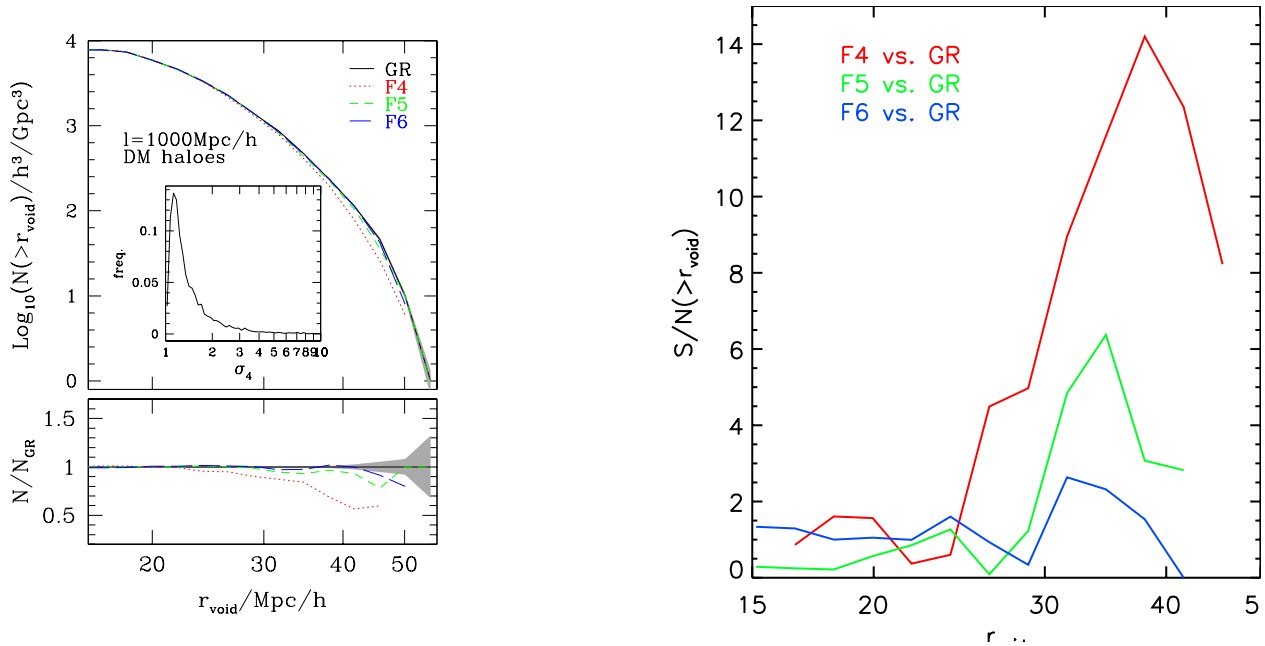


Fig. 1: Left: Cumulative void abundances as a function of maximum void size when dark matter haloes are used as tracers of the density field. The main panels show the abundances of voids above a minimum void radius, with different line types and colours for GR and the three $f(R)$ models as indicated in the figure key. The bottom left panel shows the ratio of abundances at fixed void radius. The inset in the left panel shows the distribution function of σ_4 , the relative dispersion in the distance to the first four haloes above the void density threshold, for GR only; a small value of σ_4 indicates a well centred void. Right: The corresponding S/N from void abundances for the three $f(R)$ models with respect to GR, obtained using all haloes out to a given void size.

itself as an extra force, which is suppressed in high density regions. The parameters that this modification introduces are reduced to only one, $|f_{R0}|$, which encodes how strongly the suppression of the extra force is enforced. CPL use simulations where this strength takes three values, $|f_{R0}| = 10^{-6}, 10^{-5}$ and 10^{-4} , and refer to the resulting simulations as F6, F5, and F4. For F4, the parameter is the highest, and therefore it is the one with the least suppressed extra force, and therefore the most different from GR. They also use a GR simulation which is referred to as GR. All four simulations are run using the same initial conditions, so all differences in the void population come solely from the extra force of $f(R)$.

In this proceeding we will first briefly discuss the void finding algorithm adopted in the studies to be presented here; then we will show very recent results on the abundance of voids near the present epoch of the universe for the Λ CDM universe but also for the alternative gravity $f(R)$ models studied by CPL.

2. Finding voids

The results described in this proceeding analyze voids identified using modified versions of the Padilla et al. (2005) finder (P05 from this point on). This finder is explained in detail in P05, so we only include a brief description of the algorithm in these proceedings. The steps that are followed are (i) to take a number of prospective void centres (either by making a uniform spatial search or starting from low density regions obtained by

smoothing the density field on some chosen scale), (ii) grow spheres around these until the density within them reaches a threshold value. Cai et al. (2014) adopts 0.2 times the average density of the mass or tracers as the threshold (we will refer to this paper as CPL from now on). The size of the sphere at this point is defined as the void radius. (iii) The last step is to reject spheres within spheres, making sure the largest spheres sampling a given underdensity is chosen.

Depending on whether the tracers are sparse or not, a minimum number of tracers (DM particles or haloes in CPL) is required for a void to be accepted into the final sample, since in some cases shot noise can affect the process. In the case of using massive haloes as in one of the applications by CPL, no minimum number of haloes is required to lie within the voids. The reason for this choice is that haloes are always significant peaks in the density field, and therefore a lack of haloes, effectively indicates a lack of significant overdense peaks in a volume, which is a valid definition of a void, not affected by Poisson noise as would be the case if individual dark-matter particles were used.

The modifications to the P05 finder are described in detail in CPL. These modifications improve the convergence with numerical resolution and is adapted for using massive haloes, which suffer from being sparse tracers of the density field. In particular, since no minimum number of haloes within voids is required when haloes

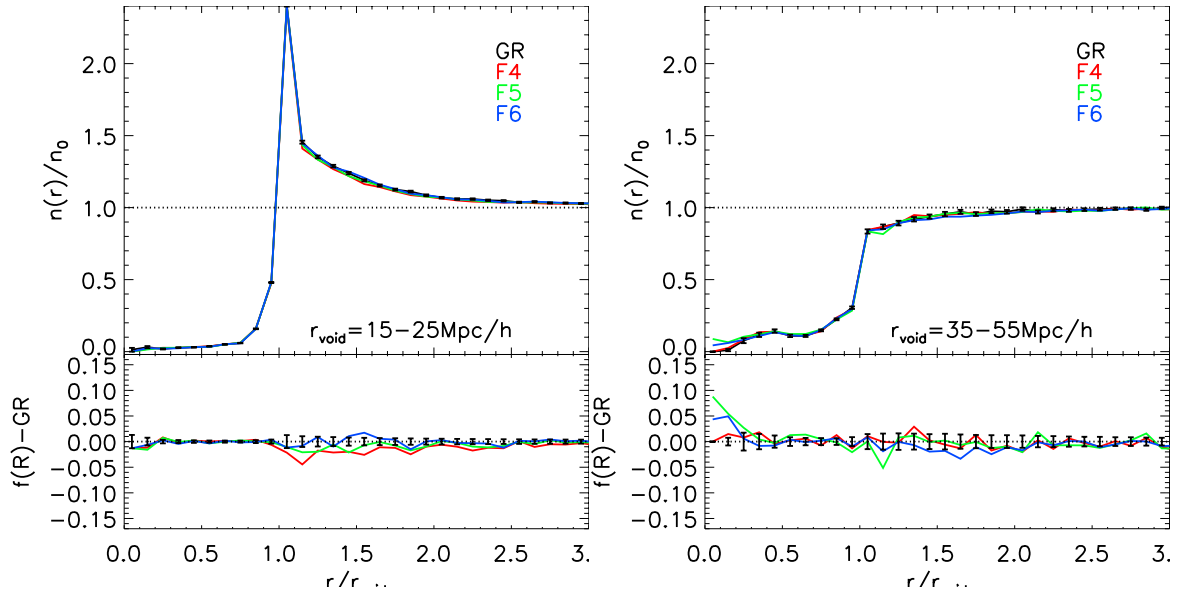


Fig. 2: Top panels: the halo number density profiles of voids using haloes above the minimum halo mass of $M_{\min} \sim 10^{12.8} M_{\odot}/h$ from simulations of different models as labelled in the legend. M_{\min} is slightly different from $10^{12.8} M_{\odot}/h$ in the $f(R)$ models so that the number of haloes for different models are the same. Error bars shown on the black line (GR) are the scatter about the mean for voids at $15 \text{ Mpc}/h < r_{\text{void}} < 25 \text{ Mpc}/h$ (left) and at $35 \text{ Mpc}/h < r_{\text{void}} < 55 \text{ Mpc}/h$ (right) found within the $1(\text{Gpc}/h)^3$ volume. There are [6038, 5946, 6096, 6307] (left) and [296, 323, 319, 261] (right) voids in GR, F6, F5 and F4 models passing the selection criteria. Bottom panels: differences of halo number density profiles of voids between $f(R)$ models and GR.

are used to detect voids, a new parameter, σ_4 is defined,

$$\sigma_4 \equiv \sqrt{\left\langle \left(\frac{d_i - \langle d_i \rangle_4}{\langle d_i \rangle_4} \right)^2 \right\rangle_4},$$

which measures the dispersion of the distance between the void centre and the nearest four haloes. The smaller this parameter is, the better defined the void centre is, and the more spherical its shape is.

3. Void abundance

Our objective is to compare model predictions with different cosmologies or different recipes for gravity, for which it is valid to use a single void finding algorithm. This is the way in which CPL search for ways to tell apart modified $f(R)$ gravity models from General Relativity. By using the P05 with the modifications we mentioned earlier, they are able to find voids in simulations with GR and with Hu & Sawicki (2007) $f(R)$ models F4, F5 and F6. The simulations cover a volume of 1 cubic Gigaparsec, and all share the same initial conditions, and were run with the ECOSMOG code (Li et al., 2013). This way all the differences found in the resulting voids arise only from the different recipes for gravity.

CPL first identified voids in the matter density field traced by dark matter particles, and they were able to confirm analytic expectations that in $f(R)$ models, voids tend to be emptier and therefore are larger due to the fifth force acting in the opposite direction to that of Newtonian gravity (Clampitt et al., 2013). The differences in abundance between F4 and GR are above 100 percent

with extremely high significances with abundances in F4 reaching up to 5 times higher values than GR.

However, when using haloes with masses $\gtrsim 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ (the lower limit in mass is slightly different in each model to make samples of equal number density of haloes), they found the result shown in the left panels of Figure 1. In the figure it is clear that the voids found in $f(R)$ (large ones in particular) are just about as abundant as in GR. CPL interpret this unexpected result as a subtle effect of the fifth force that can only be fully realised with the non-linear evolution of the density field from the numerical simulation. The fifth force, locally, induces the formation of haloes. The structures embedded in voids are therefore located in a region where this force is increased (more so in F5 and F4), which causes more massive haloes to form within voids in $f(R)$ in comparison to GR. This makes voids smaller, as opposed to larger, than in GR when haloes are used to identify them.

The small differences are still significant, to the levels shown in the right main panel in Figure 1, where the peak in signal-to-noise ratio, S/N , is found for voids of around $30 - 40 h^{-1} \text{Mpc}$, and is $S/N \sim 2$ even for F6. Therefore, the abundance of voids can be used to tell apart very mild fifth force models such as F6, although with a weak significance. We refer the reader to CPL for a full discussion of the implications of this result.

4. Void profiles

With void centers found in both the $f(R)$ and GR simulations, CPL measured the halo number density as a function to these centers. CPL also measured the dark

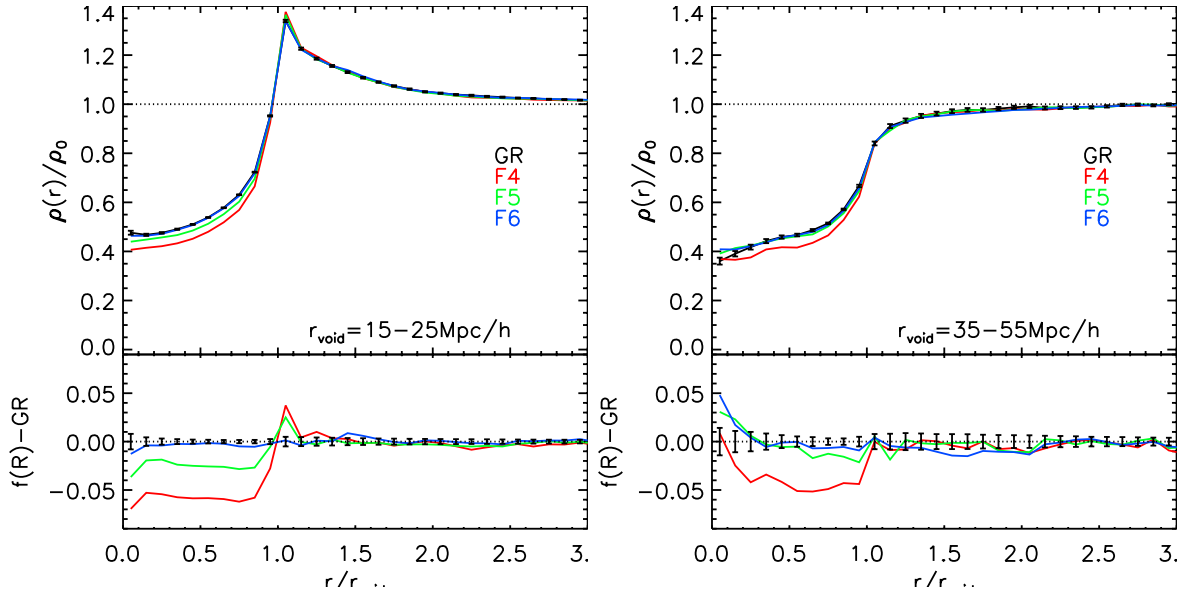


Fig. 3: Similar to Fig. 2 but showing void density profiles measured using all dark matter particles from simulations of different models as labelled in the legend. Voids are defined using halo number density fields, which are the same as those being used to make Fig. 2.

matter density profiles. The results are presented in Fig. 2 and Fig. 3. The left and right panels are void profiles with small and large radii, which qualitatively correspond to two different types of voids, void-in-cloud (voids in overdense environment) and void-in-void (voids in underdense environment) (Sheth & van de Weygaert, 2004). The profiles on the left have overdense ridges at approximately the void radius r_{void} , whereas those on the right do not. This is qualitatively expected from the dynamics of void evolution. Small voids are likely to have been through more shell crossings at their walls than large ones. They are also consistent with the expansion velocities of voids as Void-in-clouds show a regime of infall at about $r > 1.5 \times r_{\text{void}}$, whereas the outflow of mass persists at all scales for void-in-voids up to 3 times of void radius [see Cai et al. (2014) for more details]. In general, the halo number density profiles are steeper than the dark matter ones at $\sim r_{\text{void}}$.

We find that the halo number density profiles of voids are not distinguishable for different models (top panels of Fig. 2). In contrast, the dark matter density profiles are different in $f(R)$, reaching lower values than GR within $r > 1 \times r_{\text{void}}$ (Fig. 3). Additionally, the dark matter overdense ridges at $r \sim r_{\text{void}}$, if any, are sharper in $f(R)$ models.

It is somewhat counter-intuitive that little model difference is found in the halo number density profiles. It is perhaps due to the fifth force being suppressed in overdense regions in $f(R)$ that the spatial distribution of massive haloes is not so different between $f(R)$ and GR. The steeper dark matter void profiles in $f(R)$ are consistent with the analytical results of (Clampitt et al., 2013) who show that the repulsive fifth force drives voids in $f(R)$ to grow larger and emptier. It is also reasonable that once the growth of voids is restricted by their environments, mass starts to accumulate at the edges of voids, and the overdense ridges grow sharper.

This effect is stronger in $f(R)$ thanks to the repulsive fifth force in voids.

4.1. Gravitational lensing of voids

The differences between $f(R)$ and GR in dark matter void profiles can be observed using gravitational lensing of voids. This requires the overlap of a spectroscopic redshift survey (spec- z) and a (deeper) lensing photometric redshift survey (photo- z) over the same patch of the sky. Voids will be identified in the spec- z survey while their gravitational lensing effect on the background galaxy images can be detected in the photo- z survey via stacking of void centres. The lensing tangential shear profiles of the background galaxies are associated with the excess of the projected mass density along the line of sight,

$$\Delta\Sigma(R) = \Sigma(< R) - \Sigma(R), \quad (1)$$

where $\Sigma(R)$ and $\Sigma(< R)$ are the projected surface densities around the centre of a void at the projected distance of R , and within R , respectively. This quantity can be used to measure the void density profile (Krause et al., 2013; Higuchi et al., 2013; Clampitt & Jain, 2014), and is sensitive to the slope of the mass density. Therefore, the peak of the lensing signal for voids is at $\sim r_{\text{void}}$ where the slope of the matter density is the largest, shown in Fig. 4. Neglecting the lensing shape noise, F5 and F4 can be told apart from GR by 4 and 8 σ for the $1(\text{Gpc}/h)^3$ volume. F6 is not distinguishable from GR due to the line-of-sight projection of large-scale structure.

The above forecast may be slightly optimistic as the lensing shape noise and other systematics are neglected. However, at relatively large void radii ($\sim r_{\text{void}}$), which are the most interesting to distinguish $f(R)$ models from GR, the lensing shape noise is expected to be

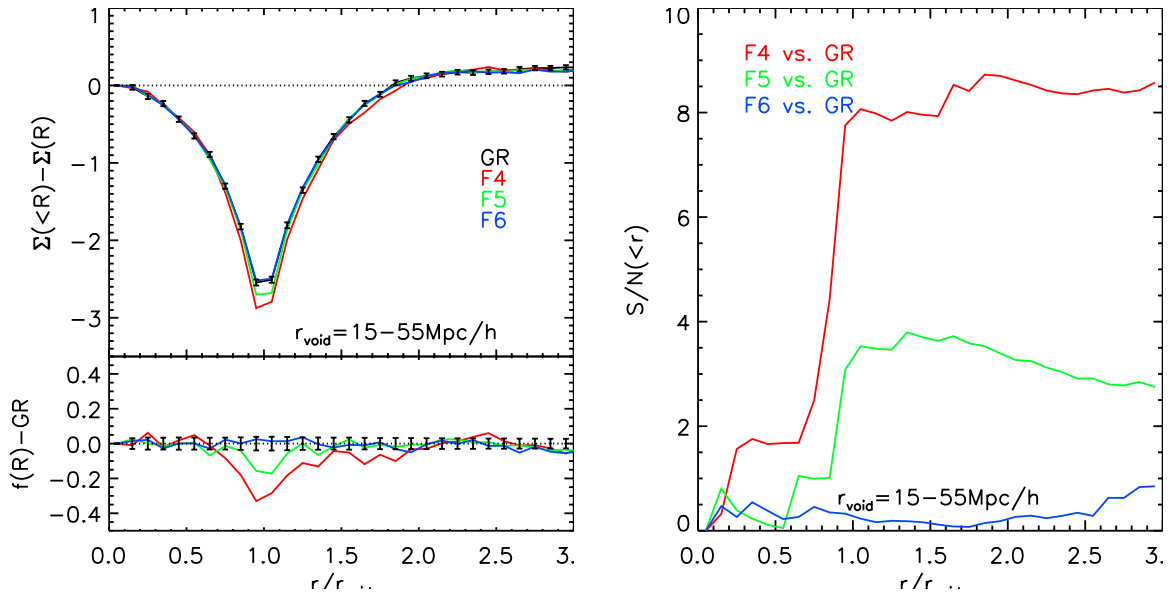


Fig. 4: Left: similar to Fig. 3 but showing the lensing tangential shear profiles from stacking all voids with $15 < r < 55$ Mpc/h. They are projected over two times the void radius along the line of sight. $\Sigma(<R) - \Sigma(R)$ is proportional to the surface mass density within the projected radius of R to which we subtract the surface mass density at R . Right: the corresponding cumulative (from small to large radius) S/N for the differences between GR and $f(R)$ models.

sub-dominant for DEFT Stage IV type of deep imaging survey (Albrecht et al., 2006), see Krause et al. (2013); Higuchi et al. (2013) for quantitative examples. The above forecast is based on a volume of $1(\text{Gpc}/h)^3$. The current BOSS DR11 CMASS sample has an effective volume of $6.0(\text{Gpc}/h)^3$ (Anderson et al., 2014; Beutler et al., 2013; Sánchez et al., 2014). In principle, the significance level should increase by a factor of 2.4 if the BOSS DR11 CMASS sample is used, on condition that deep lensing image data on the same sky is available. The future EUCLID survey (Laureijs et al., 2011) is expected to have an effective volume of $\sim 20(\text{Gpc}/h)^3$, a factor of 4.4 improvement is expected in this case.

5. Conclusions and outlook

Voids are promising structures with a great potential to provide important constraints on cosmology and gravity. Even though there is no clear convergence on the abundance of voids (Colberg et al., 2008) and therefore this statistics is not suitable for cosmological constraints yet, there are other applications that show excellent capabilities in this sense.

In CPL, a single void finder is used, that of Padilla et al. (2005) with modifications to allow it to run in parallel and also to provide stable results for sparse samples of haloes. They use this finder to search for voids in simulations with different gravity recipes, corresponding to General Relativity, and to three Hu & Sawicki (2007) $f(R)$ models with different strengths of the scalar field parameter $|f_{R0}| = 10^{-6}$, 10^{-5} and 10^{-4} (F6, F5 and F4). All the simulations follow a volume of 1 cubic Gigaparsec to $z = 0$ and start from the same initial conditions. The differences between the populations of voids respond solely to the different strengths of the fifth force (absent in GR). They find that, when the dark matter field

(particles) are used to detect voids, those in $f(R)$ models are larger as expected (Clampitt et al., 2013). However, when using massive haloes of $\gtrsim 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$ as tracers, a surprising result arises. Voids are just as abundant in $f(R)$; furthermore, when restricting the comparison to only the largest voids with radii $> 30 - 40h^{-1}\text{Mpc}$, $f(R)$ voids are less abundant. This difference, although not as large as for voids found from the dark matter field, is still enough for a significant detection of the effect of the fifth force in F5 and F4, and marginally for F6, for a 1 cubic Gigaparsec volume (the significance would be larger for volumes such as those of LSST or EUCLID).

It is important to understand why the abundance of voids found using haloes is lower in $f(R)$. The analysis by CPL indicates that this is due to the fact that the fifth force is stronger in voids (low densities) and this increases the growth of haloes in these regions. Therefore, haloes in voids tend to be more massive in $f(R)$.

This unexpected result is also found when analysing density profiles of haloes around voids, where the results are virtually indistinguishable between $f(R)$ and GR. However, measuring the dark matter density profile around voids shows deeper troughs and steeper density rises in $f(R)$, confirming the action of the fifth force in these underdense environments. These differences also translate into different shear density profiles that can actually be measured using weak lensing of background sources.

In order to tell apart $f(R)$ from GR, a single finder can be used, but it would need to be tested on detailed mock catalogues with the different gravity recipes. Then, it would be possible to search for the gravity that best matches the observed abundances which would be found using the same void finder in actual data.

CPL also point out that the different results found when using the dark matter field compared to using

tracer haloes are not present when studying velocity profiles, providing an additional alternative to probe the nature of gravity in our Universe.

Acknowledgements: NP thanks the organizers of the meeting, and the editors of these proceedings for all the hard labor this entails. NP acknowledges support from BASAL PFB-06 Centro de Astrofísica y Tecnologías Afines, Fondecyt Regular 1110328, and the use of the Geryon Cluster hosted by the Centro de Astro-Ingeniería PUC, which received funds from QUIMAL 130008 and Fondecyt AIC-57.

References

- Albrecht A., et al., 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
Anderson L., et al., 2014, MNRAS, 441, 24
Beutler F., et al., 2013, ArXiv e-prints
Cai Y.-C., Padilla N., Li B., 2014, ArXiv e-prints
Ceccarelli L., et al., 2006, MNRAS, 373, 1440
Clampitt J., Cai Y.-C., Li B., 2013, MNRAS, 431, 749
Clampitt J., Jain B., 2014, ArXiv e-prints
Colberg J. M., et al., 2008, MNRAS, 387, 933
Colberg J. M., et al., 2005, MNRAS, 360, 216
Higuchi Y., Oguri M., Hamana T., 2013, MNRAS, 432, 1021
Hu W., Sawicki I., 2007, Phys.Rev., D76, 064004
Jennings E., Li Y., Hu W., 2013, MNRAS, 434, 2167
Krause E., et al., 2013, ApJL, 762, L20
Laureijs R., et al., 2011
Lavaux G., Wandelt B. D., 2012, ApJ, 754, 109
Li B., et al., 2013, MNRAS, 428, 743
Padilla N. D., Ceccarelli L., Lambas D., 2005, MNRAS, 363, 977
Sánchez A. G., et al., 2014, MNRAS, 440, 2692
Sheth R. K., van de Weygaert R., 2004, MNRAS, 350, 517
Sutter P. M., et al., 2014, MNRAS, 443, 2983



A project to constrain emission from giant gaseous shells around high redshift radio galaxies

M.M. Moyano^{1,2}, A.J. Humphrey³ & D.C. Merlo¹

¹ *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.*

² *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.*

³ *Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, PT4150-762 Porto, Portugal.*

Contact/ MMM: nuj123m@yahoo.com.ar

Resumen / Aproximadamente la mitad de las radiogalaxias (fuertes emisores en radio con cuásares tipo 2) con $z > 2$ muestran espectros con una fuerte absorción en Ly α , además de una extensión espacial al menos tan grande como la nebulosidad de fondo en Ly α estrechamente asociado en el AGN de la galaxia anfitriona (~ 10 -100 kpc). En base a sus propiedades observadas hasta la fecha, se cree que estos absorbedores presentan estructuras de "cáscaras" gaseosas a gran escala que rodea la galaxia anfitriona y a su halo en Ly α . Su origen no está claro, pero estaría probablemente relacionado con los procesos de retroalimentación en la galaxia anfitriona. En este trabajo realizamos una discusión de nuestro estudio, actualmente en curso, de estas estructuras de absorción utilizando el archivo del Telescopio Espacial Hubble (*HST*), correspondientes a imágenes en emisión UV (en el marco de reposo) de radiogalaxias con $z \sim 2.5$ con el objetivo de buscar estas estructuras en emisión o establecer restricciones en su luminosidad.

Abstract / Around half of the radio galaxies (radio-loud, type 2 quasars) at $z > 2$ are known to show strong Ly α absorption features in their spectra, with a spatial extent at least as large as the background Ly α nebulae closely associated with the AGN host galaxy (~ 10 -100 kpc). Based on their observed properties to date, these absorbers are thought to be large-scale shells of gas surrounding the host galaxy and its Ly α halo. Their origin is unclear, but is likely related to feedback processes in the host galaxy. In this work, we discuss our ongoing study of these absorbing shells using archival Hubble Space Telescope (*HST*) images of the rest-frame UV emission of $z \sim 2.5$ radio galaxies in order to search for these shells in emission, or to place constraints on their emission luminosity.

Keywords / Galaxies: high-redshift — galaxies: active — galaxies: quasars — ultraviolet: ISM

1. Introduction

Many powerful radio galaxies at redshift $z > 2$ are embedded within giant nebulae of ionized gas which strongly emits both metal lines (e.g., CIII] $\lambda\lambda 1907, 1909$, [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$, etc.) and recombination lines of H and He (McCarthy et al., 1987; Villar-Martín et al., 2003). In addition, they often show strong absorption features in Ly α (Röttgering et al., 1995; van Ojik et al., 1997; Binette et al., 2000; Wilman et al., 2004; Humphrey et al., 2008, 2013), and sometimes in metal lines such as CIV (Binette et al., 2000; Jarvis et al., 2003; Humphrey et al., 2008, 2013). These absorption lines are thought to be formed in cold/warm gas located between the emission source and the observer, providing information about the active nucleus, the host galaxy and its environment (Hamann & Ferland, 1999). The observed properties of this absorbing gas strongly implies that is part of an expanding super shell of gas, driven by a powerful feedback event/s (Binette et al., 2000; Humphrey et al., 2008, 2013).

If the absorbing structures are indeed shells, and if they lie partially within the photoionizing beams of the central quasar, then they ought to be detectable in emis-

sion lines and in continuum emission (Humphrey et al., 2013). Detecting them in emission would significantly improve our understanding of their physical properties, their size, and their origin.

In this work, we show the methodology and objects preliminary selected in a project that aims to place new constraints on the existence, location and physical properties of the putative gaseous shells around high redshift radio galaxies, using publicly available Hubble Space Telescope (*HST*) images. Further results and analysis will be presented in a future paper.

2. Dataset and Methodology

We have searched the *HST* data archive for observer-frame optical (sampling rest-frame ultraviolet emission) or near-infrared (sampling rest-frame optical emission) images of radio galaxies with redshifts greater than 2.0, with an additional requirement that the image includes an area around the radio galaxy of at least $200'' \times 200''$. Four radio galaxies met our selection criteria: TXS 0922-218 ($z=5.19$), B2 0140+32 ($z=4.41$), TXS 0647+415 ($z=3.79$), and TXS 0828+193 ($z=2.57$), for which we have retrieved and processed all available *HST* images.

Our methodology is as follows. For each of the radio galaxies, we first conduct a visual inspection of *HST* image, to look for morphological features on 10-100 kpc scales that may be related to the putative gas shell, using (a) the raw image, (b) the image after smoothing to increase the signal to noise of faint structure, and (c) the image after application of unsharp-masking.

In addition, we measure the surface brightness in concentric annuli centred on the radio galaxy, to obtain an upper limit on the flux (or luminosity) of otherwise unseen gaseous shells as a function of radius. This will allow us to place constraints on the size and content of gas and dust of the putative shells.

The analysis of TXS 0828+193 (one of the selected sources) is described in the next section. The analysis of the other sources is in progress.

3. TXS 0828+193

TXS 0828+193 ($z=2.57$) is among the most UV-luminous radio galaxies at $z \geq 2$, and has been well studied in previous works. This radio galaxy shows a strikingly large Ly α nebula with a spatial extent of ~ 80 kpc, and with a very extended Ly α absorption feature in front of the nebula, showing a slight blueshift (see van Ojik et al., 1997; Villar-Martín et al., 2002).

Among the archival images of TXS 0828+193, we found several unpublished optical and near-infrared images that are substantially deeper than the *HST* images previously published by Pentericci et al. (1999). Upon visual inspection, these newer F606W, clear, F110W and F160W images show two striking shell or bubble-like emission features, located $\sim 2''$ (~ 16 kpc) from the AGN, at the north-east edge of the optically emitting structure of this galaxy (see Fig. 1). The nature of these structures is not immediately clear; in this context the following questions arise: are these line or continuum dominated structures?, and, are they related to the large-scale Ly α absorbing structures? Nonetheless, it seems plausible that we are witnessing an explosive feedback event, with energy injected by the AGN leading to the formation and growth of outflowing superbubbles (see Tenorio-Tagle et al., 1999; Humphrey et al., 2013).

We are currently undertaking a detailed study of these structures, using a combined analysis of imaging and spectroscopic data.

4. Summary

Associated, large scale Ly α absorbers are frequently detected in the spectra of powerful radio galaxies at $z > 2$. These absorbing structures are thought to be giant, expanding shells, but their origin and physical properties remain elusive. Nonetheless, they are likely to carry important information about massive galaxy evolution and the impact of feedback activity. In this work, we discuss a project which aims to detect these shells in emission, in order to place stronger constraints on the size, mass, and nature of the shells. We show preliminary results using new *HST* images of TXS 0828+193, in which we detect a pair of possibly feedback-driven shells

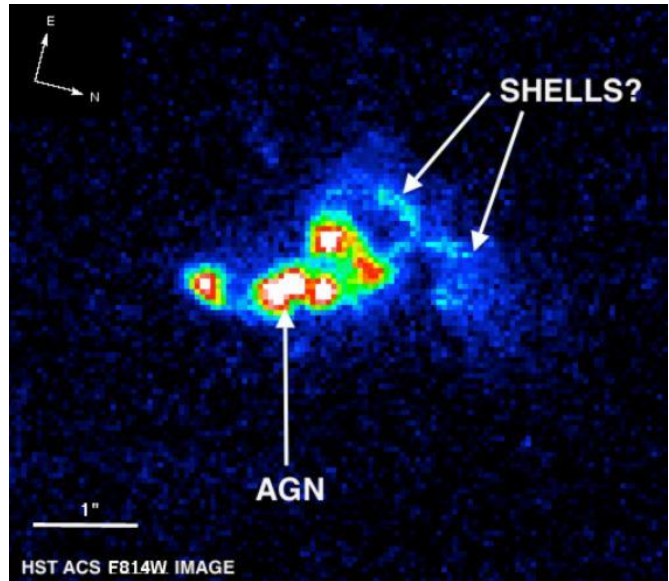


Fig. 1: TXS 0828+193 showing two striking shell or bubble-like emission features.

in emission. Further results and analysis of our project will be presented in a future publication.

Acknowledgements: One of the authors (MM) wishes to thank the ERASMUS MUNDUS Program for has been benefited by an Erasmus Mundus ARCOIRIS scholarship, which allowed him to stay and work at the University of Porto (Portugal). MM would also like to thank everyone in the Centro de Astrofísica da Universidade do Porto for the excellent welcome and work environment. AH acknowledges support by the Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) under project FCOMP-01-0124-FEDER-029170 (Reference FCT PTDC/FIS-AST/3214/2012), funded by FCT-MEC (PIDDAC) and FEDER (COMPETE), and acknowledges FCT support through UID/FIS/04434/2013. AH also acknowledges a Marie Curie Fellowship co-funded by the FP7 and the FCT.

References

- Binette L., et al., 2000, *A&A*, 356, 23
- Hamann F., Ferland G., 1999, *ARAA*, 37, 487
- Humphrey A., et al., 2013, *MNRAS*, 428, 563
- Humphrey A., et al., 2008, *MNRAS*, 383, 11
- Jarvis M. J., et al., 2003, *MNRAS*, 338, 263
- McCarthy P. J., et al., 1987, *ApJ*, 319, L39
- Pentericci L., et al., 1999, *ã*, 341, 329
- Röttgering H. J. A., et al., 1995, *MNRAS*, 277, 389
- Tenorio-Tagle G., et al., 1999, *MNRAS*, 309, 332
- van Ojik R., et al., 1997, *A&A*, 317, 358
- Villar-Martín M., et al., 2003, *MNRAS*, 346, 273
- Villar-Martín M., et al., 2002, *MNRAS*, 336, 436
- Wilman R. J., et al., 2004, *MNRAS*, 351, 1109



Angular momentum evolution for galaxies in a Λ CDM scenario

S.E. Pedrosa¹ & P.B. Tissera²

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

² *Departamento de Física, Universidad Andrés Bello*

Contact/ SEP: supe@iafe.uba.ar

Resumen / Usando simulaciones hidrodinámicas cosmológicas estudiamos el contenido de momento angular de las galaxias simuladas en relación con su tipo morfológico. Encontramos que no solo la componente de disco sigue la relación teórica esperada (modelo Mo, Mao y White), sino que también lo hace la componente esferoidal presentando un offset debido a su pérdida de momento angular. También encontramos que el tamaño característico de la galaxia puede graficarse en una sola relación general aunque sean de tipos morfológicos distintos, en acuerdo con resultados recientes.

Abstract / Using cosmological hydrodynamics simulations we study the angular momentum content of the simulated galaxies in relation with their morphological type. We found that not only the angular momentum of the disk component follow the expected theoretical relation (Mo, Mao & White model), but also the spheroidal one, with a gap due to its lost of angular momentum. We also found that the galaxy size can plot in one general relation, despite the morphological type, in agreement with recent findings.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: structure

1. Introduction

In the current cosmological paradigm, galaxy formation is a complex process where inflows, outflows, interactions and mergers are common events. What determines the final morphology of galaxies is still a matter of debate. Fall & Efstathiou (1980) provided a theoretical explanation to the formation of disc galaxies based on the hypothesis of specific angular momentum conservation. This model is able to explain the observed correlation between the angular momentum of disc and the stellar mass (Fall & Efstathiou, 1980).

Recently Fall & Romanowsky (2013), analysing observational results, found that not only disk-dominated galaxies follow this relation but also elliptical ones follow a similar, nearly parallel, relation but offset to lower j_{star} at each M_{star} . They found that observed galaxies of all morphological types lie along nearly parallel sequences with exponents $\alpha \sim 0.6$ in the $j_{star} - M_{star}$ diagram, with an offset between late and early type.

On the other hand, Kravtsov (2013) found that characteristic size of stellar and gas distributions in galaxies scales approximately linearly with the virial radius that they derived using abundance matching approach. They found that the relation is in good agreement with expectations of the model of Mo et al. (1998). But they found that remarkably, this prediction works not only for late type disks, but also for early type galaxies, probably meaning that angular momentum plays a crucial role in determining the sizes of galaxies of all morphological types.

In this work we analyse these scaling relations in simulated galaxies.

2. Numerical experiments

We analysed cosmological simulations of a typical field region of the Universe consistent with the concordance model with $\Omega_{\Lambda} = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_b = 0.04$, a normalization of the power spectrum of $\sigma_8 = 0.9$ and $H_0 = 100h$ km s⁻¹ Mpc⁻¹, with $h = 0.7$. The simulations were performed by using the code GADGET-3, an update of GADGET-2 (Springel & Hernquist, 2003; Springel, 2005), optimized for massive parallel simulations of highly inhomogeneous systems. This version of GADGET-3 includes treatments for metal-dependent radiative cooling, stochastic star formation (SF), chemical enrichment, and the multiphase model for the interstellar medium (ISM) and the Supernova (SN) feedback scheme of Scannapieco et al. (2005, 2006). This SN feedback model is able to successfully trigger galactic mass-loaded winds without introducing mass-scale parameters fact which makes it specially suitable for the study of galaxy formation in cosmological context.

For this study we use one of the simulations run as part of the Fenix Project. The Fenix simulations share the same initial conditions but the parameters that regulates the star formation and SN feedback are different (Tissera et al. in preparation). In order to classify our simulated galaxies into early and late type we adopt the criteria of Tissera et al. (2012).

3. Results and discussion

We study the angular momentum component of our simulated galaxies. We used the classical notation of Mo et al. (1998) in term of the fraction of the galaxy angular momentum with respect to the dark matter halo one. So we estimated the ratio between the specific angular momentum of stars in the discs within the galactic radius, r_{gal} , and the corresponding of the dark matter haloes within the virial one $J_{\text{D}}/J_{\text{H}} = j_{\text{d}}$ as a function of the ratio between the corresponding masses $M_{\text{D}}/M_{\text{H}} = m_{\text{d}}$. We calculated this fraction for both, the disc and spheroidal components. We found a clear correlation with the angular momentum content of the dark matter halo, not only for the disk component but also for the central spheroid, as we have already found in Pedrosa et al. (2014) for a slight different tune of the feedback parameters.

As assumed in many semianalytical models, there is a one to one relation between j_{d} and m_{d} , for the disc component. Remarkably we also found that the spheroidal component share the same relation, but with an offset to lower values. It is clear that the last one is made of low angular momentum material. The one-to-one correlation is based on the fact that all the material in the system experiences the same external torques before separating into two distinct components. Although the angular momentum content of both components can be affected by mergers, the SN feedback and star formation, still the correlation is conserved. The lost of angular momentum of the spheroidal component is directed related with the fact that in this case a rotationally supported structure wasn't able to form or may be it forms at higher redshifts but then, due to mergers and interactions, it loses part of its angular momentum.

This correlation can be linked with the morphological type of the galaxy. In agreement with Fall & Romanowsky (2013), we found that the specific angular momentum content of both disk and spheroidals follow a parallel sequence. We found that higher D/T ratios are related with higher contents of specific angular momentum, as expected. It also present a good agreement with the observational trend found by Fall & Romanowsky (2013).

On the other hand, the size of galaxies is related to the originally rotationally supported gas disk, which size depends on the angular momentum content of the gas. Kravtsov (2013) investigated this relation. He found that characteristic size of stellar and gas distributions in galaxies spanning several orders of magnitude in stellar mass scales approximately linearly with a fraction of the virial radius derived using abundance matching technique. We have calculated the half mass radius of the stellar component of our simulated galaxies and found that a similar relation can also be constructed, as shown in Figure 1. Both, late and early type galaxies can be plotted in the same linear relation, but with a different multiplying factor.

Acknowledgements: This work was partially supported by PICT 2011-0959 from ANPCyT, PIP 2009-0305 and PIP 2012-0396 awarded by CONICET from Argentina. PBT thanks support from the Millennium Institute of Astrophysics (MAS) and the

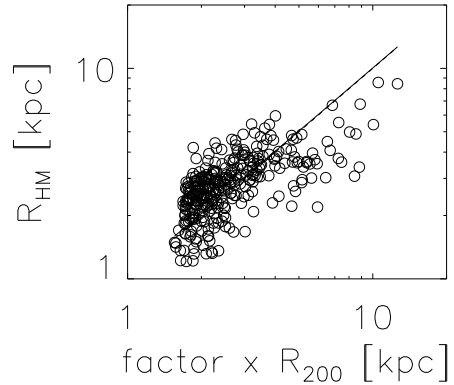


Fig. 1: Half mass radius vs factor times the virial radius. Lineal fit: black continuous line; Black dashed line, one to one relation

Regular Grant UNAB 2014. Simulations were run in the Fenix cluster of the Numerical Astrophysics Group at the Institute for Astronomy and Space Physics.

References

- Fall S. M., Efstathiou G., 1980, MNRAS, 193, 189
- Fall S. M., Romanowsky A. J., 2013, ApJL, 769, L26
- Kravtsov A. V., 2013, ApJL, 764, L31
- Mo H. J., Mao S., White S. D. M., 1998, MNRAS, 295, 319
- Pedrosa S. E., Tissera P. B., De Rossi M. E., 2014, A&A, 567, A47
- Scannapieco C., et al., 2005, MNRAS, 364, 552
- Scannapieco C., et al., 2006, MNRAS, 371, 1125
- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
- Springel V., Hernquist L., 2003, MNRAS, 339, 289
- Tissera P. B., White S. D. M., Scannapieco C., 2012, MNRAS, 420, 255



Catalogue of HI PArameters (CHIPA)

J. Saponara^{1,2}, P. Benaglia^{1,2}, B. Koribalski³ & I. Andruchow⁴

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET)*

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

³ *Australia Telescope National Facility, CSIRO Astronomy Space Science*

⁴ *Instituto de Astrofísica La Plata (IALP)*

Contact/ JS: jsaponara@iar.unlp.edu.ar

Resumen / El Catálogo de parámetros de HI de galaxias (CHIPA, por sus siglas en inglés) es la continuación natural del realizado por M.C. Martín en 1998. CHIPA provee los parámetros más importantes de galaxias cercanas derivados a partir de observaciones de HI. El catálogo contiene datos de unas 1400 galaxias de todo el cielo y de diferentes tipos morfológicos.

Algunos de los parámetros presentes en CHIPA son el diámetro óptico, la magnitud en el azul, la distancia, el tipo morfológico, la extensión en HI. Se despliegan, además, para los casos existentes en la literatura los mapas de distribución del HI, de velocidades y de dispersión de velocidades.

El principal objetivo de este catálogo es hacer las consultas bibliográficas para astrónomos más fáciles, a través de búsquedas en una base de datos accesible desde internet que será pública en 2015 (la página web está en construcción). La base de datos fue construida utilizando el código abierto “mysql (sql, Structured Query Language, sistema de gestión de bases de datos relacional)”, mientras que la página web se construyó con “html (Hypertext Markup Language)” y “php (Hypertext Preprocessor)”.

Abstract / The catalogue of HI parameters of galaxies HI (CHIPA) is the natural continuation of the compilation by M.C. Martin in 1998. CHIPA provides the most important parameters of nearby galaxies derived from observations of the neutral Hydrogen line. The catalogue contains information of 1400 galaxies across the sky and different morphological types.

Parameters like the optical diameter of the galaxy, the blue magnitude, the distance, morphological type, HI extension are listed among others. Maps of the HI distribution, velocity and velocity dispersion can also be display for some cases.

The main objective of this catalogue is to facilitate the bibliographic queries, through searching in a database accessible from the internet that will be available in 2015 (the website is under construction). The database was built using the open source “mysql (SQL, Structured Query Language, management system relational database)”, while the website was built with “HTML (Hypertext Markup Language)” and “PHP (Hypertext Preprocessor)”.

Keywords / Catalogues — Galaxies: dwarf, irregular – Radio lines: galaxies

1. Introduction

Radio observing techniques have been improving since the first detection of the HI line: from the horn of Ewen & Purcell back in 1951 to the focal plane array receivers of the Australian Square Kilometre Array Pathfinder, in the present day. Although the first radio interferometer was tested in 1946, up to the seventies or eighties the data were mostly observed with single dishes. Martin (1998a,b) published a comprehensive catalogue of HI maps of galaxies, taking into account the information obtained from single antennas between 1953 and 1995. But since the last decades, interferometric instruments are collecting data on individual objects and surveys with very high angular and velocity resolution. In this work, in progress, we compiled the information supplied by the most important interferometric surveys. Our work updates and complements Martin’s catalogue, since the Bright Galactic Catalog (Koribalski et al., 2004) of the HI Parkes All Sky Survey (HIPASS)* was also included

by us.

Observations of the 21 cm line of atomic Hydrogen have proven to be crucial for our understanding of the process leading to star formation, the dynamics and structure of the interstellar medium (ISM) and dark matter distribution in galaxies, all issues related to galaxy evolution.

Today, many surveys focus on these topics of research. For instance, “The HI nearby galaxy survey” (THINGS**) is a high spectral and spatial resolution survey of HI emission from nearby galaxies obtained using the NRAO Very Large Array (VLA). THINGS produced integrated HI maps, velocity field maps, velocity dispersion maps and individual channel maps of each galaxy. “The Westerbork HI survey of irregular and spiral galaxies” (WHISP***) also studied the structure and kinematics of the HI in galaxies and galaxy dynamics with HI as a tracer.

* single dish 1997-2002, <http://hipass.anu.edu.au/>

** www.mpia-hd.mpg.de/THINGS/Overview.html

*** www.astron.nl/wow/testcode.php?project=3

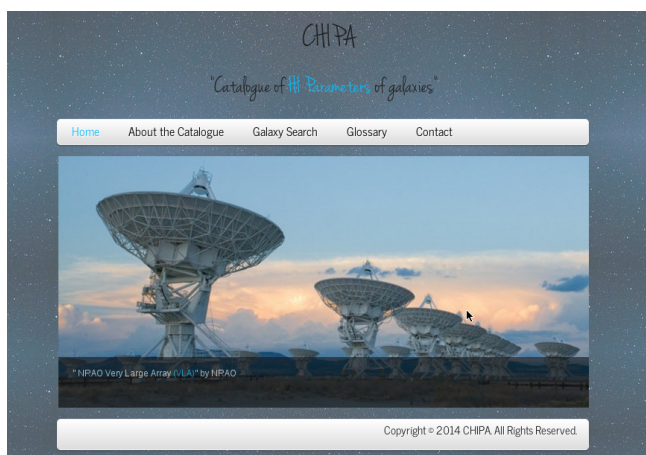


Fig. 1: CHIPA's web page.

More restrictive morphological type surveys have made an emphasis on dwarf galaxies; VLA-ANGST**** and FIGGS (Begum et al., 2008) are some of them. Dwarf galaxy studies are important because, in the hierarchical models of galaxy formation, in some way they would be analogue to the primordial building blocks of large galaxies. Besides, those galaxies could provide data that would be useful to test the prediction of cold dark matter models.

Our main goal is to gather, in a master database named CHIPA (Catalogue of HI PArameters of galaxies, see Fig. 1), the most important parameters derived from 21 cm line interferometric observations of galaxies. At the moment, the database contains the information collected from THINGS, VLA-ANGST, Little THINGS, FIGGS and WHISP surveys.

2. Brief description of survey samples:

- The HI nearby galaxy survey (THINGS, Walter et al. 2008) comprises 34 objects at distances up to 15 Mpc (resulting in linear resolutions of ~ 100 to ~ 500 pc), star formation rates $\sim 10^{-3}$ to $6 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$, total HI masses $M_{\text{HI}} < 14 \times 10^9 M_{\odot}$, absolute blue magnitudes between -11.5 and -21.7 , and metallicities 7.5 to 9.2 in units of $12 + \log[\text{O}/\text{H}]$.
- The Local Irregulars That Trace Luminosity Extremes, The HI Nearby Galaxy Survey (Little-THINGS, Hunter et al. 2012) contains dwarf galaxies that are relatively nearby, up to 10.3 Mpc.
- For the Westerbork HI survey of irregular and spiral galaxies (WHISP, van der Hulst et al. 2001), the galaxy sample has been selected from the Uppsala General Catalogue (UGC) (Nilson 1973), and contains galaxies with $\delta > 20^{\circ}$ and sizes greater than $1.2'$.
- The Faint Irregular Galaxies GMRT Survey (FIGGS, Begum et al. 2008) comprises a sample of extremely low mass dwarf irregular galaxies population with $M_B > -14.5$, HI mass of $\sim 3 \times 10^7 M_{\odot}$, integral HI flux $> 1 \text{ Jy km}^{-1}$ and optical B-band major-axis > 1.0 arcmin.

- A high-resolution HI survey of nearby dwarf galaxies (VLA-ANGST, Ott et al. 2012) targeted a complete volume-limited sample of 69 galaxies, above a Galactic latitude of $|b| > 20^{\circ}$, outside the Local Group but within 3.5 Mpc, with additional cones out to 4 Mpc in the directions of the M81 and Sculptor groups.

3. The most important parameters

The first version of CHIPA provides two search criteria: by survey name and by coordinates (see Fig. 2). In this catalogue we present the most representative and relevant data on basic optical and HI properties of the galaxies, in particular optical diameter, blue magnitude, distance, morphological type, HI angular extension, HI mass, systemic velocity and some observing setups (the interferometer used, angular and velocity resolution, etc.). In addition, CHIPA contains the HI distribution, velocity distribution, velocity dispersion maps and global HI profile (see Fig. 3) whenever they were available in the literature. Unfortunately, the information provided by surveys is not homogeneous and we could not uniform it (e.g. moment maps are not available for every galaxy in this catalogue, etc.).

Search Galaxy by:

Survey Name THINGS
(FIGGS, THINGS, Little-THINGS, VLA-ANGST, WHISP)

Coordinates

RA: (eg.: 12:05:15)

DEC: (eg.: - 22:05:03)

Search Radius: (arcmin)

Results

You find 33 results

Survey	G. Name	Right A. Dec.
		h:m:s d:m:s
THINGS	NGC 628	01:36:41 + 15:47:01
THINGS	NGC 925	02:27:16 + 33:34:45
THINGS	NGC 1569	04:30:49 + 64:50:53
THINGS	NGC 2366	07:28:53 + 69:12:51
THINGS	NGC 2403	07:36:51 + 65:36:03
THINGS	Ho II	08:19:05 + 70:43:12
THINGS	M81 Dwa	08:23:56 + 71:01:45
THINGS	DDO 53	08:34:07 + 66:10:54
THINGS	NGC 2841	09:22:02 + 50:58:35
THINGS	NGC 2903	09:32:10 + 21:30:03

1 2 3 4

Fig. 2: Search example surveying by name.

4. Future plans

CHIPA contains data on basic optical and HI properties of about 1400 galaxies. More than 500 were observed

**** science.nrao.edu/science/surveys/vla-angst

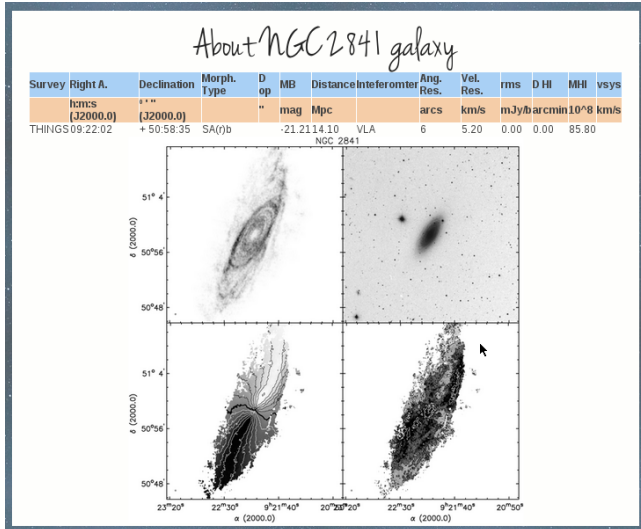


Fig. 3: The most important parameters of a particular galaxy.

with interferometers. The new catalogue will be available soon in the “Nuevo Observatorio Virtual Argentino” (NOVA)[†] webpage. The next step will be to increase the number of galaxies in the database, by adding information from studies about reduced groups of them. We will include, among others, the SAURON sample by Peletier et al. (2008), 12 nearby lenticular and elliptical galaxies and the NUGA objects García-Burillo et al. (2003) 16 nearby spiral galaxies hosting low luminosity AGNs. To improve the search performance, we plan to annex the interferometer name and angular resolution search criteria. The catalogue can be finally extended to include different types of galaxies like Blue Compact Dwarfs, Tidal Dwarfs, multiple systems, etc.

References

- Begum A., et al., 2008, MNRAS, 386, 1667
 García-Burillo S., et al., 2003, in Collin S., Combes F., Shlosman I., eds, Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy Vol. 290 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, NUGA: The IRAM Survey of AGN Spiral Hosts. p. 423
 Hunter D. A., et al., 2012, AJ, 144, 134
 Koribalski B. S., et al., 2004, AJ, 128, 16
 Martin M. C., 1998a, A&AS, 131, 73
 Martin M. C., 1998b, A&AS, 131, 77
 Nilson P., 1973, Uppsala general catalogue of galaxies
 Ott J., et al., 2012, AJ, 144, 123
 Peletier R. F., et al., 2008, in Bureau M., Athanassoula E., Barbu B., eds, IAU Symposium Vol. 245 of IAU Symposium, Spiral galaxies in the SAURON survey. pp 271–276
 van der Hulst J. M., van Albada T. S., Sancisi R., 2001, in Hibbard J. E., Rupen M., van Gorkom J. H., eds, Gas and Galaxy Evolution Vol. 240 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, The Westerbork HI Survey of Irregular and Spiral Galaxies, WHISP. p. 451
 Walter F., et al., 2008, AJ, 136, 2563

[†] <http://nova.conicet.gov.ar/>



Comparación fotométrica en imágenes Gemini/GMOS: SExtractor y PSFEx vs. DAOPHOT y ALLSTAR

C.G. Escudero^{1,2}, L.A. Sesto^{1,2}, N.M. González², F.R. Faifer^{1,2}, A. Smith Castelli^{1,2} & J.C. Forte^{3,4}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

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

³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)

⁴ Planetario "Galileo Galilei", Secretaría de Cultura, CABA.

Contacto/ CGE: cgesudero@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Comparamos el desempeño y confiabilidad de los software PSFEx y del tradicional DAOPHOT II en la construcción y modelado de la *Point Spread Function* (PSF) sobre imágenes reales. Ambos métodos de análisis se utilizaron en conjunto con SExtractor, el cual permite de manera rápida la construcción de catálogos fotométricos de objetos. Para tal fin, se realizó el análisis del sistema de cúmulos globulares (SCG) de la galaxia elíptica NGC 1395, empleando imágenes Gemini/GMOS en los filtros g', r', i', z' . A partir de la fotometría PSF realizada por ambos softwares sobre todos los objetos puntuales/no resueltos detectados en los campos, se compararon diferencias en las magnitudes, en los diagramas color-color y color-magnitud. Por último, se analizó el nuevo parámetro SPREAD_MODEL utilizado por SExtractor+PSFEx, el cual permite clasificar entre objetos puntuales y extendidos.

Abstract / We compare the performance and reliability of PSFEx and DAOPHOT II in the construction and modeling of the Point Spread Function (PSF) on real images. Both methods were applied over photometric catalogs of globular cluster candidates in the elliptical galaxy NGC 1395, generated with SExtractor on Gemini/GMOS images in the filters g', r', i', z' . We use the PSF photometry obtained from both softwares to compare magnitudes, colour-colour and colour-magnitude diagrams. We also analyzed the new parameter SPREAD_MODEL used by SExtractor+PSFEx, which allows to separate point sources from extended objects.

Keywords / galaxies: elliptical and lenticular, cD — methods: data analysis — galaxies: star clusters: general

1. Introducción

La construcción de catálogos fotométricos precisos implica considerar diversos aspectos. Entre los principales se encuentran detectar la mayor cantidad posible de fuentes, y obtener estimaciones precisas y confiables de posiciones, magnitudes, colores, y de diversos parámetros geométricos. Además de ello, si el objetivo es obtener una muestra limpia de objetos resueltos, o marginalmente resueltos, surge otro aspecto fundamental y es que se requiere una correcta clasificación entre objetos puntuales y extendidos.

Entre los softwares más utilizados para la construcción de dichos catálogos se encuentran DAOPHOT II (Stetson, 1987) y SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996). El primero, diseñado para trabajar en conjunto con la tarea ALLSTAR, es conocido tradicionalmente por realizar mediciones fotométricas precisas de objetos no resueltos mediante el ajuste de la *Point Spread Function* (PSF), aun en campos donde los objetos a medir se encuentran muy apiñados. No obstante, DAOPHOT requiere un trabajo detallado que resulta algo engorroso cuando se intenta medir un gran número de imágenes. SExtractor por su parte, permite la construcción de catálogos fotométricos de una gran cantidad de fuentes, tanto puntuales como extendidas, de manera extremadamente rápida y con po-

ca intervención del astrónomo. Sin embargo, es conocido que la calidad de la fotometría de objetos puntuales, es menor que la brindada por DAOPHOT. Es por ello que en los últimos años se ha comenzado a implementar el modelado de PSF mediante la herramienta PSFEx (PSF Extractor), la cual trabaja en conjunto con SExtractor.

2. Diagramas color-color y color-magnitud

NGC 1395 es una galaxia elíptica, en un ambiente de baja densidad, ubicada a unos 21 Mpc. A tal distancia, los cúmulos globulares (CG) aparecen como objetos no resueltos en imágenes como las empleadas en este trabajo. Por ello, es necesario realizar una separación entre los objetos puntuales y extendidos (ver sección 4.), y adoptamos aquí como objetos no resueltos aquellos que presentan índice de estelaridad (CLASS_STAR) mayor a 0.5. En las Figuras 1 y 2 (paneles *a* y *b*) mostramos los diagramas color-color y color-magnitud obtenidos con DAOPHOT y PSFEx, respectivamente. Ambas figuras lucen muy similares, destacándose con cierta facilidad la secuencia conformada por las estrellas de nuestra galaxia, y la presencia evidente de un considerable número de CGs con colores $0.5 < (g' - i')_0 < 1.5$ mag. Además, se intuye el fenómeno de la bimodalidad en los colores

Comparación fotométrica

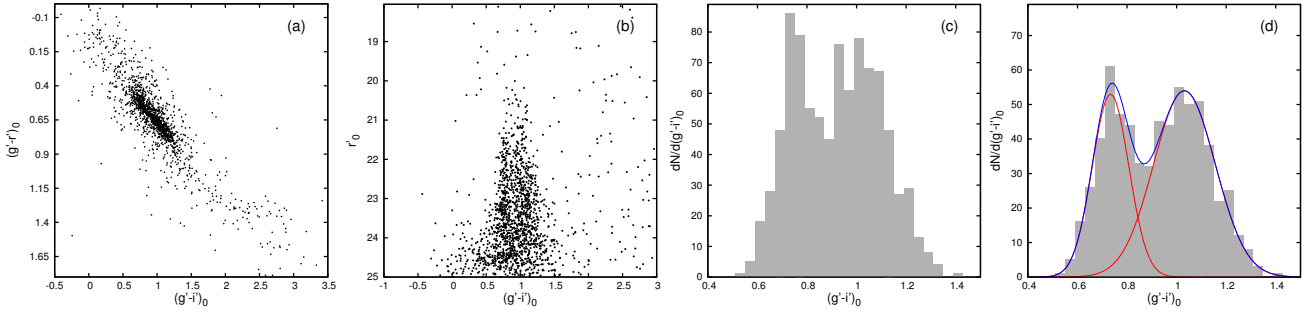


Fig. 1: Paneles (a) y (b): diagrama color-color y color-magnitud obtenidos mediante DAOPHOT. Paneles (c) y (d): histogramas de color para la muestra total de candidatos a CGs y con magnitudes entre $22.5 < r'_0 < 24.3$, respectivamente.

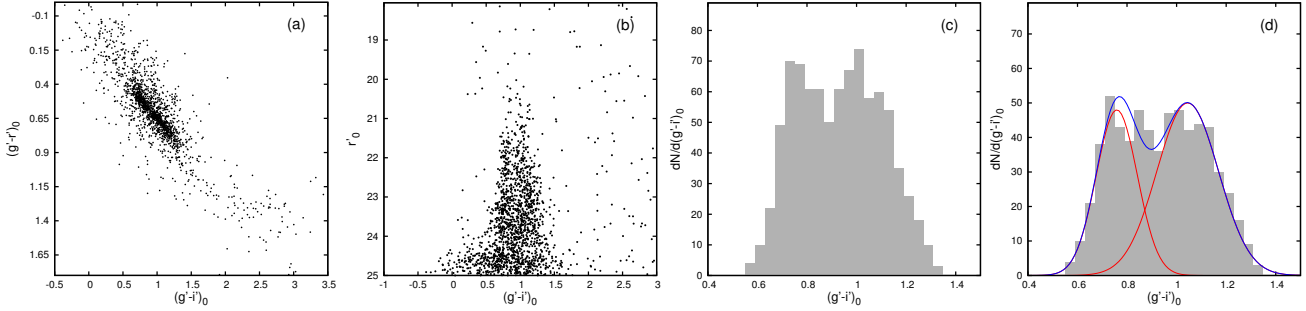


Fig. 2: Paneles (a) y (b): diagrama color-color y color-magnitud obtenidos mediante PSFEx. Paneles (c) y (d): histogramas de color para la muestra total de candidatos a CGs y con magnitudes entre $22.5 < r'_0 < 24.3$, respectivamente.

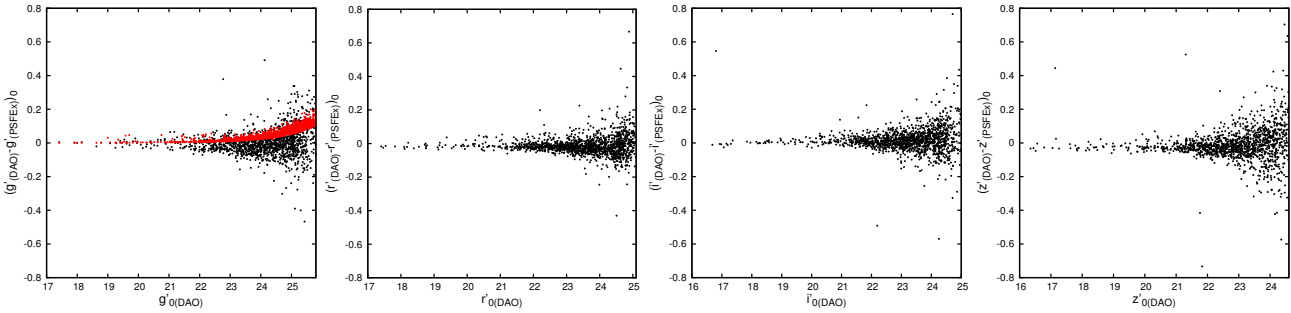


Fig. 3: Diferencias de magnitudes obtenidas por DAOPHOT y PSFEx en los filtros g' , r' , i' y z' . Puntos rojos representan el error cuadrático de la diferencia de magnitudes en el filtro g' .

integrados del sistema de CGs, tal como ocurre en otras galaxias.

Para evaluar la capacidad de PSFEx de producir colores precisos, analizamos la distribución de colores para ambas muestras. Se ve en las Figuras 1 y 2 (panel *c*) que ambos catálogos muestran clara bimodalidad. Dado que a medida que nos movemos hacia el extremo débil, los errores en ambos catálogos crecen, evaluamos mediante el ajuste de distribuciones Gaussianas, la capacidad de detectar bimodalidad en la muestra de candidatos a CGs con magnitudes $22.5 < r'_0 < 24.3$ mag (Panel *d*, Figuras 1 y 2). Es posible apreciar, que dicho fenómeno es detectable en ambas muestras, aunque resulta más claro en aquella obtenida con DAOPHOT.

3. Comparación en bandas fotométricas

La Figura 3 muestra las diferencias de magnitudes, objeto a objeto, en los filtros g' , r' , i' y z' , respectivamente. Puede apreciarse que en todos los casos el comportamiento es acorde a lo esperado, ya que los objetos brillantes muestran muy baja dispersión, y esta comienza a ser considerable recién hacia magnitudes muy débiles. A modo de ejemplo, mediante puntos rojos, presentamos el error cuadrático de la diferencia de magnitudes en el filtro g' .

4. Clasificación

SExtractor en conjunto con PSFEx, permiten utilizar un nuevo parámetro de clasificación (SPREAD_MODEL) a partir del modelo PSF obtenido. Estudiamos la confiabilidad de dicho índice comparándolo con el conocido CLASS_STAR. La Figura 4 (paneles *a* y *b*) muestra el com-

portamiento de los mismos en función de la magnitud r'_0 . Recordemos que el rango de valores producidos por CLASS_STAR varía entre 0 y 1, asignando 0 a objetos que el programa considera resueltos, y 1 a aquellos no resueltos (dicha clasificación es realizada internamente, utilizando una red neuronal). Por su parte, SPREAD_MODEL realiza una comparación entre el modelo PSF local y el mismo modelo convolucionado con un disco exponencial de escala FWHM/16. En el panel (a) de la Figura 4 se observa la secuencia de objetos no resueltos alrededor del valor 0, mientras que los objetos extendidos presentan valores positivos que se apartan de cero a medida que el objeto es más extendido. En la misma figura se muestra, en escala de colores, los valores de CLASS_STAR asignados por SExtractor a cada objeto, y mediante la línea llena negra horizontal el valor adoptado para clasificar objetos puntuales ($\text{SPREAD_MODEL} < 0.0035$, Desai et al., 2012). Es posible apreciar en las figuras que la clasificación de objetos mediante ambos índices, y utilizando los valores de corte mencionados anteriormente, proporcionan una separación extendidos/puntuales, comparables. Resulta claro además, que ambos se vuelven inciertos en el extremo débil (magnitudes $r'_0 > 24$).

Es conocido entre los usuarios de SExtractor que la clasificación correcta de objetos relativamente brillantes, compactos, aunque marginalmente resueltos, es difícil utilizando el parámetro CLASS_STAR. Esto se observa con el objeto marcado en círculo rojo en la Figura 4 (paneles a y c), para el cual un análisis detallado de su perfil muestra que se trata de un objeto resuelto (panel d). SExtractor, sin embargo, asignó valores de CLASS_STAR mayores a 0.5 en casi todos los filtros empleados. El parámetro SPREAD_MODEL, por su parte, recibió el valor 0.011, lo que indica que el objeto en cuestión es clasificado con toda seguridad como extendido por este nuevo índice.

5. Conclusiones

- La fotometría PSF obtenida a partir de la combinación de los software SExtractor y PSFEx, resulta aceptable al compararla con las mediciones fotométricas de DAOPHOT y ALLSTAR, aunque esta última continúa siendo más confiable.
- La implementación del nuevo parámetro de clasificación SPREAD_MODEL, como complemento del conocido índice CLASS_STAR de SExtractor, permite una separación más confiable entre los objetos puntuales y extendidos presentes en las imágenes.
- Un aspecto que debemos mencionar, es el tiempo de procesamiento y el armado del modelo PSF. Si bien DAOPHOT es más eficiente en términos de procesamiento de cálculo comparado con SExtractor+PSFEx, el mismo requiere mucho más tiempo por parte del usuario en inspeccionar visualmente el modelado de la PSF. Desde este punto de vista, resulta más rápido y menos engorroso la realización de fotometría PSF utilizando PSFEx.

Agradecimientos: Figure 4 (panel a) makes use of Filtergraph, an online data visualization tool developed at Vanderbilt University through the Vanderbilt Initiative in Data-intensive Astrophysics (VIDA) (<http://filtergraph.vanderbilt.edu>).

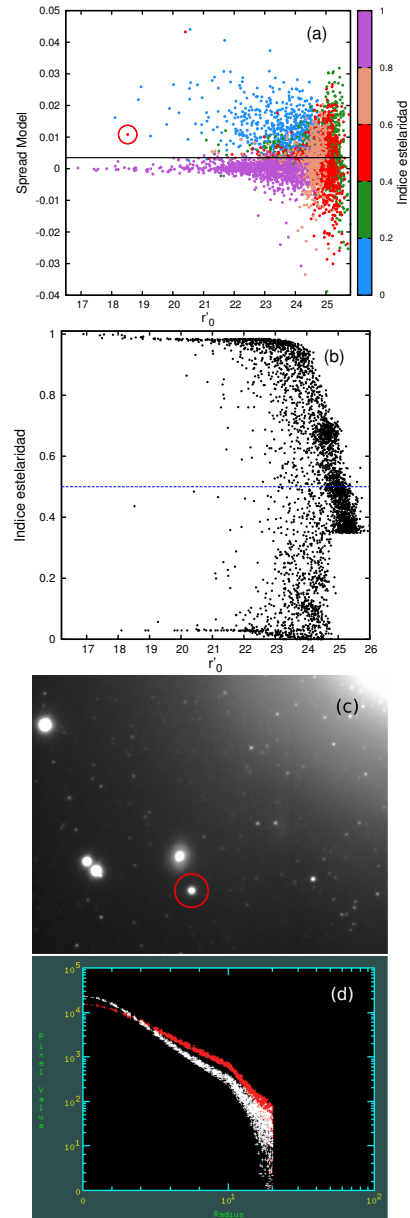


Fig. 4: Paneles a y b: diagramas de clasificación de objetos, empleando el parámetro SPREAD_MODEL y CLASS_STAR, respectivamente. Paneles c y d: región de la imagen GMOS del campo de NGC 1395 y perfiles radiales de una fuente extendida (perfil rojo) y una fuente puntual (perfil blanco). En círculo rojo se indica la fuente extendida.

Referencias

- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
 Desai S., et al., 2012, ApJ, 757, 83
 Stetson P. B., 1987, PASP, 99, 191

Construcción de un catálogo de cúmulos de galaxias en proceso de colisión

M. de los Rios¹, M.J. Domínguez¹ & D. Paz¹

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE)

Contacto/ MDLR: martindelosrios13@gmail.com

Resumen /

En este trabajo se presentan la metodología y resultados preliminares de la identificación de cúmulos en colisión en los grandes catálogos de galaxias con mediciones de *redshift* (SDSS, 2DF), a través de un método calibrado en catálogos simulados realizados en base a la simulación cosmológica *Millenium* y sus modelos semi-analíticos, mediante el análisis de los árboles de fusión de los sistemas de galaxias allí presentes.

Finalmente se discuten perspectivas futuras del análisis de nuestra muestra de sistemas en colisión, combinados con observaciones en rayos-x y reconstrucciones de masas obtenidas con lentes gravitacionales débiles.

Abstract / In this work we present first results of the identification of colliding galaxy clusters in galaxy catalogs with redshift measurements (SDSS, 2DF), and introduce the methodology. We calibrated a method by studying the merger trees of clusters in a mock catalog based on a full-blown semi-analytic model of galaxy formation on top of the Millenium cosmological simulation. We also discuss future actions for studding our sample of colliding galaxy clusters, including x-ray observations and mass reconstruction obtained by using weak gravitational lenses.

Keywords / Dark matter — Galaxies clusters

1. Introducción.

Los mejores límites para la sección eficaz de interacción de las partículas de materia oscura han sido establecidos con estudios realizados sobre cúmulos de galaxias en fusión. Para realizar un estudio estadístico de las propiedades de la materia oscura resulta necesaria la construcción de un catálogo de dichos sistemas. En este trabajo se presentan la metodología y resultados de la identificación de cúmulos en colisión en los catálogos SDSS y 2dFGRS.

2. Elaboración de un catálogo *mock*

Se construyó un catálogo de galaxias simulado, a partir del modelo semi-analítico de De Lucia & Blaizot (2007) aplicado a los datos de la simulación cosmológica *Millenium* (Springel et al., 2005). En la figura 1 se muestra una comparación entre la distribución de magnitudes aparentes en la banda r entre el SDSS DR7 (Abazajian et al., 2009) y nuestro catálogo simulado, mientras que en la Figura 2 se muestra una comparación entre la distribución de *redshifts* de ambos catálogos, en donde se observa la similitud entre el catálogo simulado y el SDSS DR7.

2.1. Construcción de los árboles de fusión de los cúmulos de galaxias

Con el objetivo de estudiar las historias de fusión de los cúmulos de galaxias, se confeccionaron los árboles de fusión de los *grupos fof* de la simulación *Millenium*

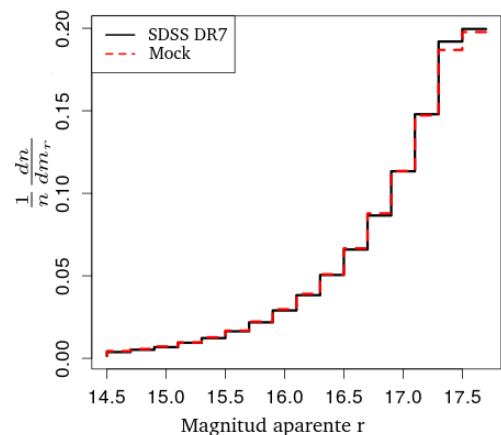


Fig. 1: Comparación entre las distribuciones de las magnitudes aparentes de ambos catálogos.

(equivalentes a un cúmulo de galaxias), a partir de los árboles de fusión de los subhalos de materia oscura. De esta manera se encontró para cada cúmulo cual fue el tiempo transcurrido desde que tuvo su última fusión mayor, definida como la fusión entre 2 cúmulos, en la que cada uno tenga una masa mayor al 20% de la masa del cúmulo luego de la fusión.

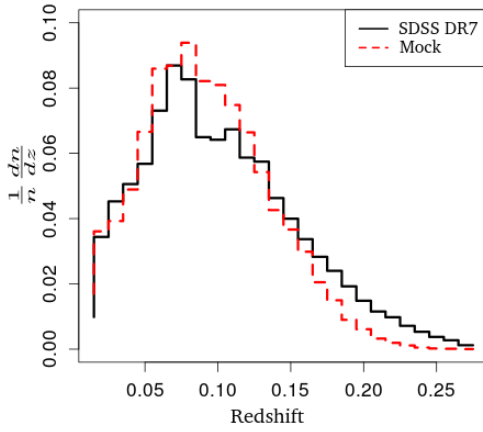


Fig. 2: Comparación entre las distribuciones de redshift del SDSS DR7 y el catálogo simulado.

3. Método de identificación de cúmulos de galaxias en proceso de fusión

Con el objetivo de identificar cúmulos en proceso de colisión, se desarrolló un método basado en la combinación de diferentes métodos estadísticos, que buscan detectar las subestructuras presentes en los cúmulos, los cuales fueron calibrados teniendo en cuenta las tasas de detección encontradas al aplicarlos al catálogo simulado.

Con este fin se utilizaron los siguientes estadísticos:

- Test de Dressler & Shectman (1988) (DS): Este método identifica subestructuras estudiando las diferencias entre las distribuciones de velocidades radiales locales, con respecto a la de todo el cúmulo, cuantificadas por

$$\delta^2 = \left(\frac{11}{\sigma^2} \right) [(\bar{v}_{local} - \bar{v})^2 + (\sigma_{local} - \sigma)^2] \quad (1)$$

donde \bar{v} y σ son la velocidad media y la desviación estándar de la distribución de velocidades de todo el cúmulo. Mientras que \bar{v}_{local} y σ_{local} son la velocidad media local y la desviación estándar de la distribución de velocidades de las 10 galaxias más cercanas a la galaxia para la cual se computa el respectivo valor de δ .

- Test de Dressler & Shectman iterativo: Versión iterativa del test de Dressler & Shectman, en la que en cada paso se eliminan las galaxias con δ menor a $\bar{\delta}$ y se vuelven a calcular los valores de δ de la nueva muestra de galaxias. Definimos la convergencia del algoritmo cuando entre 2 pasos sucesivos no se elimina ninguna galaxia.
- Test de Oblicuidad (*Skewness*): Teniendo en cuenta el estudio realizado por Pinkney et al. (1996) se complementó el test de Dressler & Shectman con el cálculo de la oblicuidad de la distribución de velocidades radiales del cúmulo, ya que es esperable que aquellos cúmulos que estén en un

proceso de fusión presenten una distribución que se aparte de una distribución normal.

- **Mixtura de Gaussianas:** Con el objetivo de agrupar las galaxias que pertenecen a cada subestructura y así poder calcular diferentes propiedades de las mismas, se realizó el ajuste de n gaussianas a la distribución angular de las galaxias mediante el paquete *Mclust* desarrollado por Fraley & Raftery (2002) escrito en el lenguaje de programación R (R Core Team, 2013).

Teniendo en cuenta los resultados encontrados por Pinkney et al. (1996) se aplicaron los diferentes métodos a una muestra de 2854 *grupos fof* con más de 30 galaxias, encontrando que aproximadamente el 50% de la muestra presenta subestructura según el test de Dressler & Shectman (1448 *grupos fof*). Si además refinamos la muestra exigiendo que la oblicuidad de la distribución de velocidades radiales sea significativamente distinta de 0*, la muestra se reduce a 715 grupos. Al aplicar el test de Dressler & Shectman iterativo se encontraron 119 grupos en los cuales dicho test converge. Cabe resaltar que de estos 119 grupos, solo 46 también presentan subestructuras según el test clásico complementado con el test de oblicuidad, lo que demuestra que si bien ambos test son similares, no son equivalentes, por lo que se los puede utilizar de manera complementaria. Finalmente se utilizó la técnica de mixtura de gaussianas para identificar las subestructuras presentes en los *grupos fof*. De esta manera se encontraron 2 subestructuras comparables (ocupación relativa mayor a 0,5) en 190 de la muestra de 715 grupos identificados por el test de Dressler & Shectman clásico complementado con el test de oblicuidad, mientras que de la muestra de 46 grupos identificados por ambos test de DS, complementados con el test de oblicuidad, se encontraron 2 subestructuras en 20 grupos.

Según el estudio realizado por Pinkney et al. (1996) las subestructuras provenientes de una fusión mayor pueden ser detectadas hasta 3 Gyr después de dicha fusión, lo que en la simulación *Millenium* equivale al *snapshot* 53, teniendo en cuenta este resultado en las figuras 3 y 4 se muestra la distribución de los tiempos transcurridos desde que los grupos tuvieron su última fusión mayor, en donde se observa que aquellos cúmulos que superaron todos los métodos son los que tienen mayor probabilidad de haber tenido su última fusión mayor recientemente y por lo tanto seguir en proceso de fusión, encontrando sólo un cúmulo en el que se identifican subestructuras mediante los diferentes métodos y que no tuvo una fusión mayor recientemente, siendo éste un caso atípico que se estudiará de manera particular.

4. Resultados obtenidos en catálogos reales de cúmulos de galaxias

Se aplicó el método propuesto de detección de cúmulos en proceso de interacción a los catálogos de grupos y cúmulos de Berlind et al. (2006), Tempel et al. (2012) y Eke et al. (2004), construidos usando diferentes versiones

* Calculamos el error en la medición de la oblicuidad utilizando un método de *bootstrap*

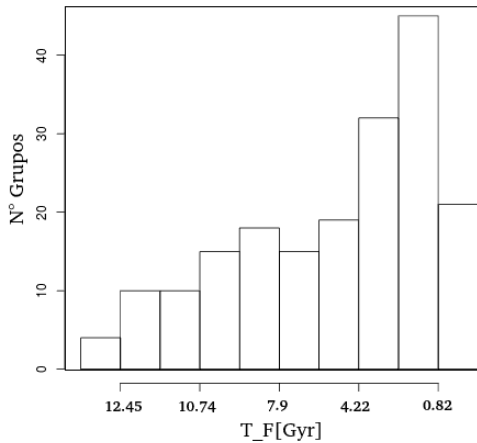


Fig. 3: Distribución de los tiempos transcurridos desde que tuvieron su última fusión mayor los grupos identificados por el test de DS complementado con el test de oblicuidad y que tienen 2 subestructuras detectadas por mixtura de gaussianas.

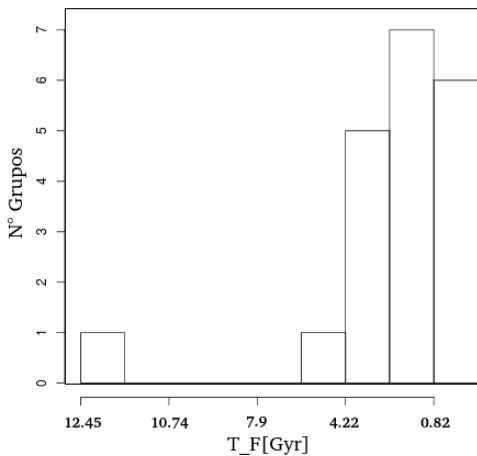


Fig. 4: Distribución de los tiempos transcurridos desde que tuvieron su última fusión mayor los grupos identificados por todos los métodos y que tienen 2 subestructuras detectadas por mixtura de gaussianas.

del identificador *friends of friends* (Davis et al., 1985), corrido sobre el SDSS DR3 (Abazajian et al., 2005), el SDSS DR8 (Aihara et al., 2011) y el 2Df (Colless et al., 2001) respectivamente. Los resultados obtenidos al aplicar los métodos estadísticos a los diferentes catálogos de galaxias se muestran en la Tabla 1. Cabe destacar que las proporciones de cúmulos detectados por los diferentes métodos varían entre los catálogos, lo que puede deberse a las diferencias en los métodos utilizados para la construcción de los mismos (diferente longitud de linkeo en el identificador *friend of friend*, diferentes corte en la densidad de galaxias con respecto a la media del universo, etc.), los cuales serán unificados en un trabajo a futuro.

Tabla 1: Resultados obtenidos al aplicar las diferentes técnicas estadísticas a los catálogos de cúmulos de galaxias.

Catalog	Berlind et al.	Tempel et al.	Eke et al.
Galaxy survey	SDSS DR3	SDSS DR8	2dF
$N^\circ clusters$ ($N_{gal} > 30$)	77	389	144
$DS + SK$	30	132	60
Ds iter	20	86	41
Mclust	15	80	38

5. Conclusiones y trabajo a futuro

En este trabajo se presentó un método de detección de cúmulos de galaxias en proceso de interacción basado en la identificación de las subestructuras presentes en dichos cúmulos. En primer lugar el método fue calibrado estudiando las tasas de efectividad al aplicarlo a catálogos simulados de galaxias y luego fue utilizado para analizar diferentes catálogos de grupos y cúmulos de galaxias reales, encontrando diferentes tasas de detección, lo que puede deberse a diferencias en los métodos utilizados para construir los catálogos. En un trabajo a futuro se avanzará en el estudio comparativo de las tasas de detección construyendo catálogos simulados de cúmulos y grupos utilizando los mismos criterios que en los catálogos reales. Con el objetivo de medir estadísticamente propiedades de la partícula de materia oscura, tales como el cociente entre la sección eficaz de la auto-interacción sobre la masa mediante los métodos propuestos por Markevitch et al. (2004), se estudiarán con mayor detalle las propiedades de los cúmulos identificados y de sus subestructuras a través de lentes gravitacionales y simulaciones numéricas de las colisiones.

Referencias

- Abazajian K., et al., 2005, AJ, 129, 1755
 Abazajian K. N., et al., 2009, ApJS, 182, 543
 Aihara H., et al., 2011, ApJS, 193, 29
 Berlind A. A., et al., 2006, ApJS, 167, 1
 Colless M., et al., 2001, MNRAS, 328, 1039
 Davis M., et al., 1985, ApJ, 292, 371
 De Lucia G., Blaizot J., 2007, MNRAS, 375, 2
 Dressler A., Shectman S. A., 1988, AJ, 95, 985
 Eke V. R., et al., 2004, MNRAS, 355, 769
 Fraley C., Raftery A. E., 2002, Journal of the American Statistical Association, 97, 611
 Markevitch M., et al., 2004, ApJ, 606, 819
 Pinkney J., et al., 1996, ApJS, 104, 1
 R Core Team 2013, R: A Language and Environment for Statistical Computing, R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria
 Springel V., et al., 2005, Nature, 435, 629
 Tempel E., Tago E., Liivamägi L. J., 2012, A&A, 540, A106



Determinación de la Distribución de Ocupación de Halos

F. Rodríguez¹, M. Merchán¹ & M. A. Sgró¹

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE)

Contacto/ FR: facundo@oac.unc.edu.ar

Resumen / En este trabajo proponemos un método de descuento de galaxias de fondo para calcular la Distribución de Ocupación de Halos. Éste nos posibilita combinar información espectroscópica de los catálogos de grupos de galaxias con información fotométrica de catálogos de galaxias. Para evaluar el procedimiento, utilizamos catálogos sintéticos construidos a partir de modelos semi-analíticos de formación de galaxias aplicados a la Simulación Millennium I. Por último, presentamos la implementación del método en el Sloan Digital Sky Survey (SDSS DR7) y comparamos los resultados con los obtenidos por otros autores.

Abstract / In this work we propose a method of background subtraction of galaxies to calculate the Halos Occupation Distribution. This technique allows us to combine spectroscopic catalogs of galaxy groups with information from photometric surveys. To evaluate the method, we use synthetic catalogs constructed from semi-analytic models of galaxy formation applied to the Millennium Simulation I. Finally, we present the implementation of the method in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS DR7) and we compare the results with those obtained by other authors.

Keywords / galaxies: haloes — galaxies: statistics — large-scale structure of Universe.

1. Introducción

El paradigma actual supone que las galaxias se forman dentro de los halos de materia oscura. Sin embargo, la diversidad de mecanismos astrofísicos implicados en la formación de éstas no permite determinar cuántas galaxias se encuentran en un halo de una masa dada. En este contexto, la Distribución de Ocupación de Halos (DOH) da la probabilidad de que un halo de masa M_h contenga N galaxias y permite asociar, de manera estadística, la cantidad de galaxias que residen en un halo.

Se pueden tomar las galaxias y los grupos de galaxias como una representación de los halos de materia oscura y estimar la DOH mediante las masas y el número medio de miembros con alguna característica. En este trabajo se estudia la DOH en diferentes rangos de magnitud absoluta.

En la publicación de Zheng et al. (2005), se analizó la DOH a partir de dos modelos teóricos y se propuso que el número medio de galaxias en halos de una determinada masa ($\langle N_{gal}|M_h \rangle$) puede escribirse como la suma del número medio de galaxias centrales ($\langle N_{cen}|M_h \rangle$) y satélites ($\langle N_{sat}|M_h \rangle$) para esa masa:

$$\langle N_{gal}|M_h \rangle = \langle N_{cen}|M_h \rangle + \langle N_{sat}|M_h \rangle \quad (1)$$

donde $\langle N_{cen}|M_h \rangle$ es una función del tipo error de Gauss y $\langle N_{sat}|M_h \rangle$ una ley de potencias. De tal manera, la función de DOH queda representada por los parámetros de estas dos funciones.

Yang et al. (2008) se basaron en la parametrización antes mencionada y, para las galaxias satélites, propusieron la siguiente descripción biparamétrica:

$$\langle N_{sat}|M_h \rangle = \left(\frac{M_h}{M_0} \right)^\alpha \quad (2)$$

donde M_0 es la masa característica a partir de la cual hay un número medio de, al menos, una galaxia satélite y α es el índice de la ley de potencia. Estos autores, identificaron grupos en la versión espectroscópica del SDSS DR4, utilizando el buscador de grupos presentado en Yang et al. (2005), determinaron las masas de los halos en los que residen dichos grupos y tabularon los parámetros M_0 y α obtenidos para diferentes magnitudes absolutas límites (M_{lim}). La principal limitación de los resultados de Yang et al. (2008) es que los grupos deben ser completos en el rango de magnitud absoluta y esto restringe tanto la magnitud absoluta límite, como el número de grupos de cada muestra.

Un método común para superar la falta de información espectroscópica de galaxias satélites es el denominado método de descuentos de galaxias de fondo, que consiste en contar candidatos a satélites utilizando datos fotométricos y corregir estadísticamente la contribución de galaxias que se encuentran delante y detrás de la muestra (Liu et al., 2011). Esto nos permite alcanzar magnitudes absolutas más débiles empleando el enorme volumen de datos fotométricos disponibles (Lares et al., 2011).

El objetivo de este trabajo es proponer un método de descuentos de galaxias de fondo como una técnica para determinar la DOH en un rango más amplio de magnitudes absolutas. El procedimiento propuesto se evalúa utilizando un catálogo sintético construido a partir de un modelo semi-analítico de formación de galaxias aplicada a la simulación Millennium I. Además, usando los grupos de galaxias proporcionados por Yang et al. (2012) se estima la DOH en el SDSS DR7 y se compara con los resultados obtenidos por Yang et al. (2008).

2. Método de descuento de galaxias de fondo

En este trabajo proponemos e implementamos un nuevo método para determinar la DOH. Este método se basa en que la distribución de galaxias a gran escala es aproximadamente homogénea, mientras que los grupos son sobredensidades locales. Consiste en descontar galaxias que se encuentran delante o detrás del grupo (galaxias de fondo), pero que, por efectos de proyección, parecen pertenecer a éste. De esta manera, se pueden combinar grupos extraídos de un catálogo espectroscópico con galaxias de un catálogo fotométrico, lo cual permite ampliar el rango de magnitudes absolutas y hacer estadística con un mayor número de grupos.

Procedimiento:

Para el método propuesto se necesitan dos catálogos: uno de galaxias, con posiciones y magnitudes aparentes, y otro de grupos, con masas, *redshifts* y radios característicos.

Inicialmente, definimos n_d como el número de galaxias que tienen una magnitud absoluta $M \leq M_{lim}$ dentro de un círculo centrado en cada grupo con un radio determinado por el radio característico proyectado en el cielo (ver panel 2 de la Figura 1). M_{lim} establece el límite superior del rango de magnitud absoluta en la que será estimada la DOH. Dado que sólo disponemos de información fotométrica, la magnitud absoluta M se calcula asumiendo el *redshift* del grupo z_{gr} para todas las galaxias:

$$M = m - 25 - 5 \log(d_L(z_{gr})) \quad (3)$$

donde $d_L(z_{gr})$ es la distancia en luminosidad a z_{gr} en magaparsecs.

Como n_i no puede distinguir entre las galaxias del grupo y las de fondo, necesitamos conocer de alguna forma el número local de galaxias de fondo con el objetivo de descontárselas, entonces es necesario un método estadístico. Escogimos, en particular, estimar esta contribución contando galaxias que cumplen con nuestro criterio de selección ($M \leq M_{lim}$) en un anillo alrededor de cada grupo de galaxias, n_f (Ver panel 3 de la Figura 1). El número resultante de galaxias N puede ser estimado sustrayendo la densidad local de fondo multiplicada por el área proyectada para cada grupo (Ver panel 4 de la Figura 1):

$$N = n_d - \frac{n_f}{A_f} A_d \quad (4)$$

donde A_d y A_f son las áreas proyectadas del círculo centrado en el grupo y el anillo correspondiente.

Usamos un catálogo sintético de galaxias construido a partir del modelo semi-analítico de Guo et al. (2010) y aplicado a la simulación Millennium I para determinar una relación entre la masa y el radio característico. Para nuestros propósitos, definimos el radio característico como la distancia del centro de masa del grupo a la galaxia más distante. Para establecer dicha relación, propusimos la siguiente expresión:

$$r_c = C_1 M_h^{\frac{1}{3}} - C_2 \quad (5)$$

donde r_c es el radio característico en magaparsecs y M_h la masa del halo en masas solares. Los parámetros C_1 y C_2 los determinamos ajustando mediante cuadrados mínimos en el catálogo semi-analítico, obteniendo $C_1 = 4,31e - 5$ y $C_2 = -0,33$. El área A_f , a su vez, es determinada en función del radio característico y posee un radio interno de $r_c + 1$ Mpc y un radio externo de $r_c + 2$ Mpc.

Finalmente, separamos los grupos en intervalos de masa para obtener la DOH promediando N , $\langle N | M_h \rangle$.

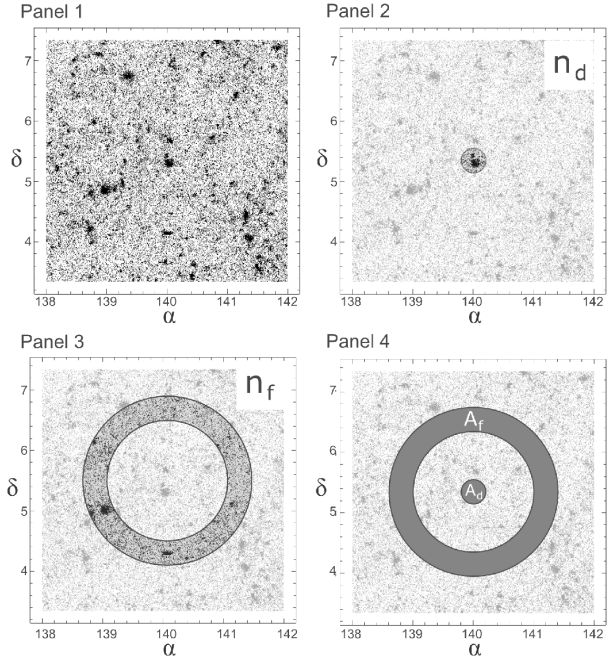


Fig. 1: Esquema del método propuesto de descuentos de galaxias de fondo.

3. Evaluación del método

Para corroborar el correcto funcionamiento del método propuesto y su implementación, lo evaluamos mediante un catálogo sintético. Éste fue construido usando galaxias extraídas del modelo semi-analítico de formación de galaxias aplicado a la simulación Millennium I, desarrollado por Guo et al. (2010). A lo largo de este trabajo se utilizaron los mismos parámetros cosmológicos que en la simulación Millennium I: $\Omega_m = 0,25, \Omega_b = 0,045, \Omega_\Lambda = 0,75, \sigma_8 = 0,9, n = 1$ y $h = 0,73$.

Para cada límite de magnitud absoluta aplicamos nuestro método y comparamos con la DOH obtenida simplemente contando el número de galaxias en la correspondiente muestra limitada en volumen. En la Figura 2 se presenta el resultado para diferentes magnitudes absolutas límites desde $M_{lim} = -16,5$ a $M_{lim} = -21,5$. Como se puede observar, hay un excelente acuerdo entre los resultados obtenidos directamente como en Yang et al. (2008) (líneas de trazos) y con nuestro método (líneas continuas).

Vale la pena mencionar que el método de descuentos permite utilizar muestras de grupos mucho más grandes

Tabla 1: Comparación con los resultados obtenidos por Yang et al.(2008)

M_{lim}	Yang et al. (2008)		Método propuesto	
	$\log(M_0[M_\odot h^{-1}])$	α	$\log(M_0[M_\odot h^{-1}])$	α
-16,0	---	---	$11,9 \pm 0,6$	$0,96 \pm 0,03$
-16,5	---	---	$12,0 \pm 0,4$	$0,99 \pm 0,02$
-17,0	---	---	$12,1 \pm 0,2$	$0,99 \pm 0,01$
-17,5	---	---	$12,2 \pm 0,5$	$1,00 \pm 0,01$
-18,0	$12,48 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,06$	$12,3 \pm 0,5$	$1,00 \pm 0,03$
-18,5	$12,62 \pm 0,02$	$1,05 \pm 0,04$	$12,5 \pm 0,6$	$1,00 \pm 0,03$
-19,0	$12,77 \pm 0,02$	$1,06 \pm 0,03$	$12,7 \pm 0,7$	$1,06 \pm 0,04$
-19,5	$12,93 \pm 0,01$	$1,07 \pm 0,02$	$12,9 \pm 0,5$	$1,04 \pm 0,03$
-20,0	$13,15 \pm 0,01$	$1,09 \pm 0,02$	$13,1 \pm 0,5$	$1,07 \pm 0,04$
-20,5	$13,44 \pm 0,01$	$1,10 \pm 0,02$	$13,4 \pm 0,5$	$1,08 \pm 0,03$
-21,0	$13,82 \pm 0,01$	$1,13 \pm 0,02$	$13,8 \pm 0,9$	$1,17 \pm 0,05$
-21,5	$14,34 \pm 0,01$	$1,33 \pm 0,07$	$14,2 \pm 0,8$	$1,33 \pm 0,06$

que aquellas que son completas en volumen para un catálogo espectroscópico.

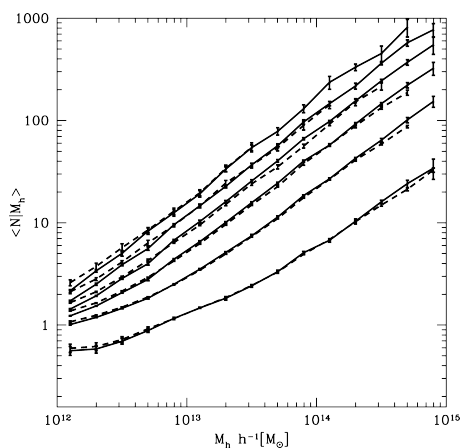


Fig. 2: Comparación de la DOH medida directamente y mediante el método de descuentos. La medición directa se expresa en líneas de trazos y la obtenida con nuestro método en línea continua. De arriba hacia abajo se muestran los resultados para $M_{lim} = -16,5, -17,5, -18,5, -19,5, -20,5$ y $-21,5$.

4. Aplicación del método al SDSS DR7

Se utilizó el catálogo de grupos del SDSS DR7 realizado por Yang et al. (2012), en el cual se identificaron los grupos con el mismo método con el que se realizó el catálogo de grupos del SDSS DR4 y se determinaron los parámetros de la DOH publicada en Yang et al. (2008). La DOH de las galaxias satélites obtenida mediante el descuento de galaxias de fondo permitió obtener los parámetros M_0 y α , que fueron comparados con los resultados de Yang et al. (2008). En la Tabla 1, se presenta dicha comparación. Es importante destacar que, con el método propuesto, se logró estimar los parámetros de la DOH para $M_{lim} = -16,0, -16,5, M_{lim} = -17,0$ y $-17,5$, que no habían sido determinados anteriormente. Y, en los demás rangos de magnitud absoluta, los resultados se corresponden con los de Yang et al. (2008).

5. Discusión

En este trabajo, se implementó un nuevo método para estimar la DOH basado en el descuento de galaxias de fondo. Se lo evaluó mediante el uso de catálogos sintéticos. Utilizando catálogos de grupos y de galaxias obtenidos a partir del SDSS DR7, se determinó la DOH en diferentes rangos de magnitud absoluta y los resultados fueron coincidentes con los publicados anteriormente. Además, se pudo estimar la DOH en rangos de magnitud absoluta que no habían sido determinados anteriormente.

Referencias

- Guo Q., et al., 2010, MNRAS, 404, 1111
Lares M., Lambas D. G., Domínguez M. J., 2011, AJ, 142, 13
Liu L., et al., 2011, ApJ, 733, 62
Yang X., Mo H. J., van den Bosch F. C., 2008, Apj, 676, 248
Yang X., et al., 2005, MNRAS, 356, 1293
Yang X., et al., 2012, Apj, 752, 41
Zheng Z., et al., 2005, Apj, 633, 791



Develando con T-ReCS las regiones oscurecidas del núcleo starburst más cercano

J.A. Camperi¹, G.I. Gunthardt¹, M.P. Aguero^{1,2}, R.J. Díaz^{3,4} & M. Schirmer^{4,5}

¹ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

² CONICET

³ ICATE, CONICET

⁴ Observatorio Gemini

⁵ Universität Bonn, Alemania

Contacto/ JAC: camperi@oac.uncor.edu

Resumen / Presentamos las imágenes de la región nuclear de NGC 253 obtenidas con el instrumento T-ReCS (Thermal-Region Camera Spectrograph) del telescopio Gemini Sur. Las mismas fueron tomadas en las bandas Qa, Si-2, NeII, y continuo de NeII (18.3, 8.7, 12.8, 13.1 μm respectivamente), con un muestreo espacial medio de 0.2" (3.4 pc). Se identifican y analizan las subestructuras más importantes alrededor de los posibles núcleos y se discuten sus roles en el escenario dinámico de la galaxia.

Abstract / We present the images of the nuclear region of NGC 253 obtained with the T-ReCS instrument (Thermal-Region Camera Spectrograph) of the Gemini South Telescope. Such images were taken in the Qa, Si-2, NeII and NeII continuum bands (18.3, 8.7, 12.8 and 13.1 μm respectively) with an average spatial sampling of 0.2" (3.4 pc). We also identify and analyze the most important sub-structures around the possible nuclei and we discuss their roles in the dynamic scenario of the galaxy.

Keywords / Galaxies: starburst – galaxies: kinematics and dynamics – galaxies: nuclei – galaxies: structure – galaxies: individual (NGC 253) – infrared: galaxies

1. Introducción

T-ReCs (Thermal-Region Camera Spectrograph) es un instrumento que puede servir tanto como cámara infrarroja (que opera en la parte media del espectro infrarrojo) o como espectrógrafo de ranura larga. Fue construido por la Universidad de Florida para el telescopio de 8.1 m Gemini Sur (Telesco et al., 1998).

Este instrumento tiene un diseño optimizado para minimizar el ruido de fondo térmico, así como maximizar la calidad de las imágenes y el rendimiento. En condiciones normales de *seeing* es capaz de producir imágenes muy próximas al límite de difracción del telescopio de 8.1 m en longitudes de onda de 10 μm o mayores.

Desde 2011 estamos realizando un estudio de largo plazo acerca de la estructura y dinámica de la región central de NGC 253 a fin de arrojar luz sobre los mecanismos de alimentación de la actividad de formación estelar violenta en este núcleo y su posible relación con la existencia de un agujero negro supermasivo fuera del centro de simetría de la galaxia (Camperi et al., 2012). En la noche del 11 de agosto de 2011, se obtuvieron con T-ReCS imágenes en el IR medio de la zona nuclear de NGC 253, completándose un total de dos horas de observación en condiciones óptimas de alta transparencia y bajo vapor de agua, es decir baja emisividad atmosférica. Las observaciones fueron realizadas por Díaz & Schirmer como parte de un programa de 'legado' de T-ReCS, liderado por B. Rodgers (GS-2011B-Q-84). Se obtuvieron

imágenes de alta calidad en objetos que hasta entonces sólo se habían observado con baja resolución espacial.

2. Imágenes

NGC 253, gran galaxia en Escultor, está situada a una distancia de (3.90 ± 0.37) Mpc. Es un objeto ideal para el estudio de hipótesis sobre la relación entre los fenómenos starburst y AGN. Su zona central, muy oscurecida por la presencia de polvo y gas interestelar, es accesible en profundidad por medio de observaciones en la parte infrarroja del espectro. En la Figura 1 se muestra una imagen multicolor de NGC 253 en el infrarrojo cercano (JHKs) obtenida con el instrumento F2 en Gemini Sur (Eikenberry et al., 2008; Díaz et al., 2013). En ella se puede apreciar que el corazón de la región nuclear está fuertemente afectado por la presencia del polvo aun en el IR cercano de 1-2.5 μm (Escala: 16 pc/").

En la Figura 2 (confeccionada a partir de la combinación de las imágenes en las bandas Si-2, NeII y Qa), puede apreciarse que la región de mayor excitación del polvo (en verde, filtro NeII) se extiende alrededor del centro geométrico de las isofotas de la fuente extendida en continuo de radio descubierta por Turner & Ho (1985) (TH2, ver también Figura 3). Sorprendentemente no se detecta ninguna fuente puntual en esa localización en ningún rango del espectro electromagnético (Fernández-Ontiveros et al., 2009). Según lo que se muestra en la



Fig. 1: NGC 253 en el infrarrojo cercano. Imagen de F2, bandas JHKs. Escala: 300'' x 250''.

tabla de flujos (Tabla 1), el complejo A1 interno tiene un flujo total un orden de magnitud mayor que el de cualquier otra fuente circunnuclear. Llamamos complejo A1 interno a A1-1 más A1-2; donde A1-1 coincide con la fuente de radio TH7, señalada con una cruz azul en la Figura 2 (Ver también Figuras 3 y 4). En la Tabla 2 se detallan los filtros usados, así como sus longitudes de onda centrales y sus anchos totales a mitad de altura (FWHM) dentro de los 30'' centrales del campo de las imágenes de T-ReCS.

Tabla 1: Regiones notorias de la zona nuclear de NGC 253 en el IR medio, posiciones de sus centros y flujos medidos.

Región	α (J2000)	δ (J2000)	Flujos banda Qa [mJy]
A1-1	00:47:32.94	-25:17:19.70	8272(A1-1+A1-2)
A1-2	00:47:32.93	-25:17:20.02	8272(A1-1+A1-2)
A1-3	00:47:32.96	-25:17:20.37	<10
A1-4	00:47:33.00	-25:17:19.75	<10
A2	00:47:33.05	-25:17:18.42	1303
A3	00:47:33.22	-25:17:15.74	445
A4	00:47:33.05	-25:17:17.52	1215
A5	00:47:33.43	-25:17:14.50	248
A6	00:47:33.38	-25:17:13.96	<10
A7	00:47:33.62	-25:17:13.70	50
A8	00:47:33.76	-25:17:12.18	55
A9	00:47:34.03	-25:17:09.69	28
A10	00:47:33.19	-25:17:14.94	<10
A11	00:47:33.00	-25:17:17.26	<10
A12	00:47:32.99	-25:17:18.49	<10
A13	00:47:32.87	-25:17:21.53	<10
A14	00:47:32.81	-25:17:20.91	<10
A15	00:47:33.17	-25:17:17.73	1305

En las imágenes tomadas con el filtro Si-2 dicho pico aparece como una fuente compacta claramente no resuelta y en el límite del muestreo espacial, por lo que tiene un FWHM $\sim 0.2''$ (~ 3 pc).

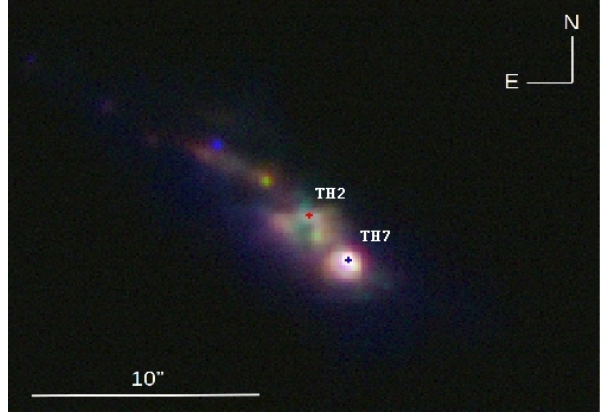


Fig. 2: Zona nuclear de NGC 253, imagen combinada de las bandas Si-2, NeII y Qa. La cruz roja indica la posición de TH2, y la cruz azul la posición de TH7.

Tabla 2: Filtros de T-ReCS, longitudes de onda centrales y FWHM.

Filtros	λ_0 [μm]	FWHM [$''$]
Si-2	8.7	0.4
NeII	12.8	0.5
NeII continuum	13.1	0.5
Qa	18.3	0.6

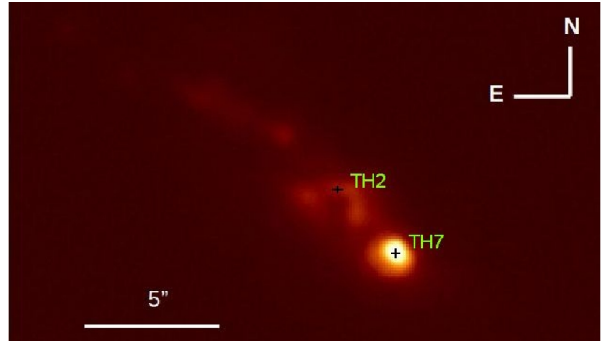


Fig. 3: TH2 y TH7, regiones identificadas primero en radio ahora identificadas también en la banda Qa.

El filtrado espacial de la imagen (Figura 4) muestra que la subestructura anular tiene una forma de cáscara que cubre 150 grados alrededor del pico, con un radio interno de ~ 11 pc y uno externo de ~ 16 pc.

3. Resultados

Se realizó un filtrado espacial de la imagen a distintas resoluciones hasta encontrar la que mejor evidencia una serie de regiones (nudos) brillantes en el IR medio en la zona central (Figura 4), varias de ellas no reportadas con anterioridad. Nuevamente, ninguna fuente puntual coincide con la localización del centro de simetría del bulbo y de la emisión extendida en ondas de radio (TH2). Las más conspicuas de estas estructuras son catalogadas

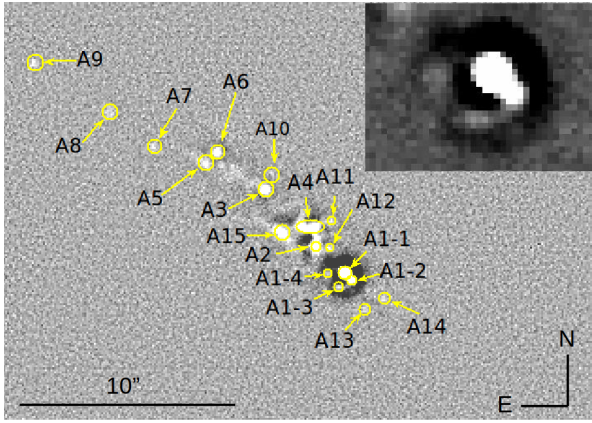


Fig. 4: Regiones conspicuas de la zona nuclear de NGC 253 en el IR medio. Recuadro: complejo A1 interno (A1-1 y A1-2) y la estructura con forma de arco. El tamaño del recuadro es $3.6'' \times 2.6''$.

en la Tabla 1. En la misma también se muestran los flujos medidos en la banda Qa de algunas regiones. Se calibraron las imágenes siguiendo los procedimientos para los datos de T-ReCS (ver página web de Gemini). Se usó el Integration Time Calculator para estimar las incertezas según las diferencias que puedan existir en las magnitudes AB considerando la distribución espectral de energía de las fuentes. El valor obtenido para la medición del complejo TH7 (complejo A1 interno; esto es A1-1 + A1-2) es consistente con los flujos medidos para los $5.5''$ centrales por Rieke & Low (1975).

En el borde superior derecho de la Figura 4 se reproduce ampliada la estructura más brillante. Esta estructura coincide en su posición con la radio fuente nombrada en la bibliografía pertinente (Turner & Ho, 1985) como TH7. Se observa un pico de brillo rodeado por una subestructura anular que se extiende radialmente de 11 a 16 pc. Este carácter no parece asociado al polvo caliente pero está presente en la banda de la emisión del NeII. Según las observaciones presentadas el objeto A1-1 tiene un diámetro no mayor que 6 pc.

4. Conclusiones

Los datos de las imágenes presentadas en este artículo contribuyen a destacar la peculiaridad de A1-1: su pico de emisión (máximo en el IR medio) coincide aproximadamente con el pico de emisión del IR cercano, según se deduce de los datos del instrumento F2. Hasta ahora el pico de emisión en el IR cercano había sido asociado sólo con un cúmulo estelar masivo (Kornei & McCrady, 2009). Nuestros espectros e imágenes NIR han permitido determinar la cinemática detallada alrededor del objeto A1, cuya masa es de aproximadamente $6 \times 10^5 M_{\odot}$ (Gunthardt et al. 2015, en preparación). Si bien un supercúmulo estelar puede albergar esa cantidad de masa, destácase que: este objeto es la fuente de rayos X blandos más poderosa; la curva de rotación del gas molecular muestra una perturbación sinusoidal alrededor del objeto A1-1; y los perfiles de emisión presentan fuertes asimetrías consistentes con flujos salientes (véase la ci-

nemática presentada por Camperi et al., 2012). Ya se ha podido determinar que la máxima velocidad de flujo saliente se localiza aproximadamente a 14 pc del pico de emisión de A1-1, consistentemente con el radio de la subestructura recuadrada en la Figura 4 observado en NeII $12.8 \mu\text{m}$. Del análisis espectral podemos aseverar que en A1-1 se encuentran el máximo nivel de termalización, la máxima turbulencia en velocidades radiales y la más alta tasa de formación estelar.

No aparecen fuentes puntuales en nuestros datos NIR y MIR localizadas en la posición de la radiofuente TH2, hasta ahora considerada la candidata a núcleo galáctico por encontrarse en el centro de simetría del bulbo estelar. No detectamos ninguna perturbación cinemática alrededor de TH2. Dado que A1-1 (TH7) es la fuente más cercana al centro de simetría del disco circunuclear y es el centro de simetría de la curva de rotación en H2 estamos ante un escenario en los que el disco circunuclear y el núcleo se encuentran dinámicamente desacoplados de la estructura global, similar a lo propuesto para M 83 por Díaz et al. (2006) y predicho en detalladas simulaciones de galaxias espirales barradas (e.g. Emsellem et al., 2015, y referencias allí). La evidencia disponible es consistente con un escenario dinámico donde A1-1 es el núcleo descentrado de NGC 253.

Referencias

- Camperi J. A., et al., 2012, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 55, 253
 Díaz R. J., et al., 2006, ApJ, 652, 1122
 Díaz R. J., et al., 2013, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 56, 457
 Eikenberry S. S., Keremedjiev M., Carson J. C., 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7014 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Stabilized-speckle integral field spectroscopy: SPIFS. p. 5
 Emsellem E., et al., 2015, MNRAS, 446, 2468
 Fernández-Ontiveros J. A., Prieto M. A., Acosta-Pulido J. A., 2009, MNRAS, 392, L16
 Kornei K. A., McCrady N., 2009, ApJ, 697, 1180
 Rieke G. H., Low F. J., 1975, ApJ, 197, 17
 Telesco C. M., et al., 1998, in Fowler A. M., ed., Infrared Astronomical Instrumentation Vol. 3354 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, GatrCam: Gemini mid-infrared imager. pp 534–544
 Turner J. L., Ho P. T. P., 1985, ApJL, 299, L77



Espectroscopía infrarroja de la galaxia Seyfert NGC6300

G. Gaspar¹, A. D'Ambra¹, R. Diaz^{2,3}, G. Gunthardt³ & P. Gomez⁴

¹ *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (UNC)*

² *ICATE (CONICET)*

³ *Observatorio Astronómico de Córdoba (UNC)*

⁴ *Observatorio Gemini*

Contacto/ GC: gaiagaspar@gmail.com

Resumen / Se presenta un estudio espectroscópico en el rango infrarrojo cercano de la galaxia activa NGC 6300, realizado con el espectrógrafo Flamingos 2 del telescopio Gemini Sur. Los espectros fueron tomados en el rango de 1 a 2.4 μm , con una resolución espacial media de 0.6" y en este trabajo mostramos resultados preliminares para la banda *J*. El estudio global se basa en el análisis de las contribuciones relativas del núcleo Seyfert y de la formación estelar circunuclear en la emisión para discutir en última instancia el rol del AGN en el escenario de evolución dinámica de la galaxia. En particular mostramos aquí la detección de una componente ancha en la línea Pa β en esta galaxia, hasta la fecha clasificada como de tipo *Sy 2*.

Abstract / Here we present a spectroscopic study in the near infrared band of the active galaxy NGC 6300, with spectra obtained with the spectrograph Flamingos 2 of the telescope Gemini South. The spectra were taken in the range 1 to 2.4 μm , with a mean spatial resolution of 0.6", in this work we present preliminary results for a single band, *J*. This global study is based in the analysis of the relative contributions in the emission of the Seyfert nuclei and the circunuclear star formation to discuss later the role of the AGN in the scenarios of dynamical evolution of galaxies. We present the detection of a broad component in the Pa β emission line, an unexpected feature in this galaxy so far classified as a *Sy 2* type.

Keywords / Galaxies: active — Galaxies: Seyfert — Galaxies: nuclei — Techniques: spectroscopic

1. Introducción

El modelo unificado es a la fecha el modelo más aceptado para entender las diferencias entre los distintos tipos de núcleos activos. Propone que se trata en realidad de un único fenómeno que está siendo observado desde distintas direcciones y que las diferencias se deben a la gran anisotropía del objeto (Blanford & Rees 1978, Antonucci 1993 y referencias ahí). El objeto propuesto consiste en un agujero negro super masivo que está rodeado por un disco de acreción, nubes de gas circundantes y un toroide de polvo y gas molecular más frío. La radiación continua (que sigue una ley de potencias) originada en el disco de acreción ioniza las nubes de gas donde se producen las líneas de emisión en un amplio rango de ionización observadas en los espectros de los núcleos activos, estas nubes de gas presentan un gradiente de densidad y velocidad de adentro hacia afuera, a esto se debe el hecho de que de algunas regiones recibamos líneas permitidas anchas ($v \sim 1000 - 10000 \text{ km/s}$) y de otras regiones recibamos líneas prohibidas y permitidas angostas ($v \sim 100 - 500 \text{ km/s}$). El toroide de polvo es el responsable de la gran anisotropía del modelo ya que absorbe la radiación emitida en la dirección del plano del disco de acreción. Sin embargo, en la última década han aparecido algunos trabajos que presentan evidencias de que el panorama podría ser más complejo dándole al medio interestelar de la galaxia hiesped un rol fundamental al explicar las diferencias entre los distintos

tipos de núcleos activos. En trabajos realizados en la banda infrarroja se encuentra actividad nuclear en galaxias clasificadas como inactivas en el óptico (Goulding & Alexander, 2009) o mayor actividad nuclear relativa en galaxias ya clasificadas como activas en el óptico (Riffel et al. 2006). En base a estos trabajos seleccionamos una muestra de galaxias del hemisferio sur candidatas a albergar núcleos activos oscurecidos y ubicadas a distancias que permitan un muestreo espacial mejor que 50 pc. Estamos observando esta muestra en el infrarrojo cercano para identificar su actividad nuclear y contrastarla con las expectativas del modelo unificado, en particular con las propiedades geométricas que debería tener el toroide molecular. Las diez galaxias seleccionadas se encuentran a distancias tales que un muestreo de alta resolución espacial en Gemini permita separar la contribución circunuclear de la contribución nuclear en los espectros (propiedades físicas, cinemáticas y perfiles espaciales), en un rango espectral en el que la extinción intrínseca sea menos importante.

NGC 6300 es una galaxia espiral barrada y anillada clasificada como SB(rs)b, y presenta un núcleo activo con emisión de tipo *Seyfert 2* confirmado en el óptico. Sin embargo su estructura difiere sustancialmente de la del prototipo de galaxia barrada-anillada ya que no presenta anillo nuclear ni pseudo-anillo externo, esta peculiaridad hace particularmente interesante el estudio de la región nuclear y de la estructura global de NGC 6300. Por otro lado, NGC 6300 es el objeto de mayor excita-

ción en el diagrama de diagnóstico óptico de la muestra de Goulding & Alexander (2009), quienes realizaron un estudio de galaxias *Seyfert 2* brillantes en el infrarrojo medio, candidatas a albergar núcleos activos de tipo I fuertemente oscurecidos. Las imágenes ópticas muestran que la barra y la región nuclear están fuertemente oscurecidas por una banda de polvo, además por tratarse de una galaxia con baja latitud galáctica ($b = -14^\circ$) presenta fuerte extinción y contaminación por estrellas al frente, de aquí la importancia de estudiarla en el rango espectral infrarrojo. En la Fig. 1 se muestra una imagen de NGC 6300 en color $B - R$ donde se puede apreciar el fuerte oscurecimiento en la región nuclear que se presenta en las bandas ópticas, también se muestra la posición de la ranura, ubicada sobre el núcleo con precisión de $0.1''$, a lo largo del eje mayor de la estructura central de la galaxia y evitando las estrellas de fondo. En particular NGC 6300 presenta dos intensas estrellas de fondo, una a cada lado de la región nuclear. En la literatura se encuentran amplias referencias a la dificultad que estas estrellas han representado para el estudio de la galaxia pero, a pesar de que también se encuentran presentes en nuestros espectros, no han representado un problema ya que sólo nos interesa, en éste caso, estudiar la región nuclear a escalas sub-kpc.

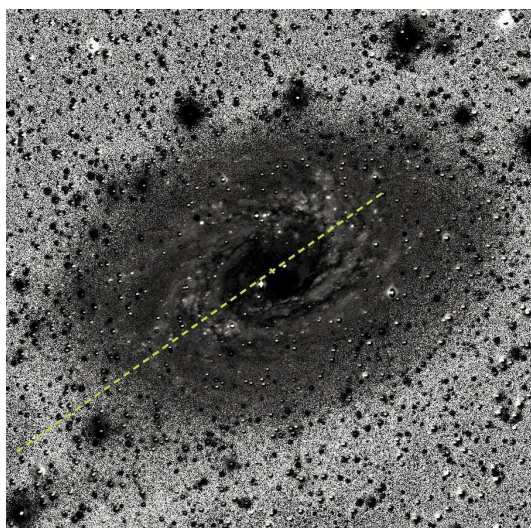


Fig. 1: Mapa $B - R$ del Atlas de Galaxias de Carnegie, y posición de la ranura de $0.54''$ con la que se tomaron los espectros presentados en éste trabajo. Nótese el fuerte enrojecimiento de la región central de esta galaxia en el rango óptico.

2. Observaciones y procesamiento de datos

FLAMINGOS-2 (F2) es un espectrógrafo multifunción que opera en el rango $0.9\text{-}2.5 \mu\text{m}$ (infrarrojo cercano) en el telescopio Gemini-Sur en Cerro Pachon. Posee un campo circular de $6'$ de diámetro y 7 filtros disponibles tanto para el modo imagen como para los dos modos espectroscópicos multiobjeto y ranura larga (Eikenberry et al. 2008, Díaz et al. 2013). En particular, para el modo de ranura larga hay disponibles tres grismas que

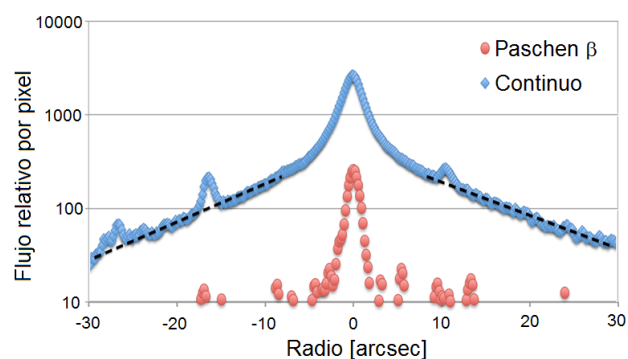


Fig. 2: Perfil espacial, en segundos de arco, de la emisión del continuo estelar, en el rango $12780\text{-}12880 \text{ \AA}$, y perfil espacial de la emisión $\text{Pa}\beta$ integrada. La emisión nebulosa nuclear está espacialmente resuelta. La línea de puntos demarca la región en la que el continuo estelar es dominado por la componente discoidal, para $r < 8''$ el bulbo domina la estructura.

combinados con las ranuras de $\sim 4.4'$ de largo y anchos variables entre 1 y 8 pixeles dan resoluciones nominales de entre 900 y 2500. En el modo $f/16$ la escala del pixel para F2 es de $0.18/\text{pixel}$, considerando que el seeing medio en Cerro Pachon es de ~ 3 pixeles, se obtiene una resolución espacial para NGC 6300 de $\sim 37 \text{ pc}$. Esto permite estudiar la emisión nuclear de la galaxia y separar la contribución del núcleo activo de la de la posible formación estelar violenta circunuclear hasta las escalas del centenar de parsecs. La capacidad infrarroja permite por otro lado caracterizar la región central fuertemente oscurecida en esta galaxia.

Contamos con espectros de resolución moderada (de 1000 en los extremos del rango a 3000 en el centro) de NGC 6300 en los filtros H , K_s , J y J_{low} tomados con ranuras de 2 pixeles y de 3 pixeles de ancho con el grisma R3K durante el período mayo-agosto de 2013. En este trabajo presentamos resultados sólo del filtro J que cubre el rango $1.099\text{-}1.401 \mu\text{m}$ tomados los días 24 y 26 de junio de 2013. Contamos también con los usuales *frames* de *dark*, *flat* y espectros de estrellas telúricas además de espectros de cielo tomados consecutivamente a los espectros de la galaxia, a $5'$ de distancia del objeto. Realizamos la reducción siguiendo procedimientos estándares de PYRAF y finalmente obtuvimos una combinación de nueve espectros con una relación señal ruido $S/N \sim 24$ por pixel espacial en el continuo del núcleo, en $1.20 \mu\text{m}$. La sustracción de la emisión y absorción del cielo son una tarea compleja en la región infrarroja ya que el cielo presenta una amplia variedad de líneas y sistemas absorbedores rápidamente variables.

La *pipeline* de reducción automática de datos de F2 en PYRAF aún se encuentra en desarrollo, por lo que el proceso de reducción debe analizarse en detalle paso por paso para producir un buen restado del cielo y para corregir la absorción atmosférica.

3. Primeros resultados y perspectivas

Hemos logrado identificar tres líneas de emisión nucleares que corresponden a líneas de hierro ($[\text{FeII}]\lambda 12570$), de azufre ($[\text{SIX}]\lambda 12520$) y de hidrógeno (HI , Paschen β $\lambda 12820$). Asimismo hemos logrado comprobar que dichas líneas de emisión corresponden únicamente a la región nuclear ya que no se encuentran presentes en extracciones de espectro de regiones no centrales.

Estudiamos también los perfiles espaciales del espectro obtenido para la banda J en una región de continuo en $1.26 \mu\text{m}$ y sobre la línea $\text{Pa}\beta$. En la Fig. 2 se muestran ambos perfiles, notar que en el caso del continuo (azul) se distinguen claramente dos componentes morfológicas cuyos parámetros aún debemos ajustar, el perfil está en escala logarítmica. El perfil espacial de la línea $\text{Pa}\beta$ (rojo) muestra que la emisión es extendida, dado que la resolución espacial de los espectros es de $0.6''$, y por lo tanto podemos asegurar que estamos minimizando la contribución de la región circunuclear en el pixel central.

Se realizó un ajuste gaussiano sobre las líneas angostas $[\text{FeII}]\lambda 12570$ y $[\text{SIX}]\lambda 12520$, dando anchos en velocidades de $v \sim 500 \text{ km/s}$, en la Fig 3 se muestra el ajuste y los residuos, realizado con el programa *gaussian*. En el caso de las líneas permitidas se detecta una posible componente ancha en la emisión de $\text{Pa}\beta$ ($\text{FWHM} > 1300 \text{ km/s}$, Fig 3) y de $\text{Br}\gamma$ (no mostrada aquí). Esta componente tiene un ancho que es típico para la región de líneas anchas de galaxias de tipo *Seyfert 1.5* o *Seyfert 1*, mientras que esta galaxia hasta ahora había sido clasificada como *Seyfert 2*, probablemente debido al enrojecimiento del núcleo. Esto es consistente con la hipótesis de que en el caso de NGC 6300, una galaxia de muy baja inclinación, la presencia de polvo y la contribución de la formación estelar enmascaran la fuente central, y no el toroide molecular del paradigma actual que unifica el fenómeno de los núcleos activos.

El análisis continuará con la caracterización de la componente ancha en todas las líneas permitidas del rango espectral $0.9\text{-}2.5$ micrones. En cuanto al proyecto global, trabajaremos con ésta muestra utilizando las técnicas de observación y análisis desarrolladas a partir del caso específico de NGC 6300.

Referencias

- Antonucci R., 1993, *ARA&A*, 31, 473
 Blandford R. D., Rees M. J., 1978, *Physica Scripta*, 17, 265
 Diaz R., et al., 2013, in *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía*, en prensa Vol. 56, Estado y Rendimiento del espectrografo criogenico F2. p. 0
 Eikenberry S., et al., 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7014 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, FLAMINGOS-2: the facility near-infrared wide-field imager and multi-object spectrograph for Gemini*. p. 0
 Goulding A. D., Alexander D. M., 2009, 408, 59
 Riffel R., Rodríguez-Ardila A., Pastoriza M., 2006, in *Astronomy and Astrophysics Vol. 457, A 0.8-2.4 μm spectral atlas of active galactic nuclei*. pp 61–70

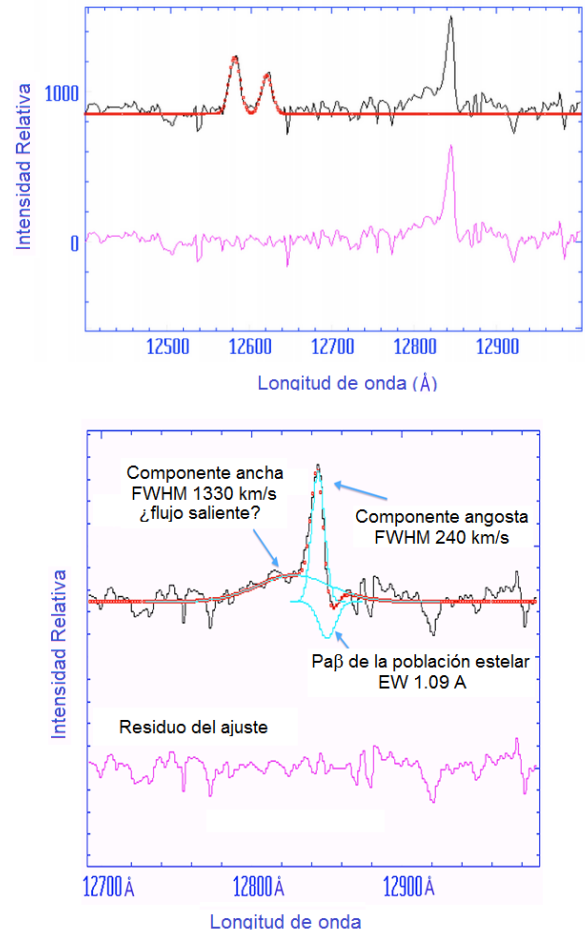


Fig. 3: Espectro de los $0.18''$ centrales, en la banda J. (arriba) Ajuste de perfiles gaussianos a las líneas $[\text{FeII}]\lambda 12570$ y $[\text{SIX}]\lambda 12520$ junto con los residuos del ajuste por cuadrados mínimos. (abajo) Ajuste preliminar de componentes gaussianas en $\text{Pa}\beta$. La emisión nuclear aparece con desplazamiento Doppler al azul (flujo saliente) con respecto a la velocidad del sistema dada por la componente estelar del bulbo. El ajuste mostrado corresponde al mínimo ancho Doppler posible para la componente ancha.



Evolución de galaxias y QSOs. Modelo evolutivo-explosivo-compuesto: fase final de galaxias y origen explosivo de galaxias enanas

S.L. Lípari^{1,2}, R.J. Terlevich³, Y. Taniguchi⁴, E. Mediavilla⁵, M. Bergmann⁶, B. García-Lorenzo⁵, S.F. Sánchez⁷, W. Zheng⁸, B. Punsly⁹ & D.C. Merlo¹

¹ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba (OAC-UNC), Argentina.

² Consejo de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET).

³ Institute of Astrophysics, University of Cambridge (UK).

⁴ Research Center for Space and Cosmic Evolution, Ehime University, Matsuyama (Japan).

⁵ Instituto de Astrofísica de Canarias, Tenerife (España).

⁶ Gemini Observatory (Chile; USA).

⁷ Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Tonantzintla, Puebla (Mexico).

⁸ Department of Physics & Astronomy, John Hopkins Univ., Baltimore (USA).

⁹ ICRANet, Piazza della Repubblica 10 Pescara 65100, Italia.

Contacto/ SLL: lipari@oac.uncor.edu

Resumen / En este trabajo presentamos nuevos resultados de nuestro modelo evolutivo-explosivo-compuesto de Galaxias, Cuásares y AGNs. En particular: explicamos el concepto de fase final de una galaxia y el hecho de que al menos una fracción de las galaxias enanas pueden ser explicadas con este modelo. También sugerimos que el prototipo de galaxia starburst M82 puede ser una galaxia enana en la fase previa a la final. Además comentamos nuevas observaciones Gemini de BAL+FeII+IR QSOs a medio-alto redshift. Para poder interpretar estos resultados en un contexto más amplio hemos realizado una introducción a nuestro modelo y algunos de los resultados previos más relevantes, entre ellos: (i) Diagrama de Evolución de Galaxias, QSOs, y AGNs; (ii) Nuestro Modelo Evolutivo-Explosivo-Compuesto explica en un mismo proceso: la interacción de “Starburst” y los Agujeros Negros supermasivos que generan HiperNovas, el Origen de los Rayos Cósmicos Ultra-Energéticos y la Materia Oscura. (iii) Observación y Teoría de la Formación y de la fase final de Galaxias, vía Explosión de HiperNovas en QSOs y AGNs.

Abstract / We present new results of our evolutionary-explosive- composite model of Galaxies, Quasars and AGNs. In particular: we explain the concept of final phase of a galaxy and the fact that at least a fraction of dwarf galaxies can be explained by this model (as a stage prior to the final). In addition, we explain that the prototype of the starburst galaxy M82 could be a dwarf galaxy previous to the final phase. Also, we discuss new Gemini observations BAL + FeII + IR medium-high redshift QSOs. To interpret these results we performed an introduction to our model and some of the most previous relevant results, including: (i) Evolution Diagram of Galaxies, QSOs and AGNs; (ii) Our Evolutionary-Explosive-Compound Model explains in the same process: the interaction of “Starburst” and Supermassive black holes that generate hypernova, the Origin of Ultra Energetic Cosmic Rays and Dark Matter. (iii) Observation and Theory of Formation and Final Phase of Galaxies via hypernova explosions in QSOs and AGNs.

Keywords / Galaxies: evolution, starburst — galaxies: quasars: emission lines — cosmology: dark matter

1. Introducción

Un tema principal de Astrofísica y Física Teórica es el estudio del origen de las fuentes de energía en los núcleos activos de galaxias (AGNs) y los cuásares (QSOs). Existen varios modelos que explican los resultados observacionales: modelo estándar y unificado de AGNs: Rees (1984); modelo de formación estelar violenta: Terlevich et al. (1992); y modelos compuestos: Norman & Scoville (1988) y Lípari et al. (1994). Estos modelos adolecen del problema que son estáticos.

Lípari (1994) encontró un diagrama evolutivo para Galaxias, QSOs y AGNs. Terlevich et al. (1992) ana-

lizó la evolución de un starburst (SB) con supernovas en AGNs de baja luminosidad. En una síntesis de estos estudios, Lípari & Terlevich (2006) presentaron un escenario unificado de la evolución de QSOs y AGNs, donde la interacción entre el disco de acreción alrededor de un agujero negro supermasivo y la formación estelar generan hipernovas y el viento galáctico asociado. Este escenario analiza la aparición de la región de líneas angostas y anchas, la emisión extrema en IR+Fe II y la aparición de BAL. En este modelo los BAL+IR+Fe II QSOs son objetos jóvenes de transición entre merger y QSO estándar (tal como lo muestra nuestro diagrama).

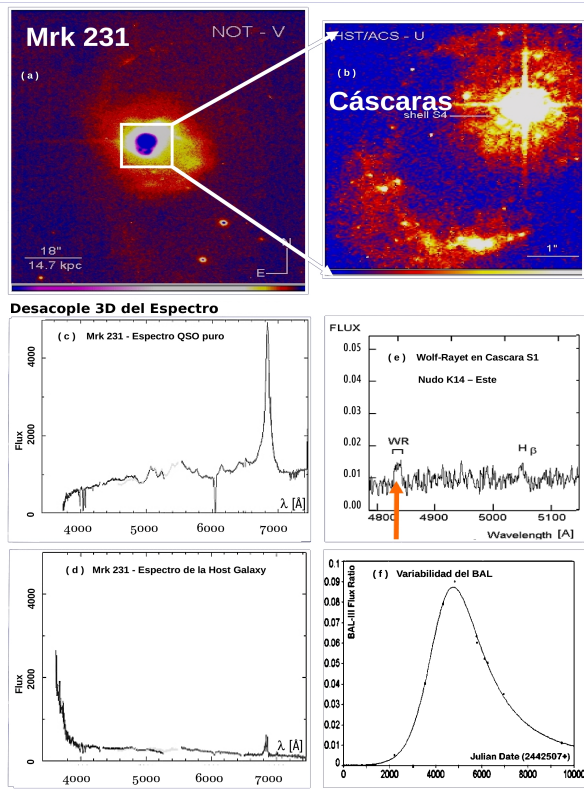


Fig. 1: Mrk 231: BAL+IR+FeII QSO con múltiples shells y variación exponencial del BALIII (Lípari et al., 2009)

Lípari et al. (2009) explican que a través de explosiones de supernovas e hipernovas se pueden generar tanto los rayos cósmicos ultra-energéticos como así también la materia oscura. Además, en este trabajo se define en forma general la formación y la fase final de galaxias via explosiones de hipernovas. Para comprender nuestros nuevos resultados es importante al menos comentar brevemente nuestros tres trabajos más relevantes:

NGC 5514: en este merger, con imágenes en H α y espectroscopía 3D de La Palma, detectamos la primer burbuja de viento galáctico en el momento de ruptura. Estudiamos en detalle la cinemática del merger y la burbuja. En los espectros de los nodos de la burbuja encontramos evidencias de estrellas masivas (Wolf-Rayet) que, según Norman & Ikeuchi (1988), son los únicos objetos capaces de producir las rupturas de las burbujas y el disco galáctico.

Mrk 231: (Fig. 1) en este merger, con imágenes en H α del Observatorio de La Palma-NOT (Nordical Optical Telescope) y HST, detectamos un sistema múltiple de viento galáctico. Estudiamos la cinemática del sistema de burbujas con espectroscopía 3D La Palma WHT-Integral y Gemini-GMOS. Detectamos estrellas Wolf-Rayet en los nodos de las cáscaras múltiples de viento galáctico; y encontramos que en el sistema variable BAL III, la caída de la curva de variabilidad sigue una ley exponencial similar a la de la supernova o una cáscara de super-viento.

IRAS 04505-2958: (Fig. 2) este QSO fue detectado como BAL usando nuestro diagrama de evolución, ya que su posición en el mismo se encuentra en la línea de transi-

ción y en el medio de dos BAL+IR+FeII QSOs. Además, este es uno de los QSO más interesantes ya que en los estudios de procesamiento de imágenes para desacoplar la galaxia host-anfitriona del QSO no se detecta dicha galaxia (es el único QSO que muestra esta característica, en un muy amplio survey). Nosotros propusimos que dicha galaxia, que no es observada pero que si se detecta una shell (al mismo redshift del QSO), podría ser explicada con nuestro modelo evolutivo-explosivo-compuesto: es decir una galaxia en su fase final. Lípari et al. (2009) estudiaron con imágenes del HST y espectroscopía 3D Gemini IRAS04505-2958, confirmando los resultados previos. Además, en la parte teórica de este trabajo, se explicó en forma detallada la generación de rayos cósmicos ultra-energéticos y materia oscura empleando nuestro modelo evolutivo-explosivo-compuesto.

En este trabajo presentamos un análisis espectroscópico que complementan los resultados obtenidos por Lípari et al. (2009) de dos QSOs a moderado redshift (SDSS 030000.56+004828.0 y SDSS 143821.40+094623.2). Luego, explicamos teóricamente el concepto de fase final de una galaxia y el hecho de que al menos una fracción de las galaxias enanas pueden ser explicadas con nuestro modelo evolutivo.

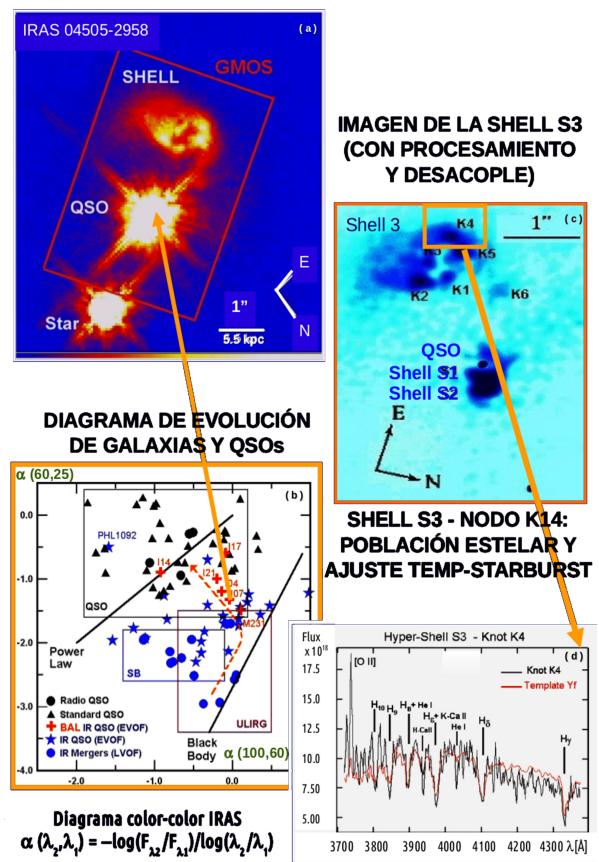


Fig. 2: IRAS 04505-2958: BAL + IR + FeII QSO con múltiples shells y QSO sin galaxia (Lípari et al., 2009).

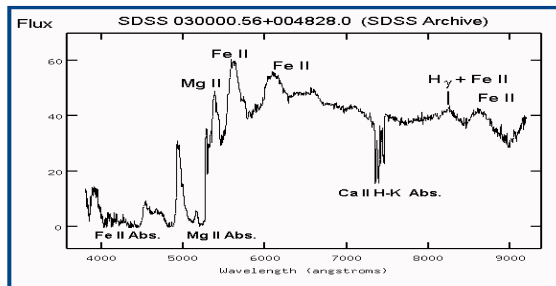
2. Nuevos resultados observacionales

Analizamos Espectroscopía 3D obtenidas por el instrumento Gemini-GMOS en modo IFU (Integral Field Unit) de dos BAL+FeII+IR QSOs con $z \sim 1$ (Fig. 3):

SDSS 030000.56+004828.0 (S03) este QSO muestra emisión extrema en Fe II y en especial el sistema BAL es muy fuerte en Ca II. Además en el azul y el UV el continuo del espectro cae a valores de flujo próximos a cero. Las cuales son propiedades típicas del espectro de Mrk 231 (considerados por nosotros el prototipo de BAL+Fe II+IR QSO), por ello este SDSS QSO puede considerársele un clon de Mrk 231 y otro prototipo de BAL+FeII+IR QSO.

SDSS 143821.40+094623.2 (S14) este QSO fue detectado por Lu et al. (2015) en el estudio DE la línea [OII] 3727 en el extenso survey SDSS, siendo el mismo el de mayor emisión. Este objeto es un *low ionization* BAL QSO, con valor muy alto del cociente de líneas de emisión [OII]3727/[NeIII] 3839=12-15, el cual es un orden de magnitud más alto que el observado en QSOs, ver referencias en Lu et al. (2015); y también en [OII]3727/[OII]5007=2.2, 10 veces el valor medio de QSOs tipo II (Lu et al., 2015). Todos estos resultados, junto con una gran emisión en el continuo IR (y en [FeII]), nos demuestra que estamos en presencia de un SB extremo. Es importante destacar que este BAL+FeII+IR QSO detectado con una nueva técnica (un relevamiento de emisión extrema en [OII] 3727 en el amplio survey de QSOs SDSS) y por otro grupo de investigación (Lu et al., 2015, colaboración internacional de astrónomos de China, USA y Alemania) confirman nuestros estudios con el modelo evolutivo.

SDSS 030000.56+004828.2: BAL+Fe II+IR (clon Mrk 231)



SDSS 143821.40+094623.2: Extremo Fe II y [O II]

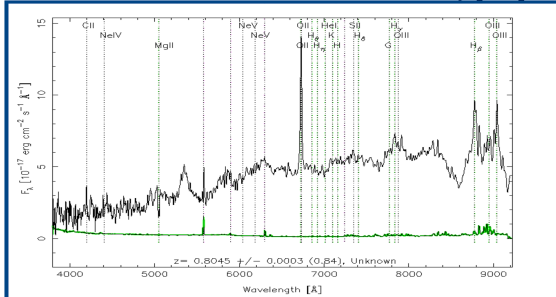


Fig. 3: BAL + IR + FeII S03 y S14 a $z \sim 1$. De estos objetos se están analizando datos GEMINI.

3. Nuevos resultados teóricos

A) Definición de Fase Final de una Galaxia:

Un tema pendiente en nuestros estudios es el significado preciso de las fases finales de las galaxias. Pensamos que el concepto físico básico es el proceso explosivo múltiple en QSOs, puede producir la expulsión de un porcentaje muy importante del ISM, lo cual implicaría afectar en forma notable la próxima generación de estrellas. Es decir, una nueva generación de estrellas muy deficiente, implicaría para la galaxia el comienzo de su fase final.

B) Modelo Explosivo del Origen de Galaxias Enanas: Estos conceptos pueden ser aplicados al estudio del origen de una fracción de galaxias enanas. Es decir, ciertos procesos explosivos combinados con la interacción de galaxias pueden expulsar un porcentaje importante del ISM. Esto llevaría a que la próxima generación de estrellas fuera solo parcialmente deficiente. El origen de las galaxias enanas podría estar asociada a la fase final de una galaxia y no solo a etapas iniciales, como postulan los modelos jerárquicos de origen de galaxias.

C) Origen de la Galaxia SB con viento galáctico M82: El prototipo de galaxias SB M82 (en interacción con M81 y M83) podría ser explicado con los conceptos del párrafo anterior: el viento galáctico extremo y la interacción habrían podido expulsar una importante fracción del ISM; esto produjo formación estelar deficiente y una galaxia enana en la fase previa a la final. Por esto proponemos que M82 puede ser el prototipo de galaxias enanas originadas por explosión de hipernovas.

4. Conclusiones

En este trabajo presentamos: (i) una definición precisa de fase final de Galaxias, (ii) una explicación del origen de algunas galaxias enanas via fase final de galaxias (por explosiones de hipernovas), y (iii) sugerimos que el prototipo de galaxia SB con viento galáctico M82, podría ser una galaxia enana en una fase previa a la final.

Encontramos que S03 es un QSO que muestra extrema emisión en Fe II, con un sistema BAL muy intenso en Ca II, mientras que en el azul y UV su continuo decae a valores próximos a cero; estas propiedades sugerirían que a este QSO puede considerársele un clon de Mrk 231 y otro prototipo de BAL+FeII+IR QSO. También confirmamos que S14 presenta emisión extrema en la línea [OII]3727 (y alto valor en los cocientes [OII]3727/[NeIII]3869 y [OII]3727/[OII]5007), lo cual sumado a una gran emisión en el continuo IR y en [FeII] lo calificaría como un SB extremo.

Referencias

- Lu H., et al., 2015, ApJLett (priv.comm.), pp 1–12
- Lípari S., 1994, ApJ, 436, 102
- Lípari S., Colina L., Macchetto F., 1994, ApJ, 427, 174
- Lípari S., et al., 2009, MNRAS, 398, 658
- Lípari S., et al., 2009, MNRAS, 392, 1295
- Lípari S. L., Terlevich R. J., 2006, MNRAS, 368, 1001
- Norman C., Ikeuchi N., 1988, ApJ, 395, 372
- Norman C., Scoville N., 1988, ApJ, 332, 124
- Rees M. J., 1984, ARAA, 22, 471
- Terlevich R., et al., 1992, MNRAS, 255, 713



Función de luminosidad a partir de distancias fotométricas

A. Taverna¹ & A. Zandivarez^{2,3}

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

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

³ *Observatorio Astronómico de Córdoba (UNC), Laprida 854, X5000BGR, Córdoba, Argentina.*

Contacto/ AT: antotaverna@gmail.com

Resumen / En este trabajo se intenta establecer las bases estadísticas para el estudio de la evolución de la población de galaxias en el universo bajo distintas condiciones. Esto se realiza a través del estudio de la función de luminosidad de galaxias, en este caso, calculada mediante el uso de estimadores de distancias denominados corrimientos al rojo (*redshift*), que vienen determinados mediante información solamente fotométrica. Esto permitirá incrementar considerablemente el número y los tipos de galaxias involucradas en nuestros estudios. El trabajo está orientado a un catálogo fotométrico en particular, el Javalambre Physics of the Accelerating Universe Astrophysical Survey, el cual cubrirá más de 8000 grados cuadrados y tendrá información fotométrica en 54 bandas angostas y 5 bandas anchas, lo que permitirá obtener *redshifts* fotométricos con una gran precisión. Utilizamos un catálogo sintético, que simula las características principales del futuro catálogo, realizado a partir de la simulación Millennium I en conjunto con un modelo semianalítico de formación de galaxias. Este catálogo posee galaxias sintéticas con todas las propiedades necesarias para estudiar el problema de la determinación de la función de luminosidad y su evolución. Analizamos la eficacia del método comparando con la función de luminosidad a partir de *redshifts* espectroscópicos. Esto permite determinar si es posible obtener resultados confiables al intentar estudiar la evolución de la función de luminosidad con *redshifts* fotométricos.

Abstract / In this work we attempt to establish the statistical basis for the study of the evolution of populations of galaxies in the universe under different environments, through the analysis of the luminosity function of galaxies calculated in deep photometric catalogues with only photometric information. These catalogues will considerably increase the number and types of galaxies involved in future studies. The main aim of this work is to test the reliability of estimating the galaxy luminosity function calculated by using photometric redshifts as distance estimator. This work is oriented to a photometric catalogue in particular, the Javalambre Physics of the Accelerating Universe Astrophysical Survey, which will cover more than 8000 square degrees and will have information in 54 narrow bands and 5 broad bands in the optical frequency range, which will allow to obtain photometric redshifts with high accuracy. To perform the statistical tests, we used a mock galaxy catalogue constructed from the Millennium I simulation plus a semianalytical model of galaxy formation which mimics the main properties of the future survey. This mock catalogue provides us a sample of synthetic galaxies with all the properties needed to study the problems involved in the determination of the luminosity function and its evolution. We analyzed the effectiveness of the method to recover the luminosity function obtained by using spectroscopic information. This allowed us to determine whether it is possible to obtain reliable results when attempting to study the evolution of the luminosity function using photometric redshifts.

Keywords / galaxies: luminosity function, mass function – galaxies: evolution – methods: statistical – methods: numerical

1. Introducción

El estudio de la evolución de las galaxias en el universo es uno de los tópicos más interesantes de la astronomía extragaláctica. Una herramienta estadística fundamental para la descripción de las poblaciones de galaxias es la Función de Luminosidad (FL), la cual brinda información de la densidad numérica de galaxias para un rango específico de luminosidad o magnitud absoluta.

Numerosos trabajos sobre la FL han sido realizados utilizando la confiable información espectroscópica. Sin embargo, el advenimiento de grandes relevamientos fotométricos sin información espectroscópica hace necesario adaptar los métodos conocidos para obtener estimas robustas de la FL. Una de estas modificaciones fue realizada por Subbarao et al. (1996), quienes adaptaron el

tradicional método *C* para estimar la FL (Lynden-Bell, 1971) para usar el *redshift* fotométrico como estimador de distancia. En este trabajo usaremos ese método para el cálculo de la FL, para estudiar su confiabilidad en el estudio de la evolución de la población de galaxias en un catálogo fotométrico sintético con información fotométrica únicamente, construido por Zandivarez et al. (2014).

Este trabajo está ordenado de la siguiente manera: en la sección 2 describimos el catálogo sintético utilizado, mientras que en la sección 3 detallamos los métodos utilizados para estimar la FL. En la sección 4 resumimos los resultados y en la sección 5 establecemos nuestras conclusiones.

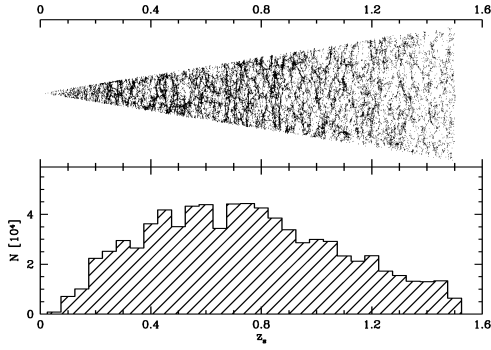


Fig. 1: *Panel Superior*: Distribución de galaxias simuladas en función del *redshift*. *Panel Inferior*: Distribución de *redshifts* de galaxias con $i_{SDSS} \leq 23$ en el volumen seleccionado con una cobertura angular de $17,6 \text{ deg}^2$.

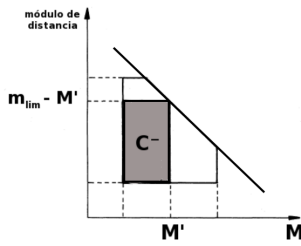


Fig. 2: El valor $C(M) = C^-$, en el plano magnitud absoluta-módulo de distancia.

2. El catálogo sintético

El trabajo está orientado al catálogo fotométrico Javalambre Physics of the Accelerating Universe Astrophysical Survey, JPAS, que cubrirá 8000 grados cuadrados y proporcionará información fotométrica en 54 bandas angostas y 5 bandas anchas.

Para estudiar la confiabilidad de la estima de la FL usando *redshifts* fotométricos utilizaremos datos del catálogo sintético del futuro JPAS (Zandivarez et al., 2014) construido usando la simulación Millennium I (Springel et al., 2005) en conjunto con un modelo semianalítico de formación de galaxias (Guo et al., 2011). La muestra obtenida es limitada en volumen con magnitudes absolutas en la banda i del Sloan Digital Sky Survey (SDSS) menores que $-16,4$, conteniendo 6756097 galaxias hasta $z \sim 1,5$, y en un ángulo sólido de $17,6 \text{ deg}^2$. El catálogo sintético espectroscópico final contiene 793559 galaxias con $i_{SDSS} \leq 23$. La Figura 1 muestra la distribución espacial de galaxias en función del *redshift* en el cono de luz seleccionado (panel superior) y su correspondiente distribución de *redshifts* (panel inferior).

3. Función de Luminosidad: métodos

Los métodos de estimación de la FL fueron desarrollados teniendo en cuenta las limitaciones en magnitud aparente de los relevamientos. Para obtener la magnitud absoluta es necesario contar con un estimador de distancia para las galaxias. Generalmente se utiliza el *redshift* espectroscópico, pero dada la dificultad de obtener estos *redshifts* para galaxias débiles surge la técnica de estima

de *redshifts* fotométricos (z_f). El z_f es una estimación del *redshift* de galaxias utilizando sólo las bandas fotométricas en lugar de la espectroscopía. Esta técnica ha ganado un gran interés en los últimos años, pues se han realizado varios relevamientos fotométricos multibanda, que cuentan con un gran número de objetos de difícil acceso para las observaciones espectroscópicas, pero el cálculo del z_f hasta ahora es de baja precisión. Para estimar la FL, en este trabajo usaremos el método C, originalmente desarrollado por Lynden-Bell (1971), adaptado al uso de *redshifts* espectroscópicos ó fotométricos.

3.1. Método espectroscópico

Para estimar la FL con el método C utilizamos una versión simplificada realizada por Choloniewski (1987) que permite obtener simultáneamente la forma de la FL ($\phi(M)$) y su normalización. El método consiste en medir el valor $C(M)$ (ver Figura 2) el cual representa el número total de objetos observables más brillantes que M que pueden ser observados si su magnitud fuese M . De esta forma construimos muestras completas en volumen y podemos estimar la FL sin perder galaxias débiles. Las magnitudes absolutas son obtenidas utilizando las magnitudes aparentes y los *redshifts* espectroscópicos a través de la fórmula del módulo de distancia. Teniendo en cuenta la fórmula recursiva deducida por Choloniewski (1987) para ψ_{i+1} ,

$$\psi_{i+1} = \psi_i(C_i + 1)/C_{i+1} \quad (1)$$

se puede estimar la FL usando

$$\phi(M) = \frac{\sum_i^{M_i} \psi_i \sum_{j=1}^N d_j}{V \Delta M} \quad (2)$$

donde V es el volumen de la muestra y la suma de d_j depende de ψ_i y C_i .

3.2. Método fotométrico

Con el surgimiento de relevamientos fotométricos, Subbarao et al. (1996) modificaron el método C para poder obtener el valor de C utilizando *redshifts* fotométricos y asumiendo que su distribución de errores es gaussiana. De esta manera se obtiene una función continua en magnitud absoluta $C(M)$,

$$C(M) = \frac{1}{2} \sum_i \text{erfc} \left(\frac{z_i^* - z_{fi}}{\sigma_i} \right) - \text{erfc} \left(\frac{z_{lim}^* - z_{fi}}{\sigma_i} \right) \quad (3)$$

donde $z_j^* = z^*(m_j, M)$ es el *redshift* que tendría la galaxia j si tuviese magnitud aparente m_j y absoluta M , y σ_i es el ancho de la distribución de errores.

La FL es obtenida a partir de

$$\phi(M) = A \exp \left(\int_{-\infty}^M \frac{dX(M')}{C(M')} \right) \frac{dX(M)}{C(M)} \quad (4)$$

donde $X(M)$ es el primer término de la sumatoria de $C(M)$ y A es una constante de normalización.

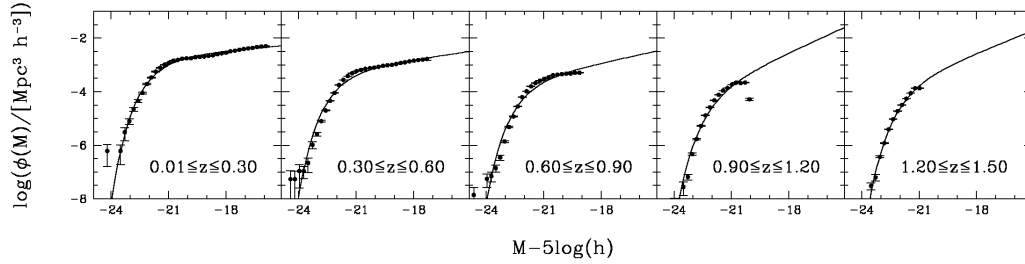


Fig. 3: FL de galaxias simuladas estimada con el Método C espectroscópico (Choloniewski, 1987) en diferentes rangos de *redshifts* usando la magnitud aparente en la banda i_{SDSS} . Los errores fueron estimados mediante la técnica de remuestreos *bootstrap*. La línea sólida muestra el ajuste realizado usando una función de Schechter (Schechter, 1976).

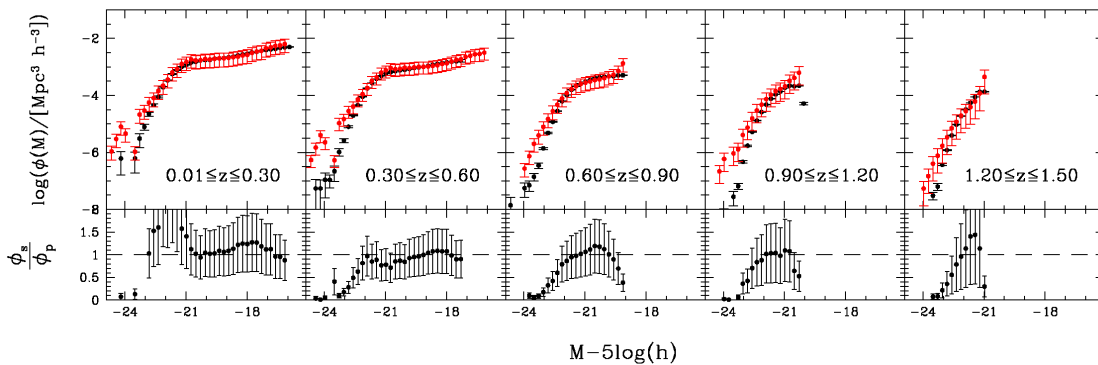


Fig. 4: *Panel Superior*: FL de galaxias sintéticas estimada con el método C espectroscópico (Negro) junto a la FL estimada con método C fotométrico (Rojo) para diferentes rangos de *redshifts*. Los errores fueron calculados mediante la técnica de remuestreo *bootstrap*. *Panel Inferior*: Cociente entre las funciones del panel superior, donde se pueden observar las fluctuaciones entre los estimadores. Los errores se calcularon mediante propagación de errores.

4. Resultados

Utilizando el método C espectroscópico (Choloniewski, 1987) calculamos la FL con magnitudes en la banda i_{SDSS} para cinco rangos de *redshifts*. En la Figura 3 se pueden observar las diferentes estimas de la FL con su correspondiente ajuste (línea sólida) utilizando la función de Schechter (Schechter, 1976). De la misma manera se calculó la FL pero usando *redshifts* fotométricos como estimadores de distancias. Mediante el método C fotométrico (Subbarao et al., 1996) se obtuvo la FL para los mismos cinco rangos de *redshifts* como se muestra en el panel superior de la figura 4 (puntos rojos). Los errores fueron calculados mediante la técnica de remuestreos *bootstrap*. Para estudiar la confiabilidad del método C fotométrico comparamos dichos resultados con la FL estimada con *redshifts* espectroscópicos. En el panel inferior de la Figura 4 se muestra la discrepancia entre ambos métodos. El error del cociente fue calculado usando propagación de errores. Puede verse que ambas determinaciones concuerdan en un amplio rango de magnitudes absolutas.

5. Conclusiones

Los resultados nos permiten concluir que la FL estimada con *redshifts* fotométricos es estadísticamente

confiable para recuperar la FL espectroscópica en un amplio rango de magnitudes absolutas. Las diferencias que se observan en el extremo brillante de la FL pueden deberse a que el ángulo sólido subtendido por el catálogo sintético es chico y por lo tanto, los volúmenes involucrados producen una pobre estadística para las galaxias brillantes. Es importante remarcar que el método utilizado asume una distribución de errores gaussiana. Esto podría mejorarse si se asume una distribución de errores que reproduzca más fehacientemente la distribución observada de errores, como puede ser una distribución de errores con alas más pronunciadas como la Lorentziana (Zandivarez et al., 2014).

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET) y la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad de Córdoba (SeCyT).

Referencias

- Choloniewski J., 1987, MNRAS, 226, 273
- Guo Q., et al., 2011, MNRAS, 413, 101
- Lynden-Bell D., 1971, MNRAS, 155, 95
- Schechter P., 1976, ApJ, 203, 297
- Springel V., et al., 2005, Nature, 435, 629
- Subbarao M. U., et al., 1996, AJ, 112, 929
- Zandivarez A., et al., 2014, AAP, 561, A71



Grupos de galaxias con corrimiento al rojo intermedio

J.M. Salerno³, H. Muriel^{1,2}, M.V. Alonso^{1,2} & C. Valotto¹

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

² *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

³ *Universidad Nacional del Nordeste*

Contacto/ HM: hernan@oac.unc.edu.ar

Resumen / Presentamos un nuevo catálogo de grupos de galaxias identificados de una muestra de 677 espectros obtenidos con el espectrógrafo VIMOS-MOS del VLT. La muestra tiene un rango en corrimientos al rojo de $0 < z < 0,8$ e incluye galaxias más brillantes que $m = 22,5$ en la banda R seleccionadas de forma aleatoria. Los grupos son identificados mediante el algoritmo de percolación FOF (Friends-of-friends). Las longitudes de vinculación las tomamos como $l_{\perp} \propto n^{-1/3}$ y $l_{\parallel} \propto n^{-1/3}$, siendo n la densidad numérica de galaxias. Se realizó una reconstrucción visual de los grupos obtenidos por el algoritmo FOF. Además, se estimaron las propiedades básicas de los grupos: dispersión de velocidades, masa y radio virial.

Abstract / We present the construction of a catalog of groups of galaxies obtained through a sample of 677 spectra obtained with VIMOS-MOS spectrograph at the VLT. The sample has a redshift range $0 < z < 0,8$ and includes randomly selected galaxies brighter than $m = 22,5$ in the R band. Groups of galaxies are identified using the algorithm Friends-of-friends (FOF). Linking lengths are taken as $l_{\perp} \propto n^{-1/3}$ and $l_{\parallel} \propto n^{-1/3}$. We also performed a visual reconstruction of the FOF groups. Finally, the basic properties of groups were estimated: velocity dispersion, virial mass and radius.

Keywords / Galaxies: evolution — Galaxies: groups: general

1. Introducción

Los grupos de galaxias definen el entorno en el que la mayoría de las galaxias residen. El estudio de las propiedades de las galaxias en grupos con diferentes corrimientos al rojo (redshift) es una prueba directa de cómo el entorno afecta la formación y evolución de galaxias con el tiempo. Además, la caracterización de las galaxias en grupos proporciona información sobre el contenido de materia oscura (DM). También proporcionan los sitios ideales para estudiar la interacción entre galaxias y el estudio de rayos X del gas caliente intra-grupo. Todo esto hace que los grupos de galaxias sean útiles trazadores de la estructura en gran escala del Universo. Resulta conveniente entonces disponer de catálogos de grupos de galaxias. Si bien en los últimos 15 años se han realizado grandes revelamientos de redshift, éstos se han concentrado mayoritariamente en el Universo cercano.

Desde un punto de vista observacional, hay diversas maneras de identificar grupos de galaxias. En el marco del modelo lambda de materia oscura fría (Λ CDM), es natural asociar los grupos con halos de DM. En este marco, definiremos un grupo de galaxias como el conjunto de cuatro o más galaxias que tienen una alta probabilidad de estar unidos gravitacionalmente. Existen en la literatura diferentes técnicas observacionales para identificar grupos. En este trabajo identificamos los grupos de galaxias a través de una de sus características fundamentales: la sobredensidad en el espacio de redshift. Dado un conjunto de galaxias con posiciones angulares en el cielo y con *redshifts*, la tarea del identificador es determinar

los conjuntos de galaxias que tienen mayor probabilidad de representar verdaderas estructuras ligadas. A pesar de que se cuenta con redshifts espectroscópicos precisos, el identificador se enfrenta a ciertas dificultades como consecuencia de distorsiones en el espacio de redshift. Éstas son debidas a las velocidades peculiares de las galaxias, lo que causa que la relación entre la distancia y el redshift (ley de Hubble) se altere (efecto Dedos de Dios). Otra dificultad a tener en cuenta, es el corte por magnitud aparente, lo que genera que la muestra tenga una densidad de galaxias ($n(z)$) menor a medida que aumenta el corrimiento al rojo.

2. Identificador de grupos de galaxias

2.1. Muestra

Utilizamos una muestra de 677 espectros de galaxias obtenidas con el telescopio VLT en la dirección al cúmulo de galaxias Abell 2731. La muestra posee imágenes y espectroscopía profunda utilizando el espectrógrafo VIMOS-MOS. La muestra incluye galaxias más brillantes que $m = 22,5$ en la banda R seleccionadas de forma aleatoria en cuatro cuadrantes. La reducción de los espectros utilizados en este trabajo se encuentra descripta en Alonso et al. (en preparación 2014).

2.2. Elección del algoritmo

Hasta la fecha, el método más frecuentemente utilizado para identificar grupos es el algoritmo de percolación

denominado amigo de amigos (friends-of-friends, FOF) propuesto por Huchra & Geller (1982). En particular nosotros aplicamos la versión de Eke (2004) utilizada por Knobel et al. (2009) para grupos a alto redshift. El algoritmo tiene en cuenta la forma y el tamaño del volumen de enlace y cómo varía a lo largo del relevamiento. El volumen de enlace es especificado por la longitud de enlace perpendicular l_{\perp} y la longitud de enlace paralela l_{\parallel} a la línea de la visión. El ingrediente más importante de nuestro algoritmo identificador de grupos es la elección de las longitudes de enlace. Una condición que se busca satisfacer a la hora de elegir estas longitudes es que, dado un grupo de galaxias identificado incompletamente (debido al corte por magnitud aparente) las propiedades básicas que inferimos no cambien sustancialmente. Siguiendo a Eke (2004) nosotros escalamos ambas, l_{\perp} y l_{\parallel} , como $n^{-1/3}$, siendo n la densidad numérica de galaxias. Este criterio dá lugar a grupos de forma y sobredensidades similares a lo largo de la muestra. Con respecto al tamaño del volumen de enlace, es razonable tomar $l_{\perp} > l_{\parallel}$, ya que hay que tener en cuenta el alargamiento en el espacio del corrimiento al rojo a lo largo de la línea de la visión.

2.3. Criterios de vinculación

Sean dos galaxias i y j con distancias comóviles d_i y d_j , respectivamente. Estas dos galaxias están asignadas a un mismo grupo si su separación angular cumple

$$\theta_{ij} \leq \frac{1}{2} \left(\frac{l_{\perp,i}}{d_i} + \frac{l_{\perp,j}}{d_j} \right) \quad (1)$$

y, simultáneamente, la diferencia entre sus distancias satisfice

$$|d_i - d_j| \leq \frac{l_{\parallel,i} + l_{\parallel,j}}{2} \quad (2)$$

siendo

$$l_{\perp} = \min \left[L_{max}(1+z), \frac{b}{n^{1/3}} \right]; \quad l_{\parallel} = R l_{\perp}$$

donde $n(z)$ es la densidad de galaxias por intervalo de volumen comóvil, L_{max} , b y R son parámetros libres del algoritmo. L_{max} se introduce para evitar valores grandes no físicos de las longitudes de enlace. El parámetro R permite que l_{\perp} sea más grande que l_{\parallel} y el parámetro b es un factor de ajuste. Tanto b como R se determinan a través de catálogos sintéticos (mock). En este trabajo no hemos construido un catálogo sintético, por lo tanto los parámetros libres R y b los hemos tomado de trabajos anteriores con rangos de corrimiento al rojo similares a nuestra muestra. Los parámetros libres y las constantes cosmológicas utilizadas en el presente trabajo se resumen en la Tabla 1.

3. Aplicación a la muestra

El algoritmo FOF a través de las condiciones de enlace (1) y (2) nos devuelve grupos de galaxias ($N_g \geq 4$,

Tabla 1: Conjunto de parámetros libres para el algoritmo (Eke, 2004; Knobel et al., 2009) y constantes cosmológicas utilizadas (Spergel et al., 2003).

Parámetros del Algoritmo			Ctes. Cosmológicas		
L_{max} [Mpc]	b	R	h	Ω_m	Ω_{Λ}
0.45	0.12	13	0.71	0.27	0.73

siendo N_g el número de galaxias), tripletes ($N_g = 3$) y pares ($N_g = 2$). Se obtuvo una muestra de 29 grupos que comprenden un total de 168 galaxias, 15 tripletes y 56 pares. Estos resultados corresponden a un catálogo preliminar.

3.1. Reconstrucción de grupos

Las deformaciones en el espacio de redshift hace que los identificadores del tipo FOF seleccionen grupos que están alargados en este espacio, esto puede provocar que se identifiquen grupos espurios. También puede darse el caso contrario, que no identifique un grupo real. Es entonces necesario hacer una reconstrucción de nuestro catálogo.

Existen ajustes de los algoritmos identificadores de grupo para hacer la reconstrucción de un catálogo preliminar, por ejemplo Knobel et al. (2009) hacen varias corridas del FOF disminuyendo el valor de las longitudes de enlace sobre los grupos ricos, lo que provoca que para algunos disminuya el número de miembros. En general esta forma de hacer la reconstrucción hace que se gane pureza a cambio de perder completitud.

Como la muestra con la que trabajamos es relativamente pequeña podemos hacer el trabajo de reconstrucción en forma visual. Esta manera de trabajar tiene la ventaja de conocer bien a cada grupo y tener mayor certeza a la hora de reestructurar el catálogo preliminar. También presenta la ventaja de encontrar grupos no detectados por el algoritmo FOF.

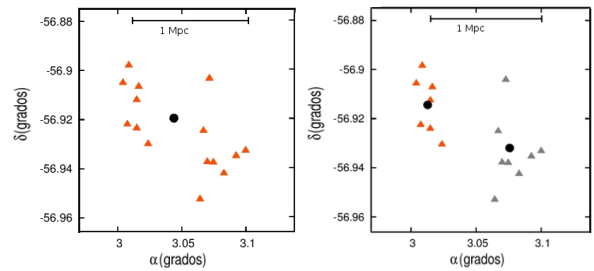


Fig. 1: Fragmentación de un grupo. El panel de la izquierda muestra un grupo inicial FOF (pertenciente al catálogo preliminar), y el panel derecho los grupos después de la intervención manual. Los puntos negros denotan los centros de los grupos.

Para realizar la reconstrucción es necesario inspeccionar visualmente cada grupo en gráficos del tipo de las Figura 1 y 3.

3.2. Análisis de resultados

En la Figura 2 se muestran las distribuciones de los sistemas de galaxias (grupos, tripletes y pares) y de todas las galaxias (muestra completa) como función del redshift. Comparando los tres histogramas de las agrupaciones con el de todas las galaxias, podemos observar que los sistemas obtenidos siguen el patrón de la densidad de galaxias $n(z)$.

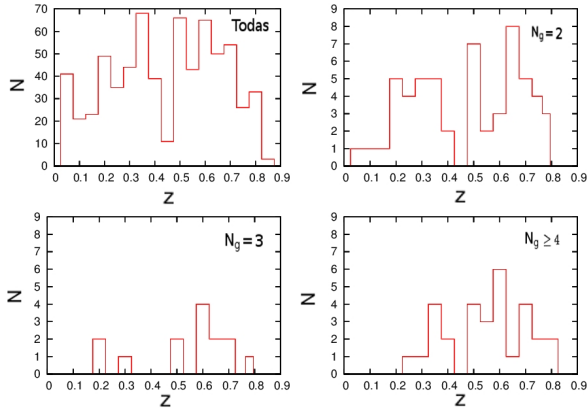


Fig. 2: Número de galaxias como función del redshift para diferentes riquezas de grupos N_g . Panel superior izquierdo: todas las galaxias; panel superior derecho: pares; panel inferior izquierdo: tripletes; panel inferior derecho: los grupos de galaxias $N_g \geq 4$.

(panel superior izquierdo) se observa a $z \sim 0,45$ una importante caída en la densidad de galaxias, lo que también se observa en el resto de las distribuciones; en esa región no se identificaron sistemas. En cambio, en las regiones con alta densidad de galaxias, como a $z = 0,39$, $z = 0,5$ y $z = 0,6$, se identificaron numerosos sistemas.

4. Conclusiones

Utilizando una muestra de casi 700 espectros obtuvimos un catálogo de 30 grupos de galaxias, 14 tripletes y 56 pares, en el rango de redshift $0,1 < z < 0,8$. Para cada galaxia se dispone de las magnitudes en la banda R y B, por lo que este catálogo es óptimo para el estudio de la evolución de galaxias en grupos, lo que será abordado en un trabajo posterior. Además, se estimaron las propiedades físicas básicas (radio virial, masa virial y dispersión de velocidades), las que están de acuerdo con las obtenidas por varios autores (Knobel et al., 2009; Merchán & Zandivarez, 2005).

Referencias

- Eke V. R., 2004, MNRAS, 348, 866
 Huchra J. P., Geller M. J., 1982, ApJ, 257, 423
 Knobel C., et al., 2009, ApJ, 697, 1842
 Merchán M. E., Zandivarez A., 2005, ApJ, 630, 759
 Spergel D. N., et al., 2003, ApJS, 148, 175

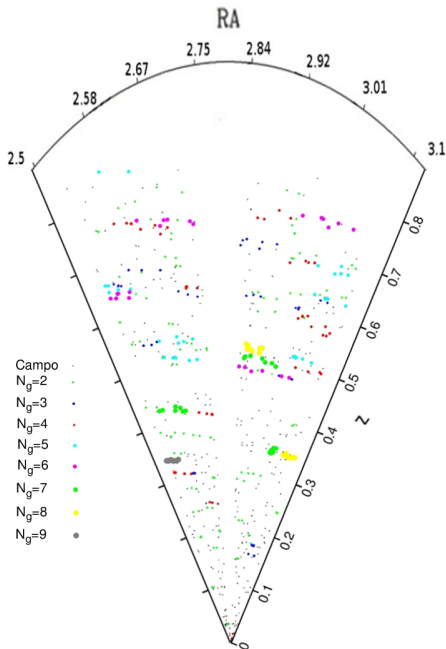


Fig. 3: Distribución de grupos de galaxias, pares, tripletes y galaxias de campo como función de la ascensión recta y corrimiento al rojo.

Por ejemplo, para la distribución de todas las galaxias



Interacciones de galaxias: sistemas con puentes *tidales*

V. Mesa^{1,2}, S. Alonso^{1,3}, F. Duplancic^{1,3} & D.G. Lambas^{1,4}

¹ Consejo de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET),

² Instituto Argentino de Nivología Glaciología y Ciencias Ambientales (IANIGLA), Mendoza, Argentina

³ Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de San Juan, San Juan, Argentina

⁴ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE), Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina

Contacto/ VM:vmesa@mendoza-conicet.gov.ar

Resumen / En este trabajo se presenta una muestra de galaxias pares en interacción unidas por un puente, obtenida a partir de una clasificación visual del catálogo *Sloan Digital Sky Survey* en su séptimo relevamiento (SDSS-DR7). Se presentan resultados preliminares de las características generales de las galaxias en estos sistemas, tales como la tasa de formación estelar específica, la edad de las poblaciones estelares, el índice de concentración, el color y el ambiente de densidad local a través del análisis del parámetro Σ_5 .

Abstract / In this work we present a sample of interacting galaxy pairs connected by a bridge, obtained from a visual classification of a pair catalogue derived from the seventh data release of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR7). We present preliminary results of the general characteristics of galaxies in these systems, such as specific star formation rate, age of the stellar populations, concentration index, colour and local density environment.

Keywords / galaxies: interactions - galaxies: statistics - galaxies: starburst

1. Introducción

Durante la historia del universo, las interacciones galaxia-galaxia vinculan el proceso de formación estelar con el crecimiento de las galaxias. De acuerdo con los modelos de formación de estructura jerárquica, estas interacciones juegan un papel crítico en la formación y evolución de galaxias (Woods & Geller, 2007, y las referencias en el mismo). Lambas et al. (2012), destacó la importancia del estudio de los diferentes tipos de interacciones. En particular, las interacciones *tidales* muestran una bimodalidad en sus propiedades. En el trabajo de Mesa et al. (2014) se presentó una muestra de galaxias en interacción con estructuras *tidales*, pero solo se estudiaron los sistemas de galaxias espirales en interacción que presentaban colas *tidales*. Motivados por estos resultados, en este trabajo se analizan las interacciones *tidales* entre dos galaxias elípticas o elípticas-espirales unidas por un puente. El objetivo principal de este análisis es explicar el exceso en los colores rojos y poblaciones envejecidas en pares de galaxias reportado por diversos autores (Sol Alonso et al., 2006; Alonso et al., 2012; Perez et al., 2009; Darg et al., 2010; Patton et al., 2011; Lambas et al., 2012).

2. Datos

A partir de la muestra principal de galaxias del séptimo relevamiento del *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS-DR7 Abazajian et al., 2009), se seleccionó una muestra

de pares interactuantes considerando galaxias con separación proyectada $r_p < 50$ kpc h^{-1} y velocidades relativas $\Delta V < 500$ km s^{-1} . Desde esta muestra se seleccionaron solamente las interacciones *tidales* considerando galaxias elípticas o elíptica-espiral unidas por un puente. Bajo estas restricciones se obtuvo un catálogo de 1564 galaxias en pares en el rango de *redshift* $0 < z < 0.1$. De este modo se definen dos categorías de interacción:

- Interacciones elíptica-elíptica
- Interacciones elíptica-espiral

En la Fig. 1 pueden observarse ejemplos de imágenes de estas dos categorías.

En la Tabla 1 se muestran los porcentajes de galaxias en pares elíptica-elíptica y en pares elíptica-espiral. Asimismo se identificaron las galaxias con núcleo activo (AGNs) empleando el catálogo de Coldwell et al. (2014). Se encontró que alrededor del 44% de las galaxias en esta muestra son AGNs.

Tabla 1: Porcentajes de cada tipo de interacción.

Clasificación	Número de Galaxias	Porcentaje
Elíptica-elíptica	604	38.57 %
AGNs Elíptica-elíptica	440	28.16 %
Elíptica-espiral	270	17.24 %
AGNs Elíptica-espiral	250	16.03 %
Total	1564	100 %

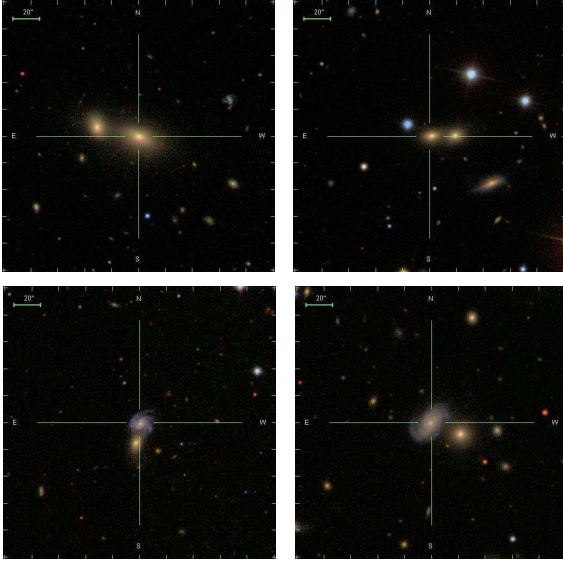


Fig. 1: Ejemplos de cada tipo de interacción. Panel superior: interacción elíptica-elíptica. Panel inferior: interacción elíptica-espiral

3. Construcción de la muestra de control

Se estudiaron las distribuciones de *redshift* (z), magnitud absoluta en la banda r (M_r), índice de concentración ($C = r_{90}/r_{50}$) y densidad del ambiente local ($\log(\Sigma_5)$) para cada submuestra de pares según su categoría de interacción. Luego se construyó una muestra de control con igual distribución en estos parámetros (ver Fig. 2). En todos los casos se realizó un test de Kolmogorov-Smirnov y se encontró que no puede rechazarse la hipótesis nula de que ambas muestras provengan de la misma distribución.

3.1. Análisis de las propiedades generales de galaxias en interacción

Se analizaron las distribuciones de la tasa de formación estelar específica ($\log SFR/M^*$), las edades de las poblaciones estelares a través de parámetro $D_n(4000)$ y el color ($u-r$) de las galaxias en pares elíptica-elíptica y elíptica-espiral.

Debido a que más del 40% de las galaxias en la muestra de pares *tidales* bajo análisis presentan un núcleo activo, se analizaron de forma independiente las galaxias normales y las galaxias con núcleos activos en estas muestras (Fig. 3 y Fig. 4, respectivamente). Notamos que en las interacciones entre galaxias elípticas la formación estelar es baja, siendo sus poblaciones viejas y enrojecidas. Este efecto es más notorio en las AGNs.

Por otro lado se estudió una submuestra de los espectros de galaxias en cada tipo de pares con el fin de cuantificar las diferencias entre estos (ver Fig. 5). Se observa que los espectros son característicos de tipos tardíos. Sin embargo, los espectros de galaxias elípticas con compañera espiral presentan algunos signos de formación estelar.

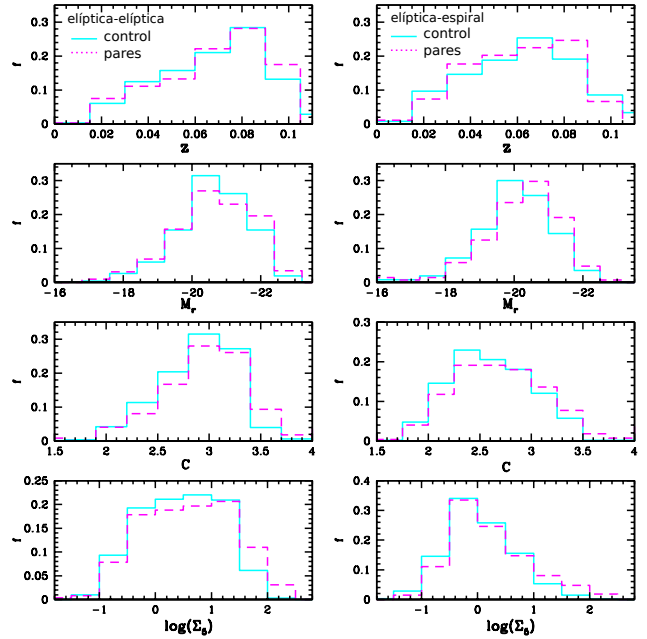


Fig. 2: Distribuciones de z , M_r , C y $\log(\Sigma_5)$, para las galaxias en pares elíptica-elíptica (izq.) y elíptica-espiral (der.) y su respectiva muestra control.

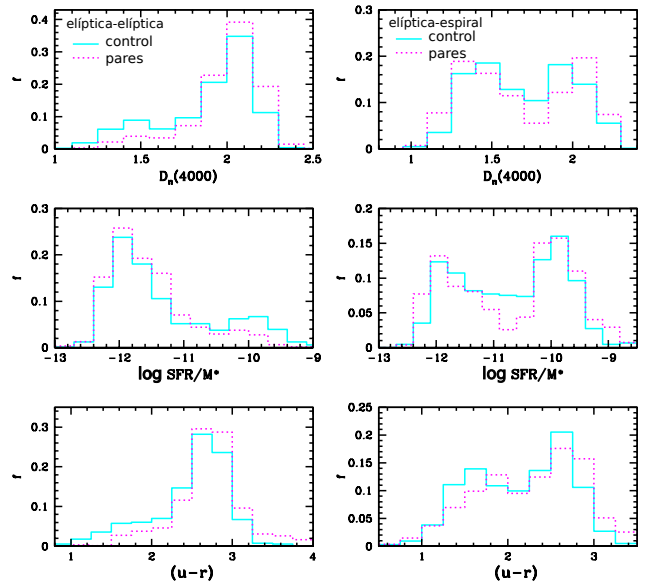


Fig. 3: Distribución de $D_n(4000)$, $\log SFR/M^*$ y $(u-r)$ para pares elíptica-elíptica (izq.), elíptica-espiral (der.) y su respectiva muestra control.

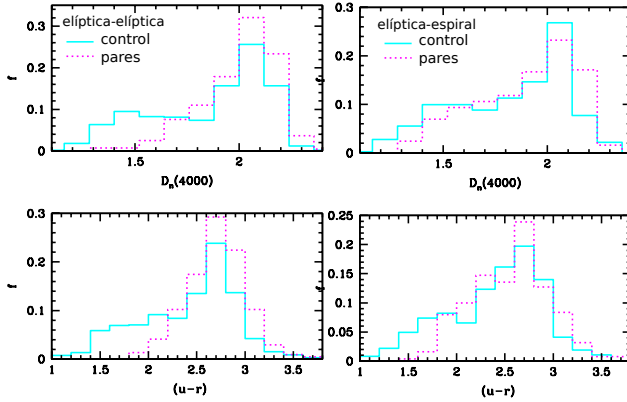


Fig. 4: Distribución de $D_n(4000)$ y $(u-r)$ para pares con puentes *tidales* y muestra control de galaxias AGN. Izq: pares elíptica-elíptica, der: pares elíptica-espiral

4. Conclusiones

- Se obtuvo una muestra de 1564 galaxias en pares interactuantes seleccionadas desde la muestra principal de galaxias del SDSS-DR7 con un límite de separación proyectada $r_p < 50 \text{ kpc h}^{-1}$ y velocidades relativas $\Delta V < 500 \text{ km s}^{-1}$.
- Se definieron dos categorías, pares en interacción entre galaxias elípticas y pares elíptica-espiral. Se observa que las interacciones elíptica-elíptica son aproximadamente dos veces más numerosas que las interacciones elíptica-espiral. Este efecto también está presente en la muestra de AGNs, que representa un 44% del total.
- Se construyó una muestra de comparación con iguales distribuciones en z , M_r , C y Σ_5 .
- Se realizó un análisis de la formación estelar, edad de poblaciones estelares y colores, donde se observa que las interacciones entre galaxias elípticas presentan escasa formación estelar y sus poblaciones son viejas y enrojecidas. En el caso de las AGNs ambas muestras presentan esta característica.
- Se estudió una submuestra de espectros de cada categoría y se encontró que los espectros de las galaxias en interacción elíptica-espiral presentan algunos signos de formación estelar.
- A partir de los resultados encontrados en este trabajo se sugiere que el exceso de galaxias rojas en la distribución de colores de galaxias en interacción, encontrado por diversos autores, puede ser atribuido a interacciones entre galaxias elípticas.

4.1. Agradecimientos

Agradecimientos: This work was partially supported by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas and the Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de San Juan. Funding for the SDSS has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, the U.S. Department of Energy, the National

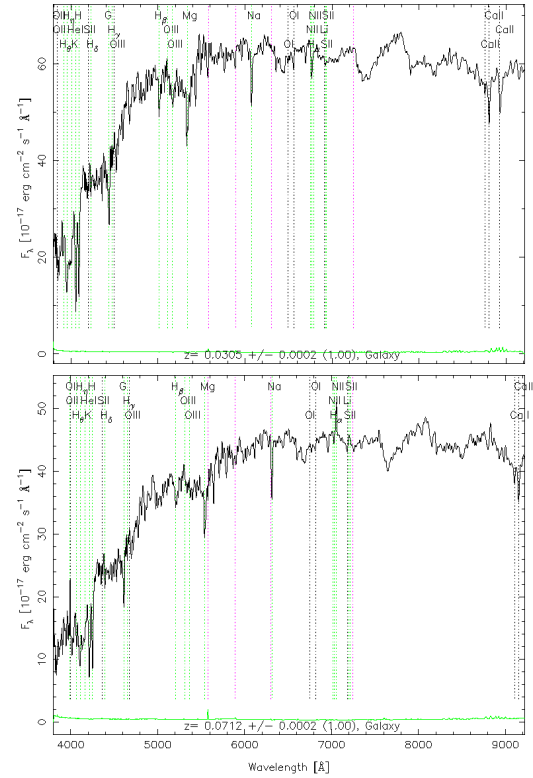


Fig. 5: Panel Superior: Espectro de un miembro de pares elíptica-elíptica. Panel Inferior: Espectro de una galaxia elíptica en un sistema elíptica-espiral.

Aeronautics and Space Administration, the Japanese Monbukagakusho, the Max Planck Society, and the Higher Education Funding Council for England. The SDSS Web Site is <http://www.sdss.org/>. The SDSS is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions. The Participating Institutions are the American Museum of Natural History, Astrophysical Institute Potsdam, University of Basel, University of Cambridge, Case Western Reserve University, University of Chicago, Drexel University, Fermilab, the Institute for Advanced Study, the Japan Participation Group, Johns Hopkins University, the Joint Institute for Nuclear Astrophysics, the Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, the Korean Scientist Group, the Chinese Academy of Sciences (LAMOST), Los Alamos National Laboratory, the Max-Planck-Institute for Astronomy (MPIA), the Max-Planck-Institute for Astrophysics (MPA), New Mexico State University, Ohio State University, University of Pittsburgh, University of Portsmouth, Princeton University, the United States Naval Observatory, and the University of Washington.

Referencias

- Abazajian K. N., et al., 2009, ApJS, 182, 543
 Alonso S., et al., 2012, A&A, 539, A46
 Coldwell G. V., et al., 2014, MNRAS, 437, 1199
 Darg D. W., et al., 2010, MNRAS, 401, 1552
 Lambas D. G., et al., 2012, A&A, 539, A45
 Mesa V., et al., 2014, MNRAS, 438, 1784
 Patton D. R., et al., 2011, MNRAS, 412, 591
 Perez J., et al., 2009, MNRAS, 399, 1157
 Sol Alonso M., et al., 2006, MNRAS, 367, 1029
 Woods D. F., Geller M. J., 2007, AJ, 134, 527



La estructura del cúmulo de Antlia

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

¹ Grupo de Investigación CGGE, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata e Instituto de Astrofísica de La Plata (CCT La Plata – CONICET, UNLP), Paseo del Bosque S/N, B1900FWA La Plata, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Rivadavia 1917, C1033AAJ, Ciudad Autónoma de Buenos Aires, Argentina

Contacto/ JPC: jpcaso@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Nuestro objetivo es caracterizar el cúmulo de galaxias de Antlia, a partir del estudio de la distribución de velocidades radiales heliocéntricas de las galaxias presentes en la región. Para esto, obtuvimos observaciones espectroscópicas multi-objeto mediante VLT-VIMOS de la población de galaxias en las región interna del cúmulo de Antlia. Adicionando mediciones espectroscópicas obtenidas de la literatura, construimos una muestra de 105 galaxias con velocidades radiales medidas. Analizamos tanto la distribución espacial proyectada de galaxias, como la distribución de velocidades radiales, en busca de determinar cuál es la estructura del cúmulo.

Abstract / Our aim is to characterize the Antlia cluster of galaxies, studying the distribution of heliocentric radial velocities for the galaxies in the region. We have obtained VLT-VIMOS multi-object spectra of the galaxy population in the inner part of the Antlia cluster. Our galaxy sample was supplemented with literature data, ending up with 105 galaxy velocities. We analyzed both projected spatial and radial velocity distributions in order to realise which is the structure of the cluster.

Keywords / galaxies: clusters: individual (Antlia)

1. Introducción

La estructura del cúmulo de galaxias de Antlia no ha sido debidamente estudiada, a diferencia de otros cúmulos cercanos, como Fornax y Virgo (Drinkwater et al., 2001; Conselice et al., 2001).

El cúmulo de Antlia pareciera estar conformado por dos grupos de galaxias, dominados por NGC 3258 y NGC 3268, dos galaxias elípticas gigantes (gEs). Si suponemos que la distancia al cúmulo es de 35 Mpc (Dirsch et al., 2003), la distancia proyectada sobre la esfera celeste entre estas galaxias es ≈ 220 kpc. Ambas gEs son fuentes extendidas de rayos X (Nakazawa et al., 2000; Pedersen et al., 1997), y poseen sistemas de cúmulos globulares muy poblados (Dirsch et al., 2003; Bassino et al., 2008). La población de galaxias del cúmulo de Antlia ha sido estudiada por Smith Castelli et al. (008a,b, 2012), y recientemente se ha analizado el extremo brillante de la población de objetos compactos en torno a ambas gEs (Caso et al., 2013, 2014).

2. Observaciones y reducción

Las observaciones corresponden a seis campos de espectroscopía multi-objeto localizados en la región interna del cúmulo de galaxias de Antlia. El instrumento utilizado fue VLT-VIMOS, con la red de difracción HR.Blue, y ranuras de ancho $1''$ (programas 60.A-9050(A) y 079.B-0480(B), PI: T. Richtler). La integración de cada campo fue de una hora, dividida en tres exposiciones.

Las observaciones fueron reducidas mediante el pa-

quete ESOREX, en el modo usual para los datos de VIMOS. Las exposiciones individuales fueron combinadas mediante IMCOMBINE, y los espectros resultantes fueron extraídos usando APALL, ambas tareas de IRAF. Para medir las velocidades radiales heliocéntricas ($V_{R,h}$) se utilizaron espectros de comparación provenientes de la librería de espectros sintéticos MILES (<http://www.iac.es/proyecto/miles>, Sánchez-Blázquez et al. 2006). Estos corresponden a poblaciones estelares simples con metalicidades de $[M/H] = -0,71$ y $[M/H] = -0,4$, función de masas iniciales unimodal con pendiente 1,30, y una edad de 10 Gyr. La medición fue realizada mediante la tarea FXCOR de IRAF.

En el presente estudio se determinaron $V_{R,h}$ de 64 galaxias. En trabajos previos (Smith Castelli et al., 008a, 2012; Caso et al., 2013), se habían seleccionado como miembros del cúmulo de Antlia a aquellos objetos con $V_{R,h}$ entre 1200 km s^{-1} y 4200 km s^{-1} . La menor velocidad medida en este relevamiento es $V_{R,h} = 1150 \text{ km s}^{-1}$. Además, no se han medido velocidades entre $\approx 4300 \text{ km s}^{-1}$ y $\approx 7600 \text{ km s}^{-1}$. A partir de esto, se consideró que las galaxias con velocidades superiores a este límite son contaminación de fondo, por lo cual se descartaron 23 galaxias. La muestra se redujo a 41 miembros. Además, se añadieron galaxias obtenidas de la literatura, con $V_{R,h}$ en el mismo rango que aquellas medidas en este trabajo. Debido a esto, el tamaño final de la muestra de galaxias de Antlia es 105 miembros. En la Figura 1 se observa, en color verde, el histograma de velocidades para las galaxias medidas en este trabajo y las obtenidas de la literatura, con $1150 < V_{R,h} [\text{km s}^{-1}] < 4300$. En

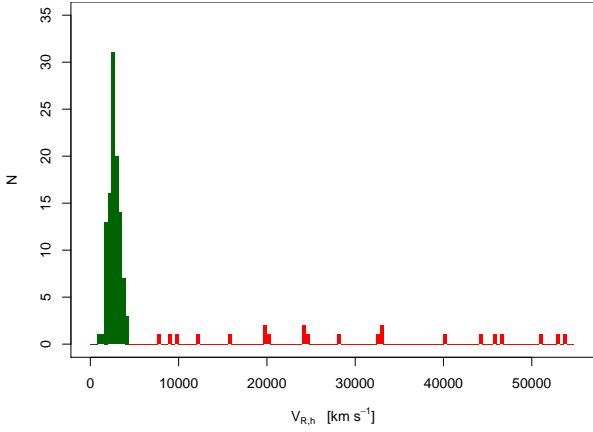


Fig. 1: Histogramas de galaxias medidas en este trabajo, o presentes en la literatura, con $1150 < V_{R,h} [\text{km s}^{-1}] < 4300$ (color verde) y de las galaxias con $V_{R,h} > 7600 \text{ km s}^{-1}$ medidas en este trabajo (color rojo).

color rojo se observa el histograma de velocidades de las galaxias con $V_{R,h} > 7600 \text{ km s}^{-1}$ medidas en este trabajo.

3. Resultados

En la Figura 2 se observa la distribución de $V_{R,h}$ para las 105 galaxias de la muestra, suavizada mediante un *kernel* Gaussiano (curva negra). Suponiendo que las incertezas en la $V_{R,h}$ de las galaxias están dominadas por una distribución normal (donde la dispersión del perfil es igual a la incerteza en la medición), utilizamos el método Monte-Carlo para simular cien veces las $V_{R,h}$ de la muestra completa. Las distribuciones suavizadas de cada repetición se grafican en azul. Tanto sobre la muestra original, como sobre las cien muestras simuladas, se corrió el test de normalidad Shapiro-Wilk (Shapiro & Wilk, 1965; Royston, 1995, test S-W, de aquí en más). En todos los casos se obtuvo un valor de probabilidad de $\approx 0,9$, implicando que no podemos rechazar la hipótesis de que las muestras puedan ser descriptas por una distribución Gaussiana. A cada muestra simulada se le ajustó una distribución Gaussiana, y luego se promediaron sus parámetros, obteniendo $\langle V_{R,h} \rangle = 2699 \pm 45 \text{ km s}^{-1}$, y $\langle \sigma \rangle = 630 \pm 52 \text{ km s}^{-1}$.

La Figura 3 muestra los histogramas de $V_{R,h}$ de las galaxias en la muestra, separadas de acuerdo a sus tipos morfológicos. Vemos que en todos los casos, la distribución parecería estar dominada por un grupo de galaxias con velocidades intermedias, cercanas a las velocidades de las dos galaxias dominantes del cúmulo ($\approx 2750 \text{ km s}^{-1}$). Con líneas a trazos se grafica el histograma de $V_{R,h}$ de las 105 galaxias. Las galaxias en estos grupos que presentan $2300 < V_{R,h} [\text{km s}^{-1}] < 3100$, serían las que tienen mayores posibilidades de pertenecer al cúmulo de Antlia. Fuera de este rango quedan las tres galaxias lenticulares brillantes NGC 3267 (FS90-168), NGC 3269 (FS90-184) y NGC 3271 (FS90-224), cercanas a NGC 3268 en distancia proyectada.

Continuando con este análisis, en la Figura 4 se observa la distribución espacial proyectada de galaxias en

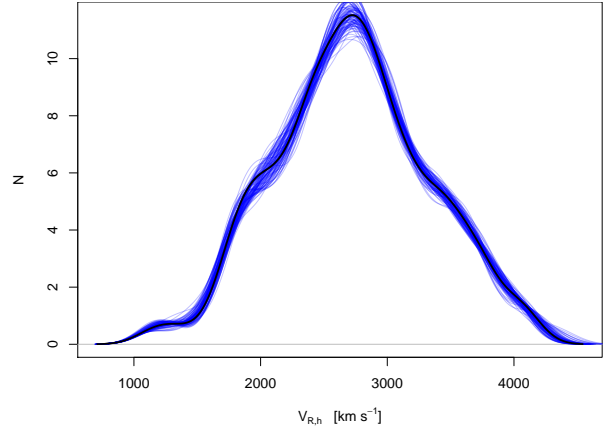


Fig. 2: Distribución suavizada de $V_{R,h}$ para las 105 galaxias de la muestra (curva negra), y de las cien muestras simuladas mediante el método Monte-Carlo (curva azul)

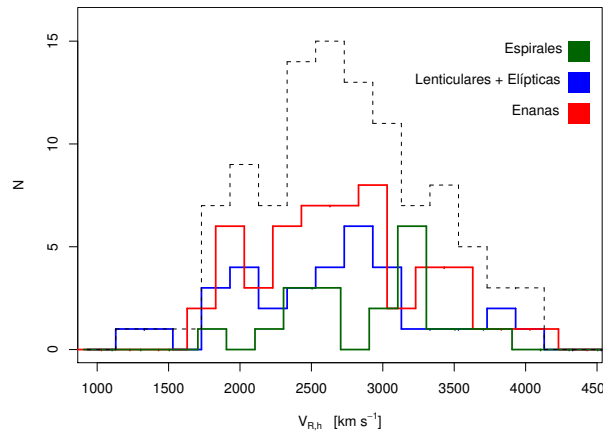


Fig. 3: Histogramas de $V_{R,h}$ de las galaxias en la muestra, separadas de acuerdo a sus tipos morfológicos. Con líneas a trazos se grafica el histograma de $V_{R,h}$ de las 105 galaxias.

tres rangos de $V_{R,h}$. El primer panel corresponde a las galaxias con velocidades por debajo de 2300 km s^{-1} , mayoritariamente lenticulares. Su distribución espacial es coincidente con la del grupo de velocidades intermedias ($2300 < V_{R,h} [\text{km s}^{-1}] < 3100$), aunque este último presenta una mayor cantidad de enanas. El tercer panel muestra las galaxias con $V_{R,h} > 3100 \text{ km s}^{-1}$. En este caso, se observa una fracción considerable de espirales, con una distribución espacial homogénea. Incluso las enanas graficadas en el primer y tercer panel podrían pertenecer al cúmulo de Antlia, si sus velocidades fueran producto de las interacciones a las que se ven sometidas en estos ambientes de alta densidad. Esto puede apreciarse también en otros cúmulos cercanos, donde la dispersión de velocidades de las galaxias enanas es mayor que la de las galaxias brillantes. También es interesante resaltar que, con la excepción de FS90-152, todas las galaxias elípticas brillantes presentan velocidades intermedias, siendo graficadas en el segundo panel.

Se aplicaron dos tests de “vecinos más cercanos”, los cuales son usados usualmente para detectar subestructura en el estudio de cúmulos de galaxias (por ejemplo, Owers et al., 2009; Hou et al., 2012).

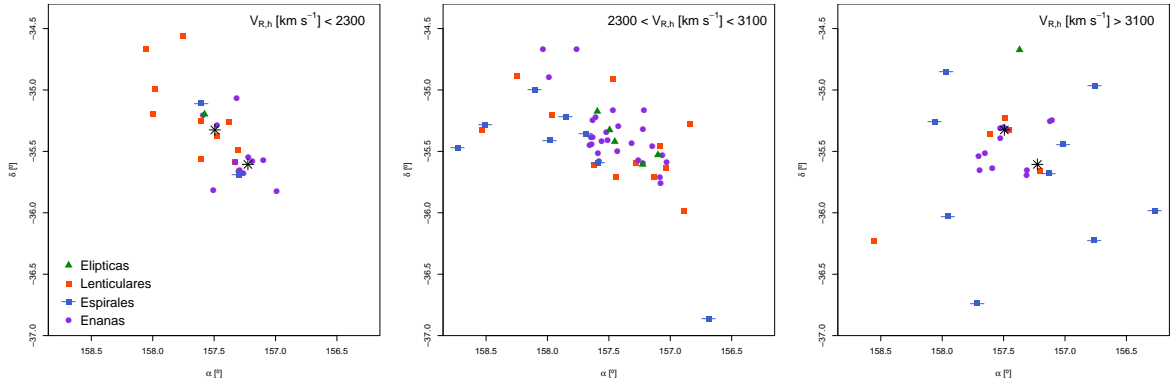


Fig. 4: Distribución espacial proyectada de las galaxias, divididas en tres intervalos de $V_{R,h}$. El Norte apunta hacia arriba y el Este a la derecha. Los asteriscos en el primer y el tercer panel muestran la posición que ocuparían las dos gEs, que por su $V_{R,h}$ corresponden al segundo panel.

El primero de ellos es el test Δ (Dressler & Shectman, 1988), diseñado para detectar desviaciones de la media de la velocidad local y su dispersión, al compararlas con las estimaciones globales del cúmulo. Las mismas se determinan para cada galaxia, a partir de sus diez vecinos más cercanos. Colless & Dunn (1996) propusieron el test κ , una generalización del anterior. La principal diferencia radica en que el número de vecinos n a comparar es un parámetro libre. El estadístico a calcular también difiere, siendo definido como la probabilidad de la distribución de Kolmogorov-Smirnov para dos muestras (Kolmogorov, 1933; Smirnov, 1948). En ambos tests, el valor de significancia se obtiene a partir de simulaciones Monte-Carlo, intercambiando aleatoriamente las velocidades de las galaxias de la muestra. En este caso, los valores de significancia p se obtuvieron a partir de 1000 repeticiones de este procedimiento.

Se tuvieron en cuenta aquellas galaxias cuya distancia proyectada al punto equidistante entre ambas gEs fuera menor a $20'$. Se escogió este límite, debido a que el área considerada concide con el relevamiento espectroscópico del presente trabajo. De esta forma, el número de galaxias consideradas se reduce a 57. Para ejecutar el test κ , se consideraron los casos $n = 10, 15$. Los resultados obtenidos fueron $\Delta = 66,9$ y $p_{\Delta} = 0,12$, $\kappa_{10} = 14,4$ y $p_{10} = 0,16$, $\kappa_{15} = 15,6$ y $p_{15} = 0,06$. Esto implicaría la existencia de subestructura en $V_{R,h}$ en la región central del cúmulo.

En busca de una mejor comprensión del significado de estos valores, se simularon las $V_{R,h}$ para las 57 galaxias de la muestra. Las mismas fueron obtenidas mediante el método Monte-Carlo, considerando que pueden ser descritas a partir de una distribución normal de media y dispersión 2800 km s^{-1} y 275 km s^{-1} , respectivamente. La media propuesta coincide con la $V_{R,h}$ medida para ambas gEs, en tanto que la dispersión es del orden de mediciones realizadas en cúmulos similares, como Fornax (Drinkwater et al., 2001). Se repitió este procedimiento 1000 veces. Para el test Δ , se obtuvo que en menos del 15% de los casos el parámetro calculado era similar o mayor al obtenido de las observaciones. Para el test κ_{15} , este valor se reduce a 6% de los casos.

4. Conclusiones

Al estudiar la distribución de $V_{R,h}$ de una muestra de galaxias del cúmulo de Antlia, encontramos evidencia de subestructura. Esto podría ser el motivo de la elevada dispersión de velocidades publicada en trabajos anteriores (Hopp & Matérne, 1985; Smith Castelli et al., 2008a).

Referencias

- Bassino L. P., Richtler T., Dirsch B., 2008, MNRAS, 386, 1145
 Caso J. P., et al., 2014, MNRAS, 442, 891
 Caso J. P., et al., 2013, MNRAS, 430, 1088
 Colless M., Dunn A. M., 1996, ApJ, 458, 435
 Conselice C. J., Gallagher III J. S., Wyse R. F. G., 2001, ApJ, 559, 791
 Dirsch B., Richtler T., Bassino L. P., 2003, A&A, 408, 929
 Dressler A., Shectman S. A., 1988, AJ, 95, 985
 Drinkwater M. J., Gregg M. D., Colless M., 2001, ApJ, 548, L139
 Hopp U., Matérne J., 1985, A&As, 61, 93
 Hou A., et al., 2012, MNRAS, 421, 3594
 Kolmogorov A., 1933, Giornale dell'Istituto Italiano degli Attuari, 4, 83
 Nakazawa K., et al., 2000, PASJ, 52, 623
 Owers M. S., Couch W. J., Nulsen P. E. J., 2009, ApJ, 693, 901
 Pedersen K., Yoshii Y., Sommer-Larsen J., 1997, ApJ, 485, L17
 Royston P., 1995, j-APPL-STAT, 44, 547
 Sánchez-Blázquez P., et al., 2006, MNRAS, 371, 703
 Shapiro S. S., Wilk M. B., 1965, Biometrika, 52, 591
 Smirnov N., 1948, The Annals of Mathematical Statistics, 19, 279
 Smith Castelli A. V., et al., 2008a, MNRAS, 386, 2311
 Smith Castelli A. V., et al., 2012, MNRAS, 419, 2472
 Smith Castelli A. V., et al., 2008b, MNRAS, 391, 685



Metallicity Evolution of Galaxies in Cosmological Simulations

M.E. De Rossi^{1, 2}, T. Theuns³, A.S. Font⁴ & I.G. McCarthy⁴

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

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

³ *Institute for Computational Cosmology, Department of Physics, University of Durham*

⁴ *Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University*

Contact/ MEDR: derossi@iafe.uba.ar

Resumen / Comparamos la relación masa-metalicidad observada con la obtenida del conjunto de simulaciones *Galaxies-Intergalactic Medium Interaction Calculation*. En acuerdo con las observaciones, encontramos que las galaxias simuladas exhiben una correlación bien definida entre metalicidad y masa estelar de modo que las galaxias más masivas son más ricas en metales. Las simulaciones reproducen bien la relación masa-metalicidad estelar observada a $z = 0$, y también la tendencia con el corrimiento al rojo. Sin embargo, a una dada masa estelar, las abundancias simuladas de la fase gaseosa no muestran una evolución significativa como sugieren las observaciones.

Abstract / We compare the observed mass-metallicity relation against the one obtained from the Galaxies-Intergalactic Medium Interaction Calculation suite of cosmological simulations. In agreement with observations, we found that simulated galaxies exhibit a well-defined correlation between metallicity and stellar mass in such a way that more massive galaxies are more metal-enriched. The simulations reproduce the observed $z = 0$ stellar mass-metallicity relation well, and also the trend with redshift. However, at a given stellar mass, simulated gas-phase abundances do not show a significant evolution as observations suggest.

Keywords / Galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: high-redshift

1. Introduction

In the last decade, different observational and theoretical research projects have tried to find links between the chemical and dynamical properties of galaxies with the aim at finding clues to their evolution (e.g. Savaglio et al., 2005; Tissera et al., 2005; Brooks et al., 2007; Finlator & Davé, 2008; Davé et al., 2011; Cresci et al., 2012; De Rossi et al., 2007).

In the Local Universe, there is a clear correlation between the stellar mass and metallicity of galaxies in such a way that more massive systems tend to be more metal enriched (e.g. Tremonti et al., 2004; Lee et al., 2006; Kewley & Ellison, 2008). The study of the mass-metallicity relation (MZR) is crucial because both the star formation history and the dynamics of the ensuing galactic winds are tied to the growth of the galaxy potential well.

Moreover, the MZR seems to evolve with time in such a way that, at a given stellar mass, galaxies exhibit lower abundances in the past (e.g. Erb et al., 2006; Maiolino et al., 2008; Cresci et al., 2012).

In this work, we present results about the chemical evolution of galaxies in the Galaxies Intergalactic Medium Interaction Calculation (GIMIC) suite of cosmological hydrodynamical simulations. The simulated MZR is studied for galaxies with stellar masses of $\sim 10^9 - 5 \times 10^{10} M_{\odot}$.

2. Simulations

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

Here, we present results obtained from the intermediate-resolution runs. Dark matter and initial gas particles have masses of $\approx 5.3 \times 10^7 h^{-1} M_{\odot}$ and $\approx 1.16 \times 10^7 h^{-1} M_{\odot}$, respectively. As shown in De Rossi et al. (2015), our results seem to be robust against numerical resolution.

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

Global properties are calculated at a radius of 20 kpc. For our analysis, we use *smoothed* chemical abundances as opposed to particle abundances (see discussion in Wiersma et al. 2009), but we have verified that our

conclusions are not sensitive to this choice.

3. Results

3.1. Stellar metallicities

In Fig. 1, we show the stellar metallicity Z_* (i.e. the ratio between the amount of elements heavier than helium locked in stars over the stellar mass) as a function of stellar mass (M_*) at $z = 0$. Results obtained for the 5 GIMIC environments are shown with different symbols and colours. We note that there is no significant dependence of the relation on the type of environment.

We can see that systems with higher stellar masses are more metal-enriched covering a range of ~ 0.5 dex in metallicity over the mass range explored here ($M_* = 10^9 - 10^{10.6} M_\odot$). Simulated trends are in good agreement with observational findings reported by Gallazzi et al. (2005, black curves).^{*} However, the observed scatter in the Z_*-M_* relation is larger than what simulations predict. This might be due to observational uncertainties in the determination of Z_* (see Gallazzi et al. 2005). The inclusion of satellite galaxies tends also to increase the scatter as we discuss in detail in De Rossi et al. (2015).

The evolution of the Z_*-M_* relation is shown in Fig. 2. Different lines denote the simulated mean relations and the associated standard deviations at different z , as indicated in the figure. The trends were obtained considering the whole sample of galaxies included in the 5 GIMIC simulations. At a given stellar mass, the simulated stellar metallicity decreases with redshift, consistent with the observed trend. The level of evolution is around ~ 0.1 dex along the whole mass range, which is very small compared with the observed scatter ($\approx 0.4 - 1.2$ dex, see Fig. 1). The shape and scatter of the Z_*-M_* relation do not exhibit significant changes since $z \sim 3$ at least in these simulations.

3.2. Gas-phase metallicities

In Fig. 3, we study the mean evolution of the simulated gas-phase oxygen abundance as a function of stellar mass. The trends were obtained from the whole sample of galaxies in the 5 GIMIC simulations. Dotted lines denote observational results at different redshifts as fitted by Maiolino et al. (2008): $z = 0.07$ (pink), 0.7 (blue), 2.2 (red) and 3.5 (black), from top to bottom.

While the simulated relation does not evolve significantly with time, observations suggest an evolution of around ~ 1 dex.

In De Rossi et al. (2015), we extend this work to the high resolution version of the GIMIC simulations and analyse the metallicities of star forming regions, finding also a no significant evolution of gas-phase oxygen abundance at a given stellar mass. In particular, if we mimic the aperture effects associated to observations, we find that the level of predicted evolution can be increased by $\sim 0.2 - 0.3$ dex, which is still lower than

^{*} Following Wiersma et al. (2009), for the solar abundance, we use the metal mass fraction $Z_\odot = 0.0127$. The data by Gallazzi et al. (2005) has been shifted in order to be consistent with this value.

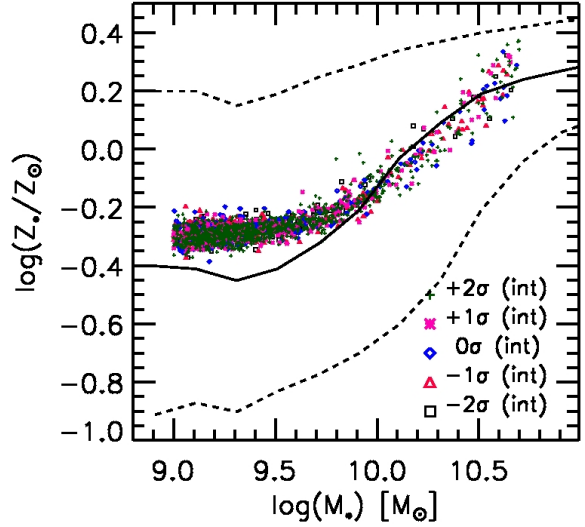


Fig. 1: Stellar metallicity as function of stellar mass at $z = 0$. Mean simulated metallicities for different environments are shown with different symbols as indicated in the figure. Observational data from Gallazzi et al. (2005) are shown as full black line (median), with dashed lines encompassing the 25th and 75th percentiles. The simulated relation follows the observed relation well, but the scatter in the data is larger than in the simulation.

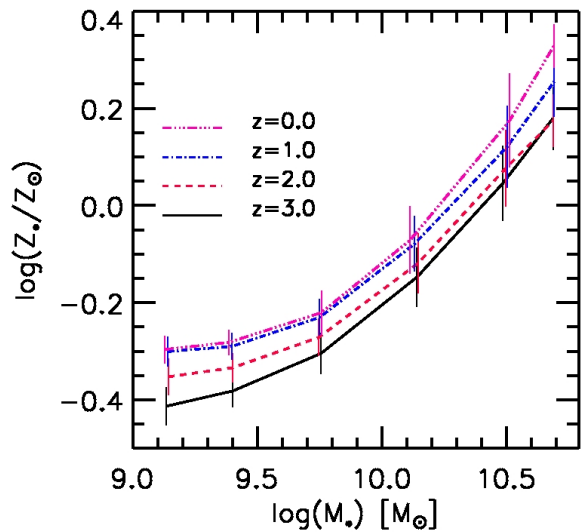


Fig. 2: Stellar metallicity as function of stellar mass at different z . The different curves denote the mean simulated relations together with the corresponding standard deviations at different z , as indicated in the figure.

what observations indicate. As discussed in that work, the weak evolution of the MZR might be explained by the fact that simulated galaxies seem to form too much stellar mass too early.

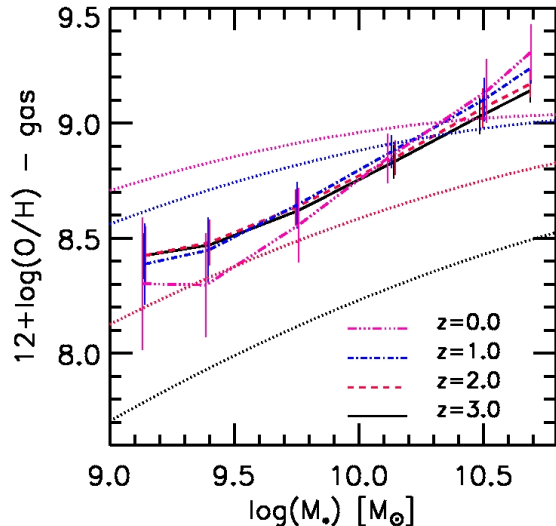


Fig. 3: Simulated gas-phase oxygen abundance as function of stellar mass at different z . The different curves denote the mean simulated relations together with the corresponding standard deviations, as indicated in the figure. Dotted lines depict observational results at different redshifts as fitted by Maiolino et al. (2008): $z = 0.07$ (pink), 0.7 (blue), 2.2 (red) and 3.5 (black), from top to bottom.

4. Conclusions and final remarks

We have analysed the evolution of the mass-metallicity relation by using hydrodynamical simulations in a Λ -CDM universe. We have found that simulations predict higher metallicities for more massive systems, in qualitative agreement with observations.

Although the simulations are able to describe many of the observed trends, there are still some discrepancies with observations. We obtained that the evolution of metallicity at a given mass is not so strong as reported in most observational works. The correlation between stellar mass and gas-phase oxygen abundance shows a negligible evolution since $z = 3$.

In De Rossi et al. (2015), we extend this work to the high-resolution version of the GIMIC simulations and performed a more exhaustive comparison between our results and recent observational findings. Special attention has been given to the analysis of aperture effects in observational measurements. According to the aforementioned work, the slope and zero point of the simulated MZR are mainly determined by the mass-dependent efficiency of galactic winds and the time scale of star formation. In particular, galactic winds play an important role in the case of smaller galaxies, which tend to eject oxygen more efficiently given their shallower potential wells. However, as simulated systems tend to form too many stars too early, the simulations cannot reproduce the strong observed evolution of the relation. Regarding the scatter of the simulated MZR, our findings suggest that it seems to be associated to the different gas infall histories of simulated galaxies.

Acknowledgements: We acknowledge the LACEGAL People Network supported by the European Community. M.E.D.R. thanks the hospitality of the ICC staff during her visits. M.E.D.R. acknowledge support from the PIP 2009-112-200901-00305 of CONICET (Argentina) and the PICT Raices 2011-0959 of ANPCyT (Argentina). This work used the DiRAC Data Centric system at Durham University, operated by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk). This equipment was funded by BIS National E-infrastructure capital grant ST/K00042X/1, STFC capital grant ST/H008519/1, and STFC DiRAC Operations grant ST/K003267/1 and Durham University. DiRAC is part of the National E-Infrastructure.

References

- Brooks A. M., et al., 2007, *ApJL*, 655, L17
 Crain R. A., et al., 2009, *MNRAS*, 399, 1773
 Cresci G., et al., 2012, *MNRAS*, 421, 262
 Davé R., Finlator K., Oppenheimer B. D., 2011, *MNRAS*, 416, 1354
 De Rossi M. E., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 486
 De Rossi M. E., Tissera P. B., Scannapieco C., 2007, *MNRAS*, 374, 323
 Dolag K., et al., 2009, *MNRAS*, 399, 497
 Erb D. K., et al., 2006, *ApJ*, 644, 813
 Finlator K., Davé R., 2008, *MNRAS*, 385, 2181
 Gallazzi A., et al., 2005, *MNRAS*, 362, 41
 Kewley L. J., Ellison S. L., 2008, *ApJ*, 681, 1183
 Lee H., et al., 2006, *ApJ*, 647, 970
 Maiolino R., et al., 2008, *A&A*, 488, 463
 Savaglio S., et al., 2005, *ApJ*, 635, 260
 Springel V., et al., 2005, *Nature*, 435, 629
 Tissera P. B., De Rossi M. E., Scannapieco C., 2005, *MNRAS*, 364, L38
 Tremonti C. A., et al., 2004, *ApJ*, 613, 898
 Wiersma R. P. C., et al., 2009, *MNRAS*, 399, 574



Neutrinos estériles en nucleosíntesis primordial

M.M. Sáez^{1,2}, M.E. Mosquera^{1,3,4}, O. Civitarese^{3,4}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

² Comisión de Investigaciones Científicas (CIC)

³ Departamento de Física (UNLP)

⁴ CONICET

Contacto/ MMS: manuelasz89@gmail.com

Resumen / Estudiamos el efecto de la incorporación de neutrinos estériles masivos sobre las abundancias de los elementos primordiales producidos durante la etapa de nucleosíntesis primordial. Para ello, calculamos los factores de ocupación de los neutrinos activos al incorporar neutrinos estériles. En el cálculo se han tenido en cuenta interacciones entre los neutrinos activos (potenciales efectivos), oscilaciones entre neutrinos activos, oscilaciones entre neutrinos activos y estériles y un factor de atenuación para neutrinos activos. Se calcularon las abundancias primordiales en función de los parámetros de mezcla entre neutrinos activos y estériles. Finalmente, comparamos las abundancias calculadas teóricamente con las observaciones y establecimos límites para los parámetros del modelo.

Abstract / We have studied the effect of the inclusion of massive sterile neutrinos upon primordial abundances of the elements produced during the stage of primordial nucleosynthesis (Big Bang Nucleosynthesis). We calculate the new active neutrino number densities by taking into account the interactions between active neutrinos (effective potential), the active neutrino oscillations, the active-sterile neutrino oscillations and a damping factor for active neutrinos. We computed the primordial abundances as functions of the active-sterile mixing parameters. Finally, we compared the abundances calculated theoretically with the observations to set constraints for the free parameters.

Keywords / cosmology: theory— early universe — cosmological parameters

1. Introducción

Las oscilaciones de neutrinos han sido observadas por numerosos experimentos (SNO, K2K, LSDN, Super-Kamiokande, Daya Bay, entre otros). En particular, los resultados de los análisis de las observaciones de LSND y MiniBooNe (Aguilar, 2001; Aguilar-Arevalo, 2013) muestran anomalías que pueden interpretarse como señales de una especie extra de neutrino. Este nuevo neutrino, llamado *estéril*, no interactúa con la materia leptónica, pero se mezcla con los estados activos de neutrinos (y antineutrinos).

El modelo que describe el proceso de nucleosíntesis primordial (BBN, por sus siglas en inglés) depende de un solo parámetro, la densidad bariónica η_B (que puede ser determinado con datos de WMAP y Planck (Bennett, 2013; Ade et al., 2014)). Según el valor de η_B observado, las abundancias de D y ^4He teóricas y observadas son consistentes, mientras que los datos del litio muestran incongruencias respecto de los valores teóricos. La presencia de neutrinos masivos (y los efectos asociados como las oscilaciones entre autoestados de sabor) afectan a los decaimientos beta, responsables de determinar el contenido inicial de neutrones en la etapa cosmológica previa a BBN. En este trabajo estudiamos el efecto de la incorporación de los neutrinos estériles durante el proceso de BBN a fin de establecer límites para los parámetros de oscilación involucrados.

2. Obtención de los factores de ocupación de neutrinos

La matriz densidad para el caso de 3 sabores de neutrinos (ν_e , ν_s y ν_μ) en términos de las matrices λ del grupo SU(3) (Bell et al., 1999) resulta:

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{2} P_0 (1 + \lambda_i P_i) ,$$

donde P_0 y P_i son los coeficientes correspondientes a dicha expansión. La mezcla con ν_τ ha sido descartada debido a la jerarquía de masas, en la cual el acoplamiento prefiere a los dos estados más livianos. A su vez resultados recientes arrojan $\sin^2 \theta_{13} < 0,12$ (Cahn et al., 2013).

Los elementos de la diagonal están relacionados con los números de ocupación:

$$\begin{aligned} n_{\nu_e} &= \frac{1}{2} P_0 \left(1 + P_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} P_8 \right) n^{eq} , \\ n_{\nu_s} &= \frac{1}{2} P_0 \left(1 - P_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} P_8 \right) n^{eq} , \\ n_{\nu_\mu} &= \frac{1}{2} P_0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{3}} P_8 \right) n^{eq} , \end{aligned}$$

con n^{eq} correspondiente a una distribución de Fermi-Dirac.

Para determinar los coeficientes P_i resolvemos las Ecuaciones para las Tasas de Ocupación Cuánticas, Quantum

Rate Equations (QRE's, McKellar & Thomson, 1994):

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{P}}{dt} &= \mathbf{V} \times \mathbf{P} - D(P_1\hat{x}_1 + P_2\hat{x}_2 + P_6\hat{x}_6 + P_7\hat{x}_7) \\ &\quad - D'(P_4\hat{x}_4 + P_5\hat{x}_5) - C(\bar{P}_4\hat{x}_4 - \bar{P}_5\hat{x}_4) \\ &\quad - \left(\frac{P_1}{P_0}\hat{x}_1 + \frac{P_2}{P_0}\hat{x}_2 + \frac{P_4}{P_0}\hat{x}_4 + \frac{P_5}{P_0}\hat{x}_5 \right. \\ &\quad \left. + \frac{P_6}{P_0}\hat{x}_6 + \frac{P_7}{P_0}\hat{x}_7 \right) \frac{dP_0}{dt} \\ &\quad + \frac{2}{3} \left[\left(\frac{3}{2} - P_3 \right) \frac{R_e}{P_0} - P_3 \frac{R_\mu}{P_0} \right] \hat{x}_3 \\ &\quad + \frac{2}{3} \left[\left(\frac{\sqrt{3}}{2} - P_8 \right) \frac{R_e}{P_0} - (\sqrt{3} + P_8) \frac{R_\mu}{P_0} \right] \hat{x}_8 \\ &\quad + (-P_6 \operatorname{Re}(H) - P_7 \operatorname{Im}(H)) \hat{x}_1 \\ &\quad + (-P_6 \operatorname{Im}(H) + P_7 \operatorname{Re}(H)) \hat{x}_2 \\ &\quad + (-P_1 \operatorname{Re}(H) - P_2 \operatorname{Im}(H)) \hat{x}_6 \\ &\quad + (-P_1 \operatorname{Im}(H) + P_2 \operatorname{Re}(H)) \hat{x}_7, \\ \frac{dP_0}{dt} &= \frac{2}{3} (R_e + R_\mu), \end{aligned}$$

donde las componentes de \mathbf{P} son los parámetros P_i y \mathbf{V} es el potencial efectivo:

$$\begin{aligned} \mathbf{V} &= 2 \operatorname{Re}(E^{es})\hat{x}_1 - 2 \operatorname{Im}(E^{es})\hat{x}_2 + (E^{ee} - E^{ss})\hat{x}_3 \\ &\quad + 2 \operatorname{Re}(E^{e\mu})\hat{x}_4 - 2 \operatorname{Im}(E^{e\mu})\hat{x}_5 + 2 \operatorname{Re}(E^{s\mu})\hat{x}_6 \\ &\quad - 2 \operatorname{Im}(E^{s\mu})\hat{x}_7 + \frac{1}{\sqrt{3}} (E^{ee} + E^{ss} - 2E^{\mu\mu})\hat{x}_8, \end{aligned}$$

con

$$E^{\alpha\beta} = \left[\frac{1}{2p} U \operatorname{diag}(m_1^2, m_2^2, m_3^2) U^\dagger \right]^{\alpha\beta} + V^{\alpha\beta}.$$

En esta expresión m_1, m_2 y m_3 corresponden a las masas de los autoestados y U es la matriz de mezcla

$$U = \begin{pmatrix} c_1c - s_1s_2s & s_1c_2 & c_1s + s_1s_2c \\ -s_1c - c_1s_2s & c_1c_2 & s_1s + c_1s_2c \\ -c_2s & -s_2 & c_2c \end{pmatrix}.$$

Llamamos $s_i = \sin \phi_i$, $c_i = \cos \phi_i$, $s = \sin \theta$ y $c = \cos \theta$. Los ángulos ϕ_1 y ϕ_2 corresponden a los ángulos de mezcla entre el estado estéril y los estados activos más livianos, mientras que θ es el ángulo de mezcla correspondiente a los estados activos.

Los términos diagonales del potencial resultan

$$V^{\alpha\alpha} = \frac{4\zeta(3)\sqrt{2}G_F T^3}{2\pi^2} \left[L^\alpha + A_\alpha \frac{Tp}{M_W^2} \right],$$

donde G_F es la constante de Fermi, T la temperatura, ζ la función de Reimann, p el momento del neutrino, M_W la masa del bosón W y L^α la asimetría leptónica (que hemos considerado nula pues estudiamos las oscilaciones activo-estéril). Además, $A_e \simeq 17$ y $A_{\mu\tau} \simeq 4,9$ (Bell et al., 1999). Los términos no diagonales del potencial resultan pequeños, por lo que han sido despreciados.

Las cantidades D y D' son los parámetros de atenuación:

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{2} G_F^2 T^5 y_e \frac{p}{\langle p_0 \rangle}, \\ D' &= \frac{1}{2} G_F^2 T^5 y_\mu \frac{p}{\langle p_0 \rangle}, \end{aligned}$$

donde $y_e = 4$, $y_\mu = 2,9$, y $\langle p_0 \rangle$ es el momento promedio para una distribución relativista de Fermi-Dirac con potencial químico nulo (Bell et al., 1999). El parámetro C acopla las matrices de densidad de neutrinos y antineutrinos y puede ser escrito como

$$C = 1,8G_F^2 T^5.$$

Las funciones R_α son las funciones de repoblación, las cuales resultan despreciables frente a las funciones de damping, al igual que la función H (Bell et al., 1999).

3. Cálculo numérico de abundancias primordiales: incorporación al cálculo de las nuevas funciones de distribución.

Para calcular las abundancias de los elementos livianos producidos durante BBN, hemos utilizado el código numérico público desarrollado por Kawano (Kawano, 1992). Modificamos el código incluyendo los efectos de la presencia de neutrinos estériles a fin de obtener las abundancias primordiales en función de los ángulos de mezcla. Un cambio en los factores de ocupación de los neutrinos afectará directamente a las velocidades de las reacciones débiles. Estas reacciones son fundamentales para determinar la cantidad inicial de neutrones y protones antes del proceso de BBN (Mosquera & Civitarese, 2011, 2014).

Finalmente, realizamos un test de χ^2 para comparar los valores de las abundancias de D, ${}^4\text{He}$ y ${}^7\text{Li}$ obtenidos teóricamente, con los datos observacionales (Pettini & Cooke, 2012; Noterdaeme et al., 2012; Cooke et al., 2014; Fumagalli et al., 2011; Balashev et al., 2010; Pettini et al., 2008; O'Meara et al., 2006; Aver et al., 2013; Izotov et al., 2013; Peimbert et al., 2007; Aver et al., 2012; Villanova et al., 2009; Aver et al., 2010; Izotov & Thuan, 2010; Villanova et al., 2012; Sbordone et al., 2010; Lind et al., 2009; Monaco et al., 2012; Murcialreli et al., 2012) de manera de obtener los valores más probables para los ángulos de mezcla ϕ_1 y ϕ_2 . En la tabla 1 y en las figuras 1 y 2 se muestran los resultados obtenidos al considerar todos los datos en el test y al eliminar los datos del ${}^7\text{Li}$. Casos similares, sumados a casos donde se permite la variación de un factor de renormalización para el factor de ocupación de los neutrinos estériles han sido estudiados en (Civitarese et al., 2014).

Tabla 1: Valores más probables de los ángulos de mezcla con sus respectivos errores (Civitarese et al., 2014).

	$\sin^2(2\phi_1)$	$\sin^2(2\phi_2)$	$\chi^2/(N-2)$
D + ${}^4\text{He}$ + ${}^7\text{Li}$	$0,019_{-0,019}^{+0,026}$	$0,076_{-0,054}^{+0,054}$	9.82
D + ${}^4\text{He}$	$0,024_{-0,024}^{+0,026}$	$0,093_{-0,061}^{+0,059}$	1.04

Se puede observar que el ajuste realizado al considerar todos los datos en el análisis no resulta bueno, mientras que al eliminar los datos del litio, el valor del χ^2 se reduce drásticamente. Sin embargo, los valores de los parámetros en ambos casos son semejantes y se mantienen pequeños. En la tabla 2 se muestran las abundancias asociadas a los parámetros de oscilación hallados.

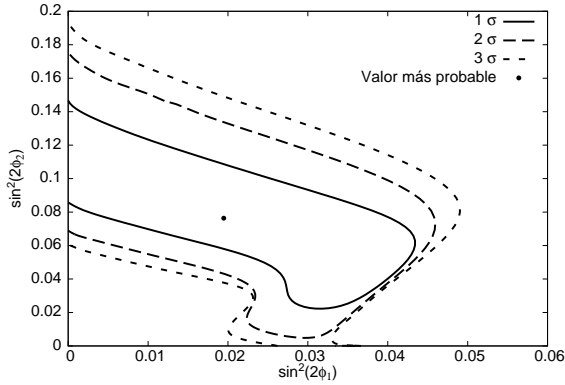


Fig. 1: Contornos de confianza para $\sin^2(2\phi_1)$ y $\sin^2(2\phi_2)$ para el caso en que se consideran todos los datos observacionales en el ajuste.

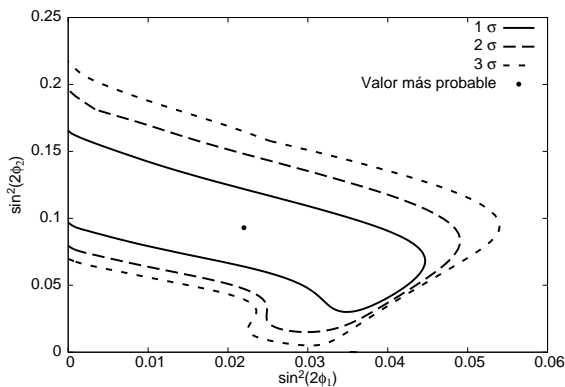


Fig. 2: Contornos de confianza para $\sin^2(2\phi_1)$ y $\sin^2(2\phi_2)$ para el caso en que no se consideran los datos observacionales de ${}^7\text{Li}$ en el ajuste.

Tabla 2: X_M corresponde al promedio pesado de las observaciones consideradas. La segunda fila contiene las abundancias sin contemplar oscilaciones de neutrinos. Las dos últimas filas corresponden a las abundancias asociadas a los parámetros de oscilación hallados.

Casos	D	${}^4\text{He}$	${}^7\text{Li}$
X_M	$2,56 \times 10^{-5}$	$2,55 \times 10^{-1}$	$1,83 \times 10^{-10}$
Sin ν_s	$2,57 \times 10^{-5}$	$2,47 \times 10^{-1}$	$4,50 \times 10^{-10}$
Con ν_s	$2,60 \times 10^{-5}$	$2,54 \times 10^{-1}$	$4,58 \times 10^{-10}$
(D + ${}^4\text{He}$ + ${}^7\text{Li}$)			
hlineCon ν_s	$2,61 \times 10^{-5}$	$2,55 \times 10^{-1}$	$4,59 \times 10^{-10}$
(D + ${}^4\text{He}$)			

4. Conclusiones

En este trabajo constatamos que el proceso de formación de núcleos livianos es también una herramienta útil para establecer cotas a teorías alternativas al Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales. A su vez, se corroboró que las abundancias primordiales se ven afectadas por la introducción de neutrinos estériles y la oscilación entre este tipo de neutrinos y los neutrinos activos.

Al realizar la comparación entre los datos observacionales y los resultados teóricos se encontró que el análisis estadístico favorece ángulos de mezcla pequeños. La inclusión de un neutrino estéril no permite reconciliar los

datos teóricos y observacionales de la abundancia de litio.

Agradecimientos: El trabajo fue financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET). Los autores OC y MEM son miembros de la Carrera del Investigador Científico del CONICET, Argentina.

Referencias

Ade P., et al., 2014, *Astron.Astrophys.*
 Aguilar A. e. a., 2001, *Phys. Rev. D*, 64, 112007
 Aguilar-Arevalo A. A. e. a., 2013, *Phys. Rev. Lett.*, 110, 161801
 Aver E., et al., 2013, *JCAP*, 1311, 017
 Aver E., Olive K. A., Skillman E. D., 2010, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010, 003
 Aver E., Olive K. A., Skillman E. D., 2012, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2012, 004
 Balashev S., Ivanchik A., Varshalovich D., 2010, *Astron.Lett.*, 36, 761
 Bell N. F., Volkas R. R., Wong Y. Y., 1999, *Phys.Rev.*, D59, 113001
 Bennett C. L. e. a., 2013, *ApJS*, 208, 20
 Cahn R., et al., 2013
 Civitarese O., Mosquera M. E., Sáez M. M., 2014, *International Journal of Modern Physics E*, 23, 1450080
 Cooke R. J., et al., 2014, *The Astrophysical Journal*, 781, 31
 Fumagalli M., O’Meara J., Prochaska J., 2011, *Science*, 334, 1245
 Izotov Y., Stasinska G., Guseva N., 2013, *A&A*, 558, A57
 Izotov Y. I., Thuan T. X., 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 710, 67
 Kawano L., 1992
 Lind K., et al., 2009, *A&A*, 503, 545
 McKellar B. H. J., Thomson M. J., 1994, *Phys. Rev. D*, 49, 2710
 Monaco L., et al., 2012, *A&A*, 539, A157
 Mosquera M. E., Civitarese O., 2011, *Phys. Rev. C*, 84, 065803
 Mosquera M. E., Civitarese O., 2014, *International Journal of Modern Physics E*, 23, 1450014
 Murciarelli A., Salaris M., Bonifacio P., 2012, *Mem. S. A. It. Suppl.*, 22, 86
 Noterdaeme P., et al., 2012, *A&A*, 542, L33
 O’Meara J. M., et al., 2006, *Astrophys.J.*, 649, L61
 Peimbert M., Luridiana V., Peimbert A., 2007, *ApJ*, 666, 636
 Pettini M., Cooke R., 2012, *MNRAS*, 425, 2477
 Pettini M., et al., 2008, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 391, 1499
 Sbordone L., et al., 2010, *A&A*, 522, A26
 Villanova S., et al., 2012, *ApJ*, 748, 62
 Villanova S., Piotto G., Gratton R. G., 2009, *A&A*, 499, 755



Origen y evolución de la relación de Tully-Fisher en galaxias simuladas

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

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

² *Observatorio Astronómico de Córdoba (UNC)*

Contacto/ IF: iferrero@oac.uncor.edu

Resumen / Utilizando las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas de formación de galaxias GIMIC (*Galaxies-Intergalactic Medium Interaction Calculation*) estudiamos el origen y evolución de la relación de Tully-Fisher comparando con resultados observacionales para diferentes valores de corrimiento al rojo que van desde $z=0$ hasta $z=2$. Los resultados preliminares indican la posible existencia de una conspiración entre las cantidades de materia oscura y de bariones (estrellas más gas) en las partes centrales de las galaxias fundamental para establecer esta correlación.

Abstract / Using the hydrodynamic cosmological simulations of galaxy formation Gimic (*Galaxies Intergalactic Medium-Interaction Calculation*) we study the origin and the evolution of the Tully-Fisher relation in comparison with same observational results for different redshifts ranging from $z = 0$ to $z = 2$. Preliminary results indicate the possible existence of a conspiracy between the amounts of dark matter and baryons (stars and gas) in the central parts of galaxies which is fundamental to establishing this correlation.

Keywords / Galaxies: spiral, structure, disk — Simulations: Galaxies

1. Introducción

Las galaxias disco cumplen una serie de correlaciones, conocidas como relaciones de escala, entre sus parámetros intrínsecos observacionales tales como luminosidad (L), velocidad de rotación (V) y radio de escala (R). La relación de Tully & Fisher (TF, Tully & Fisher, 1977) es sin lugar a dudas la más estudiada y mejor establecida desde el punto de vista observacional, correlacionando L y V ($L \sim V^{3.8}$). Se cree que esta relación refleja correlaciones entre las propiedades intrínsecas de los gigantes halos de materia oscura que rodean a estas galaxias. Sin embargo, desde el punto de vista teórico, no es claro el origen y evolución temporal de esta relación. Teóricamente, existen dos grandes ideas acerca del origen: una que entiende a la relación TF como el resultado de la formación autorregulada de estrellas en discos de diferente masa, y otra donde la relación TF es la consecuencia directa de la equivalencia cosmológica entre la masa y la velocidad circular. Esta equivalencia es una consecuencia de la edad finita del Universo, el cual impone un radio máximo de donde la materia es acreta para formar una galaxia. Este radio, comúnmente llamado radio virial R_{200} , corresponde aproximadamente al radio de una esfera con densidad media 200 veces la densidad crítica del Universo. Existe una relación bien establecida entre la velocidad circular medida en R_{200} , V_{200} y la masa encerrada por dicho radio M_{200} , a partir de la cual si las velocidades de rotación del disco son proporcionales a la velocidad circular del halo V_{200} , y las masas estelares son proporcionales a la masa del halo M_{200} entonces las luminosidades deben escalar aproximadamente como V^3 ,

la cual es una dependencia de la velocidad bastante similar a la relación TF observada. Pero cualquiera de estas dos suposiciones puede fallar en la práctica. La velocidad de rotación del disco depende de manera compleja de la masa estelar y gaseosa de la galaxia, de la contribución del halo de materia oscura y del radio al cual esta velocidad es medida. Todos estos parámetros pueden variar significativamente de galaxia en galaxia. Además las luminosidades, especialmente en las bandas azules, no son exactamente proporcionales a la masa estelar, lo que incrementa las incertezas a la hora de analizar la dependencia de la masa estelar y no de la luminosidad en función de la velocidad de rotación. Si bien observacionalmente se utilizan, usualmente, las luminosidades para estudiar la relación TF, resulta útil para comparar con las simulaciones convertir las luminosidades a masas estelares utilizando algún modelo.

2. Muestra simulada

Con el propósito de obtener una muestra significativa de galaxias simuladas en diferentes entornos cosmológicos, se utilizó el conjunto de simulaciones numéricas cosmológicas hidrodinámicas de alta resolución *Galaxies-Intergalactic Medium Interaction Calculation* (GIMIC, Crain et al., 2009). Se tratan de la re-simulación hidrodinámica de 5 regiones esféricas de radio de $20 h^{-1}$ Mpc aproximadamente extraídas de las simulaciones de N-cuerpos Millenium (Springel et al., 2005). Cada una de estas regiones cuenta con una densidad que se aparta respecto de la densidad media del Universo $(-2, -1, 0, +1, +2)\sigma$ a redshift $z = 1.5$, donde σ es la desviación cuadrática

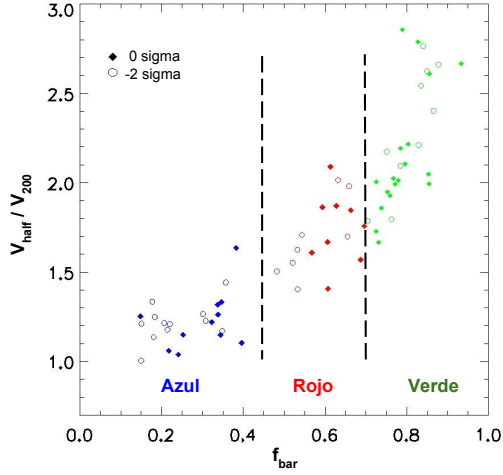


Fig. 1: Fracción bariónica dentro de r_{half} , f_{bar} en función de la razón entre la velocidad circular medida en r_{half} y en r_{200} .

media de la fluctuación de la masa medida en escalas de $20 h^{-1} \text{ Mpc}$. Al igual que las simulaciones *Millennium*, estas simulaciones también adoptan los parámetros cosmológicos consistentes con los datos de WMAP-1: $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$, $\Omega_b = 0.045$, $n_s = 1$, $\sigma_8 = 0.9$, $h = 0.73$. Las masas de las partículas de gas son de $1.4 \times 10^6 h^{-1} M_\odot$ y $1.1 \times 10^7 h^{-1} M_\odot$ para intermedia y alta resolución, respectivamente. Estas simulaciones incluyen enfriamiento del gas, calentamiento del gas debido al fondo de radiación, retroalimentación por supernova y vientos galácticos, pero no retroalimentación por Núcleo Galáctico Activo (AGN por sus siglas en Inglés). Para llevar a cabo este trabajo se empleó la simulación de alta resolución.

De las 5 regiones simuladas, en este trabajo nos enfocamos en el estudio de las regiones 0σ y -2σ , con el propósito de estudiar una región de densidad típica del Universo y otra subdensa. Para cada una de estas regiones se eligieron las 1000 galaxias con más alta masa estelar para las cuales se analizó su morfología con el fin de seleccionar de la muestra aquellas galaxias tipo disco. Para tal clasificación se empleó el parámetro k (Sales et al., 2012), el cual mide la fracción de energía cinética estelar en rotación respecto de la total, $k = K_{rot}/K$, donde K es la energía cinética total de las partículas estelares de la galaxia y K_{rot} es la energía cinética total de las partículas estelares en movimiento de rotación. Se realizó un corte en masa estelar $M_{str} > 10^{9.5} M_\odot$ y otro corte en el parámetro $k > 0.65$ con el fin de seleccionar las galaxias con mayor masa estelar (mejor resueltas) y con mayor valor del parámetro k (discos bien formados). Claramente esto redujo significativamente la muestra a aproximadamente 70 galaxias entre las regiones 0σ y -2σ . Con el fin de seleccionar galaxias con curvas de rotación similares a las observadas, de esta muestra de galaxias disco presentes en la simulación seleccionamos solamente aquellas galaxias cuyas curvas de velocidad circular son planas. Es de gran utilidad conocer los porcentajes que ocupan en un determinado espacio la materia oscura y los bariones, esto nos da una idea si estamos mirando sistemas en donde domina la materia oscura, o los va-

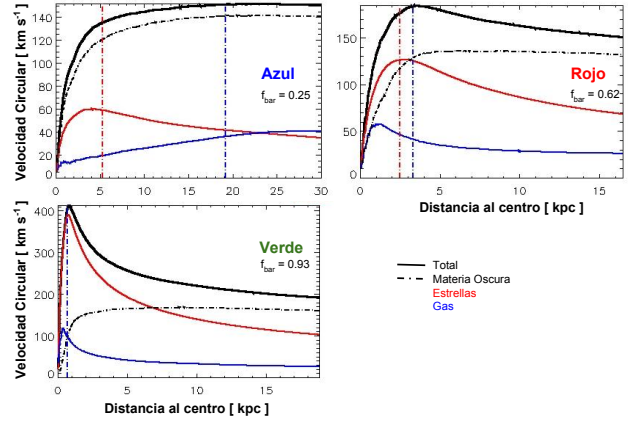


Fig. 2: Ejemplo de curvas de velocidad circular para una galaxia de cada uno de los grupos: dominado por materia oscura (azul), intermedio (rojo) y dominado por bariones (verde).

lores están cercanos a la fracción bariónica Universal o si dominan los bariones. En nuestro caso usamos la fracción bariónica f_{bar} , con respecto al total de la masa, medida dentro del radio que encierra la mitad de la masa estelar de la galaxia R_{half} . En la Fig. 1 se puede observar la razón entre la velocidad circular V_{half} medida en el radio mitad de la masa estelar R_{half} y la velocidad virial V_{200} en función de la fracción bariónica f_{bar} . El valor que alcanza V_{half} / V_{200} nos da una idea acerca de la forma que tiene la curva de velocidad circular, galaxias con curvas de velocidad circular plana alcanzan valores cercanos a uno y por el contrario cuanto más grande es el valor mayor es el decaimiento de la curva hacia radios mayores. Es notable que V_{half}/V_{200} es directamente proporcional a f_{bar} . Esto también es apreciable cuando se observa la correlación entre f_{bar} y la masa estelar de la galaxia M_{str} , mostrando valores de f_{bar} mayores cuando más grande es M_{str} . Se escogió el valor de la fracción bariónica f_{bar} para clasificar a la muestra en tres grupos, $f_{bar} < 0.45$ (dominado por materia oscura - azul), $0.45 < f_{bar} < 0.7$ (intermedio - rojo) y $f_{bar} > 0.7$ (dominado por bariones - verde). En la fig. 2 se puede observar que las galaxias que poseen los valores mas pequeños de f_{bar} (dominados por materia oscura - Azul) son las que poseen las curvas de rotación más planas, que como se menciono anteriormente son el tipo de curvas de rotación que se observan en el Universo. Esto nos convence de que el valor de f_{bar} dentro del radio R_{half} , dentro del cual se mide la velocidad circular V_{half} , es un buen indicador de la forma que adopta la curva de velocidad circular de una galaxia.

Finalmente, luego de seleccionar aquellas galaxias que tuvieran $M_{str} > 10^{9.5} M_\odot$ (mejor resueltas), $k > 0.65$ (discos bien formados) y $f_{bar} < 0.45$ (curvas de rotación planas) la muestra se redujo a 23 galaxias (11 de 0σ y 12 de -2σ) para las cuales se llevo a cabo el análisis de la relación TF.

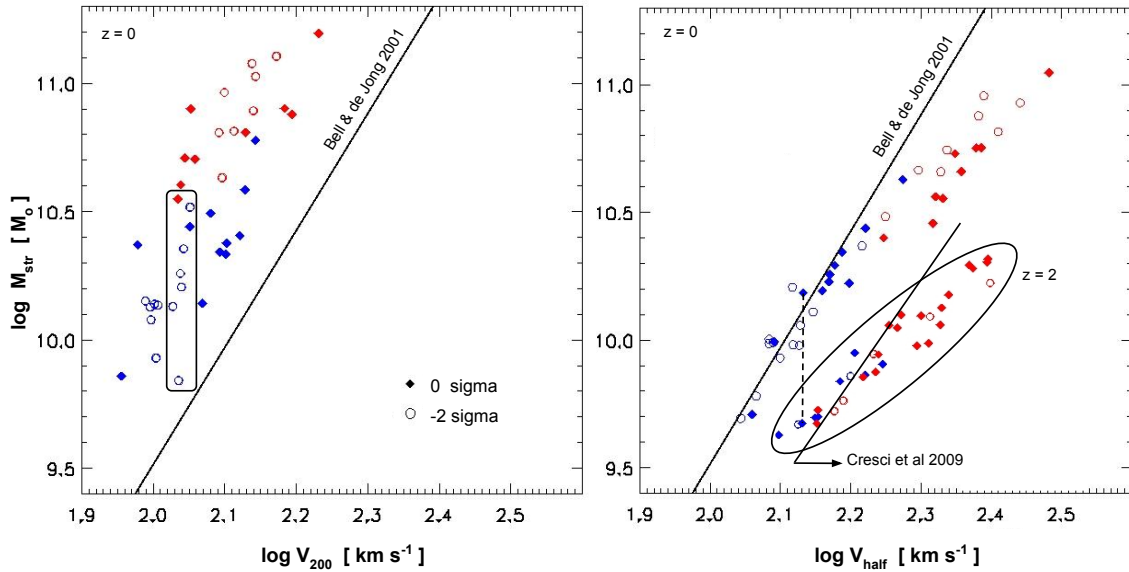


Fig. 3: Para el grupo de galaxias dominadas por materia oscura - Azul y para el grupo de galaxias intermedias - Rojo. Derecha: Velocidad circular medida en R_{200} , V_{200} en función de la masa estelar de la galaxia. Izquierda: Relación Tully-Fisher para corrimiento al rojo $z=0$ y para $z=2$ (encerradas por elipse), las líneas negras corresponden a los ajustes observacionales encontrados por Bell & de Jong (2001) y para Cresci et al. (2009), $z=0$ y $z=2$, respectivamente.

3. Análisis

Como se mencionó en la sección anterior, para llevar a cabo el análisis se utilizó la velocidad circular medida en el radio que encierra la mitad de la masa estelar r_{half} , V_{half} . En el panel derecho de la Fig. 3 se encuentra la correlación entre la velocidad circular V_{half} y la masa estelar de la galaxia M_{str} , relación de Tully-Fisher. Se observa que el grupo con galaxias dominadas por materia oscura (azul) está en concordancia con la correlación observacional encontrada por Bell & de Jong (2001), para el caso del grupo de galaxias intermedias (rojo) esto no es apreciable, los puntos rojos se apartan con velocidades circulares más grandes para una dada masa estelar y para el caso de la muestra con galaxias dominadas por bariones (verde), la cual no fue incluida en el gráfico, el apartamiento es aún mayor. Contendidas dentro de la elipse negra se encuentran las mismas galaxias para corrimiento al rojo $z=2$. Puede notarse que la cantidad de puntos azules es inferior para $z=2$, esto se debe a que fueron excluidas aquellas galaxias que si bien son discos ($k > 6.5$) en $z=0$, no lo eran en $z=2$. No es evidente en $z=2$ la correlación que existía entre la fracción bariónica f_{bar} y la masa estelar M_{str} en $z=0$, donde todos los puntos azules se ubicaban sistemáticamente por debajo de los puntos rojos.

Analizando la evolución temporal se encontró que muchas galaxias presentan una evolución atípica, donde la masa estelar M_{str} aumenta casi un factor 5 pero la velocidad circular V_{half} no cambia demasiado (ver puntos conectados por línea negra a trazos en el panel derecho de la Fig. 3). Este tipo de comportamiento se observó en un 15% de las galaxias de la muestra, mientras que el resto de las galaxias poseen un comportamiento evolutivo normal, el cual muestra un incremento en la masa estelar y también en la velocidad circular V_{half} . Esto es

esperable ya que la velocidad circular medida en R_{half} es proporcional a la masa encerrada en dicho radio. Lo que sucede es que si bien la masa estelar de la galaxia aumenta, la forma en la que esta masa se distribuye dentro no es igual en todos los casos.

En el panel izquierdo de la Fig. 3 se muestra la velocidad circular medida en R_{200} , V_{200} en función de la masa estelar de la galaxia M_{str} . En este caso no se observa una correlación bien marcada como en la relación TF (panel derecho). Esto puede deberse a las diferentes formas que presentan las curvas de velocidad circular. Se encontraron un grupo de galaxias, dentro de la región -2σ , que poseen velocidades viriales V_{200} similares entre sí (círculos vacíos dentro del recuadro negro). No hay duda que todas estas galaxias poseen velocidades V_{half} en acuerdo con Bell & de Jong (2001) para el valor de sus masas estelares. Esto nos sugiere que existen galaxias que viven en halos de materia oscura parecidos (en M_{200}) pero en su interior la evolución de cada galaxia permitió de alguna forma alcanzar velocidades circulares en concordancia con la relación de Tully-Fisher. Si bien no es del todo claro el mecanismo, hemos encontrado que existe una coordinación entre la materia oscura y los bariones para que juntas correlacionen muy bien con la velocidad de rotación, lo cual no es observable cuando se las analiza por separado.

Referencias

- Bell E. F., de Jong R. S., 2001, ApJ, 550, 212
- Crain R. A., et al., 2009, MNRAS, 399, 1773
- Cresci G., et al., 2009, ApJ, 697, 115
- Sales L. V., et al., 2012, MNRAS, 423, 1544
- Springel V., et al., 2005, Nature, 435, 629
- Tully R. B., Fisher J. R., 1977, A&A, 54, 661



Propiedades de la emisión en radio e infrarrojo en galaxias

R.R. Vena Valdarenas^{1,2}, T. Paez Tagliaferro^{2,3} & C.A. Valotto^{1,2}

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

² *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba*

³ *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba*

Contacto/ RRVV: valdarenas@oac.uncor.edu

Resumen / En este trabajo se analiza la correlación entre las emisiones en infrarrojo lejano y radio para galaxias en diferentes entornos. Además, se estudia la dependencia de esta correlación con el medio ambiente en el que se encuentran las galaxias.

Se presentan los resultados obtenidos a partir del estudio realizado con diferentes muestras, tales como cúmulos, grupos, grupos compactos, pares y galaxias aisladas. El análisis estadístico se lleva a cabo utilizando datos obtenidos de los relevamientos NVSS y WISE, para las emisiones en Radio en 1.4 GHz e infrarrojo en 22 μm respectivamente.

Abstract / We analyze the correlation between far infrared and radio emissions for galaxies in different environments. Also, we study the dependence of this correlation with the galaxy environment.

The results obtained from the study of different samples such as clusters, groups, compact groups, pairs and isolated galaxies are presented. A statistical analysis was performed using data obtained from the NVSS and WISE surveys for radio emissions at 1.4 GHz and infrared in 22 μm respectively.

Keywords / radio continuum: galaxies — infrared: galaxies — galaxies: general

1. Introducción

La correlación entre la emisión en radio y la radiación infrarroja (CIR) en galaxias es una de las relaciones mejor determinadas en astronomía (Gavazzi et al., 1986). La CIR es aproximadamente lineal e invariante en un intervalo de más de cuatro órdenes de magnitud en luminosidad y es válida para todos los tipos de galaxias con formación estelar (Condon, 1992). La linealidad de la CIR es normalmente atribuida a una dependencia de emisión IR y radio sobre la formación de estrellas masivas. Éstas calientan el polvo e ionizan gas produciendo la emisión térmica del polvo y la emisión en radio libre-libre, respectivamente. Las mismas estrellas son progenitores de remanentes de supernova (SNR) generando rayos cósmicos (CR) que producen radiación no-térmica (radiación sincrotrón). Las estrellas masivas proporcionan así un origen común para la emisión en infrarrojo lejano y la radiación sincrotrón de las galaxias. Este origen común es la esencia de todos los modelos construidos para explicar la CIR en escala global (por ejemplo, el modelo “calorímetro”, Voelk 1989; El modelo “conspiración”, Lacki et al. 2010) y escala local (por ejemplo, “dínamo de pequeña escala”, Schleicher & Beck 2013; ver también Niklas & Beck 1997).

Esta correlación ha sido probada en diferentes estudios, tanto en relación con las propiedades globales de galaxias en el Universo cercano (Yun et al., 2001), como así también en pequeñas escalas locales de alta resolución empleando observaciones de galaxias individuales (Basu et al., 2012). Es particularmente notable que la CIR se mantiene incluso para los galaxias de baja masa como las Nubes de Magallanes (Leverenz & Filipović, 2013).

Estudios más recientes muestran el papel de los campos magnéticos en el control de la CIR en las galaxias cercanas (Tabatabaei et al., 2013).

2. Muestras y relevamientos utilizados

Con el objetivo de realizar una comparación del efecto del medio ambiente en la CIR, se seleccionaron las siguientes muestras:

- Grupos Compactos de Galaxias filtrados en velocidad radial, seleccionados a partir del catálogo 2MASS (v2MCGs, Díaz-Giménez et al. 2012).
- Catálogo de galaxias aisladas (Karachentseva, 1973).
- Catálogo de Pares de Galaxias (Woods et al., 2006).
- Catálogo de Grupos de Galaxias (Yang et al., 2012).
- Galaxias seleccionadas aleatoriamente del SDSS-DR7 (Abazajian et al., 2009).

Los datos de la emisión del continuo en radio en 1.4GHz se extrajeron del catálogo proporcionado por el relevamiento NVSS (NRAO VLA Sky Survey, Condon et al. 1998) y los datos de la emisión en infrarrojo en 22 μm fueron obtenidos del catálogo correspondiente al relevamiento WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer, Wright et al. 2010). En la Figura 1, se muestran imágenes en el óptico, infrarrojo y radio, donde se observa la emisión correspondiente a las diferentes muestras seleccionadas.

Para comparar las propiedades observadas en las diferentes muestras, y debido a que la muestra de los v2MCGs está limitada en *redshift*, se seleccionaron submuestras de los diferentes catálogos, cuyas distribuciones en *redshift*

fueran similares. En la Figura 2 se muestra, a modo de ejemplo, la distribución en *redshift* para las galaxias aisladas comparada con la de los v2MCGs.

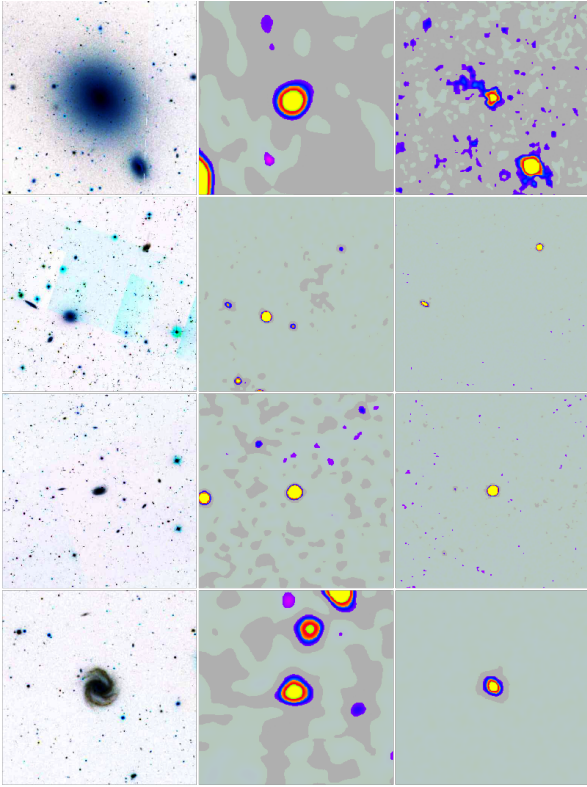


Fig. 1: Imágenes ilustrativas de objetos correspondientes a las diferentes muestras en óptico (izquierda), radio (medio) y en infrarrojo (derecha). De arriba a abajo: catálogo de pares, grupos compactos, grupos y galaxias aisladas.

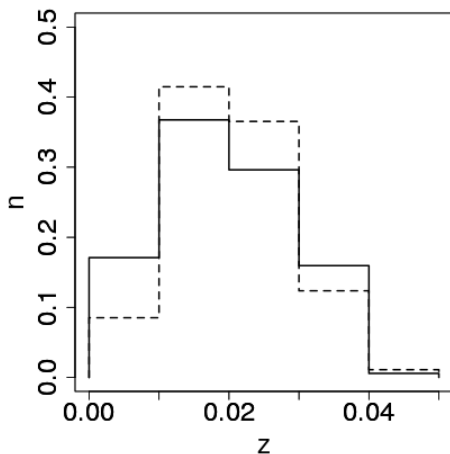


Fig. 2: Distribución en *redshift* para la muestra de galaxias aisladas (línea llena) y para la muestra de los v2MCGs (línea a trazos). n es el número de galaxias normalizado.

3. Correlación

Para llevar a cabo la selección de las fuentes con emisión en radio asociadas a las galaxias, se realizó una correlación de las posiciones de las mismas con el catálogo de fuentes del relevamiento NVSS, que además de las coordenadas posee datos de la intensidad total en 1.4 GHz. La resolución angular del relevamiento es de $45''$, por lo que se elige que las muestras con emisión en radio quedan determinadas por las fuentes asociadas a galaxias que se encuentran a una distancia máxima de $10''$.

La identificación de fuentes en $22 \mu\text{m}$ se realizó correlacionando las posiciones de las galaxias con el catálogo proporcionado por el relevamiento WISE. Este Catálogo brinda información de las magnitudes en 4 bandas diferentes (3.4 , 4.6 , 12 y $22 \mu\text{m}$), información de la relación señal ruido para las magnitudes y marcador de objetos extensos, entre otras cosas. Se seleccionaron las fuentes infrarrojas asociadas a cada galaxia, utilizando el criterio definido anteriormente. Para tener una muestra confiable se descartaron aquellas fuentes cuya relación señal sobre ruido para la magnitud en $22 \mu\text{m}$ fuera menor a 5, y se tuvieron en cuenta sólo las fuentes clasificadas como objetos extensos. La resolución angular en la banda 4 de WISE ($22 \mu\text{m}$) es $12''$.

En la Figura 3 se exponen las correlaciones entre los flujos correspondientes a la emisión en radio e infrarrojo para las diferentes muestras consideradas. Se realizó un ajuste lineal para cada muestra y se calculó el coeficiente de correlación de *Spearman* (r_s) y su correspondiente p -value que permite calcular la probabilidad de que la correlación no sea significativa. La Tabla 1 muestra los correspondientes valores del ajuste lineal para las diferentes muestras y el coeficiente de correlación de *Spearman*.

Para todas las muestras se encuentra un p -value $< 10^{-20}$, por lo tanto la probabilidad de que la correlación no sea significativa es mucho menor al 1%.

Tabla 1: Parámetros del ajuste lineal para las diferentes muestras de galaxias. Pendiente y ordenada de la recta de ajuste, rms, tamaño de la muestra N y coeficiente de correlación r_s

Muestra	Pendiente	Ordenada	rms	N	r_s
Pares	0.86 ± 0.04	-1.14 ± 0.05	0.198	121	0.88
v2MCGs	0.64 ± 0.06	-1.43 ± 0.08	0.262	66	0.80
Grupos	0.58 ± 0.02	-1.50 ± 0.03	0.200	685	0.67
Aisladas	0.64 ± 0.04	-1.47 ± 0.05	0.217	128	0.79
Aleatorias	0.65 ± 0.02	-1.40 ± 0.03	0.199	748	0.75

4. Parámetro q_{ir}

El parámetro q_{ir} , se define como el cociente logarítmico de los flujos en infrarrojo y en radio (Thomson et al., 2014):

$$q_{ir} = \log_{10} \left[\frac{S_{ir}}{3.75 \times 10^{12} W m^{-2}} \times \frac{W m^{-2} H z^{-1}}{S_{1.4GHz}} \right] \quad (1)$$

Donde S_{ir} y $S_{1.4}$ son los flujos en infrarrojo y radio respectivamente. En la Figura 4 se grafican las distribu-

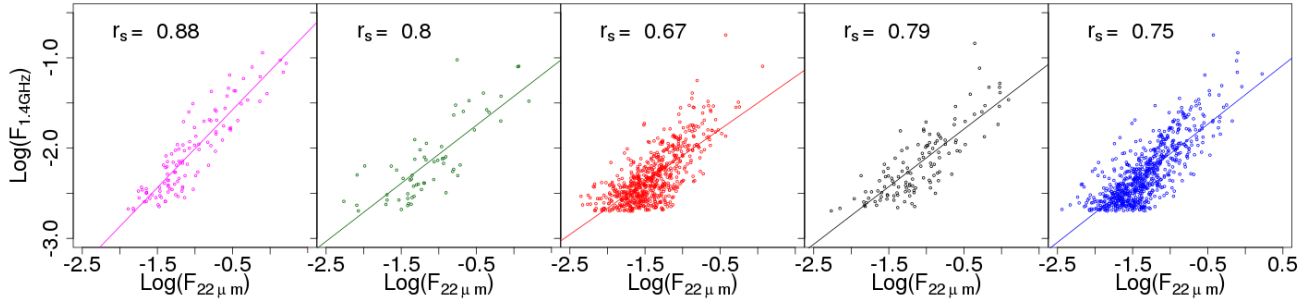


Fig. 3: Relación $\text{Log}(F_{1.4\text{GHz}})$ vs. $\text{Log}(F_{22\mu\text{m}})$. Correlación lineal para las diferentes muestras. De izquierda a derecha: muestras de pares de galaxias, de grupos compactos, de grupos, de galaxias aisladas y de las seleccionadas aleatoriamente. Se muestra en cada caso el valor del coeficiente de correlación (r_s).

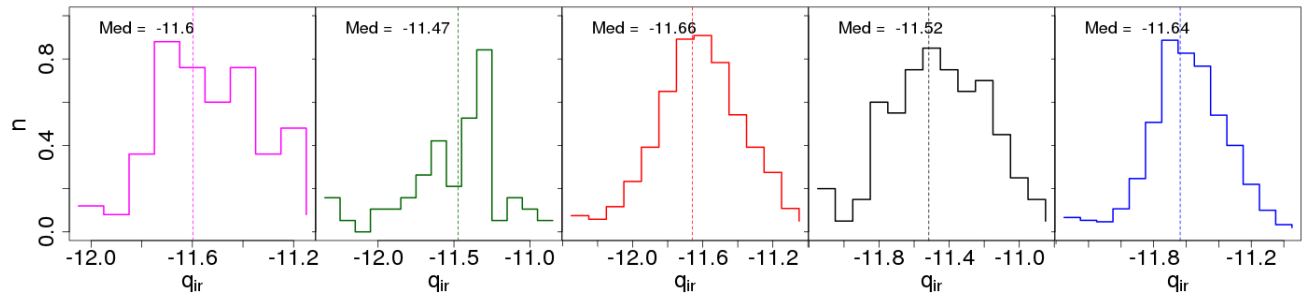


Fig. 4: Distribuciones del parámetro q_{ir} para las diferentes muestras. De izquierda a derecha: muestras de pares de galaxias, de grupos compactos, de grupos, de galaxias aisladas y de las seleccionadas aleatoriamente, donde n corresponde a una normalización arbitraria. Se muestra en cada caso el valor de la mediana (Med).

ciones del parámetro q_{ir} obtenido para cada muestra.

5. Discusión

En este trabajo se intenta estudiar cómo el medio ambiente puede afectar la relación existente entre las emisiones en radio y en infrarrojo para las distintas muestras seleccionadas. Se estudiaron las propiedades de la correlación existente entre estas emisiones realizando los ajustes lineales, determinándose los coeficientes de correlación de Spearman. Se observó que la dispersión es menor en el caso de la muestra de pares de galaxias. Los valores de p -value cercanos a 0 permiten asegurar que las dos variables correlacionan significativamente. Con el objeto de obtener información complementaria, se analizaron las distribuciones del parámetro q_{ir} . En todos los casos las medianas oscilan entre -11.7 y -11.5, y las desviaciones estándares entre 0.2 y 0.3.

Un punto para destacar es la presencia de un doble pico en la distribución de este parámetro correspondiente a los grupos compactos, no presente en las restantes distribuciones. También podemos distinguir que en el gráfico correspondiente a los pares de galaxias no existe un único máximo. Estos comportamientos podrían sugerir que existe un comportamiento diferenciado de las galaxias en estos sistemas, punto que está siendo objeto de estudio.

Referencias

Abazajian K. N., et al., 2009, ApJS, 182, 543
 Basu A., Roy S., Mitra D., 2012, ApJ, 756, 141

Condon J. J., 1992, ARA&A, 30, 575
 Condon J. J., et al., 1998, AJ, 115, 1693
 Díaz-Giménez E., et al., 2012, MNRAS, 426, 296
 Gavazzi G., Cocito A., Vettolani G., 1986, ApJL, 305, L15
 Karachentseva V. E., 1973, Soobshcheniya Spetsialnoj Astrofizicheskoy Observatorii, 8, 3
 Lacki B. C., Thompson T. A., Quataert E., 2010, ApJ, 717, 1
 Leverenz H., Filipović M. D., 2013, Ap&SS, 343, 301
 Niklas S., Beck R., 1997, A&A, 320, 54
 Schleicher D. R. G., Beck R., 2013, A&A, 556, A142
 Tabatabaei F. S., et al., 2013, A&A, 552, A19
 Thomson A. P., et al., 2014, MNRAS, 442, 577
 Voelk H. J., 1989, A&A, 218, 67
 Woods D. F., Geller M. J., Barton E. J., 2006, AJ, 132, 197
 Wright E. L., et al., 2010, AJ, 140, 1868
 Yang X., et al., 2012, ApJ, 752, 41
 Yun M. S., Reddy N. A., Condon J. J., 2001, ApJ, 554, 803



Propiedades físicas del gas en regiones de formación estelar múltiples en galaxias BCDs: IIZw 33 y Mrk 600

F. Campuzano-Castro¹, G. Hägele^{1,2}, M. Cardaci^{1,2}, G. Bosch^{1,2}, V. Firpo^{1,3}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata

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

³ Universidad de La Serena (Chile)

Contacto/ FCC: fedecampu@gmail.com

Resumen / En este trabajo realizamos un análisis detallado de los espectros del gas ionizado perteneciente a 9 regiones HII gigantes con brotes de formación estelar violenta pertenecientes a dos Galaxias Compactas Azules. Los espectros de baja resolución espectral fueron obtenidos con el espectrógrafo de rendija larga del telescopio du Pont del Observatorio Las Campanas, Chile, para 5 regiones de IIZw 33 y 4 regiones de Mrk 600. Hemos medido una gran cantidad de líneas de recombinación y prohibidas teniendo en cuenta la presencia de la población subyacente y realizando un desdoblamiento en los casos que lo requería. Los cálculos de los parámetros físicos del gas han sido estimados utilizando la metodología planteada por nuestro grupo. En todos los brotes de formación estelar pudimos calcular: (i) el enrojecimiento a partir de las líneas de recombinación del hidrógeno; (ii) las densidades electrónicas de la zona de baja excitación a partir del cociente de las líneas del azufre [SII] λ 6717 y [SII] λ 6731 Å; (iii) a partir de las líneas aurorales presente en espectros de varios de nuestros brotes pudimos determinar las temperaturas electrónicas utilizando: método directo, relaciones semi empíricas y modelos de foto ionización: $T_e([OII])$, $T_e([OIII])$, $T_e([SII])$, $T_e([SIII])$, y $T_e([NII])$, dependiendo de la calidad de los espectros y las líneas medidas en ellos; (iv) abundancias iónicas de He^+ , O^+ , O^{2+} , S^+ , S^{2+} , N^+ , Ne^{2+} , Ar^{2+} y Ar^{3+} en la mayoría de los nudos, excepto la última que solo pudo ser medida en un objeto; (v) las abundancias químicas totales de O, S, N, Ne y Ar; (vi) el grado de ionización del gas nebuloso a partir del parámetro de blandura η .

Abstract / In this work we perform a detailed analysis of the spectra of the ionized gas belonging to 9 giant HII regions with violent star formation in two Blue Compact Dwarf galaxies. We have measured a large number of recombination and forbidden lines taking into account the underlying stellar population (defining a pseudo continuum for the hydrogen and helium emission lines). The physical properties of the gas have been estimated using the methodology proposed by our group. For the star forming knots, depending on the data available, we derived: (i) the reddening constant from the hydrogen recombination lines in all the regions, (ii) the electron density in the low excitation zone from the sulphur once ionized [SII] λ 6717 and λ 6731 Å emission lines ratio, (iii) the electron temperatures using the auroral lines present in the spectra of several of our regions and applying the direct method or empirical relations and photo ionization models: $T_e([OII])$, $T_e([OIII])$, $T_e([SII])$, $T_e([SIII])$, and $T_e([NII])$ depending on the quality of the spectra, (iv) ionic abundances of He^+ , O^+ , O^{2+} , S^+ , S^{2+} , N^+ , Ne^{2+} , Ar^{2+} and Ar^{3+} in most of the knots, except the last one that could only be measured for one object, (v) the total chemical abundances of O, S, N, Ne and Ar, (vi) the ionization degree from the softness parameter η .

Keywords / galaxies: ISM — ISM: abundances — galaxies: star formation — galaxies: individual (MRK600, IIZW33)

1. Introducción

Las galaxias HII son galaxias de baja masa con (al menos) un evento reciente de formación estelar violenta concentrada en unos pocos parsecs cercanos a sus núcleos, en donde los flujos provenientes de estas estrellas jóvenes masivas son los que dominan la luz de esta subclase de galaxias enanas. En particular, las galaxias enanas son las más numerosas en el Universo y juegan un papel crucial en nuestra comprensión sobre la formación y evolución de las galaxias. Estas galaxias pueden clasificarse en diferentes tipos, entre estos se encuentran las enanas compactas azules (BCDs de su sigla en ingles, Blue Compact Dwarfs).

La proximidad de las galaxias BCDs nos permiten rea-

lizar estudios sobre su estructura, contenidos de metales de las poblaciones estelares, y los procesos de formación estelar en un entorno casi originario, estableciendo de esta manera un importante enlace con el Universo temprano en la época de formación de las galaxias. Por esto, estos objetos constituyen excelentes laboratorios “cercaños” para estudiar las emisiones de alta ionización y la dureza de la radiación ionizante en ambientes de bajas metalidades, permitiéndonos definir zonas de pertenencia de un mismo cúmulo en función de cómo se excitan las líneas de ciertos iones y sus cocientes (ver Skillman et al., 1991).

En este trabajo realizamos un estudio de las propiedades físicas del gas ionizado tales como la temperatura, composición química y el grado de ionización pertene-

ciente a los brotes más intensos de formación estelar de dos galaxias BCDs: IIZw 33 y Mrk 600. Este estudio nos permite desarrollar distintas teorías sobre la formación y evolución estelar.

2. Observación

Hemos utilizado espectros de resolución baja-intermedia, tomados la noche del 28 de septiembre de 2005 utilizando la cámara *Wide Field* CCD montada en el telescopio Irénée du Pont, en el Observatorio Las Campanas (LCO), Chile. Las observaciones corresponden a 9 regiones (en total): 5 de IIZw 33 y 4 correspondientes a Mrk 600 (ver Fig. 1). El detector TEK5 fue utilizado en el rango de longitud de onda 3800-9200 Å (centrado en $\lambda_c=6550$ Å). El ancho de la ranura tomado fue de un segundo de arco, dando una resolución espectral de $R \approx 900$ ($\Delta\lambda=7.5$ Å en $\lambda 6700$ Å) medida a partir del ancho a potencia mitad de las líneas de la lámpara de comparación. Además, las condiciones de observación fueron buenas, con un seeing promedio de 1 arcseg y buenas condiciones fotométricas de cielo. Para IIZw 33 el espectro fue obtenido con un tiempo de exposición de 900 segundos, el ángulo de posición de la rendija fue de 167° y se observó con una masa de aire de 1.13. Mrk 600 fue observada con un tiempo de exposición de 900 segundos, el ángulo de la rendija fue de 237° y se observó con una masa de aire de 1.76.

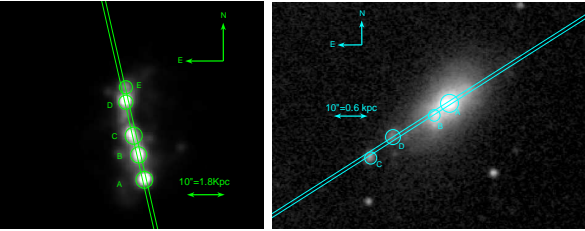


Fig. 1: Imágenes en H α obtenidas con el Telescopio du Pont mostrando la posición de la rendija larga correspondiente a las observaciones espectroscópicas realizadas para IIZw 33 (izquierda) y Mrk 600 (derecha). En ambas se muestran los brotes de formación estelar identificados con letras en verde (IIZw 33) y cian (Mrk 600).

3. Resultados y conclusiones

Para integrar los flujos de las líneas de emisión, hemos utilizado distintos métodos según la proximidad entre las líneas, y definiendo un pseudo continuo para establecer las medidas de las líneas de recombinación a causa de la población vieja subyacente que deprime las líneas y el continuo (ver detalle en Hägele et al., 2006).

3.1. Densidades y temperaturas electrónicas

Para calcular las densidades electrónicas hemos utilizado el cociente del flujo de las líneas de emisión del

azufre una vez ionizado: $n_e = f \frac{[SII]\lambda 6717 \text{ \AA}}{[SII]\lambda 6731 \text{ \AA}}$ que es representativo de la zona de baja excitación del gas ionizado, con valores promedios menores que 200 cm^{-3} (muy por debajo de los valores de densidad crítica de desexcitación colisional).

Para el estudio de las temperaturas electrónicas del gas hemos utilizado los métodos descritos en Hägele et al. (2012): i) cuando las líneas aurales (débiles por lo general) fueron lo suficientemente intensas para poder medirlas, utilizamos lo que se conoce como el “método directo” (ver Hägele et al., 2008); ii) en los casos en que alguna de las líneas aurales o alguna de las líneas intensas necesarias no hayan sido detectadas en el rango observado y las temperaturas no puedan ser estimadas por el método directo, usamos modelos de fotoionización que nos dan relaciones entre las temperaturas electrónicas, así como también utilizamos relaciones empíricas o semiempíricas (ver Perez-Montero & Diaz, 2005). Además, realizamos un ajuste para la estimación de la $T_e([OIII])$ en función de $T_e([SIII])$ para los casos en que no fue posible medir el flujo de la línea auroral $[OIII]\lambda 4363$ Å; iii) en los casos en que no podamos medir ninguna línea auroral, consideramos $T_e([OIII])$ igual a 10^4 K, ya que es un valor típico para este tipo de objetos. A partir de este valor utilizamos las relaciones teóricas para obtener las otras temperaturas electrónicas, a partir del valor adoptado para $T_e([OIII])$. Hemos obteniendo temperaturas entre ≈ 8700 y 14000 K, (ver Tabla 1) las que se encuentran dentro del rango típico para estos objetos en la literatura (ver Hägele et al., 2006).

3.2. Abundancias iónicas y totales

Para la determinación precisa de las abundancias utilizamos las temperaturas calculadas y las intensidades de las líneas más intensas de los iones en cuestión. A pesar de los buenos espectros con los que trabajamos, algunas líneas correspondientes al Fe, He y Ar no pudieron ser medidas por la baja relación señal a ruido.

Es posible estimar algunas características globales de la evolución estelar de las regiones HII analizando los cocientes entre las abundancias totales de los elementos químicos y el oxígeno. Los cocientes Ne/O, Ar/O, N/O y S/O muestran valores esperables para este tipo de objetos (subsolares), encontrándose dentro de los valores típicos en la literatura para las galaxias HII (ver detalle Hägele et al., 2006), por lo cual podemos deducir que su evolución, tanto desde el punto de vista químico como de las poblaciones estelares, y su estado actual no presentan anomalías destacables.

3.3. Abundancias empíricas

En general, para los casos en que ninguna de las líneas aurales es lo suficientemente intensa para ser medida, suelen utilizarse diferentes métodos empíricos como estimadores de metalicidades para hallar la abundancia de oxígeno en las regiones donde la derivación directa de la temperatura electrónica no es factible. Estos “métodos empíricos” se basan en las propiedades de enfriamiento de la nebulosa ionizada que se tradu-

Tabla 1: Densidades y Temperaturas electrónicas para los brotes de IIZw 33 y Mrk 600

	$n(\text{[SII]})$	$T_e(\text{[OIII]})$	$T_e(\text{[OII]})$	$T_e(\text{[SIII]})$	$T_e(\text{[SII]})$	$T_e(\text{[NII]})$
IIZw 33 NudoA	40:	1.16 ± 0.10	1.24 ± 0.06	1.24 ± 0.06^a	1.02 ± 0.25	1.24 ± 0.06^a
IIZw 33 NudoB	9:	1.05 ± 0.02	1.26 ± 0.01	1.12 ± 0.02^a	0.89 ± 0.16	1.26 ± 0.01^a
IIZw 33 NudoC	57:	1.00^b	1.07	0.87^a	1.09^a	1.07^a
IIZw 33 NudoD	4:	1.21 ± 0.14	1.4 ± 0.02	1.16 ± 0.22	1.17 ± 0.04^a	1.4 ± 0.02^a
IIZw 33 NudoE	10:	1.00^b	1.21	0.87^a	1.21^a	1.21^a
Mrk600 NudoA	80:	1.69 ± 0.09	1.5 ± 0.04^a	1.69 ± 0.20	1.46 ± 0.06	1.5 ± 0.04^a
Mrk600 NudoB	20:	1.88 ± 0.29	1.6 ± 0.04^a	2.36 ± 0.47	1.60 ± 0.04	1.6 ± 0.04^a
Mrk600 NudoC	147:	1.00^b	0.99^a	0.87^a	0.99^a	0.99^a
Mrk600 NudoD	32:	1.27 ± 0.05	1.34 ± 0.03^a	1.19 ± 0.16	1.01 ± 0.06	1.34 ± 0.03^a

densidad expresada en cm^{-3} y las temperaturas en 10^4 K

^a utilizando temperaturas de modelos, ^b suponiendo una temperatura inicial de 10000 K

cen en una relación entre las intensidades de emisión de las líneas y las abundancias de oxígeno. Esto se debe a que las líneas intensas están controladas, principalmente, por la distribución de energía de los fotones ionizantes, por la configuración espacial del gas ionizado y por las propiedades intrínsecas del gas, esencialmente por la metalicidad y densidad del medio. El contenido de oxígeno en la nebulosa actúa como un agente enfriador de la región muy eficiente y es debido a esto que, por lo general, las líneas prohibidas resultan ser más débiles a medida que aumenta la metalicidad del medio (en el régimen de alta metalicidad). Hemos obtenido un muy buen acuerdo entre las estimaciones realizadas utilizando el método directo y las relaciones derivadas de los modelos de foto-ionización, y las estimaciones obtenidas a partir de los distintos métodos empíricos utilizados en cada caso. Entre los principales estimadores con los que se trabaja, nosotros utilizamos los siguientes parámetros empíricos: S_{23} , O_3N_2 , S_3O_3 , N_2 y Ar_3O_3 (ver Hägele et al., 2012).

3.4. Parámetro de ionización

Hemos calculado el parámetro de blandura η (softness parameter) por medio de los cocientes de abundancias iónicas O^+/O^{2+} y S^+/S^{2+} , lo que nos permite caracterizar la temperatura efectiva del campo de radiación ionizante de las estrellas en el interior de las regiones de formación (ver por ejemplo Vilchez & Pagel, 1988).

Los brotes C, D y E de IIZw 33 muestran valores del parámetro η compatibles entre sí, o sea que la temperatura efectiva de su campo de radiación ionizante es similar, siendo esta temperatura menor a la que muestran los nudos A y B de esta galaxia. Esto implicaría que estas últimas regiones de formación estelar son objetos menos evolucionados, teniendo estrellas más tempranas en sus cúmulos ionizantes.

En el caso de Mrk 600, los nudos A y B, los únicos para los que pudimos determinar ambos cocientes, muestran valores de η compatibles entre sí, y un parámetro con un valor aún más bajos que el de los nudos A y B de IIZw 33, lo que implicaría la existencia de cúmulos más jóvenes. Podemos ver como las regiones de formación estudiadas, en nuestras dos galaxias muestran valores típicos para esta clase de galaxias (ver Hägele et al., 2012).

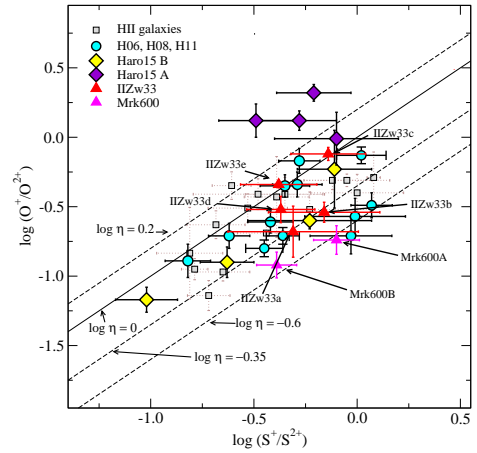


Fig. 2: Gráfico del parámetro η . Las líneas llena y a trozos que aparecen en el gráfico corresponden a valores constantes del parámetro η , que nos sirven como indicadores de la temperatura efectiva del campo de radiación ionizante del medio.

Referencias

- Hägele G. F., et al., 2008, MNRAS, 383, 209
Hägele G. F., et al., 2012, MNRAS, 422, 3475
Hägele G. F., et al., 2006, MNRAS, 372, 293
Perez-Montero E., Diaz A. I., 2005, VizieR Online Data Catalog, 736, 11063
Skillman E. D., et al., 1991, in Bulletin of the American Astronomical Society Vol. 23 of Bulletin of the American Astronomical Society, Chemical Abundances in the Extremely Low Metallicity Dwarf Irregular Galaxy UGC4483, p. 919
Vilchez J. M., Pagel B. E. J., 1988, MNRAS, 231, 257



Simulaciones de formación de galaxias disco barreadas

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

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

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC*

Contacto/ DGA: david@oac.uncor.edu

Resumen / En este trabajo presentamos un análisis de la formación y evolución de dos galaxias barreadas extraídas de las simulaciones numéricas cosmológicas hidrodinámicas GIMIC. La primera de ellas, es una galaxia con una barra central a *redshift* $z = 0$ que aparece a tiempo $t \approx 10$ Gyr coincidente con el momento en que la galaxia comienza a acretar gas desde distintas direcciones formando un anillo localizado en un plano diferente respecto del disco de la galaxia. En este tiempo, el disco preexistente transfiere su momento angular al gas y a la materia oscura, decayendo su patrón de velocidad y formando la componente barreada. En contraposición, la segunda galaxia presenta una barra formada desde el comienzo de la simulación que sobrevive hasta tiempo $t \approx 10$ Gyr, desintegrándose paulatinamente y dando lugar a una galaxia dominada por un disco a *redshift* $z = 0$. Esta desintegración es inusual y se debe a fuertes perturbaciones que sufre la galaxia debido a la proximidad con un satélite masivo a $t \sim 10$ Gyr.

Abstract / In this work we present a study of the formation and evolution of two galaxies selected from a series of numerical cosmological hydrodynamical simulations called GIMIC. The first one is a galaxy with a central bar at redshift $z = 0$ formed between $9 < t$ [Gyr] < 11 . At this time, the galaxy accretes gas from distinct directions forming a ring located in a different plane respect to the galaxy disc. This disc transfers its angular momentum to the gas and halo decaying its pattern speed and becoming a bar. The second one is a galaxy that had a bar until a time $t \sim 10$ Gyr. After this time, the bar gradually disintegrate until redshift $z = 0$ ($t = 13.6$ Gyr). This disintegration is unusual and may be due to strong perturbations originated by the proximity of a massive satellite at $t \sim 10$ Gyr.

Keywords / Simulations: Galaxies — bars: formation, evolution

1. Introducción

Las barras están presentes en más del 60% de las galaxias disco que observamos en el Universo actual. Se cree que su formación está ligada directamente a la evolución secular de la galaxia a la que pertenece. Numerosos estudios observacionales brindan información acerca de sus propiedades cinemáticas, morfológicas y fotométricas. Estos esfuerzos observacionales han sido complementados por estudios teóricos mediante el uso de simulaciones numéricas diseñadas particularmente para explorar los mecanismos dinámicos que disparan la formación y evolución de barras en galaxias. No obstante, son escasos los trabajos realizados a partir de simulaciones de N-cuerpos en donde se analice la formación de estos objetos dentro de un contexto cosmológico del modelo de materia oscura fría con constante cosmológica (Λ CDM, por sus siglas en inglés). Entre estos ejemplos podemos citar a Scannapieco & Athanassoula (2012) quienes mostraron que galaxias barreadas se pueden formar en simulaciones cosmológicas de este modelo cosmológico. Asimismo, Okamoto et al. (2014) presentan un estudio de la evolución de dos galaxias barreadas con simulaciones individuales de galaxias con masa similar a la de la Vía Láctea. El objetivo de este trabajo es analizar la formación y estabilidad de barras en el modelo Λ CDM.

2. Simulaciones Numéricas

Para llevar a cabo este trabajo, utilizamos el conjunto de simulaciones numéricas cosmológicas hidrodinámicas de alta resolución *Galaxies-Intergalactic Medium Interaction Calculation* (GIMIC, Crain et al., 2009). Las condiciones iniciales de estas simulaciones se generaron a partir de una región esférica de aproximadamente $20 h^{-1}$ Mpc de radio extraída de las simulaciones de N-cuerpos Millenium (Springel et al., 2005). Estas simulaciones siguen la evolución temporal de 5 regiones esféricas de aproximadamente $20 h^{-1}$ Mpc de radio, seleccionadas para muestrear regiones con desviaciones respecto de la densidad media del Universo de $(-2, -1, 0, +1, +2)\sigma$ a redshift $z = 1.5$, donde σ es la desviación cuadrática media de la fluctuación de la masa medida en escalas de $20 h^{-1}$ Mpc. De las 5 regiones existentes, este trabajo se focaliza en el análisis de la región 0σ con el fin de estudiar una región de densidad típica del Universo. Estas simulaciones adoptan los mismos parámetros cosmológicos que las simulaciones *Millenium*, consistentes con los datos de WMAP-1: $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$, $\Omega_b = 0.045$, $n_s = 1$, $\sigma_8 = 0.9$, $h = 0.73$. Las masas de las partículas son de $1.4 \times 10^6 h^{-1} M_\odot$ y $6.6 \times 10^6 h^{-1} M_\odot$ para los bariones y materia oscura, respectivamente.

Para identificar las galaxias utilizamos el algoritmo SUBFIND (Springel et al. (2001)) y seleccionamos sólo las galaxias centrales (es decir que no son satélites) con

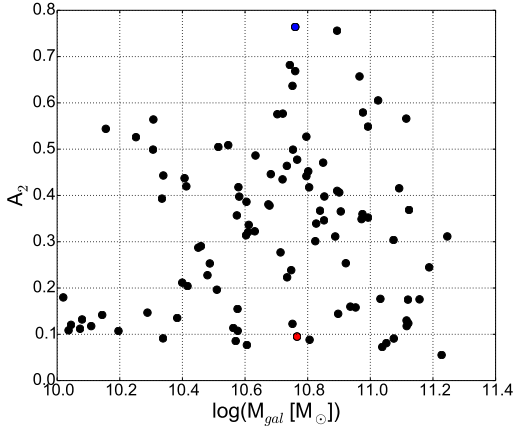


Fig. 1: Relación entre la masa estelar de la galaxia (M_{gal}) y la intensidad A_2 de las galaxias centrales de la muestra seleccionada. Las galaxias con mayor A_2 poseen barras más intensas en su centro. Los círculos rojo y azul son los dos casos analizados en este trabajo.

masa estelar $M_{gal} > 10^{10} M_{\odot}$ a *redshift* $z = 0$, no contaminadas con partículas de baja resolución. Utilizando este criterio identificamos 119 galaxias centrales con buena resolución permitiendo una estimación razonable de sus propiedades intrínsecas tales como masa, tamaño, velocidad, luminosidad, etc.

3. Análisis

En esta sección, en primer lugar describimos el criterio de identificación utilizado para identificar barras estelares en galaxias simuladas y luego realizamos un estudio detallado de la evolución de dos de las galaxias seleccionadas de la muestra. Para medir la intensidad de la barra en una galaxia, utilizamos una técnica basada en las componentes de Fourier de la distribución bidimensional de la masa (Athanasoula et al. (2013)):

$$a_m(R) = \sum_{i=0}^{N_R} m_i \cos(m\theta), \quad m = 0, 1, 2 \quad (1)$$

$$b_m(R) = \sum_{i=0}^{N_R} m_i \sin(m\theta), \quad m = 0, 1, 2 \quad (2)$$

donde N_R es el número de partículas estelares dentro de un anillo de un radio cilíndrico R , m_i es la masa de la i -ésima partícula y θ_i es el ángulo azimutal. A partir de estas dos funciones dependientes de R definimos la intensidad de la barra como la amplitud máxima relativa a la componente $m=2$

$$A_2 = \max \left(\frac{\sqrt{a_2^2 + b_2^2}}{a_2} \right). \quad (3)$$

Este parámetro puede tomar valores en el rango $[0,1]$, siendo 1 para una barra perfecta y 0 para un círculo.

La relación que existe entre la masa estelar de las galaxias y la intensidad A_2 (Fig. 1), muestra que las

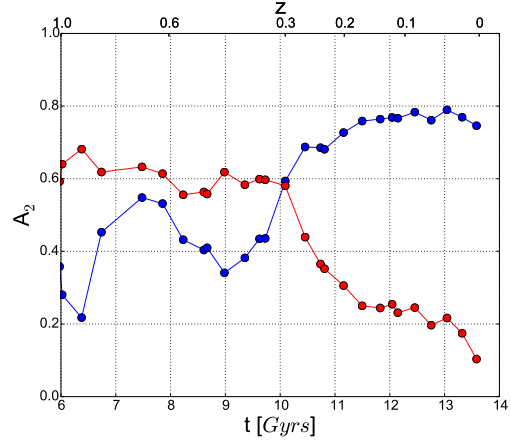


Fig. 2: Evolución de la intensidad A_2 de las dos galaxias seleccionadas. El color de las líneas corresponde con los de los círculos marcados en la Fig. 1.

galaxias con barra más intensa se encuentran en el rango de masas estelares de $10.6 \leq \log(M_{gal} [M_{\odot}]) \leq 11$.

Para realizar un estudio detallado acerca de la formación de barras seleccionamos de nuestra muestra la galaxia con mayor intensidad de barra ($A_2 \sim 0.76$), marcada en azul en la Fig. 1. El panel superior derecho de la Fig. 3 muestra la distribución espacial de esta galaxia vista de frente (rotada de tal forma que el momento angular de las partículas estelares de la galaxia apunte en la dirección del eje z) a *redshift* $z = 0$ ($t \sim 13.6$ Gyr). Esta figura muestra una galaxia disco con una masa estelar $\log(M_{gal} [M_{\odot}]) \sim 10.75$ que presenta una barra central.

La misma galaxia se muestra, a *redshift* $z = 1$ ($t \sim 6$ Gyr), en el panel superior izquierdo de la Fig. 3. En este tiempo, la galaxia seleccionada presenta un disco sin la presencia de una barra, teniendo una intensidad $A_2 \sim 0.2$. Analizando más en detalle la evolución temporal de A_2 de esta galaxia (curva azul de la Fig. 2), se observa que, si bien posee algunas oscilaciones entre 6 y 9 Gyr, la barra se desarrolla principalmente en el rango de tiempo $9 < t [\text{Gyr}] < 11$.

Entre estos tiempos la galaxia comienza a acretar gas desde diferentes direcciones formando un anillo en un plano diferente y teniendo un momento angular casi opuesto al de la componente estelar de la galaxia disco existente en ese momento. Este disco comienza a transferir su momento angular a las partículas de gas y materia oscura lo que ocasiona una pérdida del patrón de velocidad y la subsecuente formación de la barra. Para tiempos posteriores a $t \sim 11$ Gyr, los planos formados por la galaxia y el anillo de gas empiezan a alinearse quedando ambas componentes coplanares a *redshift* $z = 0$. Además, las estrellas formadas a partir de este anillo terminan formando un anillo estelar de unos 5 kpc de radio con rotación opuesta a la de la barra.

Además de esta galaxia, en la muestra seleccionada existen otras 5 galaxias en el rango de masas $10.6 < \log(M_{gal} [M_{\odot}]) < 11$ que poseen barras con $A_2 > 0.6$. Estas galaxias poseen características similares a la analizada, mostrando poca acreción de gas desde diferentes

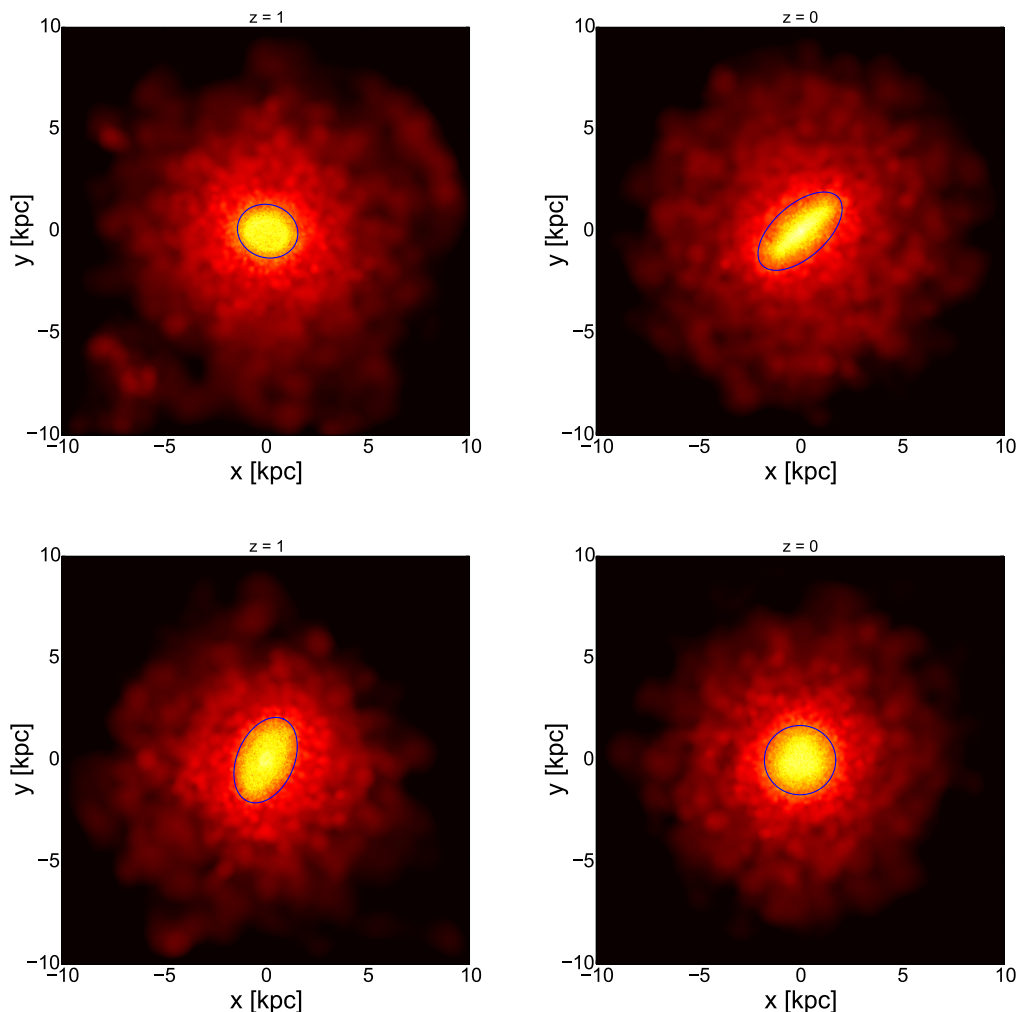


Fig. 3: Paneles izquierdos: Distribución espacial vista de frente de las galaxias seleccionadas en la Fig 1 a *redshift* $z = 1$ ($t \sim 6$ Gyr). La intensidad de las barras en este tiempo son de $A_2 \sim 0.2$ (Panel superior) y $A_2 \sim 0.62$ (Panel inferior). Paneles derechos: Distribución espacial de las mismas galaxias vista de frente pero a *redshift* $z = 0$. en este caso las intensidades son de $A_2 \sim 0.76$ (Panel superior) y $A_2 \sim 0.1$ (Panel inferior) ($t \sim 6$ Gyr).

direcciones formando anillos de gas en planos diferentes al de la componente estelar de la galaxia. Cuando esto ocurre, el disco estelar pierde su momento angular formando una barra.

Con el fin de estudiar un caso inverso, seleccionamos una galaxia (círculo rojo de la Fig. 1) con una intensidad baja $A_2 \sim 0.1$ y masa estelar similar al caso anterior seleccionado a *redshift* $z = 0$. La distribución espacial de ésta (panel inferior derecho Fig. 3), muestra una galaxia disco sin la presencia de una barra en su centro. No obstante, a *redshift* $z = 1$, la galaxia presenta una barra central con una intensidad $A_2 \sim 0.62$.

Analizando más en detalle la evolución de la intensidad A_2 de esta galaxia (curva roja de la Fig. 2), se observa que formó una barra central que se fue desintegrando gradualmente para tiempo posteriores a $t \sim 10$ Gyr (*redshift* ~ 0.3). Este decaimiento se produce por fuertes perturbaciones gravitatorias originadas por la proximidad de un satélite. En la muestra de galaxias

simuladas, esta es de las pocas que presentan este comportamiento por lo que no es usual que las barras se desintegren una vez formadas.

Referencias

- Athanassoula E., Machado R. E. G., Rodionov S. A., 2013, MNRAS, 429, 1949
 Crain R. A., et al., 2009, MNRAS, 399, 1773
 Okamoto T., Isoe M., Habe A., 2014, ArXiv e-prints
 Scannapieco C., Athanassoula E., 2012, MNRAS, 425, L10
 Springel V., et al., 2005, Nature, 435, 629
 Springel V., Yoshida N., White S. D. M., 2001, New A., 6, 79



The brightest group galaxies and their large-scale environment

H.E. Luparello¹, M. Lares¹, D. Paz¹, C.Y. Yaryura¹, D.G. Lambas¹ & N. Padilla²

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba (UNC) and
Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (UNC-CONICET)*

² *Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile*

Contact/ HEL: luparello@oac.unc.edu.ar

Resumen / Estudiamos las galaxias más luminosas (del inglés *Brightest Group Galaxy*, BGG) de una muestra de grupos de galaxias en el SDSS, discriminando submuestras de grupos según su estructura circundante en gran escala. Encontramos que las propiedades de las BGG dependen del ambiente en gran escala, caracterizado por su pertenencia a los picos de densidad dentro de estructuras virializadas en el futuro (del inglés *Future Virialized Structures*, FVS). Los valores de luminosidad, índice de color, masa estelar e índice de concentración de las BGG alojadas en grupos en FVS difieren con significancia estadística de aquellas que no se encuentran en superestructuras. Esta señal está dominada por galaxias tipo disco. Estos resultados revelan conexiones entre la estructura en gran escala y los procesos de aglomeración de masa en grupos de galaxias.

Abstract / We use a sample of galaxy groups in SDSS data to study their brightest galaxies (BGG), separating groups according to their large scale environment. The statistical properties of the BGG depend on the surrounding environment on large scales, characterized by the high density peaks within *Future Virialized Structures* (FVS). We also find that the luminosity, colour, stellar masses and concentration index of the BGG hosted by groups in superstructures are different, with statistical significance, from the corresponding properties of BGG hosted by groups elsewhere. Moreover, this signal is strongly dominated by disk-type galaxies. The results reveal connections between the large scale environment and the accretion process onto the brightest group galaxies.

Keywords / methods: statistics — methods: data analysis — Large-scale structure of the Universe

1. Introduction

Recent galaxy surveys of the surrounding Universe delineate a complex network of filaments and voids (e.g. Jaaniste et al., 2004; Einasto, 2006) that make up the foundations of the large-scale structure and the formation and evolution of galaxies and galaxy systems. The highest density large-scale regions, usually named superclusters, are preferentially located at the intersections of filaments and host most of the galaxy associations, like groups or clusters. Galaxy properties result from a number of factors, mainly dynamical processes in the local environment, which have been widely studied in the context of galaxy groups (e.g. Blanton et al., 2003; Balogh et al., 2004; Kauffmann et al., 2004; Baldry et al., 2006; Muzzin et al., 2012; Hou et al., 2013). Yet, the hierarchical structure formation model states that the distribution of matter evolves from small fluctuations in the early Universe to form the complex observed large-scale configuration (see e.g. Bardeen et al., 1986, and references therein), so that the role of the large scale on galaxy evolution is more subtle and less analysed. Here we present a study of the effects of superstructures on the brightest group galaxies, independently of the local environment given by group total luminosity (a proxy to mass).

2. Data sample and methods

In order to analyse the galaxy groups properties, we use data from galaxy catalogs derived from the Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR7, Abazajian et al., 2009). We define environments at two scales: the local environment, characterized by the properties of galaxy groups (Zapata et al., 2009); and the global environment, mapped by Future Virialized Structures from the catalog of Luparello et al. (2011). We isolate the global environment effect over galaxies in groups, by selecting galaxy group samples at total r-band luminosity bins (to disentangle the local effects) and comparing different locations in the large-scale structure. We are particularly interested on studying the dependence of the brightest group galaxy (BGG) of groups, which is known to depend on the properties of the host group. Taking this into account, we characterize the BGGs according to their Sérsic index n , distinguishing late-type BGGs ($n < 3.5$) and early-type BGGs ($n > 3.5$). With these criteria, we define four samples of galaxies in groups according to the type of their brightest galaxy and their large-scale environment: groups dominated by early-type BGGs, and groups dominated by late-type BGGs, inside and outside superstructures respectively.

We restrict our analysis to bins of same total group luminosity (a proxy of mass) inside and outside FVS, in order to quantify the large-scale environment depen-

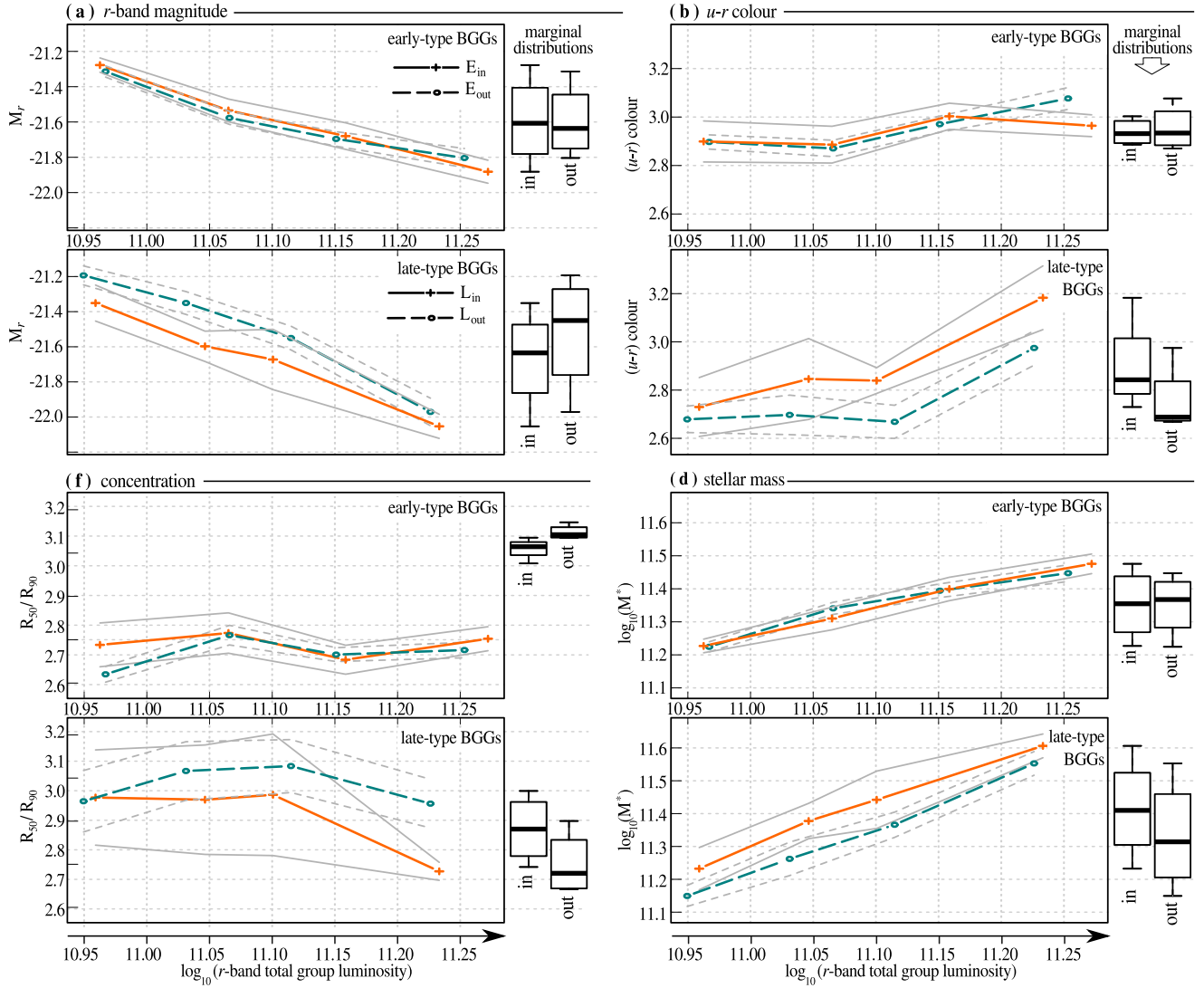


Fig. 1: Averaged properties of early-type (upper subpanels) and late-type (lower subpanels) BGGs in FVS (solid lines) and elsewhere (dashed lines), as a function of total group luminosity. 1-sigma uncertainties are shown with solid and dashed gray lines, respectively. The properties shown in this figure are a) r-band magnitude, b) u-r colour, c) concentration index, and d) stellar mass. In all panels L_{in}/L_{out} and E_{in}/E_{out} refer to late-type BGGs within/outside FVS and early-type BGGs within/outside FVS, respectively. Box plots on the right hand side of each panel show the quartiles and extrema of the corresponding marginal distributions.

dence regardless the host group luminosity. In Figure 1 we show the mean values of absolute magnitude in the r-band, u-r colour, concentration parameter R_{50}/R_{90} and stellar mass of BGGs, in panels (a) to (d) respectively, as a function of group total luminosity, and consider departures from the mean values of such properties at a given group luminosity interval. In general, the difference between groups in FVS and groups not belonging to FVS is noticeable with a $1 - \sigma$ significance level, for the samples of groups with a late type BGG, all over the total group luminosity range (lower subpanels of Figure 1). In order to quantify these differences, we perform a linear fit of each property as a function of group luminosity, for the full sample, so that any trend on the mean of the residual values inside and outside

FVS can be considered as an indicator of large-scale effects. We then estimate the residuals of the fit, separately for the galaxies inside and outside FVS. The procedure is shown in Figure 2, for the case of r-band absolute magnitude of BGGs, where we explicitly plot the residuals of galaxies in FVS (orange) and elsewhere (blue). The mean and the standard deviation of the distribution of residuals of the r-band absolute magnitude, u-r colour, concentration index R_{50}/R_{90} and stellar mass are shown in panels (a) to (d) of Figure 3. It can be seen that in most cases late-type BGGs exhibit more significant differences according to their the large-scale environment while early-type BGGs are likely to belong to a common population. More details concerning data selection and methods are given in Luparello et al. (2013)

and Luparello et al. (2014).

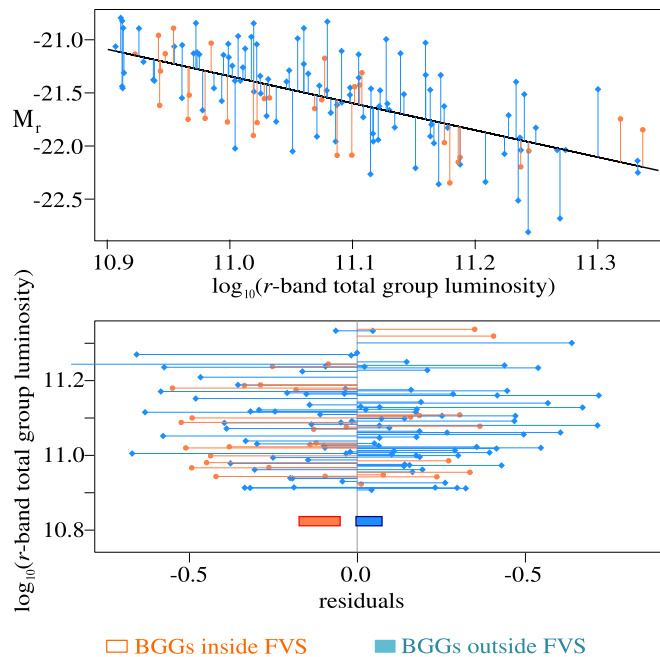


Fig. 2: Upper panel: scatter plot of the late-type BGGs absolute magnitude in the r- band vs. group total luminosity. The linear fit corresponds to the complete sample. Blue dots represent BGGs outside FVS and orange dots BGGs inside FVS. Lower panel: distribution and mean values of residuals of the linear fit for BGGs outside FVS (in blue) and BGGs inside FVS (in orange).

3. Results

We find that late-type BGGs inhabiting superstructures show, higher luminosities and higher stellar mass, at roughly 10 per cent excess. Colors show a difference of means of 0.11 towards red. These differences are negligible when considering lower luminosity galaxies, and only found in late-type BGGs. We argue that these observations provide evidence on the particular role of the BGG on the formation history of galaxy systems. The observed signals support a scenario where the gas accretion via mergers into the BGG is more important when the groups are located outside FVS, and with a significantly larger fraction of dry mergers compared to wet mergers, occurring onto BGGs in FVS. The accretion of gas onto the BGG could be more efficient outside FVS, explaining the differences on late-type galaxies. Although this effect could also be present on early-type BGGs, their older ages could have erased the effect on these objects. The effects of the FVS environment over low ranked galaxies is negligible, possibly because the accretion occurring in groups inhabiting FVS could be dominated by local dynamical processes, such as galaxy harassment and gas extrangulation.

Acknowledgements: This work was partially supported by the

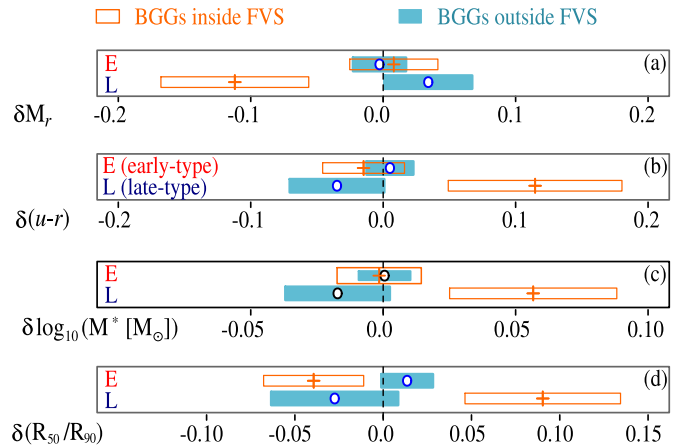


Fig. 3: Mean residuals and their standard errors for early-type (E) and late-type (L) BGGs. The residuals are computed for (a) Mr-band luminosity, (b) u-r colour index, (c) stellar mass and (d) concentration index. Empty boxes and cross symbols correspond to galaxies in groups within FVS (Ein and Lin samples), filled boxes and circles correspond to galaxies in groups outside FVS (Eout and Lout samples).

Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, and the Secretaría de Ciencia y Tecnología, UNC, Argentina.

References

- Abazajian K. N., et al., 2009, *ApJS*, 182, 543
- Baldry I. K., et al., 2006, *MNRAS*, 373, 469
- Balogh M. L., et al., 2004, *ApJL*, 615, L101
- Bardeen J. M., et al., 1986, *ApJ*, 304, 15
- Blanton M. R., et al., 2003, *ApJ*, 594, 186
- Einasto J., 2006, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 104, 163
- Hou A., et al., 2013, *MNRAS*, 435, 1715
- Jaaniste J., Einasto M., Einasto J., 2004, *Ap&SS*, 290, 187
- Kauffmann G., et al., 2004, *MNRAS*, 353, 713
- Luparello H., et al., 2011, *MNRAS*, 415, 964
- Luparello H. E., et al., 2014, in prep.
- Luparello H. E., et al., 2013, *MNRAS*, 432, 1367
- Muzzin A., et al., 2012, *ApJ*, 746, 188
- Zapata T., et al., 2009, *MNRAS*, 394, 2229



Trazando el mapa genético de NGC 1316 a través de su sistema de cúmulos globulares

L.A. Sesto^{1,2}, F.R. Faifer^{1,2} & J.C. Forte^{3,4}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas-UNLP

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

³ CONICET

⁴ Planetario Galileo Galilei

Contacto/ LAS: sesto@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La galaxia elíptica gigante NGC 1316 (Fornax A) es el remanente de una fusión de edad intermedia (4×10^8 – 2×10^9 años), en la que se destaca un inusual patrón de polvo integrado por largos filamentos y estructuras oscuras. Dicha galaxia pertenece al cúmulo de Fornax, uno de los más cercanos y mejor estudiados en el cielo del Hemisferio sur. Estas estructuras de polvo representan un interesante desafío para la fotometría en las regiones centrales de la galaxia.

Partiendo del hecho de que los sistemas de cúmulos globulares (SCG) han sido establecidos en la literatura como potenciales trazadores de la formación y evolución de las galaxias que los contienen, estamos realizando un estudio fotométrico multicolor de los candidatos a cúmulos globulares (CG) asociados a NGC 1316.

Para el trabajo que presentamos en esta oportunidad, se realizó la reducción y análisis de un mosaico profundo formado por imágenes $g'r'i'$ obtenidas con la cámara *Multiobject Spectrograph* (GMOS) de Gemini Sur. Dichos datos se han combinado con fotometría $BVIg_z$ obtenida con la *Advanced Camera for Surveys* (ACS) del HST, y fotometría en el sistema de Washington publicada por otros autores, y se utilizaron para definir una cuadrícula multicolor con la que se intentará identificar las propiedades de las distintas subpoblaciones de CG presentes en NGC 1316.

Abstract / The giant early-type galaxy NGC 1316 (Fornax A) is an intermediate-age merger remnant (4×10^8 – 2×10^9 yrs), in which an unusual pattern of dust, formed by large filaments and dark structures, demands special attention. This galaxy belongs to Fornax, one of the closest and most studied galaxy clusters of the southern hemisphere. The dust structures pose an interesting challenge for photometry in the central regions.

Based on the idea that Globular Clusters systems (GCS) constitute genuine tracers of the formation and evolution of galaxies that contain them, we present a multicolor photometric study of globular clusters candidates (GC) associated with NGC 1316.

We performed the reduction and analysis of a mosaic of $g'r'i'$ images obtained with the Gemini Multi-object Spectrograph (GMOS) camera, mounted on the Gemini South telescope. These GMOS data were combined with $BVIg_z$ photometry from the HST Advanced Camera for Surveys (ACS) as well as with published Washington photometry, and used to define a multicolor grid. This grid will be used to attempt to identify the properties of the different subpopulations of CG present in NGC 1316.

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: photometry

1. Introducción

La galaxia elíptica gigante NGC 1316 ($\alpha = 03^h 22^m 41.7^s$, $\delta = -37^d 12^m 30^s$), la cual está catalogada como una $S0$ peculiar, es el remanente de una fusión de edad intermedia (4×10^8 – 2×10^9 años), en la que se destaca una inusual estructura de polvo, integrada por largos filamentos y estructuras oscuras. Dicha galaxia pertenece al cúmulo de Fornax, uno de los cúmulos de galaxias más cercanos y mejor estudiados en el cielo del hemisferio sur.

Presentamos los resultados preliminares de un estudio fotométrico multicolor, de candidatos a cúmulos globulares asociados a dicha galaxia. Se realizó la reducción y análisis de un mosaico de imágenes observadas a través de los filtros g' , r' e i' (Fukugita et al., 1996), empleando la cámara *Multi-object Spectrograph* (GMOS)

de Gemini Sur. Dichos datos se han combinado con fotometría $BVIg_z$ de la región central del sistema de cúmulos globulares (SCG), obtenida con la *Advanced Camera for Surveys* (ACS) del HST. De la misma forma, se ha empleado fotometría en el sistema de Washington publicada por otros autores, en un estudio de gran campo del mencionado SCG.

El sistema de CG de esta galaxia ha sido estudiado por otros autores en el pasado (Goudfrooij et al., 2001, 2004; Gómez et al., 2001) aunque solo recientemente se ha presentado un estudio de gran campo del mismo (Richtler et al., 2012).

2. Observaciones

El mosaico de imágenes está constituido por 8 campos profundos, más un campo de comparación, obtenidos en los programas GS-2008B-Q-54 y GS-2009B-Q-65, PI: Juan Carlos Forte (ver Figura 1). El conjunto de detectores de GMOS-S consiste de tres chips en fila, de 2048×4608 píxeles (6144×4608 píxeles en total); siendo el tamaño de los píxeles 13.5 micrones cuadrados, proporcionando una escala de $0,0730''/\text{píxel}$. El campo de visión es de $5,5 \times 5,5$ minutos de arco (no cubriendo la totalidad del CCD). Las imágenes fueron obtenidas empleando un *binning* de 2×2 y se realizó un proceso de *dithering* entre las exposiciones. Por su parte, las imágenes obtenidas con la cámara ACS-WFC del telescopio espacial Hubble, fueron descargadas de la base de datos disponible en el *Hubble Legacy Archive*. Estas fueron observadas entre marzo de 2003 y febrero de 2005 en los filtros $F435W(B)$, $F475W(g')$, $F555W(V)$, $F814W(I)$ y $F850LP(z')$.

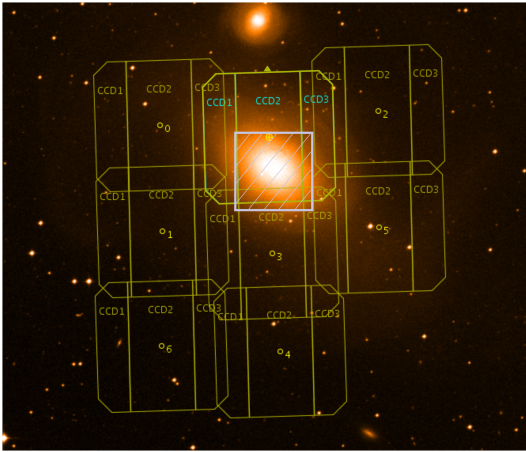


Fig. 1: Ubicación de los campos observados con GMOS (recuadros amarillos) y del campo observado con ACS (recuadro blanco), sobre imágenes de SDSS.

El *Wide Field Channel* (WFC) de la ACS contiene dos CCD de 2048×4096 píxeles cada uno, con un tamaño de $0,049''/\text{píxel}$, dando como resultado un campo aproximado de $3,3 \times 3,3$ minutos de arco. El campo del ACS (recuadro blanco, Figura 1), a pesar de abarcar una pequeña región en comparación con el mosaico de GMOS, es de gran importancia debido a que nos permite obtener información de la región más interna de la galaxia, donde se encuentra un gran número de CG, además de proporcionar diferentes filtros para el armado de la grilla multicolor.

3. Fotometría

3.1. Fotometría GMOS

Los procedimientos de detección y modelado del halo de NGC 1316, se llevaron a cabo utilizando el algoritmo de búsqueda y clasificación del software SEXTRACTOR versión 2,8,6 (Bertin & Arnouts, 1996). Se realizó fotometría de ajuste de psf empleando rutinas del paquete

DAOPHOT de IRAF. Por último, se llevó a cabo la calibración al sistema estándar (Sesto, 2012).

3.2. Fotometría ACS

Se repitieron los procedimientos de detección y modelado del halo utilizando el software SEXTRACTOR. Debido a la alta resolución espacial de la cámara ACS, los CG podrían encontrarse parcialmente resueltos. Por ello se optó por realizar una fotometría de apertura utilizando las rutinas del paquete DAOPHOT. La misma fue calibrada al sistema estándar siguiendo los lineamientos detallados en Sirianni et al. (2005).

3.3. Fotometría Washington

La fotometría del SCG, la cual abarca todo el mosaico de GMOS, fue obtenida del trabajo publicado por Richtler et al. (2012).

4. Selección de candidatos a CG

Se realizó una primera selección de candidatos a cúmulos globulares considerando únicamente aquellos objetos con índice de estelaridad (CLASS_STAR) de SEXTRACTOR mayor que 0,5. De éstos solo se tomaron objetos más brillantes que magnitud 24,5 en el filtro g' , valor para el cual se obtiene una completitud superior al 80% y cuyos errores en $(g' - i')$ resultan menores a 0.1 mag. Finalmente, se adoptaron los rangos de colores presentados en la Tabla 1. Estos valores nos aseguran una muestra lo más limpia posible, pero que incluya la mayor parte de los posibles CG “clásicos”. Se construyeron diagramas color-magnitud y color-color en los que se representaron todas las fuentes puntuales detectadas y la muestra de candidatos a CG. A modo de ejemplo se presentan las figuras 2 y 3, seleccionadas entre una amplia muestra de diagramas realizados con los distintos filtros que conforman la ya mencionada grilla.

Tabla 1: Rangos de colores adoptados para los candidatos a CG.

	Color[mag]	
0,4	$< g' - i' <$	1,4
0,3	$< g' - r' <$	0,9
0,0	$< r' - i' <$	0,6
0,5	$< V - I <$	1,5
1,1	$< B - I <$	2,4
0,5	$< B - V <$	1,0
0,4	$< (g' - z')_{ACS} <$	1,8

5. Distribución de colores integrados

Este conjunto de datos fotométricos confirman la complejidad del sistema bajo estudio, y fueron utilizados para definir una cuadrícula multicolor, la cual se ha comparado con la obtenida previamente para Messier 87 en un conjunto similar de filtros (Forte et al., 2013). Dicha

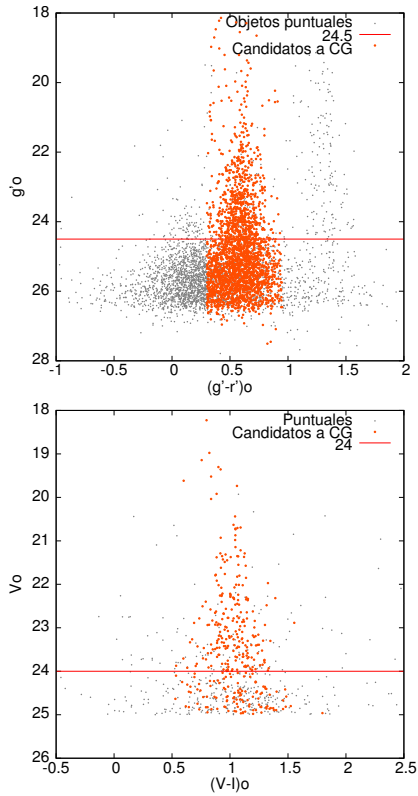


Fig. 2: Arriba: Diagrama color-magnitud $(g' - r')_0$ vs. g'_0 de todas las fuentes puntuales detectadas (puntos grises), y la muestra de candidatos a CG seleccionados por rangos de color e índice de estelaridad (puntos naranja). Abajo: Diagrama color-magnitud $(V - I)_0$ vs. V_0 de todas las fuentes puntuales detectadas con $V_0 < 25$ mag (puntos grises), y la muestra de candidatos a CG (puntos naranja).

cuadrícula se utilizará en trabajos futuros para identificar las propiedades de las distintas sub-poblaciones de CG presentes en NGC 1316, y su relación con la población estelar difusa que compone a esta galaxia.

Como resultado preliminar y a modo de ejemplo, se presenta un análisis de la distribución de colores integrados de la región central del mosaico (Figura 4), donde se observa la descomposición del histograma $(g' - i')_0$ en diferentes sub-poblaciones de objetos.

Tal descomposición fue realizada siguiendo los lineamientos expuestos en Forte et al. (2007, 2009, 2013). La descomposición presentada aquí indica que es posible obtener una descripción razonable de la distribución de colores (línea negra), asumiendo la presencia de sub-poblaciones de CG azules y rojos “clásicos” con edades del orden de 12 Gyr (línea azul), además de una población de objetos azules con edades de entre 1.3 a 2.2 Gys (línea roja). Sin embargo, el análisis de la distribución de luminosidades de dichos objetos, indica que no se trataría de CG genuinos, sino más posiblemente, cúmulos estelares jóvenes y menos masivos.

Referencias

Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Forte J. C., Faifer F., Geisler D., 2007, MNRAS, 382, 1947

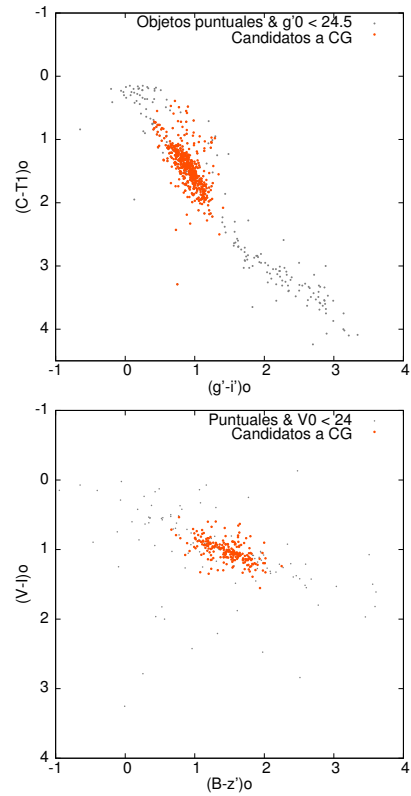


Fig. 3: Diagramas color-color $(g' - i')_0$ vs. $(C - T)_0$ y $(B - z')_0$ vs. $(V - I)_0$. Los puntos naranja representan los candidatos a CG.

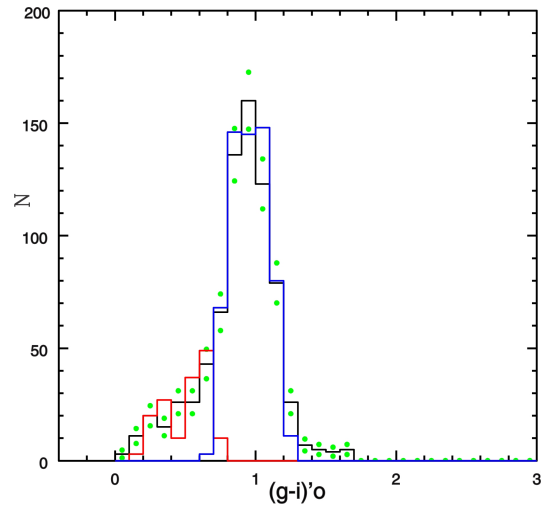


Fig. 4: Distribución de colores integrados de la región central del mosaico. Ver en el texto.

Forte J. C., et al., 2013, MNRAS, 431, 1405
Forte J. C., Vega E. I., Faifer F., 2009, MNRAS, 397, 1003
Fukugita M., et al., 1996, AJ, 111, 1748
Gómez M., et al., 2001, A&A, 371, 875
Goudfrooij P., et al., 2004, ApJL, 613, L121
Goudfrooij P., et al., 2001, MNRAS, 322, 643
Richtler T., et al., 2012, A&A, 543, A131
Sesto L. A., 2012, Tesis de lic. UNLP
Sirianni M., et al., 2005, PASP, 117, 1049



Astrosismología de estrellas enanas blancas

A.H. Córscico^{1,2}

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

² Instituto de Astrofísica La Plata (IALP - CONICET)

Contacto/ acorsico@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La mayoría de las estrellas de masa baja e intermedia que pueblan nuestro Universo finalizarán sus vidas como estrellas enanas blancas. Estos antiguos remanentes estelares guardan en su interior un valioso registro de la historia evolutiva de sus estrellas progenitoras, proveyendo abundante información acerca de la formación y evolución de las estrellas, así como también una estimación de la edad de una variedad de poblaciones estelares, tales como nuestra Galaxia, cúmulos abiertos y globulares. Aunque la composición química, la temperatura y la gravedad superficiales de las enanas blancas pueden ser inferidas a partir de la espectroscopía, la estructura interna de estas estrellas compactas puede ser revelada solo por medio de la astrosismología, una técnica basada en la comparación entre los períodos observados en estrellas variables pulsantes y los períodos teóricos calculados sobre modelos estelares apropiados. En este informe, primero describimos brevemente las propiedades básicas de las estrellas enanas blancas y las distintas familias de enanas blancas pulsantes conocidas, y a continuación presentamos dos de los últimos estudios realizados por el Grupo de Evolución Estelar y Pulsaciones de La Plata en este activo campo de investigación.

Abstract / Most of low- and intermediate-mass stars that populate the Universe will end their lives as white dwarf stars. These ancient stellar remnants have encrypted inside a precious record of the evolutionary history of the progenitor stars, providing a wealth of information about the evolution of stars, star formation, and the age of a variety of stellar populations, such as our Galaxy and open and globular clusters. While some information like surface chemical composition, temperature and gravity of white dwarfs can be inferred from spectroscopy, the internal structure of these compact stars can be unveiled only by means of asteroseismology, an approach based on the comparison between the observed pulsation periods of variable stars and the periods of appropriate theoretical models. In this communication, we first briefly describe the physical properties of white dwarf stars and the various families of pulsating white dwarfs known up to the present day, and then we present two recent analysis carried out by the La Plata Stellar Evolution and Pulsation Group in this active field of research.

Keywords / stars: oscillations — white dwarfs — asteroseismology

1. Introducción

Las estrellas enanas blancas constituyen el destino final de la mayoría ($\sim 97\%$) de todas las estrellas que pueblan el Universo, incluido nuestro Sol. En efecto, todas las estrellas que en la Secuencia Principal (MS) poseen una masa estelar menor a $\sim 8M_{\odot}$, culminarán sus vidas pasivamente como enanas blancas. El lector interesado en detalles acerca de la formación y evolución de enanas blancas puede consultar el artículo de revisión de Althaus et al. (2010). Aquí solo daremos una breve revisión de las principales características de estas estrellas. Las enanas blancas son objetos compactos, caracterizados por densidades medias del orden de $\bar{\rho} \sim 10^6$ gr/cm³ (en comparación, $\bar{\rho}_{\odot} = 1,41$ gr/cm³) y radios de aproximadamente $R_{\star} \sim 0,01R_{\odot}$, y se encuentran cubriendo un amplio rango de temperaturas ($4000 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 200\,000$ K) y por lo tanto un amplio rango de luminosidades ($0,0001 \lesssim L_{\star}/L_{\odot} \lesssim 1000$). La distribución de masas de las enanas blancas alcanza un máximo bien pronunciado en $M_{\star} \sim 0,6M_{\odot}$, aunque el rango de masas es bastante amplio ($0,15 \lesssim M_{\star}/M_{\odot} \lesssim 1,2$). Las enanas blancas con masa promedio probablemente poseen núcleos de ¹²C y ¹⁶O, pero se cree que las menos masivas deberían al-

bergar núcleos compuestos por ⁴He, y las mas masivas núcleos hechos de ¹⁶O, ²⁰Ne y ²⁴Mg.

Debido a las altas densidades reinantes, la ecuación de estado que gobierna la mayor parte de una enana blanca es la correspondiente a un gas de Fermi de electrones degenerados, los cuales aportan la mayor parte de la presión. A su vez, los iones no degenerados contribuyen a la masa de la estrella y al contenido calórico acumulado durante las etapas evolutivas previas. En términos generales, la evolución de una enana blanca consiste en un gradual enfriamiento, durante el cual las fuentes de energía por reacciones nucleares son irrelevantes. En virtud de las enormes gravedades superficiales ($\log g \sim 8$), las diferentes especies químicas en estas estrellas se encuentran bien separadas debido al efecto de asentamiento gravitacional (*gravitational settling*). Según la especie química dominante en la superficie de las enanas blancas, estas se clasifican en dos grupos principales, las de tipo espectral DA ($\sim 80\%$ del total, atmósferas ricas en H) y las de tipo espectral DB ($\sim 15\%$ del total, atmósferas ricas en He). En la Figura 1 se muestra la estructura química estratificada de un modelo de enana blanca tipo DA. Como puede apreciarse, el 99% de la masa total de

la estrella [$-\log(1 - M_r/M_\star) \lesssim 2$] está compuesto de C y O, siendo la masa de la capa de He de $\lesssim 0,01M_\star$ y la masa de la envoltura de H de $\lesssim 0,0001M_\star$.

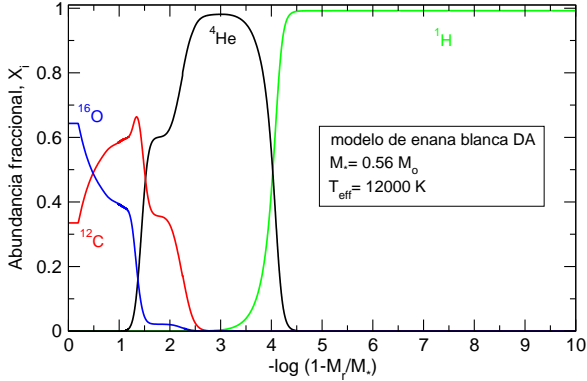


Fig. 1: Estructura química interna (abundancias fraccionales X_i) de un modelo de estrella enana blanca tipo espectral DA. El centro de la estrella se localiza en $-\log(1 - M_r/M_\star) = 0$.

¿Por qué es importante estudiar las enanas blancas? Una de las principales razones es que son objetos muy antiguos, con edades del orden de $\tau \sim 10^9 - 10^{10}$ años, y por lo tanto contienen valiosa información acerca de la evolución de las estrellas desde el nacimiento hasta su muerte, y acerca de la tasa de formación estelar a lo largo de la historia de nuestra Galaxia. El estudio de las enanas blancas tiene vastas aplicaciones a varios campos de la astrofísica moderna, tales como:

- Estimación de la edad de poblaciones estelares tales como cúmulos abiertos y globulares, el disco y el halo galáctico, a través de la función luminosidad de enanas blancas (“cosmocronología”; ver, por ejemplo, García-Berro et al., 2010);
- Estudios de enanas blancas como progenitoras de SNIa y variables cataclísmicas (novas): eventos energéticos ($E \sim 10^{44} - 10^{51}$ erg) de transferencia de masa sobre una enana blanca desde su compañera;
- Investigación de fenómenos físicos tales como la cristalización, las propiedades de partículas fundamentales (neutrinos, axiones), variación de las constantes fundamentales, etc. Esto es, el uso de las enanas blancas como “laboratorios cósmicos”, en virtud de las densidades y presiones extremadamente altas reinantes en los interiores de estas estrellas, que no pueden replicarse en laboratorios terrestres.

Tradicionalmente, las técnicas empleadas para estudiar estrellas enanas blancas han sido la espectroscopía y fotometría, que permiten inferir la temperatura efectiva, gravedad superficial y composición química, la magnitud de los campos magnéticos (si están presentes), etc. Otra técnica empleada es la astrometría, la cual permite derivar paralajes y distancias, e incluso la gravedad superficial en casos de enanas blancas frías con espectros carentes de líneas. Una técnica más moderna, y en muchos aspectos más potente, es la denominada “astro-sismología”, que permite extraer información del *interior*

de las enanas blancas. Los fundamentos de esta técnica son descritos en la siguiente Sección.

2. Pulsaciones estelares y astrosismología

La astrosismología es una disciplina basada en el siguiente principio: “estudiar como vibra un sistema en sus modos normales para inferir sus propiedades mecánicas”. En el caso de las estrellas, las vibraciones son pulsaciones u oscilaciones globales que permiten “ver” el interior estelar, el cual es inaccesible a través de técnicas tradicionales. El principio básico de la astrosismología es la comparación de los períodos de pulsación de modelos teóricos con los períodos de oscilación medidos en estrellas variables pulsantes. En el caso de las enanas blancas, la astrosismología permite extraer información acerca de la masa estelar, la estratificación química, la composición química del núcleo, la presencia e intensidad de campos magnéticos, las propiedades de la rotación estelar, la física de la convección, etc. Reportes muy detallados de la astrosismología aplicada a estrellas enanas blancas pueden encontrarse en los artículos de revisión de Winget & Kepler (2008) y Althaus et al. (2010).

Las pulsaciones estelares son modos propios de las estrellas. Estos modos pueden pensarse como ondas estacionarias en 3 dimensiones. Cada estrella posee un espectro único de autofrecuencias discretas que está fijado por su estructura interna (“frecuencias naturales”), asociadas con autofunciones que proporcionan las variaciones espaciales de los diferentes parámetros físicos de la estrella al oscilar. En enanas blancas el espectro de frecuencias de pulsación es extremadamente sensible a la estratificación química interna. Las pulsaciones estelares pueden ser radiales, que conservan la forma esférica (Cefeidas, RR Lira, Miras, etc). Estas son un caso particular de una clase muy general de movimientos oscilatorios, denominados pulsaciones no radiales. Estas últimas no mantienen la forma esférica. Pulsaciones no radiales se detectan rutinariamente en el Sol, en estrellas variables tipo-solar, gigantes rojas, δ Scuti, γ Doradus, β Cefeid, SPB, WR, subenanas B, enanas blancas y pre-enanas blancas variables.

En el marco de la teoría lineal (pequeñas amplitudes de pulsación), las deformaciones de una estrella al oscilar en modos esféricos están especificadas por el vector desplazamiento Lagrangiano (Unno et al., 1989):

$$\vec{\xi}_{nlm} = \left(\vec{\xi}_r, \vec{\xi}_\theta, \vec{\xi}_\phi \right)_{nlm} \quad (1)$$

cuyas componentes en coordenadas esféricas son:

$$\vec{\xi}_r = \xi_r(r) Y_\ell^m(\theta, \phi) e^{i\sigma t} \vec{e}_r \quad (2)$$

$$\vec{\xi}_\theta = \xi_h(r) \frac{\partial Y_\ell^m}{\partial \theta} e^{i\sigma t} \vec{e}_\theta \quad (3)$$

$$\vec{\xi}_\phi = \xi_h(r) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_\ell^m}{\partial \phi} e^{i\sigma t} \vec{e}_\phi \quad (4)$$

donde $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ son los armónicos esféricos, σ es la frecuencia de pulsación, y $\xi_r(r)$ y $\xi_h(r)$ son las autofunciones radial y horizontal, respectivamente. De esta manera, los modos propios tienen una dependencia

temporal sinusoidal, una dependencia angular por medio de los armónicos esféricos, y una dependencia radial dada a través de las autofunciones, las cuales ineludiblemente deben ser obtenidas (para modelos estelares realistas) a través de la resolución numérica de las ecuaciones diferenciales de pulsación (ver Unno et al., 1989). Los modos de pulsación están caracterizados por tres “números cuánticos”: (1) grado armónico $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots, \infty$, que representa $(\ell - m)$ líneas nodales (paralelos) sobre la superficie estelar; (2) orden acimutal $m = -\ell, \dots, -2, -1, 0, +1, +2, \dots, +\ell$, que representa líneas nodales (meridianos) sobre la superficie estelar; y (3) orden radial $k = 0, 1, 2, 3, \dots, \infty$, que representa superficies esféricas nodales sobre las cuales hay desplazamiento nulo. En Figura 2 se muestran en forma ilustrativa las diferentes líneas y superficies nodales para un dado modo de pulsación caracterizado por un set de números cuánticos (ℓ, m, k) .

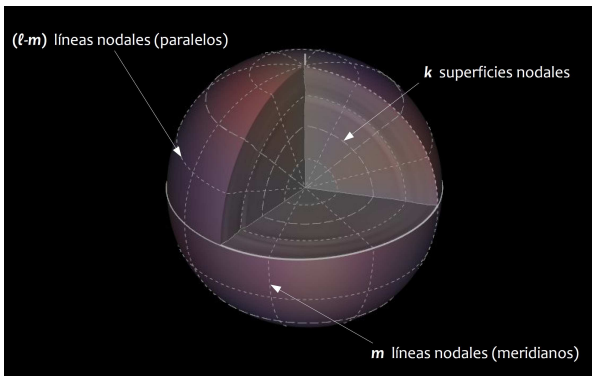


Fig. 2: Esquema ilustrativo indicando el significado de los números cuánticos (ℓ, m, k) que caracterizan a un modo de pulsación no radial (adaptado de <http://userpages.irap.omp.eu/~scharpinet/glpulse3d>).

Finalizamos nuestra descripción de los modos no radiales esferoidales mencionando que existen dos familias de modos que se distinguen de acuerdo a las fuerzas de restitución dominantes. Los modos p , por un lado, involucran grandes variaciones de presión y movimientos mayormente verticales, siendo la fuerza de restitución dominante la compresibilidad. Poseen altas frecuencias (períodos cortos). Los modos g , por otra parte, involucran pequeñas variaciones de presión y desplazamientos mayormente tangenciales. En este caso la fuerza de restitución dominante es la flotación (buoyancy). Los modos están caracterizados por bajas frecuencias (períodos largos). En los casos en que $\ell > 1$, existe una tercer clase de modos, los modos f , con características intermedias entre modos p y g . En general no poseen nodos en la dirección radial ($k = 0$).

3. Clases de enanas blancas pulsantes

A lo largo de su evolución, las enanas blancas atraviesan distintas etapas de inestabilidad en las cuales se tornan estrellas variables pulsantes, exhibiendo curvas de luz con variaciones en el óptico y en el UV lejano.

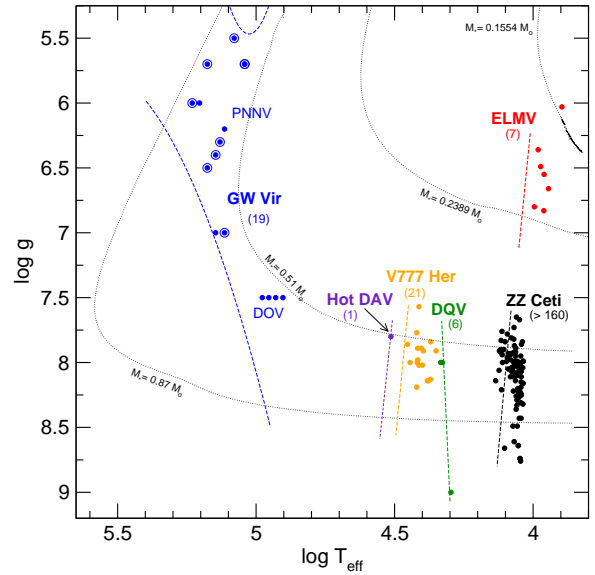


Fig. 3: Localización de las distintas clases de estrellas enanas blancas pulsantes en el plano $\log T_{\text{eff}} - \log g$, indicadas con puntos de diferentes colores. Entre paréntesis incluimos el número de miembros conocidos hasta el momento de cada clase. Cuatro caminos evolutivos de modelos de enanas blancas son incluidos como referencia con líneas de puntos. También se muestran los borde azules teóricos de las diferentes bandas de inestabilidad con líneas de trazos. Círculos rodeando los puntos azules indican la presencia de una nebulosa planetaria (variables GW Vir PPNV).

Los cambios de brillo son debidos a modos g con grado armónico $\ell = 1, 2$ que producen variaciones en la temperatura superficial*. La primer enana blanca variable fue descubierta por Landolt (1968). Desde entonces se han descubierto mas de 200 objetos pulsantes a través de observaciones desde Tierra, en su gran mayoría extraídas del SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*), y en los últimos años también por medio de misiones espaciales como la *Kepler Mission*†. Las variaciones de brillo de estas estrellas tienen amplitudes entre 0.001 y 0.3 magnitudes. Exhiben una gran variedad de curvas de luz, algunas sinusoidales y de pequeña amplitud, otras no lineales y de gran amplitud. Son estrellas pulsantes multimodales (pulsan en más de un período), y frecuentemente exhiben armónicos y combinaciones lineales de frecuencias que no están relacionadas con modos genuinos de pulsación.

Se conocen actualmente 6 clases o familias de enanas blancas pulsantes (incluyendo las pre-enanas blancas pulsantes). En la Figura 3 se muestra la localización de las diferentes familias en un diagrama $\log T_{\text{eff}} - \log g$. Como referencia, hemos incluido cuatro caminos evolutivos de modelos de enanas blancas con masas $M_{\star}/M_{\odot} =$

* Las variaciones en el radio estelar son muy pequeñas, del orden de $\sim 10^{-5} R_{\star}$, y probablemente no contribuyen a las variaciones en el brillo.

† Actualmente se está desarrollando la primera campaña observacional conjunta de enanas blancas pulsantes entre el Grupo de Evolución Estelar y Pulsaciones de La Plata en Argentina y el grupo liderado por el Prof. S. O. Kepler de Brasil, utilizando el Telescopio de 2.15 m “Jorge Sahade” de CASLEO; ver Corti et al. (2015) en este Boletín.

Tabla 1: Parámetros estelares y propiedades pulsacionales de las distintas familias de enanas blancas pulsantes.

Clase (año de descubrimiento)	#	m_v (mag)	T_{eff} ($\times 1000$ K)	$\log g$ (cgs)	Comp. química superficial	Amplitudes (mag)	Períodos (s)
GW Vir (PNNV) (1984)	10	11,8 – 16,6	110 – 170	5,5 – 7,0	He, C, O	0,01 – 0,15	420 – 6000
GW Vir (DOV) (1979)	9	14,8 – 16,7	70 – 160	6,0 – 7,5	He, C, O	0,02 – 0,1	300 – 2580
Hot DAV (2013)	1	14,4	32	7,5	H	0,001	624
V777 Her (DBV) (1982)	21	13,6 – 16,7	22,4 – 29	7,5 – 8,3	He (H)	0,05 – 0,3	120 – 1080
DQV (2008)	6	17,7 – 19,6 ⁽¹⁾	19 – 22	8 – 9	He, C	0,005 – 0,015	240 – 1100
ZZ Ceti (DAV)	160	12,2 – 16,6	10,4 – 12,4	7,5 – 8,75	H	0,01 – 0,3	100 – 1400
ELMV (2012)	7	16,2 – 18,8 ⁽¹⁾	7,8 – 10	6 – 6,8	H	0,002 – 0,044	1200 – 6200

⁽¹⁾ magnitud g del sistema *ugryz* del relevamiento SDSS.

0,16, 0,24, 0,51, 0,87. Las líneas de trazos indican los bordes calientes o “azules” de las bandas de inestabilidad, derivados teóricamente a través de análisis de estabilidad pulsacional: estrellas GW Vir stars (Córscico et al., 2006), estrellas hot DAV (Shibahashi, 2013), estrellas V777 Her (Córscico et al., 2009), estrellas DQV (Córscico et al., 2009), estrellas ZZ Ceti (Gianninas et al., 2011), y estrellas ELMVs (Hermes et al., 2013). La única diferencia entre las PNNVs y las DOVs es que las primeras poseen una nebulosa planetaria, mientras que las últimas carecen de la misma.

En la Tabla 1 se muestran en forma compacta las principales características de estas familias de enanas blancas pulsantes. La segunda columna indica el número de objetos conocidos a la fecha de escribir este reporte (noviembre de 2014), la tercer columna muestra el rango de magnitudes visuales aparentes, la cuarta columna incluye el rango de temperaturas efectivas en las cuales se las detecta (banda de inestabilidad), la quinta columna proporciona el rango de gravedad superficial, la sexta columna indica la composición química superficial, la séptima columna muestra las amplitudes de las variaciones en las curvas de luz, y finalmente la octava columna proporciona el rango de períodos detectados. Los períodos de pulsación están comprendidos entre ~ 100 s y ~ 1400 s, aunque las PNNVs y las ELMVs exhiben períodos mucho más largos, hasta ~ 6200 s. Curiosamente, los períodos de los modos g de las enanas blancas son del mismo orden de magnitud que los períodos de los modos p en estrellas pulsantes no degeneradas.

¿Cuál es el origen de las pulsaciones en enanas blancas? De acuerdo a los estudios teóricos corrientes, los modos g observados son *autoexcitados* a través de procesos térmicos[‡]. En particular, el mecanismo $\kappa-\gamma$ involucra

[‡] Esto, a diferencia de las pulsaciones *forzadas* tales como la excitación estocástica por convección turbulenta, en la que modos que son intrínsecamente estables, son excitados por

el aumento de la opacidad debido a la ionización parcial de la especie química dominante en la superficie de la estrella, que en el caso de las GW Vir son el C y el O, en las V777 Her es el He, en las DQV es el C, y en las ZZ Ceti y ELMVs es el H. Excepto en el caso de las GW Vir, las cuales carecen de convección superficial debido a sus altas temperaturas efectivas, en las otras categorías un mecanismo de excitación relacionado con la convección (“*convective driving*”) juega un rol crucial una vez que la zona convectiva externa de la estrella se ha profundizado lo suficiente. Finalmente, cabe mencionar el mecanismo ε , el cual es debido al efecto desestabilizante de la combustión nuclear, y que podría ser responsable de la excitación de algunos períodos cortos detectados en una estrella de la familia de las ELMVs (ver Sección 5.).

A pesar de que se conoce con alguna certeza el origen de las pulsaciones en las enanas blancas, poco o nada se sabe acerca del agente que da lugar al cese de las mismas (borde rojo de la banda de inestabilidad). Tampoco se sabe por qué este tipo de estrellas pulsantes (y en particular las ZZ Ceti) exhiben tan pocos períodos. Afortunadamente, este conocimiento incompleto de la física de las pulsaciones en enanas blancas no nos impide avanzar en estudios astrosismológicos basados en cálculos adiabáticos, en los cuales no importa el agente físico que da origen a las pulsaciones, sino el valor de los períodos en sí mismos, lo cuales dependen sensiblemente de la estructura interna[§]. A continuación, nos enfocaremos en dos estudios teóricos recientes en los que ha estado involucrado el Grupo de Evolución Estelar y Pulsaciones

movimientos convectivos. Este es el caso del Sol, las variables tipo solar y las gigantes rojas variables. Otro ejemplo de pulsaciones forzadas es la excitación por fuerzas de marea en sistemas binarios.

[§] El sonido de las campanas no depende de *cómo* ellas son tocadas (Baade, 1992).

de La Plata[¶] en el área de las estrellas enanas blancas pulsantes y astrosismología.

4. Astrosismología de estrellas ZZ Ceti

Las estrellas ZZ Ceti constituyen la clase mas numerosa de enanas blancas pulsantes conocida, con mas de 160 miembros detectados hasta el momento. El gran número de objetos conocidos y estudiados de esta clase de estrellas variables ha permitido estudiar la banda de inestabilidad en forma global (Mukadam et al., 2006), y se ha encontrado que *todas* las enanas blancas tipo espectral DA se tornan pulsantes ZZ Ceti al atravesar dicha banda de inestabilidad ($10\,400 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 12\,400$ K), es decir, es una banda de inestabilidad “pura”. Lo que implica este resultado es extremadamente importante: cualquier información que pueda inferirse a través de análisis astrosismológicos acerca de la estructura interna de las ZZ Ceti es aplicable también a las enanas blancas DA no variables en general.

Con respecto a los análisis astrosismológicos de estrellas ZZ Ceti, hasta el momento se han aplicado dos metodologías. Una de ellas consiste en el empleo de modelos estelares simples y estáticos (es decir, que no provienen de cálculos evolutivos), caracterizados por perfiles químicos parametrizados *ad hoc*. El otro enfoque, el cual es el adoptado por el Grupo de Evolución Estelar y Pulsaciones de La Plata, emplea modelos resultantes de la evolución completa de las estrellas progenitoras, desde la ZAMS (*Zero Age Main Sequence*) hasta la etapa de enana blanca. Estos modelos son obtenidos con el código evolutivo LPCODE. Nuestro enfoque involucra el uso de ingredientes físicos (ecuación de estado, opacidades, eventos de mezcla, difusión de elementos, etc; ver Althaus et al., 2005) lo mas detallados y actualizados posibles. Esto es particularmente relevante con respecto a la estructura química resultante, que constituye un aspecto crucial para interpretar correctamente los patrones de períodos observados en las estrellas ZZ Ceti. Empleando esta metodología, nuestro grupo ha llevado a cabo el primer estudio astrosismológico detallado sobre un ensamble de 44 estrellas ZZ Ceti mediante el uso de modelos completamente evolutivos de enanas blancas DA (Romero et al., 2012). Los espectros de períodos han sido calculados empleando la versión adiabática del código de pulsaciones LP-PUL (Córscico & Althaus, 2006). Con el fin de ampliar el espacio de parámetros, en dicho estudio se consideraron adicionalmente envolturas de H (M_{H}) mas delgadas (generadas artificialmente) que las que predice la teoría estándar de evolución de enanas blancas (envolturas “canónicas”). Con el fin de encontrar un modelo o solución astrosismológica^{||} para cada estrella de la muestra, hemos buscado los mínimos de una función de calidad $\chi^2(M_{\star}, M_{\text{H}}, T_{\text{eff}})$ de la forma $\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\Pi_k^{\text{th}} - \Pi_i^{\text{obs}}]^2$, donde Π_k^{th} y Π_i^{obs} son los períodos teóricos y los períodos observados, respectivamente, y N es el número de períodos observados. Uno de nuestros objetos de estudio fue la estrella ZZ Ceti

[¶] <http://fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar/evolgroup/>

^{||} Un modelo de enana blanca que reproduce con alto grado de precisión los períodos observados de la estrella en estudio.

arquetípica, G117–B15A, para la cual obtuvimos una única solución astrosismológica, de esta forma eliminando la ambigüedad de larga data reportada en trabajos previos. Uno de los resultados mas importantes de este estudio sobre el ensamble de 44 estrellas es que existe un amplio rango de espesores de la envoltura de H (ver Figura 4) para las estrellas ZZ Ceti analizadas. La distribución de espesores exhibe una acumulación muy marcada para envolturas gruesas [$\log(M_{\text{H}}/M_{\star}) \sim -4,5$]. Si bien estas envolturas son gruesas, ellas son todavía mas delgadas que las envolturas “canónicas”. También es visible otro pico, mucho menos pronunciado, correspondiente a envolturas muy delgadas [$\log(M_{\text{H}}/M_{\star}) \sim -9,5$]. Similares resultados han sido obtenidos posteriormente sobre una muestra de ZZ Ceti masivas (Romero et al., 2013). En resumen, estos resultados presentan un verdadero desafío para los escenarios evolutivos estándar de formación de enanas blancas DA, los cuales predicen que estos objetos se forman únicamente con envolturas gruesas de H.

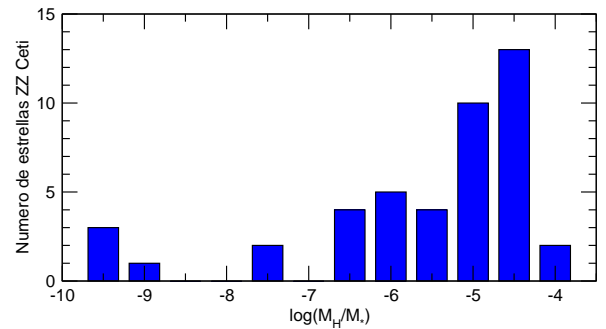


Fig. 4: Histograma mostrando la distribución de espesores de la envoltura de H para un ensamble de 44 estrellas ZZ Ceti brillantes (ver Romero et al., 2012, para mas detalles). Este resultado podría tener validez para todas las estrellas enanas blancas DA en general.

A pesar de los importantes resultados alcanzados usando esta metodología, existen aún incertezas importantes conectadas con la evolución previa de los progenitores de las enanas blancas, tales como la cantidad precisa de mezcla extra (*overshooting*) durante la etapa de combustión central de He, el valor exacto de la tasa de reacciones nucleares $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, la eficiencia de la difusión de elementos durante el enfriamiento de la enana blanca, etc. En este sentido, en nuestro grupo estamos dando los primeros pasos para evaluar el impacto de dichas incertezas sobre las propiedades de los modelos astrosismológicos de las estrellas ZZ Ceti (De Gerónimo et al. 2015, en preparación).

5. Pulsaciones en estrellas ELMV

La distribución de masas de las enanas blancas exhibe una acumulación para valores $M_{\star} \lesssim 0,45M_{\odot}$. El origen de estas enanas blancas de baja masa, las cuales son del tipo espectral DA (es decir, poseen atmósferas ricas en H), estaría ligado a la evolución binaria, en la cual una estrella de $\sim 1M_{\odot}$ con fuertes pérdidas de masa

en la fase de RGB (*Red Giant Branch*) evitaría el flash de He (Althaus et al., 2013). Como resultado, estos objetos deberían tener núcleos de He, a diferencia de las enanas blancas de masa promedio, las cuales poseen probablemente núcleos hechos de C y O.

En general, los progenitores de las enanas blancas de baja masa experimentan múltiples flashes de H, lo cual conduce a una reducción importante en el espesor de la envoltura de H. Sin embargo, en el caso de las llamadas enanas blancas ELM (*Extremely Low Mass*), caracterizadas por masas $M_* \lesssim 0,18 - 0,20M_\odot$, los progenitores no experimentan flashes, lo cual resulta en envolturas muy gruesas. La presencia de envolturas muy gruesas en las ELMs es la razón por la cual, a diferencia de lo que sucede en las enanas blancas en general, la combustión nuclear estable del H a través de la cadena *pp* es muy importante y controla su evolución**. Esto conduce a edades de enfriamiento enormes en este tipo de estrellas ($\tau \sim 10^9$ años) en comparación con aquellas con masas $M_* \gtrsim 0,18 - 0,20M_*$ ($\tau \sim 10^7$ años). Este resultado se conoce como “dicotomía de edades” (Althaus et al., 2001, 2013).

Steinfadt et al. (2010) fueron los primeros en sugerir que las enanas blancas ELM deberían pulsar en modos *g* de la misma naturaleza que las ZZ Ceti. Dicha predicción fue confirmada por Hermes et al. (2012), quienes descubrieron la primer enana blanca ELM variable (ELMV). El origen de las pulsaciones fue explicado en detalle por Córscico et al. (2012), quienes llevaron a cabo detallados cálculos de estabilidad pulsacional. Estos autores encontraron que una gran cantidad de modos *g*, con períodos similares a los observados, son excitados a través del mecanismo $\kappa - \gamma$ actuando en la zona de ionización parcial del H en modelos de enanas blancas ELM. Estos resultados fueron más tarde confirmados por los cálculos independientes de Van Grootel et al. (2013).

Nuevas observaciones fotométricas han llevado a la detección de otras estrellas ELMVs (Hermes et al. 2013a, 2013b; Kilic et al. 2015; Bell et al. 2014^{††}, 2015 en preparación). con lo cual actualmente se conocen 7 objetos de este pequeño grupo de enanas blancas pulsantes. Las estrellas ELMVs exhiben en general períodos muy largos. En la Figura 5 se muestran los períodos detectados en las 7 estrellas conocidas. Los períodos largos pueden explicarse con comodidad como debidos a modos *g* con grado armónico $\ell = 1$ o $\ell = 2$.

Es interesante notar que la estrella SDSS J1112 exhibe dos períodos muy cortos, de ~ 108 s y ~ 134 s, además de períodos largos. Estos períodos anómalos podrían estar asociados a modos *p* de bajo orden radial *k*, o inclusive a modos radiales. Sin embargo, si la temperatura efectiva y la gravedad de SDSS J1112 son correctas, los modelos de enanas blancas ELM no son capaces de reproducir esos períodos con modos *p* y/o modos radiales (Córscico & Althaus, 2014a). Otra posibilidad es que se trate de modos *g* de bajo orden radial.

** Un fenómeno similar se verifica en enanas blancas de masa promedio provenientes de progenitores de muy baja metalicidad, $Z \lesssim 0,001$; ver Miller Bertolami et al. (2013) y Camisassa et al. (2015) en este Boletín.

^{††} 19th European Workshop on White Dwarfs, Montréal, Canada.

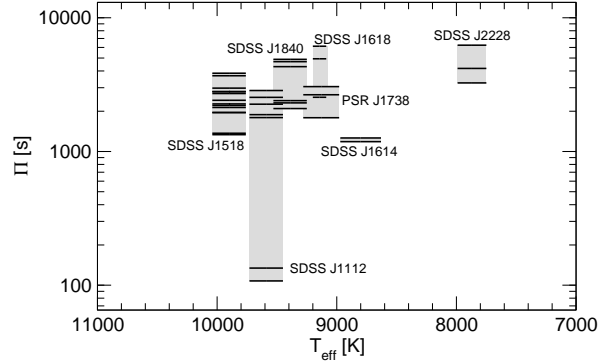


Fig. 5: Períodos de pulsación de las 7 estrellas ELMVs conocidas en términos de la temperatura efectiva.

Esta última opción, sin embargo, es difícil de concebir por el hecho de que los resultados teóricos predicen inestabilidad para períodos más largos, $\Pi \gtrsim 1100$ s (Córscico et al., 2012; Van Grootel et al., 2013).

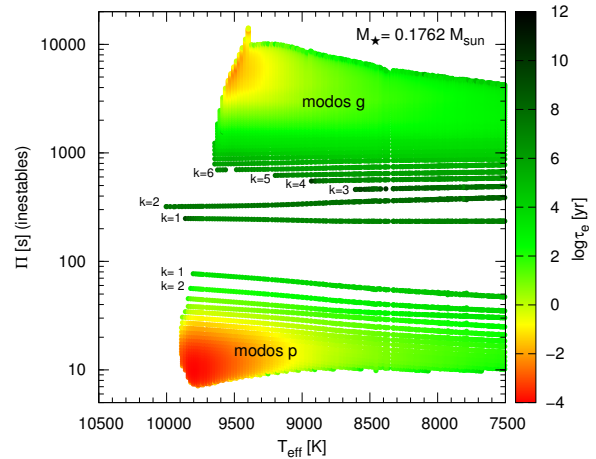


Fig. 6: Períodos de modos dipolares ($\ell = 1$) inestables en función de la temperatura efectiva, correspondientes a un modelo de enana blanca ELM con masa $M_* = 0,1762M_\odot$. La escala de la izquierda con el código de colores corresponde al *e-folding time* (la escala de tiempo de crecimiento de las amplitudes).

Dado que, como mencionamos, estas estrellas poseen envolturas muy gruesas de H, ellas son capaces de sostener combustión de H en forma estable, lo que provoca un retardo importante en su enfriamiento. En el Grupo de Evolución Estelar y Pulsaciones de La Plata decidimos considerar la posibilidad de que esos modos de corto período sean modos *g* de bajo orden *k* excitados por el mecanismo ε actuando en la capa de H en combustión. Para tal fin, hemos llevado a cabo cálculos de estabilidad pulsacional sobre una grilla de secuencias evolutivas de enanas blancas ELM provenientes de la evolución binaria y publicadas en Althaus et al. (2013). Los cálculos de estabilidad han sido realizados empleando la versión no adiabática del código de pulsaciones LP-PUL (Córscico et al., 2006). En la Figura 6 graficamos los períodos de modos inestables con grado armónico $\ell = 1$ en términos

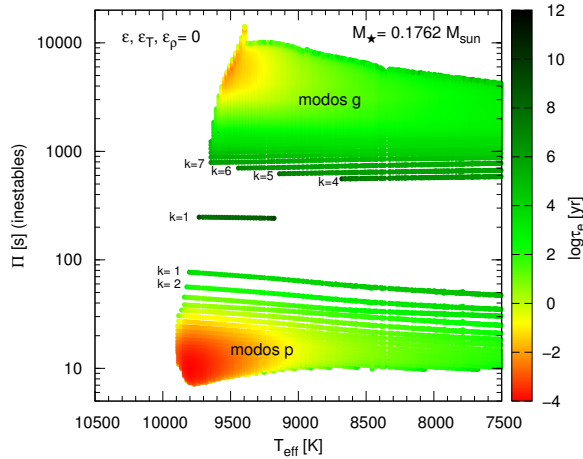


Fig. 7: Igual que la Figura 6, pero para el caso en que el mecanismo ε es suprimido ($\varepsilon = \varepsilon_T = \varepsilon_\rho = 0$).

de la temperatura efectiva, correspondientes a un modelo de enana blanca ELM con masa $M_\star = 0,1762M_\odot$. El código de colores (escala de la izquierda) indica el valor del logaritmo de la escala de tiempo de crecimiento de las amplitudes (*e-folding times*, τ_e) de cada modo inestable. La figura muestra un espectro de modos *g* y *p* excitados por el mecanismo $\kappa - \gamma$ actuando en la región de ionización parcial del H. En todos los casos, la escala de tiempo de crecimiento de la amplitud de los modos es entre 10 y 100 veces mas corta que la evolutiva, con lo cual los modos excitados tienen tiempo suficiente para alcanzar amplitudes observables. Si se suprime el mecanismo ε en los cálculos de estabilidad pulsacional, los modos *g* con $k = 1, 2, 3$ y 4 ya no son inestables (en ciertos rangos de T_{eff}), como queda claramente evidenciado en la Figura 7. Esto implica que, en efecto, el mecanismo ε es capaz de desestabilizar modos *g* de bajo orden radial con períodos cortos similares a los exhibidos por SDSS J1112. Un acuerdo mas cercano con los períodos observados puede lograrse considerando modos cuadrupolares ($\ell = 2$), como se detalla en el artículo de Córscico & Althaus (2014b). Si la realidad de los modos de corto período observados en esta estrella es confirmada, esta podría ser la primera demostración de la existencia de combustión nuclear en enanas blancas frías.

Agradecimientos: Quisiera agradecer a los miembros del Comité Científico de la 57° Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía por la amable invitación para presentar este informe.

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2010, A&A Rev., 18, 471
 Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., Córscico A. H., 2013, A&A, 557, A19
 Althaus L. G., Serenelli A. M., Benvenuto O. G., 2001, MNRAS, 323, 471
 Althaus L. G., et al., 2005, A&A, 435, 631
 Baade D., 1992, in Klare G., ed., Reviews in Modern Astronomy Vol. 5 of Reviews in Modern Astronomy, Observational Aspects of Stellar Seismology. pp 125–142
 Córscico A. H., Althaus L. G., 2006, A&A, 454, 863
 Córscico A. H., Althaus L. G., 2014a, A&A, 569, A106

- Córscico A. H., Althaus L. G., 2014b, ApJL, 793, L17
 Córscico A. H., Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., 2006, A&A, 458, 259
 Córscico A. H., et al., 2009, Journal of Physics Conference Series, 172, 012075
 Córscico A. H., et al., 2009, A&A, 506, 835
 Córscico A. H., et al., 2012, A&A, 547, A96
 García-Berro E., et al., 2010, Nature, 465, 194
 Gianninas A., Bergeron P., Ruiz M. T., 2011, ApJ, 743, 138
 Hermes J. J., et al., 2013, MNRAS, 436, 3573
 Hermes J. J., et al., 2012, ApJL, 750, L28
 Hermes J. J., et al., 2013, ApJ, 765, 102
 Kilic M., et al., 2015, MNRAS, 446, L26
 Landolt A. U., 1968, ApJ, 153, 151
 Miller Bertolami M. M., Althaus L. G., García-Berro E., 2013, ApJL, 775, L22
 Mukadam A. S., et al., 2006, ApJ, 640, 956
 Romero A. D., et al., 2012, MNRAS, 420, 1462
 Romero A. D., et al., 2013, ApJ, 779, 58
 Shibahashi H., 2013, in Alecian G., Lebreton Y., Richard O., Vauclair G., eds, EAS Publications Series Vol. 63 of EAS Publications Series, A new kind of pulsator in the DB valley of white dwarf stars. pp 185–190
 Steinfadt J. D. R., Bildsten L., Arras P., 2010, ApJ, 718, 441
 Unno W., et al., 1989, Nonradial oscillations of stars
 Van Grootel V., et al., 2013, ApJ, 762, 57
 Winget D. E., Kepler S. O., 2008, ARA&A, 46, 157



Confrontación observacional de teorías de evolución de estrellas masivas

N.I. Morrell

Observatorio Las Campanas, Carnegie Observatories, La Serena, Chile

Contacto/ nmorrell@lco.cl

Resumen / Se mencionan brevemente algunos desarrollos observacionales recientes que se utilizan para poner a prueba las predicciones teóricas sobre evolución de estrellas masivas. Se da una descripción algo más detallada de un proyecto en ejecución destinado a mejorar el conocimiento del contenido de estrellas masivas, en distintas etapas de su evolución, en asociaciones estelares de las Nubes de Magallanes, comparándolo con lo esperado según los modelos evolutivos más recientes. Este proyecto ya ha permitido identificar lo que podría ser una nueva clase de estrellas Wolf-Rayet (que por el momento llamaremos WN3+O3V), además de dos nuevas binarias Wolf-Rayet + O, dos nuevas estrellas de la rara clase WO, y dos estrellas O magnéticas (de la clase Of?p), entre otros objetos de interés para el estudio de estrellas masivas.

Abstract / Some recent observational developments aimed at testing specific theoretical predictions about massive star evolution are briefly mentioned. A more detailed description is presented on a current project devoted to improve our knowledge of the massive star contents (at different evolutionary stages) in stellar associations of both Magellanic Clouds in comparison with the expectations based on the most recent theoretical evolutionary models. This project has already allowed the identification of a probably new class of Wolf-Rayet stars (that we will call WN3+O3V), two new Wolf-Rayet + O binaries, two new stars of the rare WO class, and two new magnetic O stars (belonging to the Of?p class); among other interesting objects from the point of view of massive star studies.

Keywords / stars: early-type — stars: evolution — galaxies: stellar content — stars: Wolf-Rayet

1. Introducción

Las estrellas masivas producen tremendos cambios en el ambiente que las rodea, y por eso son determinantes en la evolución química y dinámica de las galaxias. Asimismo dominan la luz que nos llega de las galaxias lejanas, aquéllas que no podemos resolver en estrellas, y la comprensión de sus características es necesaria para poder realizar modelos adecuados para tales galaxias. En sus núcleos tienen lugar las reacciones termonucleares que producen elementos pesados a partir del hidrógeno y el helio. Estas estrellas entregan a su entorno grandes cantidades de energía y masa, a través de su radiación y sus poderosos vientos, y con frecuencia terminan sus vidas en formidables explosiones de supernova, enriqueciendo el medio interestelar con los productos elaborados por las reacciones nucleares que ocurren en su interior.

Las estrellas masivas se caracterizan por sus grandes masas, altas temperaturas y altas tasas de pérdida de masa. Una característica adicional que complica su estudio y afecta su evolución es que muchas de ellas son miembros de sistemas múltiples. Estudiarlas no es fácil, sobre todo porque son escasas: se forman en números pequeños y viven vidas mucho más cortas que las otras estrellas más comunes, de menor masa.

Para llevar a cabo una confrontación entre teoría y observaciones, es necesario diseñar observaciones que puedan poner a prueba algunas de las predicciones de la teoría.

Por ejemplo, si consideramos el reciente trabajo de

Groh et al. (2014) vemos que la evolución espectroscópica predicha para un objeto no rotante de $60 M_{\odot}$ y metalicidad solar comenzaría por un espectro de supergigante O3, -aún cuando la estrella se hallara en la Secuencia Principal de Edad Cero- pasando sucesivamente a presentar espectros de supergigante O4, supergigante B, hipergigante B, Variable Luminosa Azul (primero caliente y después templada), Wolf-Rayet (WR) tardía de la serie de nitrógeno (WNL), WR temprana de la serie de nitrógeno (WNE), y WR temprana de la serie de carbono (WCE) para terminar como WR de la serie de oxígeno (WO) al finalizar la quema de He en el núcleo, en el último estado previo al colapso. Curiosamente, tal como destacan los autores del trabajo, ni siquiera cuando se encontrara en la Secuencia Principal de Edad Cero un objeto como el modelado presentaría un espectro de Secuencia Principal. El modelo también predice la duración de cada una de las fases espectroscópicas, facilitando la posible comparación con observaciones. Así vemos que la evolución total de una estrella de $60 M_{\odot}$ con metalicidad solar y sin rotación, de acuerdo con este modelo duraría 4.08×10^6 de años, de los cuales casi el 80% (3.22×10^6 años) transcurriría durante la fase espectral O; que la última fase (WO) sólo duraría 3.80×10^4 años, y que las fases WN y WC transcurrirían en breves 1.05×10^5 y 2.57×10^5 años respectivamente.

Con estos números en mente, y otros similares para modelos de distintas masas, metalicidades y velocidades de rotación axial (ver, por ejemplo Ekström et al. (2012)

y Brott et al. (2011)), si se dispone de observaciones adecuadas, se pueden hacer algunas de las siguientes pruebas:

- Comparar el número de estrellas WC respecto del número de estrellas WN en conjuntos de estrellas masivas ubicados en ambientes de distinta metalicidad, para ver cómo se corresponden con las predicciones de los modelos (ver, por ejemplo, Neugent et al. (2012), Neugent & Massey (2014)).
- Determinar los números relativos de distintas clases de estrellas masivas evolucionadas (WR, supergigantes rojas, supergigantes azules, variables luminosas azules) y compararlos con los que deberían observarse de acuerdo a los modelos y a la metalicidad del o los grupos estudiados (por ejemplo, Neugent et al. (2012)).
- Comparar los números relativos de estrellas WR y estrellas O observados en distintas asociaciones estelares con los que deberían hallarse de acuerdo a los modelos evolutivos (ver Sección 2.).
- Comparar las masas evolutivas predichas por los modelos para estrellas muy masivas con masas empíricas para objetos similares determinadas mediante el estudio de binarias eclipsantes de espectro doble (algunos ejemplos pueden encontrarse en Massey et al. (2012) y Morrell et al. (2014)). En este punto deseo destacar la primera determinación de la curva de velocidad radial de ambas componentes del sistema eclipsante HD 5980 en la Nube Menor de Magallanes (SMC, por sus siglas en Inglés), basada en observaciones espectroscópicas de alta resolución, que permitió la evaluación directa de las masas y su comparación con masas evolutivas, concluyendo que ambas componentes se encuentran en estado avanzado de su evolución y son candidatas a producir erupciones de rayos gama o supernovas de inestabilidad de pares (Koenigsberger et al., 2014). Un camino menos frecuente pero muy útil para la determinación de masas absolutas lo proveen los estudios de movimiento apsidal en binarias de doble espectro (ver, por ejemplo, Ferrero et al. (2013)).
- Identificar progenitores o caracterizar entornos de explosiones de supernova mediante el análisis de datos previos y posteriores a la explosión y compararlos con modelos teóricos disponibles para tales explosiones y los objetos que las preceden (ver, por ejemplo, Van Dyk et al. (2012), Folatelli et al. (2014)). En particular, en este último ejemplo los autores confrontan observaciones realizadas por el Telescopio Espacial Hubble con las predicciones de su propio modelo teórico, encontrando una excelente coincidencia. En este tema ha resultado particularmente útil la técnica de estudio de ecos de luz, utilizada, por ejemplo, en Van Dyk (2013).
- Indagar la relación, cada vez más evidente, entre las Variables Luminosas Azules, *Supernova impostors*, y supernovas de tipo II_n (por ejemplo, Margutti et al. (2014), Prieto et al. (2014), Taddia et al. (2013)).
- Pasando a mencionar algunos de los objetos más exóticos predichos por la teoría, se puede investigar con espectroscopía de alta resolución las atmósferas

de estrellas supergigantes rojas en busca de las peculiares abundancias de algunos elementos como rubidio y molibdeno, que serían características de algunos raros productos de la evolución de binarias masivas predichos con el nombre de objetos Thorne-Żytkov (Thorne & Zytkow, 1975). Un detallado análisis de abundancias mostró que tal vez hayamos dado con un buen candidato (Levesque et al., 2014).

Si me refiero a estos ejemplos, no es porque sean los únicos ni los mejores, sino porque son los que mejor conozco debido a que me involucran directamente o involucran trabajos que me son familiares. En todos los casos, es la superación en calidad de las observaciones más recientes en comparación con aquéllas de que se disponía con anterioridad, el elemento que permite realizar comparaciones con la teoría cada vez más útiles y así avanzar en nuestra comprensión de las estrellas masivas.

En lo que sigue me voy a referir con algo más de detalle a un proyecto en curso que procura comparar el contenido de estrellas masivas evolucionadas y no evolucionadas en distintas asociaciones de las Nubes de Magallanes (NM).

2. Contenido de estrellas O y WR en asociaciones de las Nubes de Magallanes

En 2011 se inició un proyecto destinado a realizar un censo del contenido de estrellas O en asociaciones de las NM, con la intención de comparar el número de estrellas masivas evolucionadas de la clase Wolf-Rayet (WR) en dichas asociaciones con el número de estrellas masivas no evolucionadas (O) que son sus predecesoras. Los modelos recientes del grupo de Ginebra predicen que tal relación debería ser 0.02 para la SMC, y 0.05 para la Nube Mayor (LMC, por sus siglas en Inglés), dependiendo fuertemente de la metalicidad. Las NM son las únicas galaxias con formación estelar suficientemente cercanas como para permitir una comparación directa como la que intentamos. Para conocer con una precisión del 10% el número de estrellas O en una asociación estelar en las NM se requieren espectros de todas o casi todas las estrellas que podrían ser de tipo O debido a sus magnitudes y colores, ya que la fotometría sola no es suficiente para identificarlas debido a la degeneración de la relación entre temperatura y color que se produce a temperaturas tan altas como las que caracterizan a estas estrellas. Eso requiere un esfuerzo observacional importante, con un telescopio de gran abertura.

Comenzamos el proyecto con un relevamiento espectroscópico de las asociaciones Luke-Hodge 41 (LH-41) en la LMC y NGC 346 en la SMC, para lo cual obtuvimos tiempo en los telescopios Magallanes, con los instrumentos MagE (Marshall et al., 2008) e IMACS (Dressler et al., 2006). Partimos con el preconcepto de que la población de estrellas WR en las NM era conocida con precisión cercana al 10% gracias a los trabajos de Breysacher et al. (1999), que identificaron 139 estrellas WR en la LMC (a lo que se debe agregar 5 descubiertas posteriormente), y Azzopardi & Breysacher (1979) que

encontraron un total de 12 estrellas WR en la SMC (más cuatro posteriores descubrimientos).

Para nuestra sorpresa, en uno de los primeros turnos de observación, encontramos una nueva estrella WR en LH-41, que pertenece a la rara clase WO, la segunda estrella de este tipo en conocerse en la LMC (ver Fig. 1).

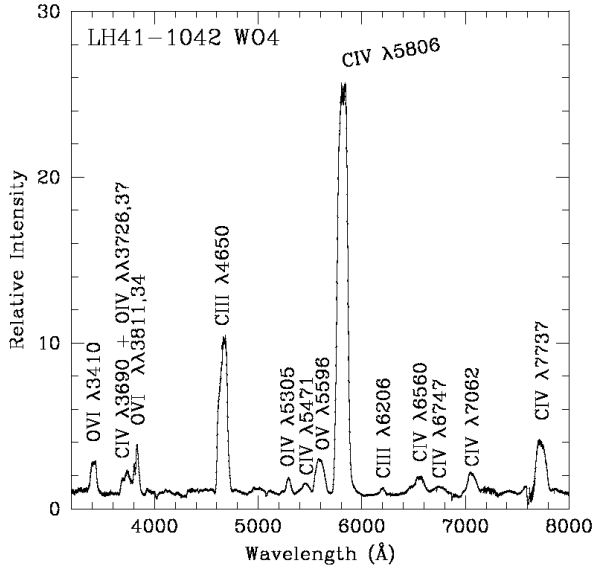


Fig. 1: Parte del espectro de LH41-1042 obtenido con MagE. Las líneas espectrales más importantes han sido identificadas (Neugent et al., 2012).

Este descubrimiento, del cual informamos en Neugent et al. (2012) nos planteó dudas sobre la precisión con que se conocía el contenido de estrellas WR en las NM, una de las premisas para nuestro estudio. Para resolver este conflicto decidimos realizar un nuevo relevamiento de ambas NM en busca de otras WR que hubiesen pasado desapercibidas a las búsquedas anteriores. Esto impuso un nuevo camino, más largo, a nuestra investigación, que aún no sabemos adónde conduce.

La técnica empleada (ya utilizada con buenos resultados, por ejemplo, en Neugent & Massey (2011)) consiste en obtener imágenes CCD a través de tres filtros interferenciales centrados aproximadamente en $\lambda 4650 \text{ \AA}$ (WC), $\lambda 4686 \text{ \AA}$ (WN), y $\lambda 4750 \text{ \AA}$ (CT) y por lo tanto sensibles a las emisiones de CIII (característica de las WC), HeII (característica de las WN) y el continuo alejado (ver Figura 2).

Una vez obtenidas las imágenes de un campo en los tres filtros, se procede a sustraer la imagen del continuo (CT) de las imágenes tomadas a través de los filtros WN y WC, respectivamente. Las estrellas que posean emisión en alguna de las zonas espectrales abarcadas por estos filtros, se destacarán en la imagen sustraída (Fig. 3).

Desde el primer momento decidimos de que el telescopio adecuado para realizar este relevamiento era el Swope de 1 m de Las Campanas, y la búsqueda comenzó en un turno de 10 noches en septiembre de 2013, durante el cual logramos observar aproximadamente el 15% del área cubierta por ambas NM. En nuestros datos pudimos

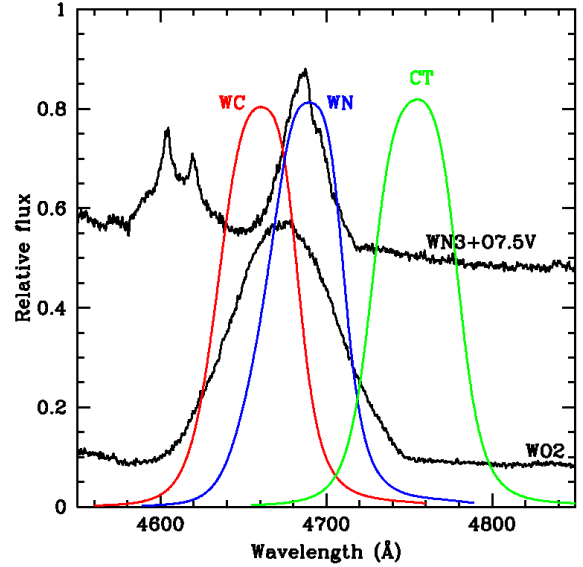


Fig. 2: Bandas de transmisión de los filtros WC, WN y CT superpuestas a los espectros de una estrella binaria WN3+O7 y una estrella WO2, muy similar a un espectro WC en esta región de longitudes de onda (Massey et al., 2014a).

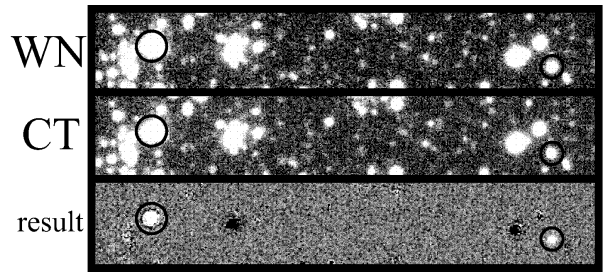


Fig. 3: Ejemplo de sustracción de imágenes. La franja de arriba es una porción de una de las imágenes obtenidas a través del filtro WN; la imagen central corresponde al continuo, y la inferior a la sustracción, donde se destacan dos estrellas WN conocidas: AV 332 y SMC-WR12, respectivamente ((Massey et al., 2014a). Los residuos oscuros en la imagen son producidos por estrellas saturadas.

recuperar todas las estrellas WR conocidas en los campos observados (119 en LMC y 12 en SMC), numerosas estrellas Of, que también poseen emisión en HeII $\lambda 4686$, y un considerable número de candidatas que podían ser nuevas WR, o nuevas Of, u otros objetos con emisión en esa línea de HeII.

El paso siguiente fue la identificación espectroscópica de las candidatas más significativas, la cual se realizó en una noche previamente asignada con el espectrógrafo MagE en el telescopio Magallanes II (Clay). Estos espectros permitieron confirmar 9 nuevas estrellas WR en la LMC, representando un incremento del 6% sobre el número anteriormente conocido. Además se encontraron 2 nuevas estrellas magnéticas de la clase Of?p (Walborn et al., 2010), y 5 estrellas Of no conocidas anteriormente (ver Figura 4).

Lo más llamativo para nosotros fue la naturaleza de las nuevas WR, que resultaron ser:

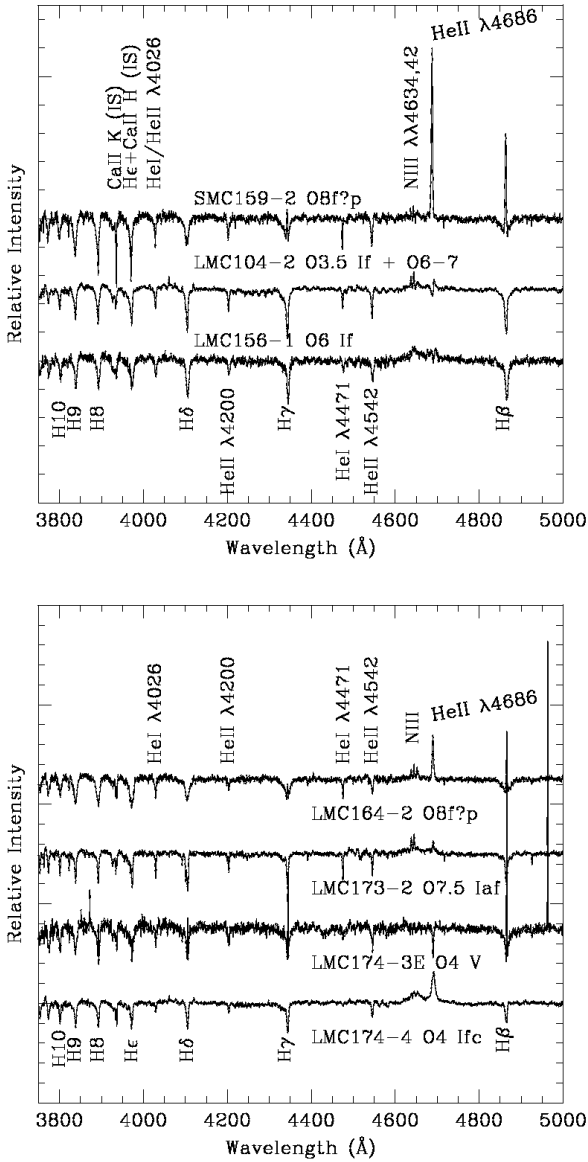


Fig. 4: Espectros de 7 nuevas estrellas Of identificadas por nuestro proyecto. Dos de ellas (una en la LMC y otra en la SMC) pertenecen a la clase magnética Of?p. Las líneas espectrales más conspicuas han sido identificadas en la figura. Reproducido de Massey et al. (2014a).

- Una nueva WO, la tercera en descubrirse en la LMC, a solamente $10''$ de la que descubrimos antes en LH-41, y que impulsara esta nueva dirección a nuestro estudio (Figura 5).
- Dos binarias WN3+O (WN3+O8-9 III y WN3+O7.5 V) cuyos espectros se muestran en las Figuras 6 y 7.
- Cinco (y tal vez una sexta) estrellas WN de una clase que aún no conocíamos, que por el momento hemos denominado WN3+O3V, a pesar de que semejante par sería altamente improbable. Sus espectros se muestran en la Figura 8 y sus características se describen en la próxima subsección.

Estos resultados preliminares (recordemos que solamente habíamos cubierto el 15% de ambas NM) han sido presentados en Massey et al. (2014a) y Massey et al. (2014b), y la investigación continúa.

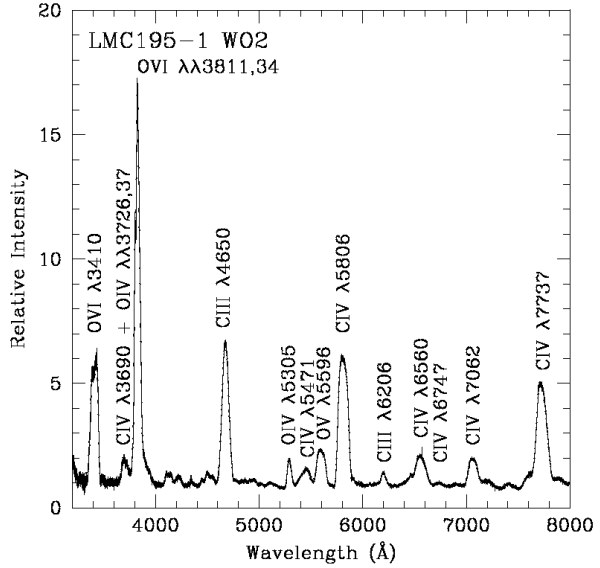


Fig. 5: Espectro de LMC195-1, WO2, en la asociación LH-41, a sólo $10''$ de LH41-1042 y tercer WO encontrada en la LMC. En el espectro se indican algunas de las líneas más relevantes (Massey et al., 2014a).

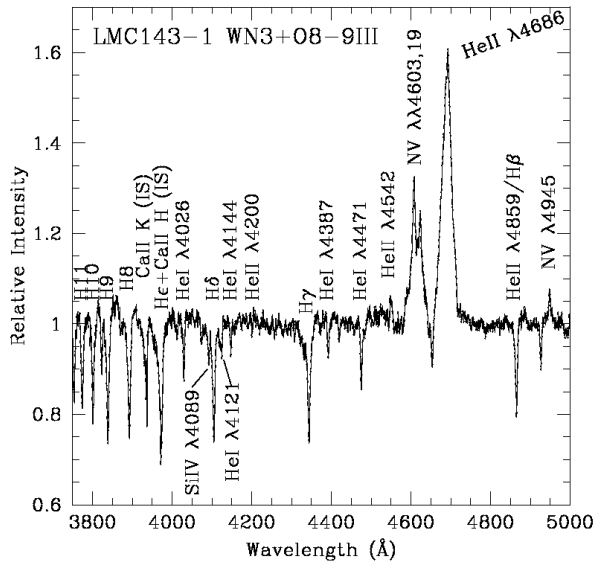


Fig. 6: Espectro de uno de los nuevos sistemas WN3+O encontrados en la LMC. Una segunda época obtenida dos meses después demostró que las líneas del espectro O se mueven en antifase respecto de la WN3, lo cual es característico de estas binarias (Massey et al., 2014a).

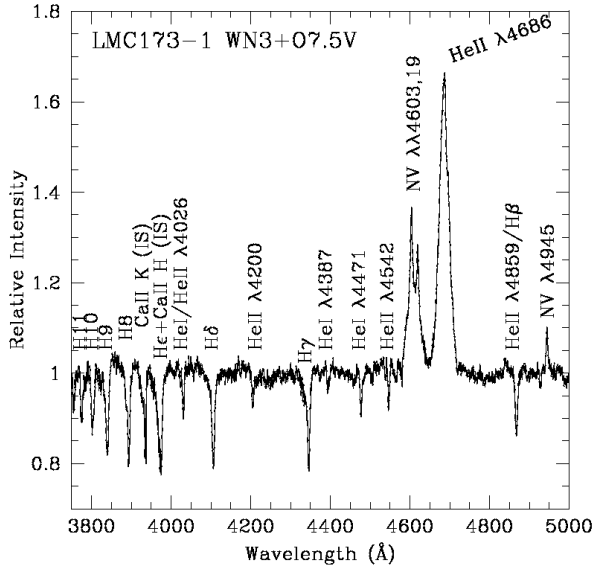


Fig. 7: Espectro del otro nuevo sistema WN3+O encontrado en la LMC. Una segunda época obtenida dos meses después demostró también en este caso que las líneas del espectro O se mueven en antifase respecto de la WN3, confirmando la naturaleza binaria de este objeto (Massey et al., 2014a).

de que la relación señal-a-ruido de los datos es alta.

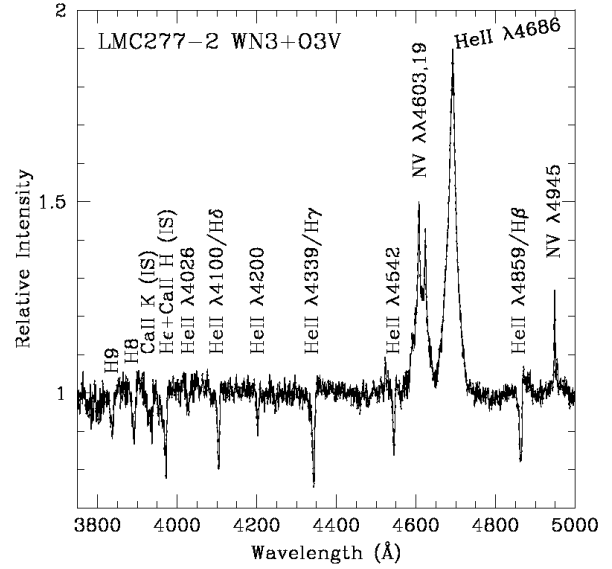


Fig. 9: Región azul del espectro de LMC277-2 donde se han indicado las líneas más importantes. Los datos han sido suavizados para su presentación en esta figura. La relación señal-a-ruido del espectro original entre los 4400 y 4500 Å es de 135 por elemento de resolución de 1 Å, a pesar de lo cual no se observa HeI λ4471.

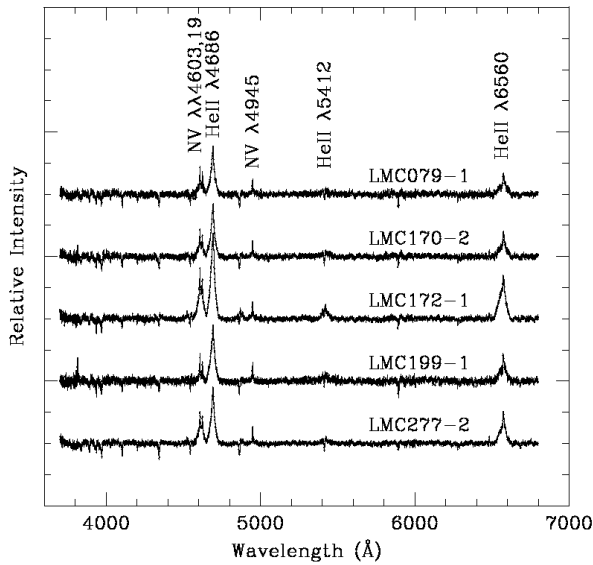


Fig. 8: Espectros de 5 estrellas de la nueva clase WN3+O3V donde se han identificado las líneas más conspicuas (Massey et al., 2014a).

2.1. ¿Una nueva clase de estrellas Wolf-Rayet?

La Figura 9 muestra la parte azul del espectro de una de las nuevas WN3+O3V: a primera vista la clasificaríamos así, a pesar de que tal combinación es muy poco probable, como vamos a ver. Sin duda que el espectro WR es de la clase WN3, presentando intensa emisión en las líneas de NV sin que se observe NIV. Por su parte, el espectro de absorción se condice con el tipo O3, ya que se observan absorciones de HeII pero no de HeI, a pesar

La probabilidad de que estos objetos sean binarias con una componente WN3 y otra O3 V es muy remota. En primer lugar, las estrellas O3 V son muy poco frecuentes; apenas alrededor de una docena se conocen en toda la LMC, fuera de la excepcional región de 30 Dor. Además, un par semejante sería difícil de entender en términos evolutivos, ya que una estrella O3 V vive alrededor de un millón de años, mientras que se necesitan unos 3 millones para formar una WN3. También las magnitudes absolutas de estos objetos plantean un problema, ya que son relativamente débiles (sus valores de M_V van de -3.0 a -2.5) mientras que una O3 V por sí sola tendría $M_V \sim -5.5$. Un argumento que aún debe verificarse es que, en las dos primeras épocas de espectroscopía obtenidas (en octubre y diciembre de 2013) no se observaron variaciones de velocidad radial, a diferencia de los dos sistemas WN3+O7-8 encontrados, que sí las presentaron. Un estudio de velocidad radial más completo es, sin duda, necesario.

Todas estas consideraciones nos llevaron a pensar que tal vez se podría tratar de un nuevo tipo de estrellas WR no identificadas anteriormente, y pedimos la ayuda de John Hillier quien se sumó al proyecto para calcular modelos de atmósferas que pudieran tal vez representar los espectros observados.

Se intentó ajustar los espectros ópticos de las nuevas estrellas WR con el código CMFGEN (Hillier & Miller, 1998), especialmente diseñado para el tratamiento de las atmósferas de estrellas calientes, con fuertes vientos estelares, para las cuales no son adecuadas las suposiciones de atmósferas plano-paralelas en equilibrio hidrostático.

La Figura 10 muestra el modelo CMFGEN que mejor representa el espectro de LMC170-2, indicando que es posible obtener una buena representación de los datos observados con un solo juego de parámetros, es decir, que las emisiones WN3 y las absorciones O3 V podrían originarse en una misma estrella.

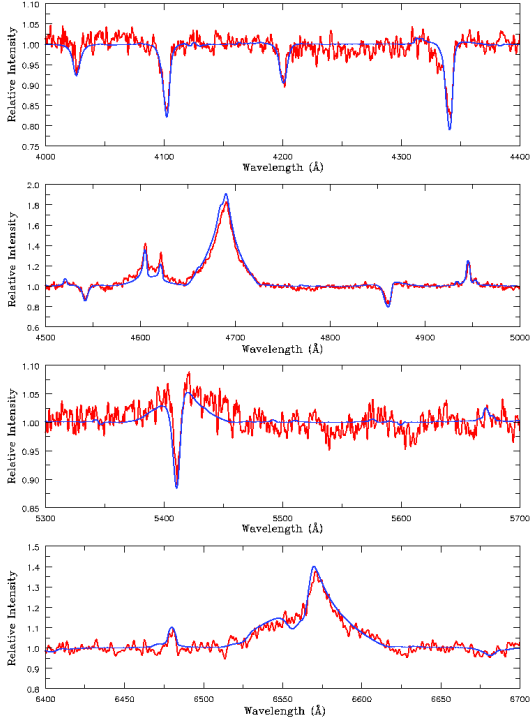


Fig. 10: Espectro óptico de LMC170-2 superpuesto al modelo CMFGEN que mejor lo representa. Los parámetros del modelo son los siguientes: $T_{eff} = 100\,000\text{ K}$; $L/L_{\odot} = 4 \times 10^5$; $\dot{M} = 1.2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$; He/H (en número) = 1.0; N = $10.0 \times \text{solar}$; C,O = $0.05 \times \text{solar}$

Ajustes similares al de la Figura 10 también se pudieron obtener con parámetros algo diferentes (por ejemplo, $T_{eff} = 80\,000\text{ K}$). Los modelos predicen luminosidades adecuadas para estrellas WR. Las altas temperaturas efectivas explicarían la relativa debilidad de sus magnitudes absolutas visuales (ya que la mayor parte de la emisión ocurriría en el espectro ultravioleta); las abundancias relativas de He y N apuntan a objetos evolucionados. Las tasas de pérdida de masa son más bajas que las de otras estrellas WR.

En la Figura 11 hemos comparado las propiedades predichas por los dos modelos CMFGEN que mejor representan a nuestras observaciones de una de las nuevas WN3+O3V con los parámetros de otras estrellas WN en la LMC recientemente analizadas por Hainich et al. (2014). Reforzando lo dicho en el párrafo anterior, esta comparación indica que las luminosidades y temperaturas de estos modelos serían similares de las de otras WNE de la LMC, pero sus tasas de pérdida de masa serían significativamente más bajas, resultando en vientos más tenues, lo que podría explicar la observación de líneas

fotosféricas.

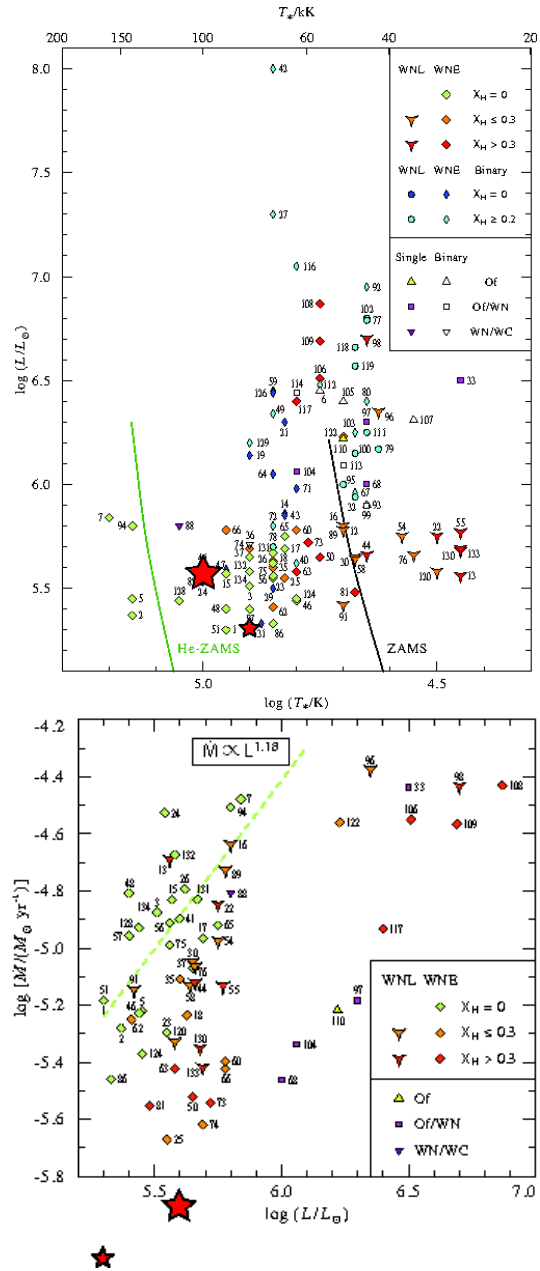


Fig. 11: Comparación de los parámetros para LMC170-2 derivados de los dos modelos CMFGEN que mejor representan su espectro óptico con los de la muestra de estrellas WN de la LMC analizada por Hainich et al. (2014). Las estrellas rojas representan: la grande, el modelo CMFGEN presentado en la Figura 10, y la pequeña, el que produce el segundo mejor ajuste. Figura adaptada de Hainich et al. (2014) por Massey et al. (2014b); reproducida con permiso.

2.2. Próximos pasos

Es claro que los datos analizados hasta ahora no son suficientes para una definición precisa, por ejemplo, de las temperaturas efectivas de estas estrellas: nuestros

espectros muestran emisiones de Nv pero no de Niv; y absorciones de HeII pero no de HeI.

En 2014 solicitamos y obtuvimos observaciones ultravioletas con el espectrógrafo STIS, a bordo del Telescopio Espacial Hubble. Eperamos que el análisis de estos datos permita observar líneas de FeVI, FeVII, e FeVIII, y líneas de resonancia del viento, como $NV\lambda 1240$ y $CIV\lambda 1550$, que ayudarían a definir mejor las temperaturas.

También hemos obtenido nuevos espectros de alta relación señal a ruido con MagE y de alta resolución con MIKE (Bernstein et al., 2003) de algunas de las WN3+O3V, que serán útiles para refinar el modelado con CMFGEN en el rango óptico.

Mientras tanto continuamos con el monitoreo de velocidades radiales, pues aún no podemos descartar que tal vez estos raros objetos puedan ser producto de evolución en sistemas binarios.

En los meses de septiembre y noviembre de 2014 reanudamos nuestras observaciones con Swope, resultado de lo cual se identificaron nuevos candidatos a objetos con emisión en HeII $\lambda 6686$. En un reciente turno de espectroscopía con MagE, el 8 de enero, que dedicamos a investigar algunos de estos candidatos, encontramos (entre otros objetos de interés) dos nuevas WN3+O3V (ver Figura 12) elevando a 7 (más una posible octava, para la cual aún no disponemos de datos con suficiente señal para confirmarla) los miembros de esta aparentemente nueva clase.

Las observaciones con Swope están programadas para continuar en noviembre de 2015 y planeamos seguir solicitando tiempo durante las próximas temporadas hasta completar el relevamiento en ambas NM. El proyecto inicial se ha ido transformando y tomando caminos inesperados y no sabemos qué otras sorpresas vayamos a encontrar.

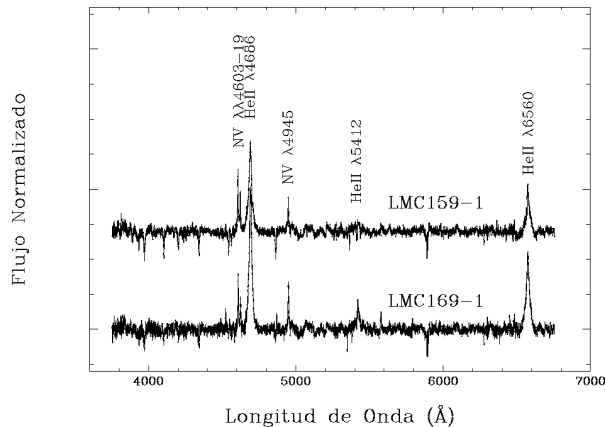


Fig. 12: Otras dos estrellas de la nueva clase WN3+O3V identificadas en enero 2015 con MagE (Magallanes II). La emisión que se observa cerca de $\lambda 5580$ Å en el espectro de LMC169-1 es residuo de la intensa línea [O I] 5577 del cielo y no pertenece al objeto estudiado.

Agradecimientos: El título de esta contribución puede resultar familiar para algunos lectores: es el mismo que durante muchos años usó Virpi Niemela en sus propuestas de trabajo para el Grupo de

Investigación de Estrellas Masivas, del cual tuve la suerte de formar parte. He querido usarlo aquí como un cariñoso recuerdo para quien tanto nos enseñó y tanto hizo por este campo de la Astronomía. Nada de lo que cuento aquí habría sido posible para mí sin la guía y colaboración de colegas como Phil Massey, Nolan Walborn y Mark Phillips, con quienes tengo el privilegio de trabajar. Phil Massey y Kathryn Neugent fueron quienes idearon el proyecto de búsqueda de nuevas WR en las NM. Ellos me plantearon esta colaboración, y continúan aportando su trabajo, sus conocimientos y sus ideas. Las observaciones descritas en este artículo han sido obtenidas con distintos telescopios e instrumentos ubicados en el Observatorio Las Campanas, a cuyo personal y autoridades deseo expresar mi agradecimiento y el de mis colaboradores. Todas las figuras reproducidas lo han sido con la autorización de los autores de los respectivos artículos.

Referencias

- Azzopardi M., Breysacher J., 1979, A&A, 75, 120
 Bernstein R., et al., 2003, in Iye M., Moorwood A. F. M., eds, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes Vol. 4841 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, MIKE: A Double Echelle Spectrograph for the Magellan Telescopes at Las Campanas Observatory. pp 1694–1704
 Breysacher J., Azzopardi M., Testor G., 1999, A&AS, 137, 117
 Brott I., et al., 2011, A&A, 530, A115
 Dressler A., et al., 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 6269 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, IMACS: the wide-field imaging spectrograph on Magellan-Baade. p. 0
 Ekström S., et al., 2012, A&A, 537, A146
 Ferrero G., et al., 2013, MNRAS, 433, 1300
 Folatelli G., et al., 2014, ApJL, 793, L22
 Groh J. H., et al., 2014, A&A, 564, A30
 Hainich R., et al., 2014, A&A, 565, A27
 Hillier D. J., Miller D. L., 1998, ApJ, 496, 407
 Koenigsberger G., et al., 2014, AJ, 148, 62
 Levesque E. M., et al., 2014, MNRAS, 443, L94
 Margutti R., et al., 2014, ApJ, 780, 21
 Marshall J. L., et al., 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7014 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, The MagE spectrograph. p. 54
 Massey P., et al., 2012, ApJ, 748, 96
 Massey P., et al., 2014a, ApJ, 788, 83
 Massey P., et al., 2014b, ArXiv e-prints
 Morrell N. I., et al., 2014, ApJ, 789, 139
 Neugent K. F., Massey P., 2011, ApJ, 733, 123
 Neugent K. F., Massey P., 2014, ApJ, 789, 10
 Neugent K. F., Massey P., Georgy C., 2012, ApJ, 759, 11
 Neugent K. F., Massey P., Morrell N., 2012, AJ, 144, 162
 Neugent K. F., et al., 2012, ApJ, 749, 177
 Prieto J. L., et al., 2014, ApJL, 787, L8
 Taddia F., et al., 2013, A&A, 555, A10
 Thorne K. S., Zytow A. N., 1975, ApJL, 199, L19
 Van Dyk S. D., 2013, AJ, 146, 24
 Van Dyk S. D., et al., 2012, AJ, 143, 19
 Walborn N. R., et al., 2010, ApJL, 711, L143



A mini atlas of K-band spectra of southern symbiotic stars*

P.E. Marchiano¹, L.S. Cidale^{1,2}, M.L. Arias^{1,2}, M. Borges Fernandes³ & M. Kraus⁴

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

² *Instituto de Astrofísica La Plata (CONICET)*

³ *Observatório Nacional, Rio de Janeiro, Brazil*

⁴ *Astronomický ústav, Akademie věd České Republiky, Czech Republic*

Contact/ PEM: pmarchiano@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Observamos una muestra de estrellas simbióticas en las bandas infrarroja H y K con datos obtenidos con el espectrógrafo SOAR/OSIRIS que no presentaban datos previos. Nuestro objetivo principal es la búsqueda de bandas en emisión de CO y la clasificación espectral de la componente fría basada en mediciones de anchos equivalentes de líneas características.

Abstract / We observed a sample of symbiotic stars in the H- and K-band for which no IR information exists so far. The observations were obtained with SOAR/OSIRIS. We aim to search for molecular band emission from CO and to perform spectral classification of the cool companion based on measurements of equivalent widths of characteristic lines.

Keywords / binaries: symbiotic — infrared: stars

1. Introduction

Symbiotic stars are interacting binary stars composed of an evolved cool giant of spectral type G or later, and a hot companion, typically a white dwarf (Allen, 1984). This companion accretes material from the cool star's wind. Often, the accreted material accumulates in a disk around the hot companion. However, most of the wind from the red giant is not accreted onto the white dwarf but forms a large and dense circumbinary nebula, which is partly ionized by the white dwarf radiation. In addition, in many symbiotics jets or collimated bipolar outflows are observed. Their occurrence seems to be connected with optical outbursts of the systems. As symbiotics can display a very complex and diverse structure of their surrounding material, their spectra typically display a composite of the individual contributors: the cool giant, the hot companion, and the mass flow in the system. Symbiotic stars are thought to be the progenitors of Type Ia supernovae.

Based on their characteristics in the near-infrared, symbiotic stars have been divided into two types (Webster & Allen, 1975). If they display an infrared (IR) excess emission that results from dust, they are called D-types (dust). In these systems, the cool giant is a

very evolved Mira variable surrounded by warm dust. In the cases where the continuum emission from the cool companion dominates the IR spectrum, the symbiotics belong to the S-types (stellar), in which the cool star is a regular red giant, often filling its Roche-lobe. The orbital periods of S-type symbiotics are about 2–3 yr, while those of the D-types are at least an order of magnitude longer (Schmid & Schild, 2002). Moreover, recent observations at radio wavelengths have revealed simultaneous strong SiO and water maser emission from several systems (Cho & Jaeheon, 2010), indicating that molecules are also present in a noticeable amount.

IR techniques have shown to be very useful tools to perform spectral classification of the cool components of symbiotic systems. This is particularly important for such systems, in which the cool companion cannot be seen in the optical spectral range. The spectral region in the 1–4 μm range typically shows absorption bands of water vapour and carbon monoxide that allow to identify and classify the late-type stars in these systems. However, in systems with extremely dense environments, the CO bands might turn into emission. So far, only one such system is known (BI CRU, Whitelocke et al., 1983).

The study of the molecular composition in symbiotic systems enables us to derive the parameters of the cool star and the physical conditions of the disks from which molecular emission (if detected) originates. The later is crucial to improve our understanding of the disk formation mechanisms and history.

We analyse a sample of symbiotic objects in the near-infrared to search for molecular band emission from CO and to perform spectral classification of the cool companions.

*Based on observations obtained at the Southern Astrophysical Research (SOAR) telescope, which is a joint project of the Ministério da Ciência, Tecnologia, e Inovação (MCTI) da República Federativa do Brasil, the U.S. National Optical Astronomy Observatory (NOAO), the University of North Carolina at Chapel Hill (UNC), and Michigan State University (MSU).

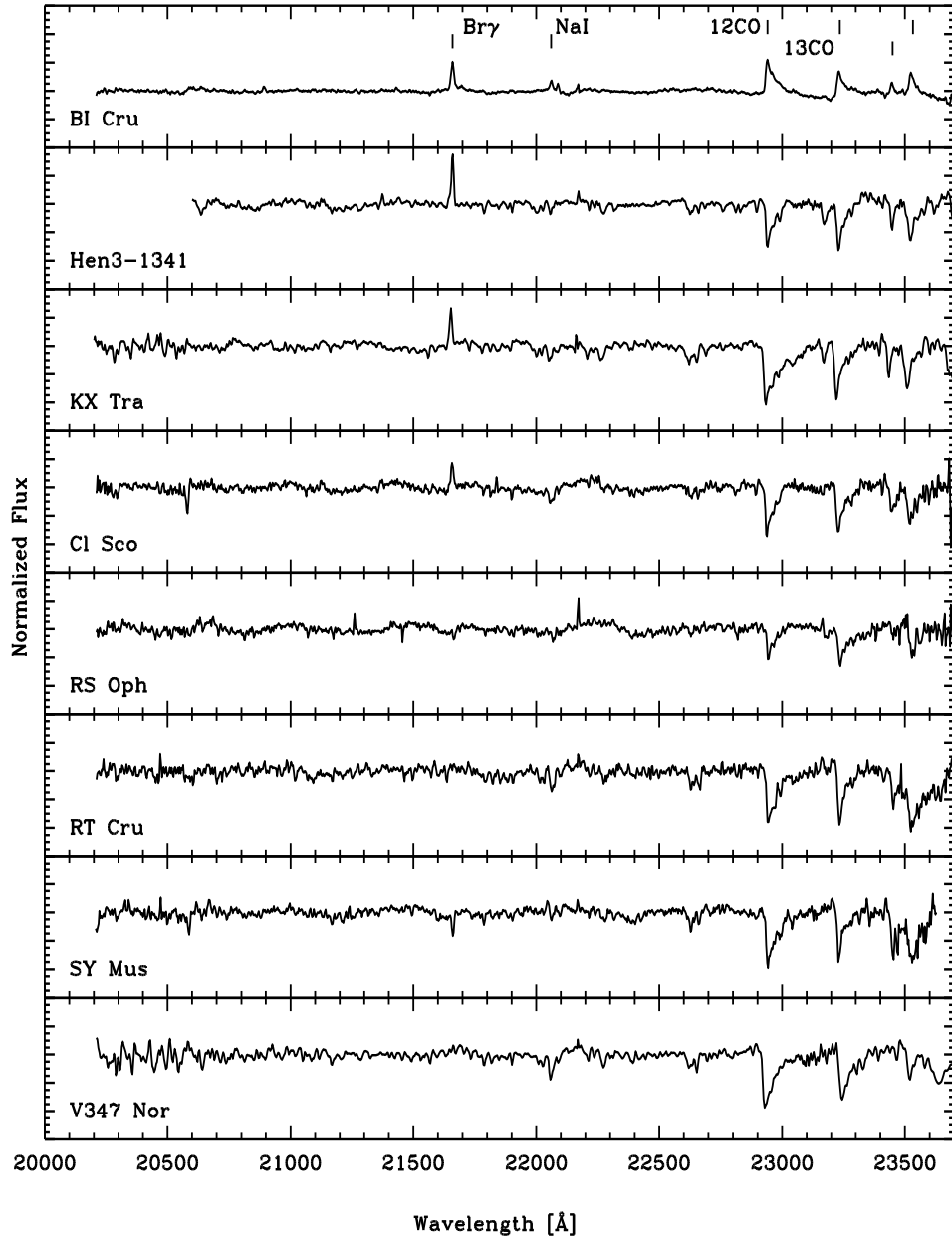


Fig. 1: K-band spectra of the symbiotic star sample.

2. Observations

The observational data were collected with SOAR/OSIRIS single-order long-slit spectrometer and the camera f/7 to obtain high-resolution (R=3000) spectra in the H- and K- band, during the

observing run on 2014 June 8.

The observations were reduced using standard IRAF** tasks. Observations were taken with the offset

**IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under cooperative

Table 2: Equivalent width measurements and IR classification

Object	EW Na I [Å]	EW Br γ [Å]	EW CO [Å]	Sp.T. (Na I)	Sp.T. (CO)
BI Cru	-1.02	-3.49	–	–	–
RS Oph	1.59	0.94	8.0	K1-K2	K1-K2
RT Cru	3.07	1.01	26.0	M2.5	M3.5
KX TrA	2.64	-3.52	28.6	K5	M2
SY Mus	0.77:	1.85	19	F9	K4-K5
CL Sco	2.81	-2.27	12.7	M1	M0
Hen 3-1341	1.23	-4.13	8.9	K0-K1	K3
V347 Nor	3.55	0.55	21	M3	M2.5-M3.5

Table 1: Program star data

Object	α	δ	K [mag]	Type	Sp.T.
BI Cru	12:23:26	-62:38:16	5.064	D	–
RS Oph	17:50:13	-06:42:28	6.5	S	M0-M2
RT Cru	12:25:56	-61:30:28	5.185	–	M4-M5
KX TrA	16:44:35	-62:37:14	5.979	S	M6
SY Mus	11:32:10	-65:25:11	4.593	S	M5
CL Sco	16 54 51	-30 37 18	7.86	S	M5
Hen 3-1341	18:08:37	-17:26:39	7.479	S	M4/M0
V347 Nor	16:14:01	-56:59:28	4.943	D	M7-M8.5

pattern ABBA, and pairs were subtracted to remove sky background. Each spectrum was flat fielded, telluric-corrected and wavelength calibrated.

Information on the observed southern symbiotic stars is given in Table 1. There we list: star name, the stellar coordinates, magnitude in the K-band, the IR classification type (D or S) and the spectral type of the cool component determined from optical spectra (Belczynski et al., 2000).

3. Preliminary results

We observed a sample of southern symbiotic stars in the H- and K-bands with the aim to search for H₂O and CO molecular band emission. The analysis of the H-band spectra is still in progress, so we focus here on the K-band only. The spectra are shown in Fig. 1. This is the first presentation of K-band spectra for the sample stars, except for BI Cru. BI Cru was reported to display CO band emission in the 1980’s (Allen, 1984; McGregor et al., 1988). Our observations show that all lines in BI Cru are in emission and confirm the presence of both ¹²CO and ¹³CO. The remaining objects all show the CO bands in absorption, typically form in the atmosphere of cool giants (Rayner et al., 2009). ¹³CO is observed in strong absorption in Hen3-1341, KX Tra, Cl Sco, RT Cru and SY Mus. The Br γ line is seen in emission in four stars of our sample: KX Tra, Hen3-1341, BI Cru and Cl Sco.

As the Na I 2.20 μ m line is present in all the spectra, it can be used together with the CO absorption bands to classify the cool component. According to Rayner et al. (2009) ”the Na I \sim 2.2 μ m feature increases monotonically with spectral type (temperature) between early F and mid M and, therefore, provides an approximate agreement with the National Science Foundation.

means of estimating a stellar spectral type, although the uncertainty in the classification can be fairly large (\pm few spectral subtypes)”. In Table 2 we give the line equivalent width measurements for Na I, Br γ and the first band of CO at 2.29 μ m. We derive spectral types using the calibrations of Förster Schreiber (2000) for the line equivalent widths. Our classification based on Na I and CO lines are in fairly good agreement but differ from the ones obtained from the optical spectra. We suggest that the classification of the cool companion based on the IR spectra could be more precise than the one derived from the optical spectra since it dominates in this spectral region.

We plan to extend our sample of symbiotic stars with the aim to search for molecules formed in the envelopes, as the ones observed in the enigmatic object BI Cru.

Acknowledgements: LC thanks financial support from the Agencia de Promoción Científica y Tecnológica (Préstamo BID PICT 2011/0885), CONICET (PIP 0300), and the Universidad Nacional de La Plata (Programa de Incentivos G11/109), Argentina. Financial support for International Cooperation of the Czech Republic (MŠMT, 7AMB14AR017) and Argentina (Mincyt-Meys ARC/13/12 and CONICET 14/003) is acknowledged. M.K. acknowledges financial support from GA ČR (grant number 14-21373S). The Astronomical Institute Ondřejov is supported by the project RVO:67985815.

References

- Allen D., 1984, Ap&SS, 99, 101
- Belczynski K., et al., 2000, A&A, 146, 407
- Cho S., Jaeheon K., 2010, AJ, 719, 126
- Förster Schreiber N., 2000, AJ, 120, 2089
- McGregor P., Hyland A., Hillier D., 1988, ApJ, 324, 1071
- Rayner J., Cushing M., Vacca W., 2009, ApJS, 185, 289
- Schmid H., Schild H., 2002, A&A, 395, 117
- Webster B., Allen D., 1975, MNRAS, 171, 171
- Whitelocke P., et al., 1983, MNRAS, 205, 1207



Abundancias químicas y parámetros físicos de estrellas con planetas

E. Vendemmia¹, O.I. Pintado² & M. Gómez¹

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba

² Instituto Superior de Correlación Geológica (CONICET)

Contacto/ EV: evendemmia@oac.unc.edu.ar

Resumen / La elevada metalicidad en las estrellas podría favorecer la formación de planetas ya sea a través del proceso de acreción de núcleos o de la inestabilidad del disco. Debido a esto hay un gran interés en estudiar las atmósferas de estrellas que albergan planetas. Presentamos resultados preliminares del análisis de las atmósferas de cinco de estas estrellas, determinando abundancias de algunos elementos químicos relevantes y parámetros estelares tales como temperatura efectiva, gravedad superficial y velocidad de microturbulencia. Los objetos estudiados fueron observados con el espectrógrafo EBASIM de CASLEO.

Abstract / The high metallicity of stars might favor planet formation either through nucleus accretion or disk instability. For this reason there is a great interest in the study of the atmospheres of stars that host planets. We present preliminary results of an analysis of the atmospheres of five of these stars. We determine chemical abundances of relevant elements and stellar parameters, such as effective temperature, surface gravity and microturbulence. These objects were observed with the CASLEO EBASIM spectrograph.

Keywords / star: fundamental parameters—stars: abundances — stars: exoplanets

1. Introducción

Desde 1995 en que se anunció el descubrimiento del primer exoplaneta hubo un gran interés en estudiar las propiedades de los mismos (Mayor & Queloz, 1995). Gonzalez (1997) sugirió la existencia de una relación entre la metalicidad estelar y la presencia de planetas gigantes y cercanos a la estrella huésped, analizando unos pocos sistemas conocidos al momento. En años posteriores, en base a muestras más numerosas de estrellas con planetas, fue posible establecer que las distribuciones en metalicidad de las estrellas con y sin planetas son estadísticamente diferentes: aproximadamente el 80 % de estrellas con planetas poseen metalicidades mayores que la solar en tanto que sólo el 20 % de ellas tienen metalicidades subsolares (ver, por ejemplo Santos et al. 2003; Fischer & Valenti 2005). Además estos trabajos, entre otros, investigaron dos hipótesis básicas para el origen de exceso de metalicidad en las estrellas, principalmente de tipos espectrales F, G y K, con planetas: el origen primordial y el efecto de polución atmosférica por la acreción de planetesimales.

Más recientemente Petigura & Marcy (2011) mostraron que tiende a haber una sobreabundancia de carbono y oxígeno en las estrellas con planetas y que la relación entre estas abundancias juega un papel importante en la formación planetaria. Además estos autores sugieren que la relación de las abundancias de O y Fe podrían estar relacionadas con la composición química del propio disco protoplanetario. Otros autores han considerado la importancia de Be y Li en la formación de planetas (Delgado Mena et al., 2011). Por otro lado, estos elementos

minoritarios en las atmósferas estelares son trazadores de la estructura interna de las estrellas.

Estudios detallados de las atmósferas y, en particular, de la composición química de las estrellas que albergan planetas, son de gran interés ya sea por su posible vinculación con la formación y presencias de planetas, como por el conocimiento detallado de las propiedades y características de las propias atmósferas. En esta contribución se determinan las correspondientes temperaturas efectivas, gravedades superficiales, velocidades de microturbulencias y metalicidades (Fe/H) de las atmósferas de un grupo de cinco estrellas que albergan planetas.

Las ventajas de calcular la composición química, temperatura efectiva, gravedad, etc., usando espectros sintéticos han sido evaluadas por Pintado et al. (2005), Saffe et al. (2008) y Pintado & Adelman (2009). En este trabajo se presentan resultados iniciales sobre la abundancia del Fe. Sin embargo el procedimiento empleado permite determinar las abundancias de todos los elementos químicos, por lo que en un futuro se realizarán determinaciones de otras abundancias.

2. Observaciones

Se empleó la llamada *Enciclopedia de Planetas Extrasolares** para seleccionar cinco estrellas con planeta/s observables desde el hemisferio sur. En la Tabla 1 se listan las estrellas seleccionadas y algunas características de los planetas asociados.

* <https://exoplanet.eu>

Los espectros de las cinco estrellas analizadas fueron obtenidos con el espectrógrafo EBASIM de CASLEO en el mes de julio de 2014, empleando la red de 226 l/mm. Estos espectros poseen un amplio rango de longitudes de onda, entre 4000 y 7000 Å, y alta relación señal ruido (S/N=150 aproximadamente). Los mismos fueron procesados empleando técnicas estándares con IRAF y se corrigieron por velocidad radial.

Tabla 1: Estrellas con planetas de la muestra seleccionada

Estrella	Planeta	M sin i (M_{Jup})	a (UA)
HD 136352	b	0.01	0.09
	c	0.03	0.16
	d	0.03	0.41
HD 147513	b	1.21	1.32
HD 160691	b	1.68	1.5
	c	0.03	0.09
	d	0.52	0.92
	e	1.81	0.54
HD 192310	b	0.06	0.32
	c	0.08	1.18
HD 216435	b	1.26	0.07

3. Metodología

Los espectros observados se comparan con espectros sintéticos para determinar los parámetros de las estrellas de la muestra. Los valores iniciales de temperatura efectiva, gravedad superficial y velocidad de rotación se obtuvieron de SIMBAD.

Las atmósferas estelares se calcularon con el código ATLAS9 (Kurucz, 2005). Este código modela un medio en equilibrio termodinámico local (LTE) y es considerado un estándar para el estudio de atmósferas de estrellas de secuencia principal con tipos espectrales A, B, F, G, etc.

Los espectros sintéticos se calcularon con SYNTHE (Kurucz, 2005) variando los parámetros de entrada (T_{eff} , $\log g$ y $V \sin i$) y buscando el mejor ajuste, a través de un proceso de minimización de residuos. De esta manera, además de los parámetros mencionados se derivaron la velocidad de microturbulencia y las abundancias químicas.

4. Determinación de parámetros estelares

El índice de metalicidad fue calculado con la relación $\text{Fe}/\text{H} = \log(\text{Fe}/\text{H})_* - \log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}$, donde el $\log(\text{Fe}/\text{H})_*$ hace referencia al logaritmo de la abundancia química de la estrella y el $\log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}$, representa el logaritmo de la abundancia solar.

En la Tabla 2 se muestran los distintos parámetros: temperatura efectiva (T_{eff}), logaritmo de gravedad superficial ($\log g$), velocidad de rotación ($V \sin i$) e índice de metalicidad (Fe/H) para las cinco estrellas analizadas. Se indica la relación S/N (señal/ruido) de los espectros de cada objeto que se obtuvo en las observaciones. Se listan además los correspondientes parámetros solares, a los fines de comparación. Se observa que las estrellas HD 147513, HD 160691, y HD 216435 son más pobres en

metales que el Sol y que las estrellas HD 136352 y HD 192310 son más ricas en metales que el Sol. Como se mencionó en la Sección 1, las estrellas con planetas gigantes y cercanos son, en promedio, ricas en metales. Sin embargo una fracción no despreciable de estrellas con planetas ($\sim 20\%$) poseen metalicidades subsolares. Dado el pequeño número de objetos analizados en esta contribución, no es posible considerar estadísticamente los porcentajes de estrellas con planetas y metalicidades mayores y menores a la solar. Las tres estrellas pobres en metales aquí analizadas, pertenecerían al grupo minoritario de estrellas con planetas y metalicidades subsolares.

Tabla 2: Parámetros estelares de las 5 estrellas seleccionadas

Estrella	T_{eff} (K)	$\log g$	$V \sin i$ (km/s)	Fe/H	S/N
HD 136352	5572	4.16	8.30	0.20	125
HD 147513	5858	4.54	5.00	-0.20	144
HD 160691	5600	4.20	6.12	-0.20	145
HD 192310	5000	4.54	3.12	0.03	168
HD 216435	6000	4.00	3.12	-0.43	140
Sol	5777	4.44		0	

En las Figuras 1-3 se muestran tres de los espectros observados (línea de color azul) y sintéticos (línea de color roja punteada). Para el presente estudio se seleccionó una parte del espectro, entre 6419 y 6433 Å, en la cual se observan algunas líneas de Fe.

En un futuro se espera determinar las abundancias de elementos tales como: C, O y Li, entre otros, a fin de poder realizar un análisis global de las composiciones químicas de esta muestra de estrellas con planeta. Se espera además, por un lado, incrementar el número de estrellas con planetas analizadas y, por el otro, realizar comparaciones con estrellas de una muestra de control, constituida por estrellas de características similares pero sin planetas detectados.

Agradecimientos: Agradecemos al Dr. R.Kurucz y a la Dra. F. Castelli por cedernos los programas ATLAS y SYNTE. EV y OIP son Astrónomos Visitantes del CASLEO, que funciona por convenio entre CONICET y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan. Esta investigación ha hecho uso de la base de datos de SIMBAD, mantenida por el centro de datos de Estrasburgo, Francia.

Referencias

Delgado Mena E., et al., 2011, ApJ, 728, 148
 Fischer D. A., Valenti J., 2005, ApJ, 622, 1102
 Gonzalez G., 1997, MNRAS, 285, 403
 Kurucz R. L., 2005, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 8, 14
 Mayor M., Queloz D., 1995, Nature, 378, 355
 Petigura E., Marcy G., 2011, in AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts Vol. 2 of AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts, Carbon and Oxygen in Nearby Stars: Keys to Protoplanetary Disk Chemistry. p. 3303
 Pintado O., Adelman S., 2009, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series Vol. 35 of Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, Abundance Calculations Using Synthetic Spectra. p. 303

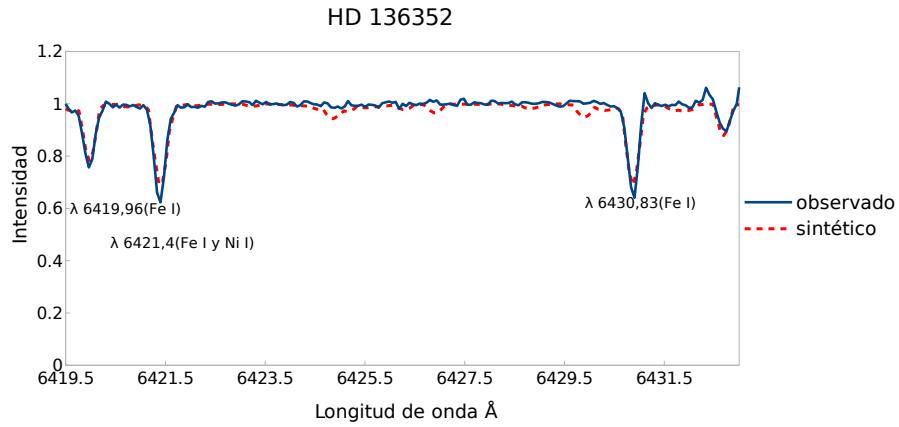


Fig. 1: HD 136352, la línea 6419.96 Å corresponde a Fe I, 6421.04 Å a Fe I y Ni I, y en 6430.83 Å a Fe I.

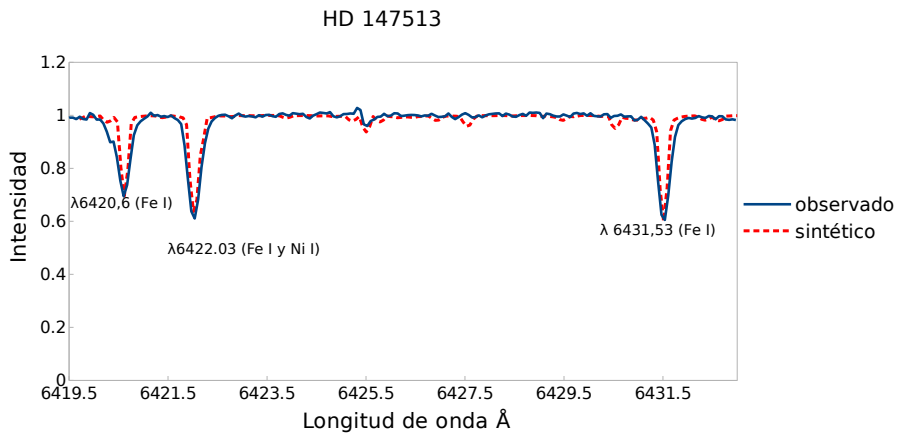


Fig. 2: HD 147513, la línea 6420.6 Å corresponde a Fe I, 6422.03 Å a Fe I y Ni I, y 6431.53 Å a Fe I.

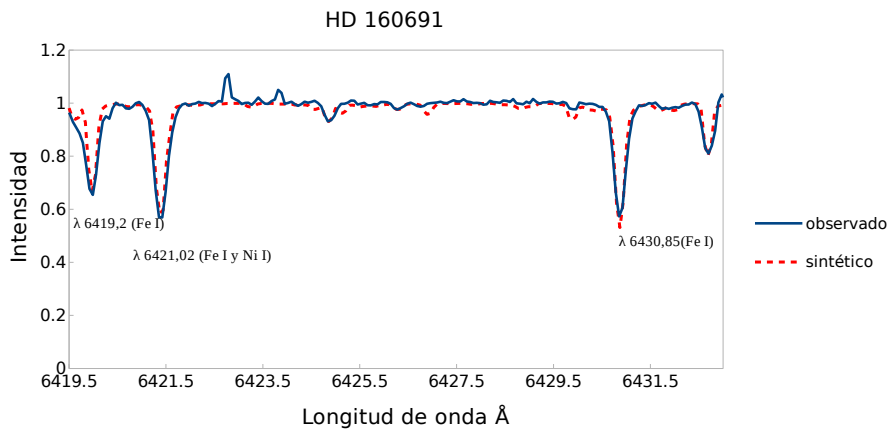


Fig. 3: HD 160691, la línea 6419.2 Å corresponde a Fe I, 6421.5 Å a Fe I y Ni I y 6430.8 Å a Fe I.

Pintado O. I., Pedrosa S. E., Adelman S. J., 2005, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 48, 242
 Santos N. C., et al., 2003, A&A, 398, 363
 Saffe C., et al., 2008, A&A, 490, 297



Alternancia entre el estado de emisión de Rayos-X y Pulsar en Sistemas Binarios Interactuantes

M.A. De Vito^{1,2}, O.G. Benvenuto^{1,2,3} & J.E. Horvath⁴

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

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

³ Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires

⁴ Instituto de Astronomía, Geofísica e Ciências Atmosféricas (Universidade de São Paulo)

Contacto/ MADV: adevito@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los *redbacks* forman parte de la familia de sistemas binarios en los que una de las componentes es un pulsar. Observaciones recientes muestran *redbacks* que han cambiado su estado de pulsar - acompañante de baja masa (en el que ha cesado la acreción de material sobre el pulsar) a sistema binario de baja masa con emisión de rayos-X (donde la emisión se produce por la acreción de masa sobre el pulsar), o inversamente. El efecto de la irradiación incluido en nuestros modelos da lugar a episodios de transferencia de masa cíclica, que permite que los sistemas binarios interactuantes pasen de un estado a otro. Aplicamos nuestros resultados al caso de PSR J1723-2837, y discutimos la necesidad de incluir nuevos ingredientes a nuestro código de evolución binaria para describir estos cambios de estado observados.

Abstract / Redbacks belong to the family of binary systems in which one of the components is a pulsar. Recent observations show redbacks that have switched their state from pulsar - low mass companion (where the accretion of material over the pulsar has ceased) to low mass X-ray binary system (where emission is produced by the mass accretion on the pulsar), or inversely. The irradiation effect included in our models leads to cyclic mass transfer episodes, which allow close binary systems to switch between one state to other. We apply our results to the case of PSR J1723-2837, and discuss the need to include new ingredients in our code of binary evolution to describe the observed state transitions.

Keywords / (stars:) binaries (including multiple): close(stars:) — pulsars: general(stars:) — pulsars: individual (PSR J1723-2837)

1. Introducción

Los sistemas binarios interactuantes (SBI) son aquellos en los que ocurre transferencia de masa (TM) desde una componente a la otra. La estrella donante (ED) alcanza el tamaño del lóbulo de Roche, y le transfiere masa a la estrella receptora a través del punto L_1 de Lagrange. Iniciado el/los eventos de TM, la evolución de ambas componentes cambia completamente respecto de la que hubieran tenido estando aisladas.

Para calcular la evolución de estrellas que pertenecen a SBIs, hemos desarrollado un código de evolución binaria. En el marco del tratamiento *standard*, el código lleva adelante cálculos en los que se computa de manera *autoconsistente* el valor de la tasa de pérdida de masa, así como el inicio y final de las etapas de TM. Consideramos en nuestros cálculos pérdidas de energía por radiación gravitatoria, momento angular y frenado magnético, y se sigue en detalle la evolución orbital del sistema. Nuestro código cuenta con un tratamiento físico actualizado de los modelos estelares. Además es capaz de considerar diferentes fracciones de tasas de acreción de materia sobre la estrella receptora (Benvenuto & De Vito 2003, De Vito & Benvenuto 2012).

Durante la etapa de TM en un SBI, éste se muestra como fuente de rayos-X, siendo generalmente detectable

como sistema binario (SB) de baja masa en rayos-X (LMXB).

Los modelos *standard* de SBIs predicen una larga etapa de TM con un pequeño número de nuevos episodios de desbordes del lóbulo de Roche (RLOFs), debido a los flashes termonucleares experimentados por la ED. Como resultado de los cálculos (ver, por ejemplo, Benvenuto & De Vito 2005) se obtiene un pulsar de milisegundo (PMS), con $P_{rot} < 10$ ms (P_{rot} es el período de rotación del pulsar) y una compañera enana blanca de baja masa, con $M_2 \sim 0,2-0,3 M_{\odot}$ (M_2 es la masa de la ED).

Sin embargo, los modelos *standard* de SBIs no pueden explicar la existencia de PMS aislados. Tampoco pueden dar cuenta de la existencia de *black widows* (sistemas binarios con $0,1 < P_{orb}/d < 1$, P_{orb} es el período orbital del sistema, y $M_2 < 0,05 M_{\odot}$) ni de los *redbacks* (con P_{orb} en el mismo rango que los *black widows*, pero con acompañantes más masivas, $0,2 < M_2/M_{\odot} < 0,7$).

Es necesario, entonces, incluir nuevos ingredientes al código de evolución binaria que nos permitan obtener modelos más realistas.

2. La evaporación y la irradiación

El viento de evaporación producido por la irradiación del pulsar le genera una pérdida de masa extra a la ED,

dada por

$$\dot{M}_{2,evap} = \frac{\alpha_{evap}}{2v_{2,esc}^2} L_P \left(\frac{R_2}{a} \right)^2 \quad (1)$$

donde α_{evap} es el coeficiente de evaporación, R_2 es el radio de la ED, a es el semieje orbital, $v_{2,esc}$ la velocidad de escape en la ED y L_P la luminosidad de frenado del pulsar (Stevens et al., 1992).

Por otra parte, cuando la ED le transfiere masa a la estrella de neutrones (EN), ésta libera una luminosidad de acreción que ilumina a la ED con un flujo de irradiación

$$F_{irr} = \frac{\alpha_{irr}}{4\pi a^2} \left(\frac{GM_{NS}}{R_{NS}} \right) \dot{M}_{NS} \left(\frac{R_2}{a} \right)^2 \quad (2)$$

donde α_{irrad} es la fracción de dicha luminosidad que participa del proceso de irradiación mutua; R_{NS} y M_{NS} son el radio y la masa de la EN, respectivamente; y \dot{M}_{NS} es la tasa de acreción (Büning & Ritter, 2004).

Considerar el efecto de la irradiación conduce a modelos con TM cíclica (Büning & Ritter 2004; Benvenuto et al. 2012). Los cálculos evolutivos predicen alternancia entre estados de TM, en los que el SB se observa como un LMXB, y estados en los que la estrella receptora deja de acretar material y puede observarse el pulsar de milisegundo (PMS).

2.1. Sistemas que cambian de LMXB a PMS, y viceversa

Las observaciones han dado cuenta de la existencia de sistemas que alternan entre estados de LMXB y PMS. Citamos a continuación algunos de estos objetos, todos ellos ubicados en la región de *redbacks*.

Wijnands & van der Klis (1998) detectaron pulsos coherentes de rayos-X de milisegundo en el flujo persistente de rayos-X de la fuente SAX 1808.4-3658. Se espera que esta fuente se vuelva un PMS cuando termine la etapa de TM. La ED en FIRST J102347.67+003841.2 probablemente se encuentre llenando su lóbulo de Roche. La posición de esta fuente coincide con la de PSR J1023+0038. En 2001 se observó evidencia de flujo de masa. Desde 2002 se registró un estado de quietud. A mediados de 2013 aumentó la emisión UV y en rayos-X (Stappers et al. 2013; Patruno et al. 2014), junto con la interrupción de pulsos en radio: regresó la fase de LMXB. PSR J1824-2452I ha cambiado del estado de LMXB a PMS en la última década (Papitto et al., 2013). Esto ocurrió en un tiempo característico del orden de meses - años, mucho más corto que la escala de tiempo asociada a la TM cíclica debido a la irradiación (del orden de millones de años). PSR J1723-2837 es un sistema eclipsante. Crawford et al. (2013) identificaron a la compañera en el IR, óptico y UV. Su tipo espectral se encuentra entre G0 y K5, y su temperatura efectiva (T_{eff}) entre 5000 y 6000 K. Se estima un valor para su masa entre 0,4 y 0,7 M_{\odot} (para $1,4 < M_{NS}/M_{\odot} < 2,0$), con un radio mayor que el esperado: se encuentra en estado de *quasi - RLOF* ("casi desborde del lóbulo de Roche", ver Benvenuto et al. 2014). Finalmente mencionamos a XSS J12270-4859, que

experimentó recientemente una transición de LMXB a PMS (Roy et al. 2014; Bassa et al. 2014).

3. El caso del sistema redback PSR J1723-2837

Una aplicación de nuestros cálculos puede hacerse al sistema *redback* que contiene a PSR J1723-2837. Para ello, consideramos la evolución de una ED de masa inicial $(M_2)_i = 1,25 M_{\odot}$, una EN receptora de $(M_{NS})_i = 1,4 M_{\odot}$, un período orbital inicial $(P_{orb})_i = 0,75$ d, y valores $\alpha_{irr} = 0,00, 0,01, 0,10$ y $1,00$ para el coeficiente de irradiación (tomados de la librería de cálculos realizados en Benvenuto et al. 2014).

En la Figura 1 se muestran los recorridos evolutivos; en la Figura 2 se muestra la relación $M_2 - P_{orb}$; y en la Figura 3 la TM en función del tiempo.

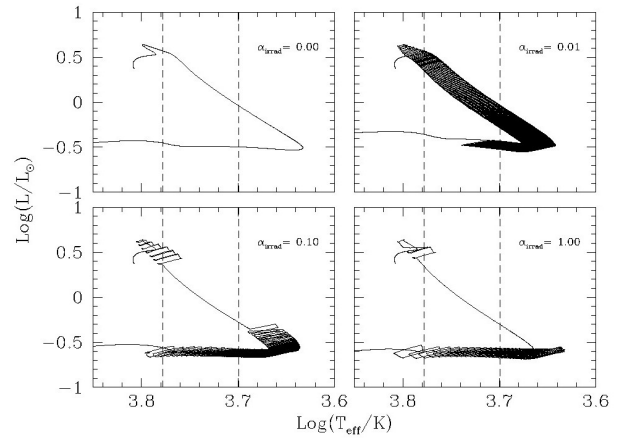


Fig. 1: Recorridos evolutivos correspondientes a modelos con $(M_2)_i = 1,25 M_{\odot}$, $(M_{NS})_i = 1,4 M_{\odot}$, $(P_{orb})_i = 0,75$ d, y valores $\alpha_{irr} = 0,00, 0,01, 0,10$ y $1,00$. Con líneas quebradas verticales se delimita el rango de temperaturas efectivas estimado para la ED del SB.

Puede observarse que los recorridos evolutivos pasan por la región de temperaturas efectivas compatibles con las observadas para la compañera de PSR J1723-2837 (Figura 1), y que se alcanza el valor del período orbital observado ($P_{orb} = 14,76$ h) al valor estimado de la masa de la compañera de PSR J1723-2837 (Figura 2)

Nótese, además (Figura 3), que si $\alpha_{irr} = 0,00$ hay un único y largo episodio de TM, mientras que para los casos de $\alpha_{irr} \neq 0$ ocurre un gran número de eventos de TM.

El cociente de masas $q \equiv M_{NS}/M_2$ tiene un valor de $3,3 \pm 0,5$, obtenido desde las observaciones. Nuestros modelos alcanzan este valor a una edad de $\sim 4,9$ Giga años (Figura 4). A esa edad, los modelos con $\alpha_{irr} = 0,00, 0,10$ y $1,00$ no experimentan TM cíclica. Sí lo hace el modelo con $\alpha_{irr} = 0,01$.

A partir de estos resultados podemos concluir que el régimen de baja irradiación, correspondiente a $\alpha_{irr} = 0,01$, provee un modelo que describe adecuadamente las

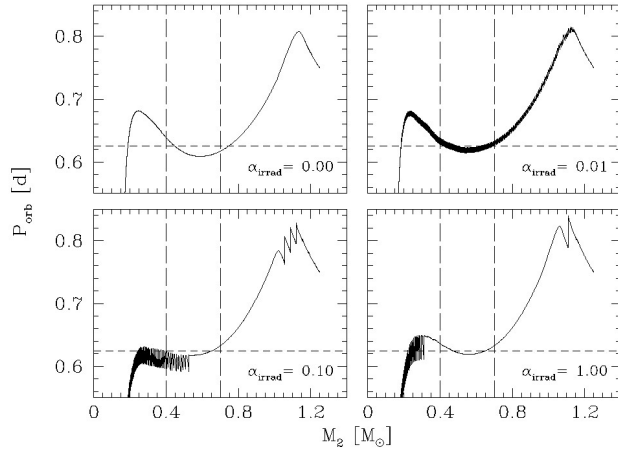


Fig. 2: Relación $M_2 - P_{orb}$ para los modelos presentados en la Figura 1. Con línea quebrada-corta horizontal se marca el valor del período orbital observado para el SB que contiene a PSR J1723-2837, y con líneas quebradas-largas verticales el rango de masas estimado para la acompañante del pulsar.

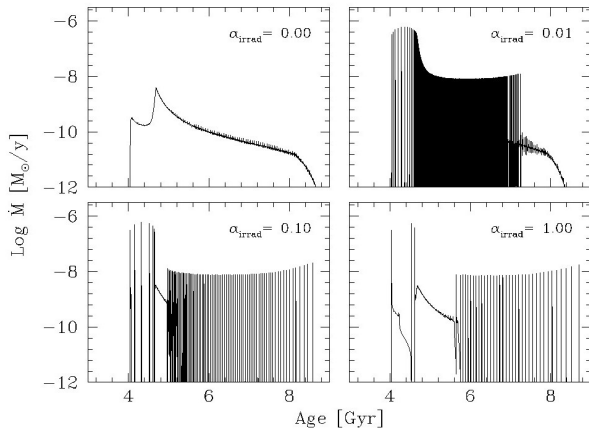


Fig. 3: Tasa de transferencia de masa para los modelos presentados en la Figura 1.

características observadas (M_2 , T_{eff} , P_{orb} , q) del sistema *redback* PSR J1723-2837.

4. Conclusiones y trabajo a futuro

El planteo teórico de los modelos con irradiación es consistente con las observaciones presentadas por Crawford et al. (2013) para la acompañante de PSR J1723-2837. La irradiación conduce a episodios de TM cíclica, y al estado de *quasi-RLOF*, que está en acuerdo con las transiciones observadas en estos sistemas (LMXB a PMS y viceversa). La escala de tiempo característica para la TM cíclica es el orden de millones de años. Sin embargo, hay varios sistemas que se han sido registrados cambiando de un estado a otro en lapsos de tiempo del orden de meses - años. Parece natural buscar una solución a esta cuestión en fenómenos de corta escala, como aquellos asociados a inestabilidades en el disco de acreción que

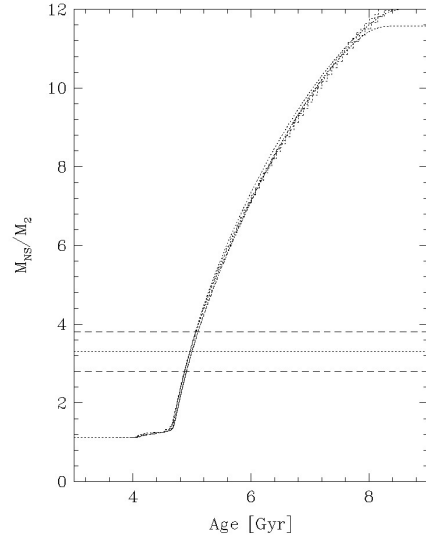


Fig. 4: Cociente de masas en función del tiempo para los modelos presentados en la Figura 1. Con línea de puntos horizontal se muestra el valor estimado para el cociente de masas, mientras que las líneas quebradas horizontales representan el error en este valor.

rodea a la EN.

Referencias

- Bassa C. G., et al., 2014, MNRAS, 441, 1825
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., 2003, MNRAS, 342, 50
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., 2005, MNRAS, 362, 891
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2012, ApJL, 753, L33
 Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2014, ApJL, 786, L7
 Büning A., Ritter H., 2004, A&A, 423, 281
 Crawford F., et al., 2013, ApJ, 776, 20
 De Vito M. A., Benvenuto O. G., 2012, MNRAS, 421, 2206
 Papitto A., et al., 2013, The Astronomer's Telegram, 5069, 1
 Patruno A., et al., 2014, ApJL, 781, L3
 Roy J., Bhattacharyya B., Ray P. S., 2014, The Astronomer's Telegram, 5890, 1
 Stappers B. W., et al., 2013, The Astronomer's Telegram, 5513, 1
 Stevens I. R., Rees M. J., Podsiadlowski P., 1992, MNRAS, 254, 19P
 Wijnands R., van der Klis M., 1998, Nature, 394, 344



Análisis de las causas de las variaciones fotométricas de estrellas jóvenes

F.V. Lovos^{1,3}, M.N. Gómez^{1,3}, J.A. Ahumada¹, R.P. Petrucci^{2,3} & J.E. Jofré^{1,3}

¹ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), Buenos Aires, Argentina

³ CONICET

Contacto/ FVL: flovo@oac.unc.edu.ar

Resumen / Presentamos un análisis de las variaciones fotométricas producidas por tránsitos de embriones planetarios y manchas frías en estrellas jóvenes (edades de ~ 10 millones de años) de tipo T Tauri con emisión débil. Para los proto-planetas se adoptan radios de 1, 2 y 3 R_{Jup} . Las manchas poseen radios angulares de 12, 18 y 30°, y temperaturas de 500, 900 y 1400 K menos que la temperatura superficial de la estrella. Si bien el modelo adoptado es muy simple, permite inferir que proto-planetas con radios $\sim 3 R_{\text{Jup}}$ producirían tránsitos más profundos o comparables a manchas frías con radios $\lesssim 18^\circ$. Proto-planetas con radios $\lesssim 1 R_{\text{Jup}}$ darían lugar a tránsitos de menor profundidad que las manchas. Sin embargo, el perfil de la caída de brillo es diferente para ambos efectos.

Abstract / We present an analysis of the photometric variations produced by transits of planetary embryos and cold spots in weak-emission T Tauri stars (ages of ~ 10 million years). For the proto-planetes we adopt radii of 1, 2, and 3 R_{Jup} . The spots have angular radii of 12, 18, and 30°, and temperatures of 500, 900, and 1400 K less than that of the stellar surface. Although the adopted model is very simple, it allows us to infer that proto-planetes with radii $\sim 3 R_{\text{Jup}}$ would produce transits deeper or similar to minima due to cold spots with radii $\lesssim 18^\circ$. Proto-planetes with radii $\lesssim 1 R_{\text{Jup}}$ would originate transits shallower than the variations produced by spots. However, the brightness profile is different for both effects.

Keywords / stars: variables: T Tauri — planets: transits — starspots — technique: photometry

1. Introducción

Las estrellas T Tauri con emisión débil (WTTS, *Weak Emission T Tauri Stars*) son estrellas de pre-secuencia principal que se corresponden con la clase III en el esquema de clasificación de los objetos estelares jóvenes propuesto por Lada (1987). Las estrellas T Tauri clásicas (CTTS, *Classical T Tauri Stars*) son, por su parte, objetos de clase II. Las WTTS, a diferencia de las CTTS, generalmente carecen de evidencias observacionales contundentes de la presencia de discos circunestelares de gas y polvo, que podrían manifestarse, por ejemplo, a través de excesos infrarrojos significativos en sus distribuciones espectrales de energía (SEDs, *Spectral Energy Distributions*, Cieza et al. 2007). Una de las hipótesis propuestas para explicar esta situación es que el material del disco está siendo empleado en la formación de planetas en órbita alrededor de la estrella central. Tanto los objetos de clase II como los de clase III son predominantemente de tipos espectrales G y K, es decir, los mismos de la gran mayoría de estrellas con exoplanetas detectados ya sea con la técnica Doppler o con la observación directa de tránsitos planetarios.

La técnica de tránsitos también podría, en principio, emplearse para detectar variaciones fotométricas producidas por embriones planetarios en órbita alrededor de las WTTS (edades de $\sim 10^7$ años). Así, por ejemplo, van Eyken et al. (2012) reportaron la detección de un

posible proto-planeta con un límite superior de masa de $\sim 5.5 M_{\text{Jup}}$ orbitando la WTTS PTFO 8–8695 en la región de Orión; la profundidad medida del tránsito es de ~ 0.03 mag. Sin embargo, las estrellas WTTS frecuentemente poseen variaciones fotométricas del orden de algunas centésimas a décimas de magnitud que correlacionan con el período de rotación y que han sido atribuidas a manchas frías de origen magnético (Herbst et al., 1994). Podría entonces resultar difícil la discriminación, en la curva de luz, de las variaciones fotométricas causadas por los tránsitos planetarios propiamente dichos y aquellas debidas a manchas frías. En este contexto, Huélamo et al. (2008) pudieron modelar las variaciones fotométricas observadas en la T Tauri TW Hya, atribuidas a un planeta de 10 M_{Jup} (Setiawan et al., 2008), con una mancha fría que cubriría el 7% de la superficie estelar. En esta contribución se examina de qué manera la presencia de manchas frías podría dificultar la detección de tránsitos de embriones planetarios.

2. Análisis

Se empleó el código JKTEBOP* (Southworth et al., 2009) para generar curvas de luz de tránsitos planetarios, y el código de Wilson & Devinney (1971; 2012)

* <http://www.astro.keele.ac.uk/jkt/codes/jktebop.html>

para producir curvas de luz con efectos de manchas frías. Adoptando $M_{\star}=1 M_{\odot}$ y una edad de 10^7 años, los parámetros estelares derivados de las trayectorias evolutivas de pre-secuencia principal de Baraffe et al. (1998, 2002) son: $R_{\star} = 1.32 R_{\odot}$ y $T_{\text{eff}} = 4011$ K. Para los tránsitos se consideraron órbitas circulares e inclinación de 90° , y planetas con radios (R_P) de 1, 2 y 3 R_{Jup} . Como se trata de embriones planetarios o proto-planetas asociados a estrellas jóvenes, exploramos un rango de tamaños mayor que el típico de los planetas gigantes que orbitan estrellas de secuencia principal (1–2 R_{Jup}).

Por su parte, se adoptó un modelo simple de manchas circulares con radios angulares de 12 , 18 y 30° , temperaturas de 500 , 900 y 1400 K menos que la temperatura superficial de la estrella, y localizadas en la región ecuatorial de la misma. Estos rangos abarcan las propiedades de las manchas en estrellas T Tauri reportadas en la literatura (Grankin et al., 2008; Huélamo et al., 2008; Carroll et al., 2012).

La Figura 1 muestra los tránsitos correspondientes a $i = 90^{\circ}$ para los radios proto-planetarios elegidos (1, 2 y 3 R_{Jup}) para dos modelos: El modelo **A**, panel izquierdo, corresponde a componentes esféricas con brillo uniforme, y el modelo **B**, panel derecho, adopta elipsoides biaxiales para la estrella y el proto-planeta, e incluye efectos de reflexión geométrica, de variación elipsoidal en el perfil de brillo de la estrella, y de oscurecimiento hacia el limbo^{**}. En ambos casos se adoptó un semieje orbital de 0.01 UA. En la Tabla 1 se indican las profundidades de los tránsitos resultantes para los modelos **A** y **B**. Notar que las profundidades en el modelo **A** se corresponden con las que se derivan con la expresión $\Delta F = (R_P/R_{\star})^2$ (Seager & Mallén-Ornelas, 2003). Cabe destacar también la marcada diferencia de profundidades de los tránsitos en uno y otro modelo. El efecto dominante es el de oscurecimiento hacia el limbo^{***}. En el panel derecho de la Figura 1 se muestra este efecto en los filtros V (línea continua) e I (línea discontinua).

La Figura 2 muestra las curvas, en el filtro V, generadas para manchas de 12° (izquierda) y 30° (derecha), con diferencias de temperatura de 500 , 900 y 1400 K en cada caso. En la Tabla 2 se listan las disminuciones de brillo máximas producidas por manchas con los radios y las diferencias de temperatura indicados. Comparando la Figura 1 con la Figura 2, puede verse que los tránsitos presentan perfiles más cuadrados que las manchas, aún en el caso de considerar el efecto de oscurecimiento hacia el limbo (lo que corresponde a un modelo más realista). La duración de ambos efectos (tránsito de embrión planetario y mancha) es diferente; para manchas típicas, este efecto tiende a ser de mayor duración.

En este análisis simplificado se han separado los efectos de tránsitos de los de manchas. En una curva de luz real estos efectos estarán superpuestos, y será aquí donde la importancia relativa de los mismos definirá la facilidad con que puedan ser separados. Por otra parte, debería

Tabla 1: Profundidad de tránsitos planetarios (mag)

Modelo	1 R_{Jup}	2 R_{Jup}	3 R_{Jup}
A	0.006	0.025	0.059
B*	0.018	0.044	0.088

* Con oscurecimiento hacia el limbo en V.

Tabla 2: Disminución de brillo máxima debida a manchas (mag)

Radio angular ($^{\circ}$)	ΔT (K)		
	500	900	1400
12	0.039	0.047	0.054
18	0.074	0.106	0.121
30	0.205	0.298	0.349

esperarse que los períodos de rotación de la estrella y de revolución del planeta no estén sincronizados (Grankin et al., 2008), lo que podría, a su vez, traducirse en un posicionamiento variable de la mancha con relación a los tránsitos. Otra simplificación que se ha asumido es que las manchas han sido modeladas con una temperatura uniforme y con radios circulares; en realidad, las manchas pueden poseer perfiles de brillo complejos e irregulares, y pueden estar ubicadas en un amplio rango de latitudes (Carroll et al., 2012).

3. Conclusiones

Para embriones planetarios grandes ($R_P \sim 3 R_{\text{Jup}}$), las variaciones de brillo (incluyendo oscurecimiento hacia el limbo) son mayores o comparables a las producidas por manchas con radios de 18° y diferencias de temperatura entre 500 y 900 K. En el caso de proto-planetas con radios de $\sim 2 R_{\text{Jup}}$, las profundidades de los tránsitos son comparables a las debidas a las manchas más pequeñas (12°) y más frías. Para radios $\lesssim 1 R_{\text{Jup}}$ los mínimos resultan menores que los debidos a este tipo de manchas.

Cabe destacar que en esta contribución se ha analizado una situación favorable ($i = 90^{\circ}$, $e = 0$); al transitar el planeta por el centro, más brillante, del disco estelar. En el otro extremo, eclipses rasantes producirían caídas de brillo con perfiles muy similares a los originados por manchas frías (Mancini et al., 2014). Por lo cual, tránsitos de embriones planetarios podrían mimetizarse con manchas frías y viceversa.

En síntesis las profundidades de los mínimos producidos por manchas (típicas para estrellas WTTS) son, muchas veces, comparables o mayores a las de tránsitos de embriones planetarios. Sin embargo los perfiles de los mínimos son diferentes.

Agradecimientos: Al Dr. Rodrigo Díaz, árbitro del trabajo, por comentarios y sugerencias que mejoraron el contenido del mismo.

Referencias

- Baraffe I., et al., 1998, A&A, 337, 403
 Baraffe I., et al., 2002, A&A, 382, 563
 Carroll T. A., et al., 2012, A&A, 548, A95
 Cieza L., et al., 2007, ApJ, 667, 308
 Claret A., Bloemen S., 2011, A&A, 529, A75

** Se emplea la ley cuadrática de Claret & Bloemen (2011, $a_I = 0.2363$, $b_I = 0.3718$ y $a_V = 0.4044$, $b_V = 0.3281$).

*** El oscurecimiento hacia el limbo aumenta la profundidad del tránsito para la mayoría de los valores del parámetro de impacto ($b = \frac{a}{R_{\star}} \cos i$, Seager & Mallén-Ornelas 2003).

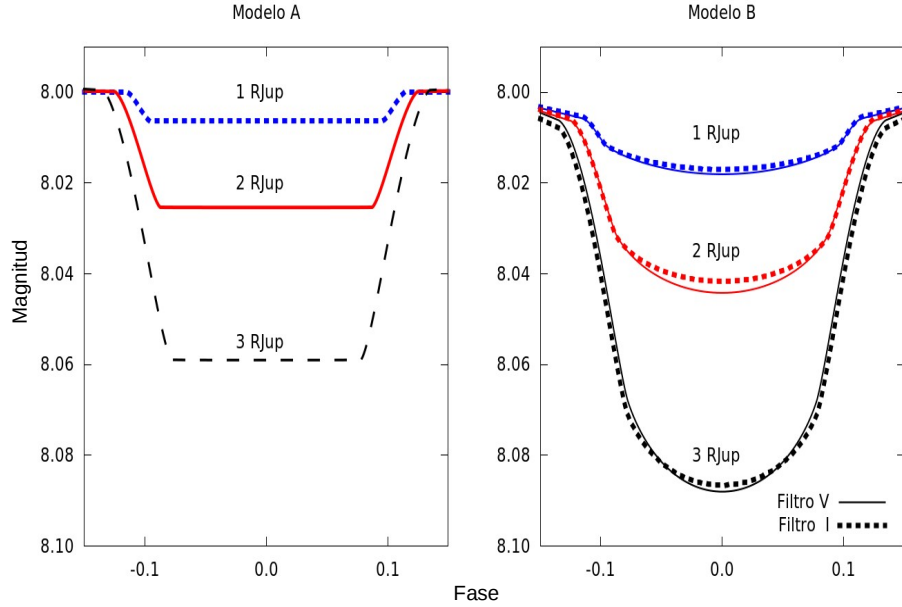


Fig. 1: Tránsitos para una estrella de $1 M_{\odot}$ y $1.32 R_{\odot}$ y embriones planetarios de 1, 2 y $3 R_{Jup}$ para $i=90^{\circ}$ y $a=0.01$ UA. Modelo **A**, estrella y proto-planeta esféricos con brillo uniforme (panel izquierdo); modelo **B**, elipsoides biaxiales, con efecto de oscurecimiento hacia el limbo (en filtros V e I), variación elipsoidal y reflexión geométrica (panel derecho).

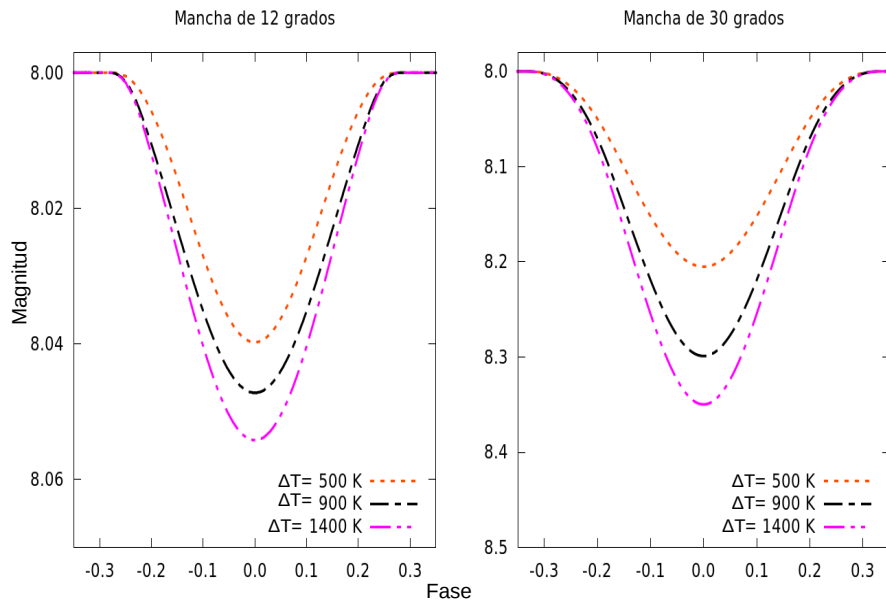


Fig. 2: Curvas de luz sintéticas, en el filtro V, producidas por manchas de radio angular 12° (panel izquierdo) y 30° (panel derecho), en una estrella similar a la de la Fig. 1. Para cada tamaño de mancha se consideraron tres ΔT : 500, 900 y 1400 K.

Grankin K. N., et al., 2008, *A&A*, 479, 827
 Herbst W., et al., 1994, *AJ*, 108, 1906
 Huélamo N., et al., 2008, *A&A*, 489, L9
 Lada C. J., 1987, in Peimbert M., Jugaku J., eds, *Star Forming Regions Vol. 115 of IAU Symposium, Star formation - From OB associations to protostars*. p. 1
 Mancini L., et al., 2014, *A&A*, 568, A127

Seager S., Mallén-Ornelas G., 2003, *ApJ*, 585, 1038
 Setiawan J., et al., 2008, *Nature*, 451, 38
 Southworth J., et al., 2009, *MNRAS*, 396, 1023
 van Eyken J. C., et al., 2012, *ApJ*, 755, 42
 Wilson R. E., 2012, *AJ*, 144, 73
 Wilson R. E., Devinney E. J., 1971, *ApJ*, 166, 605



Astrosismología de estrellas variables δ Sct y γ Dor

J.P. Sánchez Arias^{1,2}, A.H. Córscico^{1,2} & L.G. Althaus^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

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

Contacto/ JPSA: jsanchez@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos resultados preliminares de la etapa inicial de un proyecto de gran magnitud consistente en el modelado teórico de estrellas variables δ Sct y γ Dor. En esta primer etapa realizamos simulaciones numéricas de la evolución y pulsaciones de modelos estelares representativos de estas estrellas, cubriendo un amplio espacio de parámetros (masa estelar M , temperatura efectiva T_{eff} , parámetro de *overshooting* α_{OV} , metalicidad Z). Específicamente, calculamos modos de pulsación radiales y modos g y p no radiales con frecuencias de oscilación en los rangos observados para estas clases de estrellas variables. El enorme banco de frecuencias de oscilación que obtuvimos nos permitirá abordar la segunda etapa del proyecto, consistente en análisis astrosismológicos detallados de estrellas observadas corrientemente por las misiones CoRoT y Kepler, con el fin de extraer valiosa información acerca del estado evolutivo y la estructura interna de estas estrellas. Los primeros resultados de nuestro análisis ponen de manifiesto la sensibilidad de los espectros pulsacionales frente a cambios en los parámetros mencionados, evidenciando el gran potencial astrosismológico de las estrellas δ Sct y γ Dor.

Abstract / We present preliminary results of the initial stage of a large project consisting of theoretical modeling of variable stars δ Sct and γ Dor. In this first stage, we perform numerical simulations of the evolution and pulsations of stellar models representative of these stars, covering a wide range of parameter (M , T_{eff} , α_{OV} , Z). Specifically, we calculated radial pulsation modes and g and p non-radial modes with oscillation frequencies in the range observed for these kinds of variable stars. The huge bank of oscillation frequencies we obtained allow us to address the second stage of the project, consisting of detailed asteroseismic analysis of stars commonly observed by CoRoT and Kepler missions, in order to extract valuable information about the evolutionary status and internal structure of these stars. The first results of our analysis show the sensitivity of the pulsational spectra to these parameters, demonstrating the great asteroseismic potential of δ Sct and γ Dor stars.

Keywords / stars: oscillations (including pulsations) — stars: variables: delta Scuti — stars: variables: S Doradus

1. Introducción

La astrosismología es una poderosa herramienta de la astrofísica estelar que permite extraer información valiosa acerca de la masa estelar, la estructura interna, la metalicidad, la velocidad de rotación entre otras cantidades mediante la comparación de períodos pulsacionales observados y modelos teóricos computados.

En este trabajo presentamos un vasto conjunto de modelos teóricos numéricos realizados con el fin de estudiar a las estrellas δ Sct y γ Dor. Estas estrellas son variables de Secuencia Principal (SP), de tipo espectral A y F, con masas entre 1.2 y 2.2 M_{\odot} aproximadamente. Las estrellas δ Sct exhiben períodos de oscilación entre 15 min y 5 hs, alcanzan temperaturas de 8600 K y presentan modos p de bajo orden radial. Las estrellas γ Dor tienen períodos entre 8 hs y 3 días, temperaturas entre 6900 K y 7500 K y oscilan con modos g de alto orden radial. Los modos p y los modos g son modos de oscilación no radiales. Los modos p exhiben altas frecuencias de oscilación, su fuerza restituvia son los gradientes de presión y para estrellas no degeneradas su propagación se localiza en las regiones superficiales. Los modos g presentan bajas frecuencias de oscilación, su fuerza restitutiva es la flotación y su propagación está confinada a zonas cercanas al núcleo estelar. En

nuestro estudio consideramos pulsaciones adiabáticas no radiales y radiales. Los modos radiales de pulsación son un caso particular de las pulsaciones no radiales, aquel con grado armónico nulo ($l = 0$).

2. Herramientas numéricas

Los modelos generados fueron calculados con el código de evolución LPCODE desarrollado en su totalidad en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata y con el código de pulsaciones LP-PUL. Descripciones completas de las características relevantes de estas herramientas numéricas pueden hallarse en Althaus et al. (2010) y Córscico & Althaus (2006).

Dichas simulaciones fueron realizadas en el cluster de cálculo del Instituto de Física de Líquidos y Sistemas Biológicos perteneciente al Sistema Nacional de Computación de Alto Desempeño.

3. Cálculos realizados

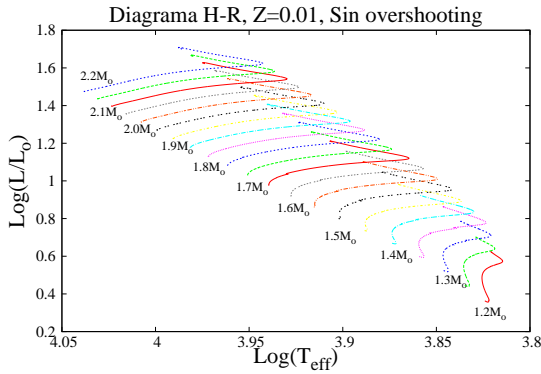
En total se calcularon 252 secuencias evolutivas, variando α_{OV} , Z y M dentro del rango razonable para este tipo de estrellas desde el punto de vista teórico y

diversas consideraciones observacionales. El *overshooting* es un fenómeno de mezcla extra que se produce más allá del borde convectivo formal predicho por el criterio de Schwarzschild y el parámetro de overshooting controla su eficiencia. Para cada secuencia, que comienza en la ZAMS (*Zero Age Main Sequence*) y finaliza en la TAMS (*Terminal Age Main Sequence*), calculamos modelos pulsacionales que contemplan modos radiales y modos no radiales con grado armónico 1, 2 y 3. La Tabla 1 especifica el espacio de parámetros considerados.

Tabla 1: Espacio de parámetros estudiados.

Cantidad	Intervalo	Variación
Masa [M_{\odot}]	[1.2, 2.2]	0.05
Parámetro de <i>overshooting</i>	[0, 0.03]	0.01
Metalicidad	[0.01, 0.02]	0.015
Grado armónico	[0, 3]	1
Período[s]	[1200, 300000]	–

En la Figura 1 se pueden apreciar algunas de las secuencias calculadas para el caso sin overshooting y metalicidad $Z = 0,01$.

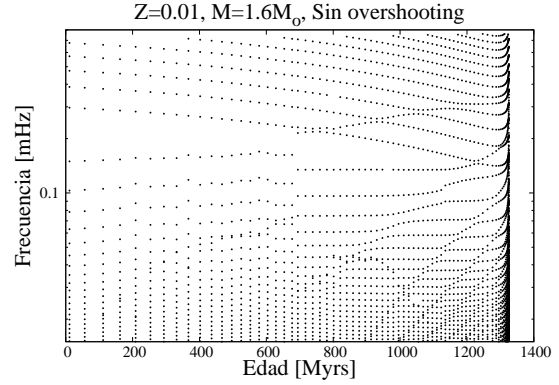

 Fig. 1: Diagrama H-R para las distintas masas consideradas entre 1.2 y 2.2 M_{\odot} para el caso sin *overshooting* y $Z = 0,01$.

4. Análisis preliminares

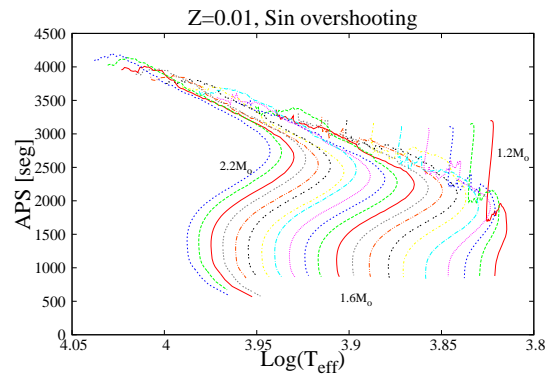
Las siguientes figuras muestran la sensibilidad de los modos pulsacionales frente a las cantidades exploradas. En la Figura 2 están representadas las frecuencias de los distintos modos de cada modelo calculado a lo largo de la SP. Para modelos cada vez más evolucionados se observa el fenómeno denominado “avoided crossing” (ver Aerts et al., 2010) el cual produce un acercamiento en las frecuencias de oscilación de los modos contiguos (en orden radial).

El espaciamiento asintótico de los períodos de modos g se define como:

$$\Delta P = P_{k+1,l} - P_{k,l} = \frac{2\pi^2}{\sqrt{l(l+1)}} \left[\int_0^R \frac{N(r)}{r} dr \right]^{-1} \quad (1)$$


 Fig. 2: Evolución temporal de las frecuencias de pulsación correspondientes a los modos de presión y gravedad, en función de la edad para una estrella con 1.6 M_{\odot} , $Z = 0,01$, sin *overshooting* y grado armónico $l = 1$.

donde k es el orden radial, l el grado armónico y N la frecuencia de Brunt-Väisälä. Esta expresión es válida para ordenes radiales altos y, como se puede ver, el espaciamiento de períodos de modos g resulta constante para un dado valor de l (Tassoul, 1980) y se denomina espaciamiento de períodos asintótico. Esta cantidad es medible para aquellas estrellas que oscilan en modos g con altos ordenes radiales, como ocurre por ejemplo con algunas estrellas híbridas (Henry & Fekel, 2005). En la Figura 3 está representada la evolución del espaciamiento asintótico de períodos a lo largo de la SP de estrellas con masa entre 1.2 y 2.2 M_{\odot} para el caso con $Z = 0,01$ y sin *overshooting*.


 Fig. 3: Dependencia de la evolución del espaciamiento de períodos asintóticos con la masa para el caso con $Z = 0,01$ y sin *overshooting*.

Con el fin de explorar la dependencia del espaciamiento de períodos asintótico con la metalicidad, en el panel superior de la Figura 4 graficamos los resultados obtenidos para el caso con 1.6 M_{\odot} y sin *overshooting*. Con el mismo objetivo para el estudio del comportamien-

to de esta cantidad frente a variaciones en el parámetro de overshooting, en el panel inferior de la misma figura, consideramos distintos α_{OV} para el caso de una estrella con $1.6 M_{\odot}$ y $Z = 0,01$.

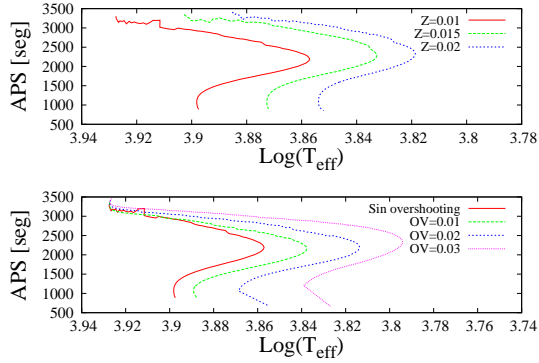


Fig. 4: Dependencia de la evolución del espaciamiento de períodos asintóticos con: *panel superior*: la metalicidad para el caso con $1.6 M_{\odot}$ sin *overshooting*; *panel inferior*: el *overshooting* considerando $1.6 M_{\odot}$ y $Z = 0,01$.

En las siguientes figuras se muestra el comportamiento del espaciamiento de períodos (Figura 5) y el espaciamiento de frecuencias (Figura 6) que presenta un modelo de $1.6 M_{\odot}$ con $Z = 0,01$, $\alpha_{OV} = 0,01$ y una temperatura efectiva $T_{eff} = 7994$ K para distintos valores del grado armónico l .

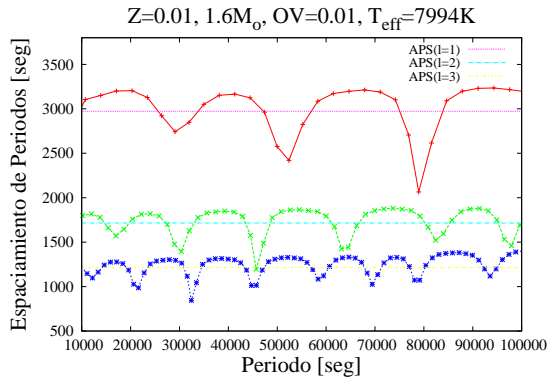


Fig. 5: Espaciamiento de períodos para $1.6 M_{\odot}$ con $Z = 0,01$ y $\alpha_{OV} = 0,01$ cuando $T_{eff} = 7994$ K.

5. Discusión y trabajos futuros

Los primeros resultados de nuestro análisis ponen de manifiesto la sensibilidad de los espectros pulsacionales frente a cambios en los parámetros estudiados, evidenciando el gran potencial astrosismológico de las estrellas δ

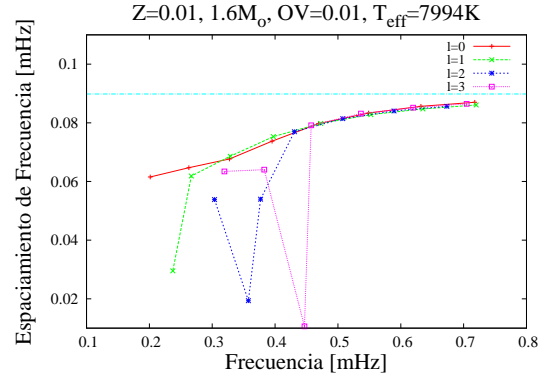


Fig. 6: Espaciamiento de frecuencias para el mismo caso que la Figura 5.

Sct y γ Dor. Los análisis preliminares obtenidos son consistentes con estudios realizados en diversos trabajos por distintos autores, e.g. Kurtz et al. (2014) and Miglio et al. (2008). El enorme banco de frecuencias de oscilación que obtuvimos nos permitirá abordar la segunda etapa de este proyecto, consistente en análisis astrosismológicos detallados de estrellas observadas corrientemente por las misiones CoRoT y Kepler, con el fin de extraer valiosa información acerca del estado evolutivo y la estructura interna de estas estrellas.

Referencias

Aerts C., Christensen-Dalsgaard J., Kurtz D. W., 2010, Asteroseismology
 Althaus L. G., et al., 2010, A&A Rev., 18, 471
 Córscico A. H., Althaus L. G., 2006, A&A, 454, 863
 Henry G. W., Fekel F. C., 2005, AJ, 129, 2026
 Kurtz D. W., et al., 2014, MNRAS, 444, 102
 Miglio A., et al., 2008, MNRAS, 386, 1487
 Tassoul M., 1980, ApJS, 43, 469



Caracterización de tres cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes

T. Palma^{1,2,3}, J.J. Clariá^{3,4}, D. Geisler⁵ & A.V. Ahumada^{3,4}

¹ Instituto Milenio de Astrofísica, Santiago, Chile

² Instituto de Astrofísica - PUC, Santiago, Chile

³ Observatorio Astronómico - UNC

⁴ CONICET

⁵ Departamento de Astronomía - UDEC, Concepción, Chile

Contacto/ TP: tpalma@astro.puc.cl

Resumen / El presente trabajo representa la continuación de un estudio sistemático de cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes observados con el telescopio de 4 m del Observatorio Interamericano de Cerro Tololo (Chile), usando el sistema fotométrico de Washington. Se presentan resultados preliminares de 3 cúmulos débiles y compactos de la Nube Menor de Magallanes, uno de los cuales (BS 126) no registra estudios previos. Se caracteriza esta muestra determinando principalmente los radios angulares, enrojecimientos, edades y metalicidades. La determinación de estos parámetros se lleva a cabo de manera homogénea aplicando procedimientos estándares.

Abstract / This work represents the continuation of a systematic study of star clusters belonging to the Magellanic Clouds observed with the Cerro Tololo Interamerican Observatory (Chile) 4 m telescope, using the Washington photometric system. We present preliminary results for 3 faint and compact clusters of the Small Magellanic Cloud, one of which (BS 126) has not been previously studied. We characterize the sample by determining mainly angular radii, reddenings, ages and metallicities of the clusters. The determination of these parameters is performed in a homogeneous way by applying standard procedures.

Keywords / galaxies: individual (SMC) — galaxies: star clusters: individual (BS 126, K 27, B 9) — techniques: photometric

1. Introducción

Los cúmulos estelares de la Nube Menor de Magallanes (NmM) son excelentes trazadores de la evolución química y dinámica de esta galaxia. Sin embargo, el número de cúmulos con edades y abundancias conocidas es todavía muy pequeño. Por esta razón, nuestro grupo intenta disminuir este déficit mediante la observación de una muestra de cúmulos de la NmM, usando el telescopio de 4 m del Observatorio Interamericano de Cerro Tololo (Chile). Las imágenes fueron obtenidas con la cámara MOSAIC II, en la cual un pixel subtiende un ángulo en el cielo de $0.27''$. Presentamos aquí resultados preliminares para 3 cúmulos observados en las bandas C y R de los sistemas de Washington y Kron-Cousins, respectivamente. El filtro R presenta un mayor rendimiento que el T_1 del sistema de Washington, pudiendo transformarse las magnitudes R a magnitudes T_1 con muy buena precisión (Geisler, 1996). La reducción de las imágenes se llevó a cabo usando IRAF y el código DAOPHOT II (Stetson, 1987). Los 3 cúmulos observados se presentan en la Tabla 1, juntamente con sus coordenadas ecuatoriales y Galácticas y los correspondientes diámetros aparentes medios tomados del catálogo de Bica et al. (2008). Estos cúmulos son estudiados de manera homogénea aplicando un procedimiento similar al utilizado por nuestro grupo en cúmulos de la Nube Mayor de Magallanes (Palma et al., 2013).

2. Parámetros fundamentales

La determinación de los parámetros fundamentales de los cúmulos se llevó a cabo de la siguiente manera:

- Los excesos de color $E(B-V)$ se determinaron interpolando valores en los mapas de extinción interestelar de Burstein & Heiles (1982).
- Los perfiles radiales de densidad estelar se construyeron contando el número de estrellas por unidad de área hasta una determinada distancia radial en píxeles, desde el centro del respectivo cúmulo. Los radios angulares fueron luego definidos como las distancias hasta donde la densidad de las estrellas resulta igual al nivel del fondo estelar.
- Las edades y metalicidades fueron obtenidas mediante el ajuste de isócronas teóricas de Bressan et al. (2012) en los diagramas $(C-T_1, T_1)$, previamente descontaminados. Para realizar estos ajustes se usaron las relaciones $E(C-T_1) = 1.97E(B-V)$ y $M_{T_1} = T_1 + 0.58E(B-V) - (m-M)_v$ de Geisler & Sarajedini (1999). En cada caso, se adoptó la edad de la isócrona que mejor ajusta las características del diagrama color-magnitud (CM) (Figuras 1-3).
- Finalmente, los resultados obtenidos se presentan en la Tabla 2. Para mayores detalles sobre el procedimiento de descontaminación de los diagramas CM y la obtención de resultados ver Palma et al. (2013).

Tabla 1: Muestra seleccionada de cúmulos estudiados. ^BObtenidos del catálogo de Bica et al. (2008)

Cúmulo	α_{2000} (h m s)	δ_{2000} ($^{\circ}$ ''')	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	Diámetro aparente ^B ($'$)
BS 126	01 04 49	-71 32 42	301.4	-45.5	0.60
K 27,L 36	00 48 13	-73 51 46	303.2	-43.2	1.70
B 9,K 14,L 18	00 37 13	-72 57 53	304.4	-44.1	0.45

3. Análisis de los resultados

BS 126 es un cúmulo compacto sin estudios previos, por lo que la presente constituye la primera estimación de sus parámetros fundamentales. Si bien el diagrama CM observado muestra cierta dispersión en la secuencia principal, en el diagrama descontaminado de la Figura 1 resulta claro que se trata de un cúmulo relativamente joven.

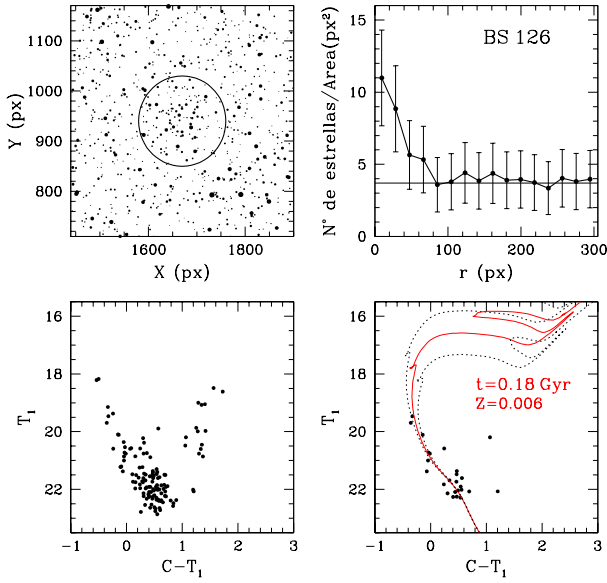


Fig. 1: Mapa de las estrellas observadas en la región de BS 126 (izquierda arriba), en donde el círculo corresponde al radio adoptado. Perfil radial obtenido (derecha arriba), en el cual la línea recta representa el nivel de fondo estelar lejos del cúmulo. Diagramas CM observado (izquierda abajo) y descontaminado (derecha abajo). La línea roja corresponde a la isócrona que mejor ajusta el diagrama. Las líneas negras punteadas corresponden a isócronas obtenidas teniendo en cuenta los errores asociados al mejor ajuste.

El cúmulo K 27 se encuentra proyectado en una región densamente poblada y presenta un par de estudios previos. Rafelski & Zaritsky (2005) estimaron una edad de 1.25×10^9 años y una metalicidad de -0.72, en buen acuerdo con los presentes resultados, mientras que Glatt et al. (2010) reportaron 0.5×10^9 años y $E(B-V) = 0.08$. Si bien el diagrama CM presenta una fuerte contaminación por estrellas de campo y una gran dispersión en la secuencia principal (Figura 2), tanto el “clump” como la rama subgigante demuestran que se trata de un cúmulo de edad intermedia.

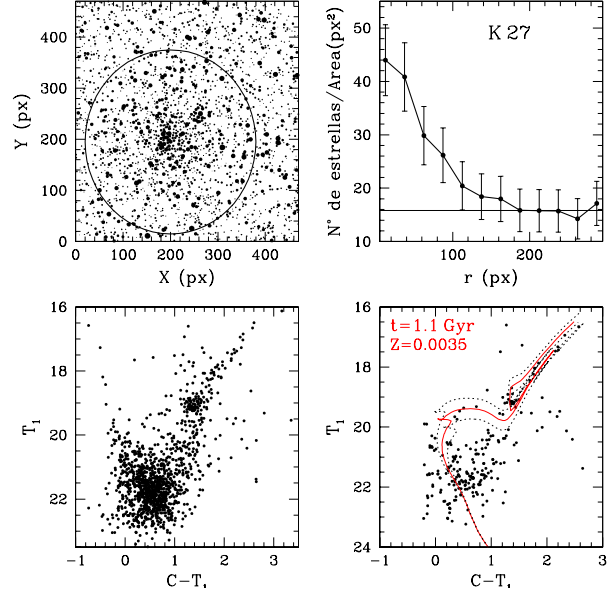


Fig. 2: Idem Figura 1 para el cúmulo K 27

B 9 es un cúmulo débil y compacto para el que Rafelski & Zaritsky (2005) determinaron una edad máxima de 0.1×10^9 años y una metalicidad de -0.72. No obstante la importante dispersión existente en la secuencia principal del diagrama CM observado, el diagrama descontaminado presenta las características típicas de un cúmulo con una edad levemente mayor que la reportada por Rafelski & Zaritsky (2005) (Figura 3).

Tabla 2: Resultados obtenidos. ¹Rafelski & Zaritsky (2005). ²Glatt et al. (2010)

Cúmulo	E(B-V)	Radio ($'$)	Edad ($\times 10^9$ años)	[Fe/H]
BS 126	0.03	0.40	$0.18^{+0.10}_{-0.07}$	$-0.54^{+0.31}_{-0.30}$
K 27 ^{1,2}	0.02	0.80	$1.1^{+0.3}_{-0.2}$	$-0.78^{+0.16}_{-0.24}$
B 9 ¹	0.03	0.31	$0.56^{+0.15}_{-0.06}$	$-0.47^{+0.14}_{-0.15}$

4. Conclusiones

Se presentan por primera vez diagramas CM ($C - T_1$, T_1) de los cúmulos estelares BS 126, K 27 y B 9 (=L14), todos débiles y concentrados de la NmM. Estos tres objetos forman parte de un proyecto general de observación

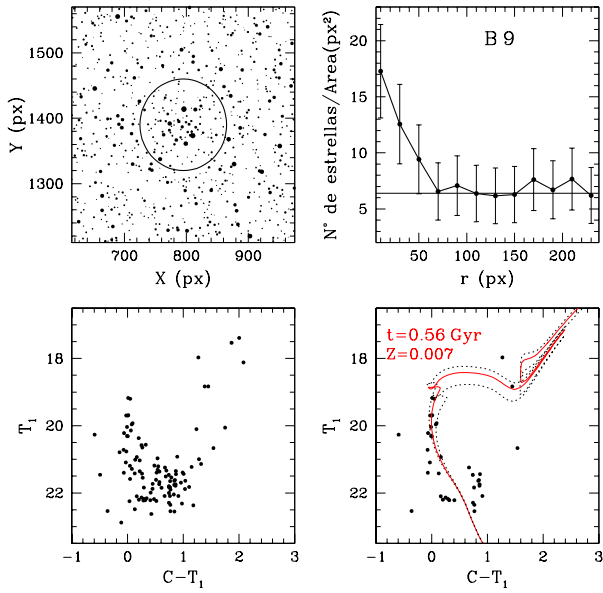


Fig. 3: Idem Figura 1 para el cúmulo B 9

sistemática y homogénea de cúmulos estelares en esta galaxia, usando los filtros C y T_1 del sistema fotométrico de Washington. BS 126 no registra estudios previos de manera que los presentes resultados constituyen los primeros y únicos en su especie. En base a los datos recogidos con el telescopio “V́ctor Blanco” de 4 m del Observatorio de Cerro Tololo (Chile), se determinaron radios angulares aproximados, enrojecimientos, edades y metalicidades de los tres cúmulos (Tabla 2). La utilizaci3n del conjunto de is3cronas de Bressan et al. (2012), calculadas para el sistema fotométrico de Washington, han permitido disminuir significativamente los errores asociados a las metalicidades inferidas a partir de los correspondientes ajustes de los diagramas CM. BS 126 y B 9 resultaron ser cúmulos moderadamente jóvenes con una metalicidad típica de $[Fe/H] = -0.5$, en tanto que K 27 es sin lugar a dudas un cúmulo de edad intermedia (1.1×10^9 años) más pobre en metales que los anteriores ($[Fe/H] = -0.8$). En este proyecto se espera poder caracterizar una muestra de aproximadamente 30 cúmulos de la NmM observados con el mismo telescopio e igual configuraci3n instrumental, muchos de los cuales no registran estudios previos.

Referencias

- Bica E., et al., 2008, MNRAS, 389, 678
 Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
 Burstein D., Heiles C., 1982, AJ, 87, 1165
 Geisler D., 1996, AJ, 111, 480
 Geisler D., Sarajedini A., 1999, AJ, 117, 308
 Glatt K., Grebel E. K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
 Palma T., et al., 2013, A&A, 555, A131
 Rafelski M., Zaritsky D., 2005, AJ, 129, 2701
 Stetson P. B., 1987, PASP, 99, 191



Determinación de parámetros físicos y geométricos de núcleos pre-estelares de gran masa

H. P. Saldaño¹ & M. Gómez¹

¹Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC)

Contacto/ HPS: hugosaldaño@oac.uncor.edu

Resumen / En esta contribución se presenta el modelado de los perfiles de intensidad de 10 objetos jóvenes de gran masa (cores), seleccionados de catálogos de la literatura. Estos perfiles son obtenidos de imágenes del instrumento PACS del telescopio espacial Herschel en las bandas de 70 y 160 μm . Además para cada objeto se construye la correspondiente Distribución Espectral de Energía (SED), empleando flujos de WISE y Herschel. Se aplica el código DUSTY para el modelado tanto de los perfiles de intensidad como de las SEDs. Este modelado conjunto permite estimar los parámetros de las envolventes de estos objetos jóvenes de gran masa y caracterizar las etapas iniciales de formación de los mismos, lo cual contribuye a un mejor entendimiento de estos objetos masivos extremadamente jóvenes.

Abstract / In this work we model the intensity profiles of 10 massive young stellar objects (cores), taken from catalogues of the literature. These profiles are derived from images at 70 and 160 μm obtained with the PACS instrument of the Herschel spatial telescope. In addition for each object we construct the corresponding Spectral Energy Distribution (SED), using WISE and Herschel fluxes. We apply the DUSTY code to model both the intensity profile and the SED. This combined modeling allows to estimate parameters of the envelopes for these young massive objects and to characterize the initial stages of their formation process which, in turn, provides a better understanding of the extremely young massive stars.

Keywords / stars: formation — stars: early-type — stars: massive — stars: protostars

1. Introducción

Las estrellas masivas se forman en regiones muy densas ($n \sim 10^{3-6} \text{ cm}^{-3}$), frías ($T < 30 \text{ K}$) y de gran masa ($M \sim 8-1000 M_{\odot}$), conocidas como *cores* o núcleos pre-estelares (Chambers et al., 2009). Muchos de estos objetos, en sus estados evolutivos muy tempranos, son fuentes muy intensas en el infrarrojo lejano (flujos $\geq 100 \text{ Jys}$ cerca de las 100 μm), muy débiles o casi imperceptibles en el infrarrojo medio, y de simetría casi esférica.

En este trabajo se presenta el análisis de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) y de los perfiles de intensidad en 70 y 160 μm de una muestra de 10 de estos núcleos pre-estelares. Este análisis permite estimar parámetros de la envolvente pre-estelar tales como: radios (interno y externo), masa y temperatura, y por lo tanto caracterizar el sitio donde se encuentran embriones proto-estelares, una etapa muy incipiente de su formación, los cuales podrían dar nacimiento a una o algunas estrellas masivas.

2. Muestra

Para construir la muestra se seleccionaron 8 núcleos del catálogo de Beltrán et al. (2006), asociados a fuentes IRAS, los cuales fueron observados en 1,2 mm, y 2 núcleos previamente estudiados por Crimier et al. (2010), OMC2–FIR4 y Serpens–FIRS1.

Los núcleos tomados del trabajo de Beltrán et al.

(2006), son objetos en proceso de formación, observados en la banda de la molécula de CS, trazadora de alta densidad. Poseen contrapartes en las bandas de WISE*, en tanto que no son detectadas en el infrarrojo cercano o son demasiado débiles. Algunos de ellos están asociados con más de una subestructura (subnúcleos) densa y masiva, detectadas también en el continuo milimétrico. Las masas de estos núcleos están estimadas entre ~ 20 a $500 M_{\odot}$, con luminosidades $\sim 10^{3-4} L_{\odot}$ y tamaños entre 0.1 y 1 pc.

Crimier et al. (2010) modelaron las SEDs y los perfiles de intensidad en 350, 450 y 800 μm de OMC2–FIR4 y Serpens–FIRS1. Para la construcción de las SEDs utilizaron los flujos de IRAS en 60 y 100 μm , tomados de literatura o del catálogo de IRAS (*IRAS Point Source Catalog v2.0*), los cuales resultaron estar sobre-estimados en varios órdenes de magnitud con relación a los realmente emitidos por las fuentes. En esta contribución se emplearon los flujos en las bandas de Herchel, de considerable mayor resolución y sensibilidad que IRAS, por lo cual las SEDs presentadas y modeladas son más representativas de estos objetos y, por lo tanto, permiten derivar parámetros confiables para los mismos.

* <http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/wise.html>

3. Datos observacionales

Los datos crudos de PACS y SPIRE del telescopio Herschel fueron reducidos con el software *Herschel Interactive Processing Environment* (HIPE**). Los flujos en las bandas de PACS y SPIRE (70, 160, 250, 350 y 500 μm) fueron determinados a través de la fotometría de apertura. Las aperturas medias usadas en cada banda fueron de $\sim 12, 15, 25, 30, 35''$, respetivamente. Se aplicaron las correspondientes correcciones por apertura y color a los flujos de PACS y SPIRE.

El software HIPE fue empleado, además, para determinar los perfiles de intensidad radiales normalizados en las bandas de PACS, en 70 y 160 μm . Para la determinación de cada perfil radial final se promediaron varios perfiles individuales unidimensionales tomados en diferentes direcciones desde el centro de la fuente. La principal incerteza del perfil adoptado de cada fuente depende del grado de apartamiento de simetría circular.

Las SEDs de las 10 fuentes fueron construidas con los flujos obtenidos de las imágenes de PACS y SPIRE. También se usó el flujo en la banda W4(22 μm) del telescopio espacial WISE, el cual fue tomado de la base de datos del mismo. Los paneles de la Figura 1 muestran, como ejemplos, las SEDs y los perfiles de intensidad en 70 ó 160 μm de tres fuentes de la muestra: IRAS08140–3559, IRAS09026–4842 y OMC2–FIR4, respetivamente.

4. Método

Las SEDs y los perfiles de intensidad normalizados fueron modelados con el código DUSTY (Ivezić & Elitzur, 1997). Este código resuelve la ecuación de transporte radiativo 1-D en un medio de polvo que envuelve a una fuente central, la cual emite como un cuerpo negro, cuya radiación es absorbida, dispersada y re-emitida por el polvo de la envolvente. Esta envolvente tiene una densidad que sigue una ley de potencia cuyo exponente es p , un camino óptico total en 100 μm , τ_{100} y un tamaño relativo dado por $Y = r_{ext}/r_{in}$, siendo r_{ext} y r_{in} los radios externos e interno de la misma.

Para ajustar los datos observados se construyó una grilla o librería de $\sim 48\,000$ modelos, cuyo set de parámetros de entrada se resumen en la Tabla 1***. La temperatura de la fuente central y la del radio interno de la envolvente son parámetros considerados fijos, con valores de 15 000 y 300 K, respetivamente, ya que los parámetros determinados no dependen sensiblemente de estos valores (Crimier et al., 2010). Los perfiles de intensidad de cada modelo fueron convolucionados con perfiles de estrellas estándares del telescopio Herschel a fin de poder ser comparadas con las observaciones.

Dado que se trata de fuentes extremadamente jóvenes, se consideró que las partículas de polvo de la envolvente estén cubiertas por una capa de hielo. Esto se refleja en la opacidad del polvo, tomada del trabajo de Ossenkopf & Henning (1994).

** <http://www.cosmos.esa.int/web/herschel/data-processing-overview>

*** Cada modelo o set de parámetros consiste en una SED y dos perfiles de intensidad teóricos en 70 y 160 μm .

Tabla 1: Rangos de parámetros de entrada para el código DUSTY

Parámetros	Rangos	Pasos
p	0.0 - 3.0	0.1
Y	100 - 3100	100
τ_{100}	0.1 - 5.0	0.1

5. Resultados

A continuación se presenta en la Tabla 2 los parámetros que mejor reproducen simultáneamente las SEDs y los perfiles de intensidad en 70 o en 160 μm de cada una de las fuentes. En la Tabla 3 se indican los parámetros físicos derivados del modelado, tales como el radio interno, el radio externo, la temperatura y la masa de la envolvente.

Tabla 2: Parámetros de los mejores ajustes

Fuentes	d (pc)	L (L_{\odot})	τ_{100}	p	Y
IRAS 08140–3559	3800	4000	1.0	0.9	100
IRAS 08477–4359	1800	650	0.3	0.0	600
IRAS 08563–4225	1700	3100	0.6	0.6	300
IRAS 08589–4714	1500	1200	0.2	0.0	200
IRAS 09026–4842	1900	2000	0.3	1.1	300
IRAS 09209–5143	6400	17000	0.2	0.8	200
IRAS 10019–5712	1800	2200	0.1	0.5	300
IRAS 10038–5705	6000	15000	0.2	0.0	100
OMC2–FIR4	437	180	2.0	0.0	100
Serp–FIRS1	230	33	1.6	1.3	300

Tabla 3: Parámetros físicos calculados

Fuentes	r_{in} (UA)	r_{ext} (pc)	$T(r_{ext})$ (K)	M_{envol} (M_{\odot})
IRAS 08140–3559	208	0.10	21	91
IRAS 08477–4359	66.4	0.19	12	260
IRAS 08563–4225	151	0.22	17	124
IRAS 08589–4714	90.6	0.09	19	36
IRAS 09026–4842	133	0.19	17	54
IRAS 09209–5143	364	0.35	20	240
IRAS 10019–5712	124	0.18	19	48
IRAS 10038–5705	323	0.16	26	114
OMC2–FIR4	37.8	0.02	20	16
Serp–FIRS1	22.5	0.03	13	4.6

6. Discusión

Se realizaron ajustes simultáneos de SEDs y perfiles de intensidades de 10 núcleos densos y masivos, catalogados como objetos en proceso de formación. Se determinó que los tamaños de las envolventes van desde $\sim 0,02$ hasta 0,3 pc. Todas ellas con temperaturas entre 10 y 30 K. La mayoría de las envolventes tienen masas superiores a los 15 M_{\odot} y la mitad de ellas poseen masas mayores a las 100 M_{\odot} . Las masas de la mayoría de los núcleos asociados a fuentes IRAS son similares a las determinadas por Beltrán et al. (2006) en el continuo en 1.2 mm.

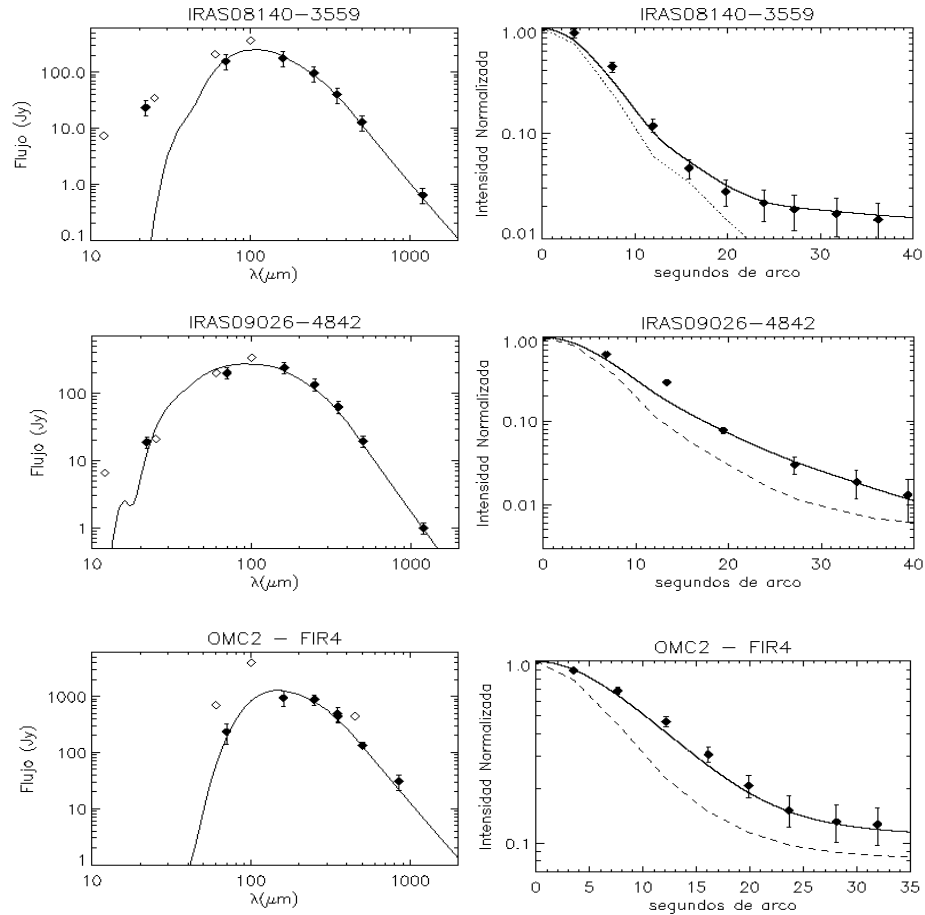


Fig. 1: Ajuste de las SEDs y perfiles intensidad de las fuentes IRAS08140-3559 (*arriba*), IRAS09026-4842 (*medio*) y OMC2-FIR4 (*abajo*). Los datos observacionales, usados en el modelado, se presentan con rombos llenos. En las SEDs de las dos fuentes IRAS, además de los flujos de PACS y SPIRE, se emplearon los flujos en 1.2 mm de Beltrán et al. (2006). En el caso OMC2-FIR4 se usaron los flujos en 350, 450 y 800 μm de Crimier et al. (2010), no obstante, el flujo en 450 μm fue considerado como límite superior. Tanto este flujo como los flujos de IRAS son indicados con rombos vacíos. En línea continua se muestran los mejores ajustes tanto en las SEDs como en los perfiles de intensidad. Los perfiles de intensidad de la primera y tercera fuentes corresponden al perfil en 70 μm , mientras que el perfil de la segunda fuente es en 160 μm . En línea de a trazos se muestran los perfiles de intensidad instrumentales, usados en la convolución.

En el caso del núcleo de la fuente IRAS 08140-3559, todos los flujos fueron ajustados satisfactoriamente en la SED, a excepción del flujo en 22 μm (ver Figura 1). Esto podría deberse al hecho de que la emisión en estas longitudes de onda corresponden a estructuras internas y calientes, tales como discos circunestelares, o cavidades bipolares, las cuales no son modeladas por el código DUSTY (Crimier et al., 2010). Esta hipótesis estaría apoyada por las imágenes en 70 y 22 μm , de Herschel y WISE, las cuales evidencian una estructura que podría corresponder a un flujo bipolar, responsable de la emisión en 22 μm . En el caso de los núcleos de las restantes fuentes IRAS, ha sido posible modelar el flujo en 22 μm . Esto, en conjunto con el hecho de que las imágenes en 22 y 70 μm son bastante circulares, indicaría que la suposición de una envoltura esférica de gas y polvo sería válida para estas fuentes, por lo cual podrían encontrarse en una etapa aún más temprana que IRAS08140-3559, dado que aún no evidenciarían las cavidades bipolares en las mismas.

Como se mencionó anteriormente, Crimier et al. (2010) utilizaron los flujos de IRAS para modelar las SEDs de OMC2-FIR4 y Serp-FIRS1 (Figura 1), sobreestimando los valores de las luminosidades y las masas de las envolturas. En el presente análisis, al utilizar imágenes de mayor resolución y sensibilidad, fue posible reajustar los parámetros de los modelos y así determinar mejor los valores de ambos parámetros. En el caso de OMC2-FIR4, la luminosidad resultó ser un orden de magnitud menor y la masa de la envoltura la mitad de la masa determinada por estos autores.

Referencias

- Beltrán M. T., et al., 2006, A&A, 447, 221
- Chambers E. T., et al., 2009, AJSS, 181, 360
- Crimier N., et al., 2010, A&A, 516, 102
- Ivezic Z., Elitzur M., 1997, MNRA, 287, 799
- Ossenkopf V., Henning T., 1994, A&A, 291, 943



Estrellas Bn: discontinuidad de Balmer, parámetros fundamentales y colores infrarrojos

Y.R. Cochetti^{1,2}, M.L. Arias^{1,2}, L. Cidale^{1,2}, A. Granada³ & J. Zorec⁴

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

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

³ Geneva Observatory, University of Geneva, Maillettes 51, CH-1290 Sauverny, Switzerland

⁴ UPMC-CNRS, UMR7095, Institut d'Astrophysique de Paris, F-75014, Paris, France

Contacto/ YRC: cochetti@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas Bn son estrellas de tipo espectral B, generalmente de secuencia principal, que se caracterizan por presentar líneas de hidrógeno muy anchas en absorción. El ensanchamiento de sus líneas es originado por las altas velocidades de rotación. Sabemos que la rotación rápida es probablemente un factor esencial en el desarrollo del fenómeno Be: estrellas B con alta rotación y líneas de hidrógeno en emisión, que presentan una envoltura extendida. Es por ello que resulta interesante analizar a las estrellas Bn en un contexto más amplio que abarque a las Be, con el fin de investigar sus propiedades, el posible vínculo entre la formación de envolturas y la rotación, y las condiciones que definen la presencia de líneas en emisión.

En el presente trabajo estudiamos una muestra de espectros de la región del salto de Balmer de 62 estrellas Bn y 70 estrellas Be. Analizamos en ellos la presencia y la intensidad de la segunda discontinuidad de Balmer, la cual está estrechamente vinculada a la envoltura circumestelar, su correlación con la velocidad de rotación proyectada, $V \sin(i)$, y con los parámetros fundamentales de las estrellas. Estudiamos también la distribución de ambos grupos de objetos en distintos diagramas color-color, construidos con datos IR, a fin de generar métodos para clasificarlos en regiones altamente oscuras.

Nuestro estudio sugiere que las estrellas Bn constituyen la contraparte tardía de las estrellas Be. La alta velocidad de rotación proyectada, el análisis de la distribución en tipos espectrales de ambos grupos y la presencia de estrellas Bn con una segunda discontinuidad de Balmer en absorción, aportan evidencias en esta dirección.

Abstract / Bn stars are mainly main sequence objects with B spectral types, that display in their spectra broad hydrogen lines in absorption. This line broadening is originated by high rotational velocities. We know that high rotation is probably an essential factor in the development of the Be phenomenon: B stars with high rotational velocity and hydrogen lines in emission, which present an extended envelope. Thus, it is interesting to analyze Bn stars in a broader context, that includes Be stars, with the purpose of investigating their properties, the link between the formation of the envelopes and rotation, and the conditions which define the presence of emission lines.

In this work we study a sample of 62 Bn star and 70 Be star spectra in the Balmer jump region. We analyze the presence and intensity of the second Balmer discontinuity, which reveals the existence of circumstellar material, its correlation with the projected rotational velocity, $V \sin(i)$, and the fundamental parameters of the stars. We also study the distribution of both groups in different infrared color-color diagrams, to generate methods to classify them in highly obscured regions.

Our study suggests that Bn stars are the late counterpart of Be stars. The high projected rotational velocity, the spectral type distribution in both groups, and the presence of Bn stars with a second Balmer discontinuity in absorption, related with dense material close the photosphere, provide evidence that support this hypothesis.

Keywords / Circumstellar matter — stars: emission-line, Be — stars: fundamental parameters

1. Introducción

Las estrellas Bn son, al igual que las estrellas Be, altos rotadores. Al ser detectadas por el ensanchamiento de sus líneas, podríamos pensar que todas las estrellas Bn están vistas desde el plano del Ecuador, a diferencia de las estrellas Be que, por detectarse sus líneas en emisión pueden observarse para distintos valores de su ángulo de inclinación. Por otro lado, las estrellas Bn tienen subtipos espectrales más tardíos que las estrellas Be, por lo que es posible que el H en sus envolturas esté prácticamente neutro, siendo poco probable la formación de líneas de

emisión por recombinación.

Una estrella Be con velocidad de rotación proyectada alta, que perdiera temporalmente su envoltura, podría ser confundida con una estrella Bn. De la misma manera, una estrella Bn podría transformarse en Be si se le detectaran líneas en emisión. Dado que la rotación rápida es un factor esencial en la producción del fenómeno Be, y que hay un déficit de estrellas Be de tipos espectrales tardíos, resulta interesante analizar el grupo de las estrellas Bn, con la idea de discutir si éstas podrían presentar una fenomenología similar a las Be y/o encontrarse en una fase anterior al fenómeno Be.

2. Propuesta

Sabemos que muchas estrellas Be presentan una segunda discontinuidad de Balmer (DB). Esta discontinuidad, que puede estar en emisión o absorción, se forma en regiones de menor densidad que la fotosfera y está relacionada con la presencia de una envoltura extendida. No existen reportes sobre la presencia de esta segunda DB en el caso de las estrellas Bn. En el presente trabajo realizamos un estudio comparativo de las estrellas Bn y Be en la región del salto de Balmer. Analizamos en sus espectros la presencia y la intensidad de la segunda DB y su correlación con la velocidad de rotación proyectada $V \text{ sen}(i)$ y los parámetros fundamentales de las estrellas, con el fin de encontrar un posible vínculo entre ambos grupos de objetos. Estudiamos también la distribución de ambos grupos de objetos en distintos diagramas color-color, construidos con datos IR, a fin de generar métodos para clasificarlos en regiones altamente oscurecidas.

3. Metodología

Para la realización del trabajo contamos con un conjunto de espectros de 62 estrellas Bn y 70 estrellas Be galácticas, obtenidos con el espectrógrafo Boller & Chivens de CASLEO. Los espectros fueron reducidos usando el paquete de tareas IRAF.

Para determinar los parámetros fundamentales de las estrellas, se utilizó el método de clasificación BCD (Barbier-Chalonge-Divan), basado en mediciones directas de la DB y las calibraciones dadas por Zorec (1986); Zorec & Briot (1991); Zorec et al. (2009). Los parámetros que caracterizan a este sistema son D , λ_1 , Φ_{uv} y Φ_{rb} . D es la altura de la discontinuidad de Balmer en 3700 Å, λ_1 es la posición espectral media del salto respecto a 3700 Å, Φ_{uv} y Φ_{rb} están relacionados con el gradiente de color Φ , siendo Φ_{uv} el gradiente del continuo de Balmer en el cercano UV y Φ_{rb} el gradiente del continuo de Paschen en el intervalo 4000–6200 Å. El sistema BCD tiene la ventaja de que sus parámetros no están afectados por extinción interestelar ni absorción circunestelar, lo cual resulta relevante para estrellas con envoltura extendida como las Be. Los parámetros de la clasificación BCD y los parámetros fundamentales obtenidos, fueron determinados con el código desarrollado por la Lic. Aidelman y aplicado en Aidelman et al. (2012).

Los valores de $V \text{ sen}(i)$ utilizados para los objetos de la muestra fueron determinados previamente por autores de este trabajo, o extraídos de diferentes fuentes de la literatura. Se extrajeron, además, valores de los colores infrarojos de la base de datos WISE, para las bandas W1 (3.4 μ m), W2 (4.6 μ m), W3 (12 μ m) y W4 (22 μ m).

4. Resultados obtenidos

4.1. Parámetros fundamentales

En las figuras, el valor d representa la intensidad de la segunda DB, siendo negativo cuando está en absorción, positivo en emisión y 0 si no se observa. En la Fig. 1 se observa que tanto las estrellas Bn como Be que presentan la segunda DB en absorción muestran $V \text{ sen}(i)$ mayores

a 200 km/s en la mayoría de los casos, mostrando la tendencia esperada según el modelo de disco Kepleriano. En cambio, las estrellas que presentan la segunda DB en emisión, todas Be, presentan una mayor dispersión en los valores de $V \text{ sen}(i)$, encontrándose muchas con el salto en emisión y valores altos de $V \text{ sen}(i)$. Para las estrellas que no presentan una segunda DB, los valores más bajos de $V \text{ sen}(i)$ se observan para las estrellas Be.

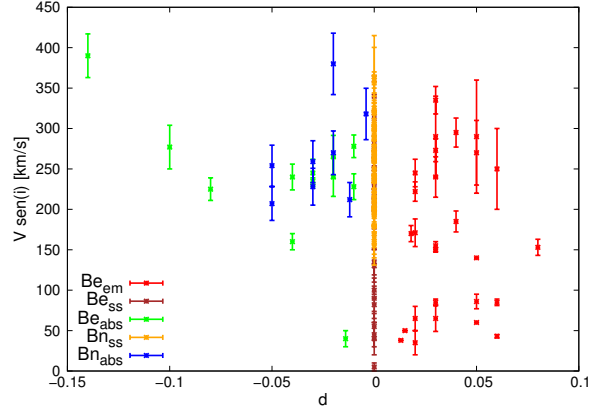


Fig. 1: Intensidad de la segunda DB vs. $V \text{ sen}(i)$.

En la Fig. 2 se observa que las estrellas que muestran la segunda DB en absorción tienen, en general, T_{eff} menores que las otras. Para las estrellas Be con salto en emisión se observa que, a mayor temperatura efectiva, aumenta la intensidad de la segunda DB. Además se observa que los valores de T_{eff} son más bajos en las estrellas Bn, en concordancia con sus tipos espectrales.

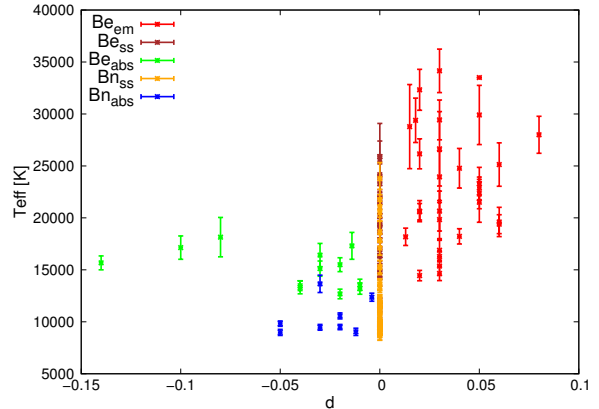


Fig. 2: Intensidad de la segunda DB vs. T_{eff} .

En la Fig. 3 se observa que en las estrellas Bn los valores de $\log g$ se encuentran concentrados hacia valores altos, salvo en una de las estrellas con la segunda DB en absorción. Para las estrellas Be se observa una mayor dispersión. No se observa ninguna correlación entre la segunda DB y $\log g$. En la Fig. 4 se observa la distribución de los objetos de la muestra según sus tipos espectrales.

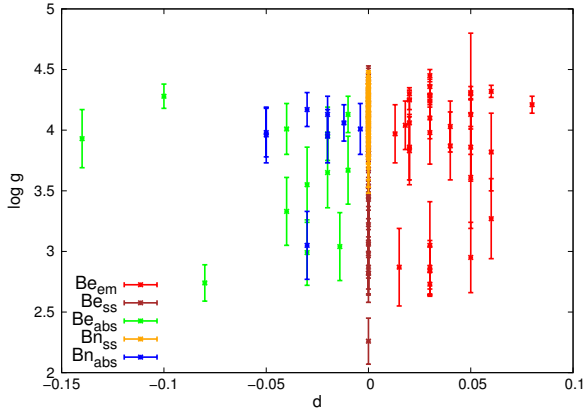


Fig. 3: Intensidad de la segunda DB vs. $\log g$.

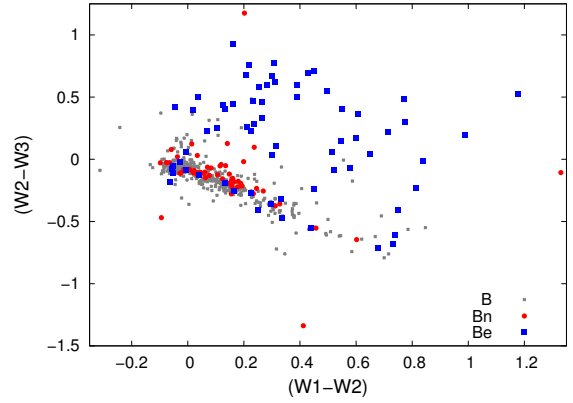


Fig. 5: Diagrama $(W1-W2)$ vs. $(W2-W3)$.

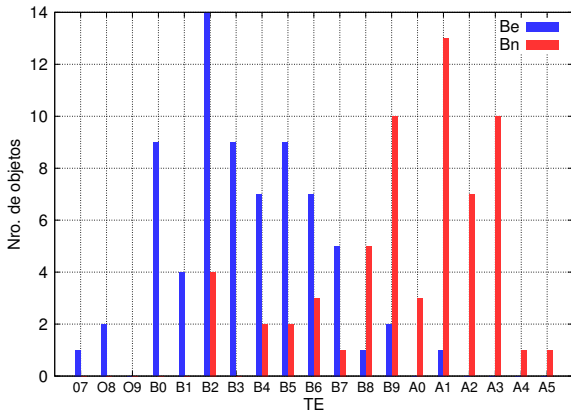


Fig. 4: Histograma según tipos espectrales.

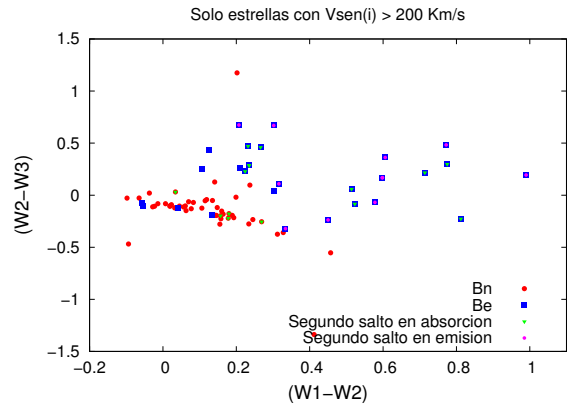


Fig. 6: Diagrama $(W1-W2)$ vs. $(W2-W3)$, diferenciando aspecto del salto.

4.2. Colores IR

En las Figs. 5 y 6 se muestra un diagrama color-color para las bandas W1, W2 y W3 ($3.4, 4.6, 12 \mu m$). En la Fig. 5 se observa que las estrellas B normales se ubican en una región bien definida, sobre la que se ubican también las estrellas Bn. Las estrellas Be se encuentran en una región más amplia, probablemente por cambios en sus colores causados por la envoltura extendida. En la Fig. 6, se muestran los datos de estrellas con $V \text{ sen}(i) > 200 \text{ km/s}$, a fin de quedarnos solamente con objetos vistos desde el plano del ecuador. Se observa que la dispersión en los colores de las estrellas Be se mantiene, evidenciándose también una separación entre las estrellas que presentan una segunda discontinuidad, y las que no. En el caso de las estrellas Bn, tanto las que presentan la segunda DB en absorción como las que no la presentan se ubican en la misma zona, indicando que, en caso de existir una envoltura, esta sería muy compacta.

5. Conclusiones

Nuestro estudio sugiere que las estrellas Bn constituyen la contraparte tardía de las estrellas Be. La alta velocidad de rotación proyectada, el análisis de la dis-

tribución en tipos espectrales de ambos grupos y la presencia de estrellas Bn con una segunda DB en absorción vinculada con material denso próximo a la fotosfera, aportan evidencias en esta dirección. Este resultado indicaría que ambos subgrupos de objetos comparten un fenómeno que se manifiesta con diferente intensidad y cuyo origen es similar.

Referencias

Aidelman Y., et al., 2012, *A&A*, 544, A64
 Zorec J., 1986, *Structure et rotation differentielle dans les etoiles B avec et sans emission*
 Zorec J., Briot D., 1991, *A&A*, 245, 150
 Zorec J., et al., 2009, *A&A*, 501, 297



Estrellas de carbono galácticas en el VVV

D.C. Merlo¹

Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba (Argentina)

Contacto/ merlo@oac.uncor.edu

Resumen / Uno de los rasgos que caracterizan a las estrellas de carbono es su variabilidad, la cual depende del estado evolutivo y de su masa. Por lo tanto, el estudio de la misma resulta relevante para poder explicar los procesos físicos que tienen lugar en sus atmósferas. El relevamiento VVV provee una excelente oportunidad para llevar adelante este análisis, ya que permite disponer de fotometría infrarroja profunda multiépoca para construir curvas de luz de alta calidad.

En este trabajo presentamos un procedimiento implementado para identificar estrellas de carbono galácticas dentro del área de cobertura del VVV y los primeros resultados obtenidos en el mismo.

Abstract / One of the characteristics of carbon stars is their variability, which depends on the evolutionary state and mass. Therefore, the study of this property is relevant to explain the physical processes occurring in their atmospheres. The VVV survey provides an excellent opportunity to carry out this kind of analysis, as it allows to have deep infrared multi-epoch photometry in order to build high-quality light-curves.

Here we present an implemented method for identifying galactic carbon stars within the coverage area of VVV and the first results obtained.

Keywords / Astronomical databases: surveys – stars: carbon – infrared: stars

1. Introducción

1.1. Las estrellas de carbono (CS)

Las CS son estrellas gigantes frías evolucionadas que presentan material circumestelar. Este estadio evolutivo, característico de las estrellas de masa intermedia, resulta importante en la evolución química de la galaxia.

En sus fotosferas se encuentran presentes compuestos de carbono debido al fenómeno de “dragado” desde el interior estelar. Al momento de iniciar la estrella su etapa de AGB, ya ha fabricado en su interior una cantidad importante de ¹²C y ¹⁴N, y en el transcurso de la misma generará una amplia variedad de elementos pesados (que incluyen desde Sr hasta Pb), los cuales gran parte de ellos serán transportados convectivamente hacia las capas superficiales, lo que se evidencia en la sobreabundancia de C y otros elementos en sus fotosferas (Alksne et al., 1991).

Las bandas moleculares C₂ de Swan dominan el espectro óptico de estas estrellas, estando presentes también el C₃, CN, CH, SiC₂, CaII y líneas intensas del doblete NaD*.

Uno de los fenómenos característicos de estos objetos es su variabilidad, que depende del estado evolutivo y la masa de los mismos, entre otros parámetros. Por lo tanto, el estudio de la variabilidad de estos objetos resulta importante ya que permitiría explicar las propiedades físicas y los procesos que tienen lugar en sus atmósferas como así también determinar su estadio evolutivo (Alksne

et al., 1991).

Debido al proceso de pérdida de masa que tiene lugar en estos objetos, el medio interestelar se enriquece y contribuye a la formación de nuevas estrellas y planetas e, incluso, las moléculas más grandes (formadas en el material circumestelar) pueden iniciar el desarrollo de la vida (Wallerstein & Knapp, 1998).

1.2. Vista Variables in the Via Lactea (VVV)

El VVV es un relevamiento IR público multiépoca profundo en las bandas J (1.25 mm), H (1.65 mm), Ks (2.15 mm), Y (1.02 mm) y Z(0.88 mm), además de 1.18 mm, que utiliza el telescopio VISTA de 4.1 m (Cerro Paranal, Chile) para analizar en detalle el “bulbo” de la Vía Láctea y una sección adyacente del plano medio de la misma, donde es muy activa la formación estelar.

Hasta el momento lleva adquirida ~2000 horas de exposiciones, incluyendo ~10⁹ fuentes puntuales en un área de 520 grados cuadrados, 33 cúmulos globulares conocidos y ~350 cúmulos abiertos (Saito et al., 2010), disponiendo de ~50 épocas en la región del “bulbo” y ~40 épocas en la región del “disco” (Minniti et al., 2010) (ver Fig. 1). El producto final será un atlas y un catálogo de ~10⁶ fuentes puntuales variables, que producirá –entre otras cosas– un mapa 3-D de la región, utilizando indicadores de distancia muy precisos (Minniti et al., 2010).

* Berlind, P., “Carbon Stars”, página web recuperada el 8/9/2014, <http://www.cfa.harvard.edu/~pberlind/atlas/htmls/cstars.html>

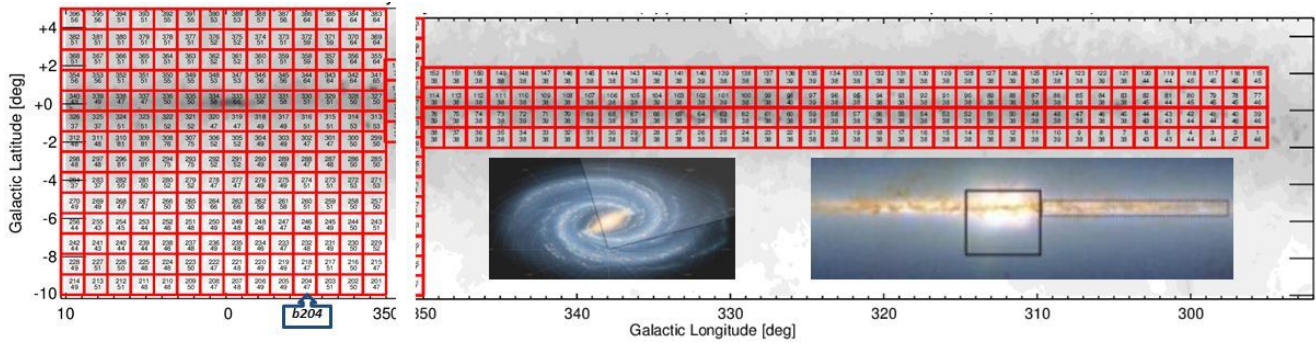


Fig. 1: Progreso y distribución de las baldosas (*tiles*) en el VVV (izq. “bulbo”, der. “disco”), hasta el 17/05/2014, realizado por la Dra. Maren Hempel (PUC-Chile) (Minniti et al., 2010) y campo de observación del VVV (Minniti et al., 2010; Saito et al., 2010).

2. Procedimiento de identificación

A partir de las coordenadas de los centros de cada baldosa (*tile*), tanto del “bulbo” como del “disco”**, se construyeron cuadrículas centradas en los mismos y de anchos igual a la separación entre centros consecutivos (para obtener más precisión en la identificación). El campo del “bulbo” está formado por 14 × 14 baldosas, mientras que el disco por 4 × 36 baldosas, como lo muestra la Fig. 1.

Utilizando el Catálogo General de Estrellas de Carbono Galácticas de Alksnis et al. (2001), se identificaron las estrellas pertenecientes a cada uno de los campos del VVV. Primeramente se determinaron a qué zona del campo del VVV pertenecía, teniendo en cuenta sus coordenadas galácticas; la Fig. 1 muestra claramente estos límites. De un total de 6891 objetos, se encontraron 162 (2.4%) en el “bulbo” y 363 (5.3%) en el “disco”. La Fig. 2 muestra la distribución en nuestra galaxia de las CS, como también el campo cubierto por el VVV (en verde) y las estrellas identificadas allí.

Para determinar en qué baldosa se localiza cada una de estas estrellas, el procedimiento inicia con las coordenadas galácticas (*l, b*) de la misma y busca en la grilla de cuadrículas -antes citada- a cuál de ellas pertenece, acotando tanto en *l* como en *b*. La Fig. 3 muestra un histograma construido con las identificaciones realizadas en el “bulbo”.

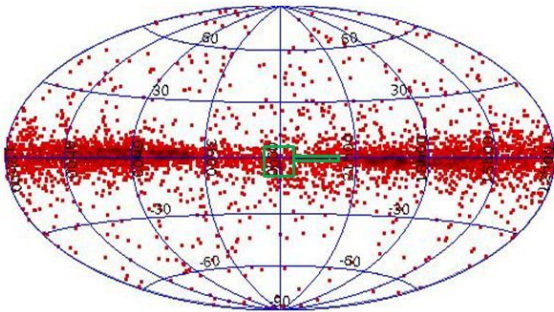


Fig. 2: Distribución galáctica de las CS. La región delimitada en color verde indica el campo del VVV.

** Minniti, D., 2014, comunicación privada.

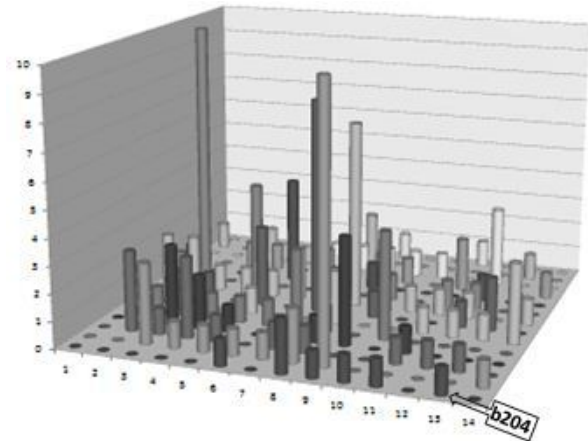


Fig. 3: Histograma de las CS identificadas en la región del “bulbo” del campo del VVV. La flecha indica la baldosa b204 donde se identificó a la estrella CS 1812-3759.

3. Primeros resultados: variabilidad de la estrella CS 1812-3759

Se eligió la estrella pulsante semi-regular 1812-3759 (V^* HR CrA), la cual disponía solamente de los siguientes datos fotométricos: $V_{min}=+13.7$ y $V_{max}=+15.9$ (Kukarkin et al., 1971), la cual fue identificada en la baldosa b204 del “bulbo” (ver Fig. 3). Para ello, primero se descargaron los 52 catálogos de esta baldosa desde la base CASU (en formato *fits* y con $\sim 2 \times 10^5$ fuentes en cada una), uni-época para las bandas J, H, Y y Z y multi-época para los 48 restantes en la banda Ks.

Luego de transformar estos catálogos en tablas ASCII (a través del programa *fitsio.f* allí disponible), se identificó la fuente en cada baldosa. Teniendo en cuenta que las coordenadas de los catálogos del VVV están dadas en J2000, se partió de las coordenadas de la estrella $(\alpha, \delta)_{J2000}=(18^h 12^m 29.6^s, -37^\circ 59' 29'')$ y se construyó una sucesión de cuadrados centrados en estas coordenadas, de tamaños decreciente, partiendo de $1' \times 1'$ y finalizando en $1'' \times 1''$ con pasos de $5''$ de lado. En cada uno de ellos se contaron la cantidad de fuentes estelares que pertenecían al mismo. A medida que los cuadrados se reducían, también

decrecían la cantidad de fuentes estelares, finalizándose el proceso cuando esta cantidad llegaba al menor valor posible. Cuando el número era mayor a 1 (generalmente 2), no necesariamente en el cuadrado de menor tamaño por los errores internos de posicionamiento, se analizaron las coordenadas de las fuentes y se dedujeron cuales de ellas eran de la fuente buscada siguiendo tanto un criterio de proximidad (a la coordenada de referencia) como fotométrico (intervalo de magnitud).

Al respecto conviene comentar que los catálogos del VVV discriminan entre fuentes estelares y no estelares a través de un número entero, cuyo significado se indica a continuación: -1 (fuente estelar), $+1$ (fuente no estelar), 0 (ruido) y -2 (señal de una fuente próxima).

Las magnitudes infrarrojas obtenidas, para una sola época (expresada en $t' = t - 2455307.5$ JD), de la estrella estudiada fueron las siguientes:

$$\begin{aligned} J &= +11,88 \pm 0,01 \quad (t' = 0.107^d) \\ H &= +11,58 \pm 0,01 \quad (t' = 0.000^d) \\ Y &= +16,69 \pm 0,02 \quad (t' = 0.798^d) \\ Z &= +11,28 \pm 0,01 \quad (t' = 0.802^d) \end{aligned}$$

Las Figs. 4 y 5 muestran, respectivamente, las magnitudes K_s multi-época obtenidas y la precisión en el proceso de identificación del objeto en cada baldosa considerada.

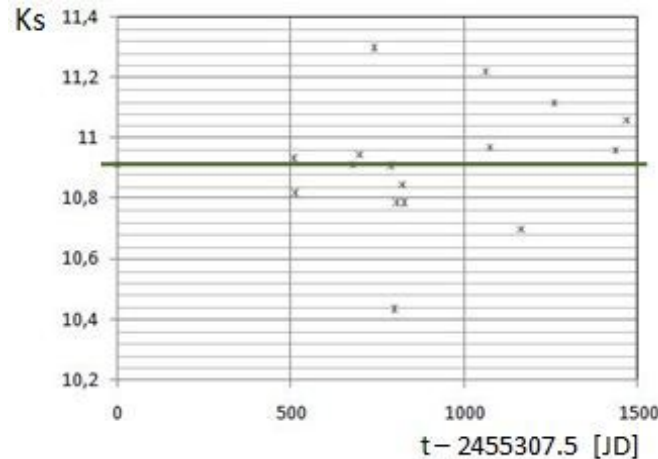


Fig. 4: Variabilidad de la magnitud K_s de la estrella CS 1812-3759 (la línea verde indica $\bar{K}_s = 10.92$), donde las bandas de errores ($\pm 0,01$ mag) se confunden con los marcadores.

4. Conclusiones preliminares y perspectivas

Los resultados muestran el carácter semi-regular (SR) del objeto, con dos probables abrigamientos distanciados 369 días, de los cuales el más intenso ocurrió 50 días después del máximo debilitamiento detectado. Se está trabajando en la procura de otros puntos que mejoren la curva de luz y permita determinar a qué subclase de la SR pertenecería esta estrella.

Asimismo, se automatizó el proceso de adquisición y procesamiento de los catálogos VVV. Trabajos similares

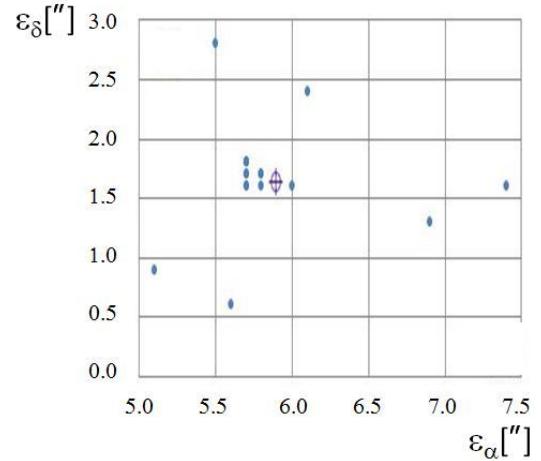


Fig. 5: Errores absolutos en las coordenadas de localización en las baldosas (respecto a las de catálogo), donde el marcador vacío indica los promedios: (5.9;1.7)

al realizado aquí serán llevados adelante con todas las estrellas del Catálogo de Alksnis et al. (2001). Si bien el objetivo general es analizar la variabilidad infrarroja de las CS galácticas, el procedimiento aquí descrito abre nuevas posibilidades para el estudio fotométrico IR en otros tipos de estrellas y eventos astronómicos.

Agradecimientos: Se agradece al Dr. Sebastián Gurovich (IATE & OAC) por toda la disposición e información recibida para el manejo e interpretación de los datos VVV. Asimismo, al Dr. Dante Minniti (PUC) por la presteza en responder a las preguntas formuladas y el envío de datos importantes para este trabajo, y al Dr. Javier Ahumada (OAC) por la interesante discusión acerca de la naturaleza de la estrella analizada. También se agradece al A.S. Omar Silvestro (OAC) por haber brindado información necesaria para la automatización del proceso de descarga y procesamiento de los catálogos VVV. Finalmente, se agradece especialmente al referee anónimo por sus variadas sugerencias que mejoraron la presentación de este trabajo.

Aquí se utilizó la base de datos SIMBAD que funciona en CDS (Strasbourg, Francia).

Referencias

- Alksne Z., Alksnis A., Dzervitis U., 1991, Properties of Galactic Carbon Stars. Orbit Book Co.
 Alksnis A., et al., 2001, Baltic Astronomy, 10, 1
 Kukarkin B. V., et al., 1971, General Catalog of Variable Stars. Moskva: Astronomical Council of the Academy of Sciences in the USSR, Stenberg State Astronomical Institute of the Moscow State University.
 Minniti D., et al., 2010, New Astronomy, 15, 433
 Saito R., et al., 2010, The Messenger, 141, 24
 Wallerstein G., Knapp G. R., 1998, ARA&A, 36, 369



Estudio infrarrojo de los jets estelares MHO 2147/2148

L.V. Ferrero, M. Gómez & G. Gunthardt

Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC-UNC)

Contacto/ LVF: leticia@oac.uncor.edu

Resumen / En esta contribución se presenta un análisis de los jets estelares MHO 2147 y MHO 2148 que se encuentran en el plano galáctico, en la región de Ophiuchus, a una distancia de 3.23 kpc. Los mismos, han sido observados en infrarrojo cercano, con el instrumento GSAOI+GeMS/GEMINI en la banda H₂ (2.122 μm) y K (2.2 μm), y por el relevamiento VISTA VVV en las bandas J, H y K_s. Se analiza la morfología de los jets, los cuales están orientados perpendicularmente. Estos jets presentan una sucesión de nodos que delinean perfiles en “S”, lo que sugiere la precesión de los ejes o la binaridad de las respectivas fuentes excitantes.

Abstract / In this contribution, we present an analysis of the stellar jets MHO 2147 and MHO 2148, located in the galactic plane, in the Ophiuchus region, at a distance of 3.23 kpc. They have been observed with GSAOI+GeMS/GEMINI in the H₂ (2.122 μm) and K (2.2 μm) bands and by the VVV VISTA survey in the J, H y K_s filters. We analyze the morphology of both jets, which are perpendicularly oriented. These jets show a chain of knots that delineate “S”-shape profiles, suggesting the precession of the jet axis or the binarity of the exciting source.

Keywords / stars: formation, jets — infrared: ISM — ISM: Herbig–Haro objects, jets and outflows

1. Introducción

Los jets estelares MHO 2147 y MHO 2148 están situados en la región de Ophiuchus, a una distancia de 3.23 kpc (Molinari et al., 1996). Fueron descubiertos por Varricatt (2011) estudiando la fuente IRAS 17527–2439, objeto de clase I, con una masa estimada por este autor en $\sim 12 M_{\odot}$. Reciben dichos nombres por estar incluidos en el catálogo de Davis et al. (2010) de “Objetos con Línea de Emisión en la Molécula del Hidrógeno” o MHO (*Molecular Hydrogen Emission-Line Objects*) por sus siglas en inglés*. La imagen en H₂ (2.12 μm) obtenida por Varricatt (2011), muestra que ambos jets se encuentran dispuestos de manera perpendicular en el plano del cielo, evidenciando perfiles sinusoidales o en forma de “S”. Por otro lado, este autor publicó una imagen combinada en las bandas [3.6], [4.5], [8.0] de IRAC/Spitzer, en la que nuevamente se destaca el perfil sinusoidal del jet MHO 2147, no siendo posible detectar a MHO 2148. La forma de estos perfiles podría estar asociada a la precesión del eje del jet o a la binaridad/multiplicidad de la fuente excitante.

La línea $v = 1-0$ de la molécula de Hidrógeno en 2.12 μm, en infrarrojo cercano, es un conocido trazador de las regiones de choque o nodos (*knots*) que delinean el eje del jet (Caratti o Garatti et al., 2006; Davis et al., 2010). En esta contribución y con el objetivo de analizar con mayor resolución la morfología de estos jets estelares, se presentan imágenes en H₂ y K, obtenidas con el instrumento GSAOI+GeMS, del telescopio GEMINI Sur.

* Disponible de manera electrónica en la página web: <http://www.astro.ljmu.ac.uk/MHCat/>

2. Datos observacionales

Los jets MHO 2147/2148 fueron observados con el telescopio GEMINI Sur y el instrumento GSAOI+GeMS, las noches del 16 de abril y 27 de mayo del 2014, en los filtros H₂ (1-0, 2.122 μm) y K (2.2 μm). GSAOI (*Gemini South Adaptive Optics Imager*) es una cámara con óptica adaptativa capaz de observar en infrarrojo cercano y diseñada para operar con GeMS (*Gemini Multi-Conjugate Adaptive Optics System*). La cámara consta de un arreglo de 2×2 detectores de tipo Hawaii-2RG, de 2048×2048 pixeles cada uno, los cuales dejan un *gap* o zona muerta entre ellos de 3" de ancho. El campo es de 85"×85" con una escala de placa de 0.0197" pixel⁻¹. Las imágenes fueron procesadas con el programa THELI (Erben et al., 2005; Schirmer, 2013), diseñado para la reducción automatizada de imágenes astronómicas**. Además de las imágenes de GSAOI+GeMS, se emplearon imágenes en las bandas J (1.25 μm), H (1.65 μm) y K_s (2.15 μm) correspondientes al relevamiento VISTA VVV, tomadas con la cámara VIRCAM***.

3. Análisis

La Figura 1 muestra una imagen a color realizada de los datos de VISTA (J en azul, H en verde y K_s en rojo), de un campo de 90"×105". En ella se observa claramente la forma sinusoidal del jet MHO 2147. La Figura 2, panel superior, muestra la imagen combinada de MHO 2147/2148 tomada con GSAOI, en H₂ (verde) y K (azul),

** El programa THELI puede ser descargado de la página web: <http://www.astro.uni-bonn.de/theli/>

*** Estas imágenes fueron obtenidas de la página <http://horus.roe.ac.uk/vsa/index.html>

de un campo de $95'' \times 102''$. Esta imagen revela con gran detalle la estructura interna del jet MHO 2147. En la misma, dentro de elipses a trazos, se engloba la posición del jet transversal MHO 2148, identificado por Varricatt (2011) como “2a” y “2b”, cuya notación es mantenida en este trabajo. Las flechas indican las posiciones de las emisiones débiles de este jet. Adicionalmente, se identifica un objeto nebuloso alargado, denominado “1c”, el cual se encuentra ligeramente desplazado o separado del eje principal del jet MHO 2147. En la Figura 2, panel inferior, se muestra la región central de los jets MHO2147/2148, en un campo de $50'' \times 40''$. Finalmente, en ambos paneles de la Figura 2 se indican, con “*” la posición de la fuente A, identificada en las imágenes en H₂ y K obtenidas con el telescopio UKIRT, y con “◊”, la posición del pico en $24 \mu\text{m}$ detectada en las imágenes de Spitzer, ambas provenientes del trabajo de (Varricatt, 2011). Además, se indica con una cruz la posición de IRAS 17527–2439 (el tamaño de las barras es proporcional a las incertezas en las coordenadas IRAS), propuesta como la fuente excitante de MHO 2147. La Figura 3 muestra una ampliación del recuadro a trazos inserto en el panel superior de la Figura 2, en la cual se observa un objeto nebuloso alargado con dos estructuras con morfología de *bow shock* que parecieran ser generadas por la estrella brillante que se encuentra en la parte superior izquierda de la misma.

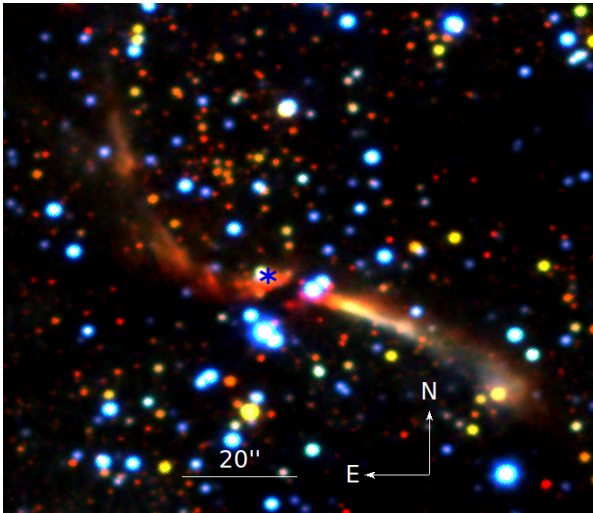


Fig. 1: Imagen combinada de VISTA de MHO 2147/2148 en J (azul), H (verde) y K_s (rojo), de un campo de $90'' \times 105''$. El asterisco indica la fuente identificada por Varricatt (2011) en K.

4. Resultados

Se observaron los jets transversales MHO 2147 y MHO 2148 con el instrumento GSAOI+GeMS, del telescopio GEMINI Sur, en las bandas H₂ y K. Por otro lado, se emplearon las imágenes de MHO 2147 obtenidas por el relevamiento VISTA VVV, en las bandas J, H y K_s. Las imágenes de Gemini Sur GSAOI+GeMS permiten detectar con gran detalle nuevas subestructuras dentro de los lóbulos del jet MHO 2147 (ver Figura 2) como

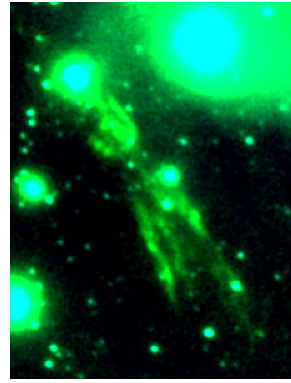


Fig. 3: Imagen ampliada de la compleja estructura ubicada en el recuadro de la Figura 2, panel superior, de un campo de $7'' \times 9''$.

también cercanas al mismo (ver Figura 3). Por otra parte, ha sido posible identificar el tenue jet transversal MHO 2148, detectado por Varricatt (2011), indicado dentro de las elipses con líneas de puntos “2a” y “2b”, en la Figura 2. A pesar de su débil apariencia, se ha podido detectar una cadena de nodos que delinea su estructura.

Si bien, en las imágenes actuales no es posible observar directamente la región central de los jets MHO 2147 y MHO 2148, la disposición prácticamente perpendicular de los mismos en el plano del cielo indicaría que son excitados por distintas fuentes. Los respectivos perfiles sinusoidales podrían atribuirse a un efecto de precesión del eje del jet (Lightfoot & Glencross, 1986) o bien a la binaridad o multiplicidad de las respectivas fuentes excitantes. En este caso el perfil observado resulta del movimiento orbital de la fuente de la cual emana el jet (Fendt & Zinnecker, 1998). Imágenes de mayor resolución angular permitirían detectar la posible binaridad de las fuentes excitantes.

Agradecimientos: Queremos agradecer especialmente al Dr. Mischa Schirmer, autor del programa THELI, por la ayuda brindada durante el proceso de reducción, y al Dr. Rodrigo Carrasco, encargado de GSAOI, por el asesoramiento sobre el uso de este instrumento. Este trabajo está basado en observaciones obtenidas en el Observatorio Gemini, el cual es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo un acuerdo cooperativo con la NSF en representación de los socios de Gemini: the National Science Foundation (Estados Unidos), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brasil) y el Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina).

Referencias

- Caratti o Garatti A., et al., 2006, A&A, 449, 1077
 Davis C. J., et al., 2010, A&A, 511, A24
 Erben T., et al., 2005, Astronomische Nachrichten, 326, 432
 Fendt C., Zinnecker H., 1998, A&A, 334, 750
 Lightfoot J. F., Glencross W. M., 1986, MNRAS, 221, 993
 Molinari S., et al., 1996, A&A, 308, 573
 Schirmer M., 2013, ApJS, 209, 21
 Varricatt W. P., 2011, A&A, 527, A97

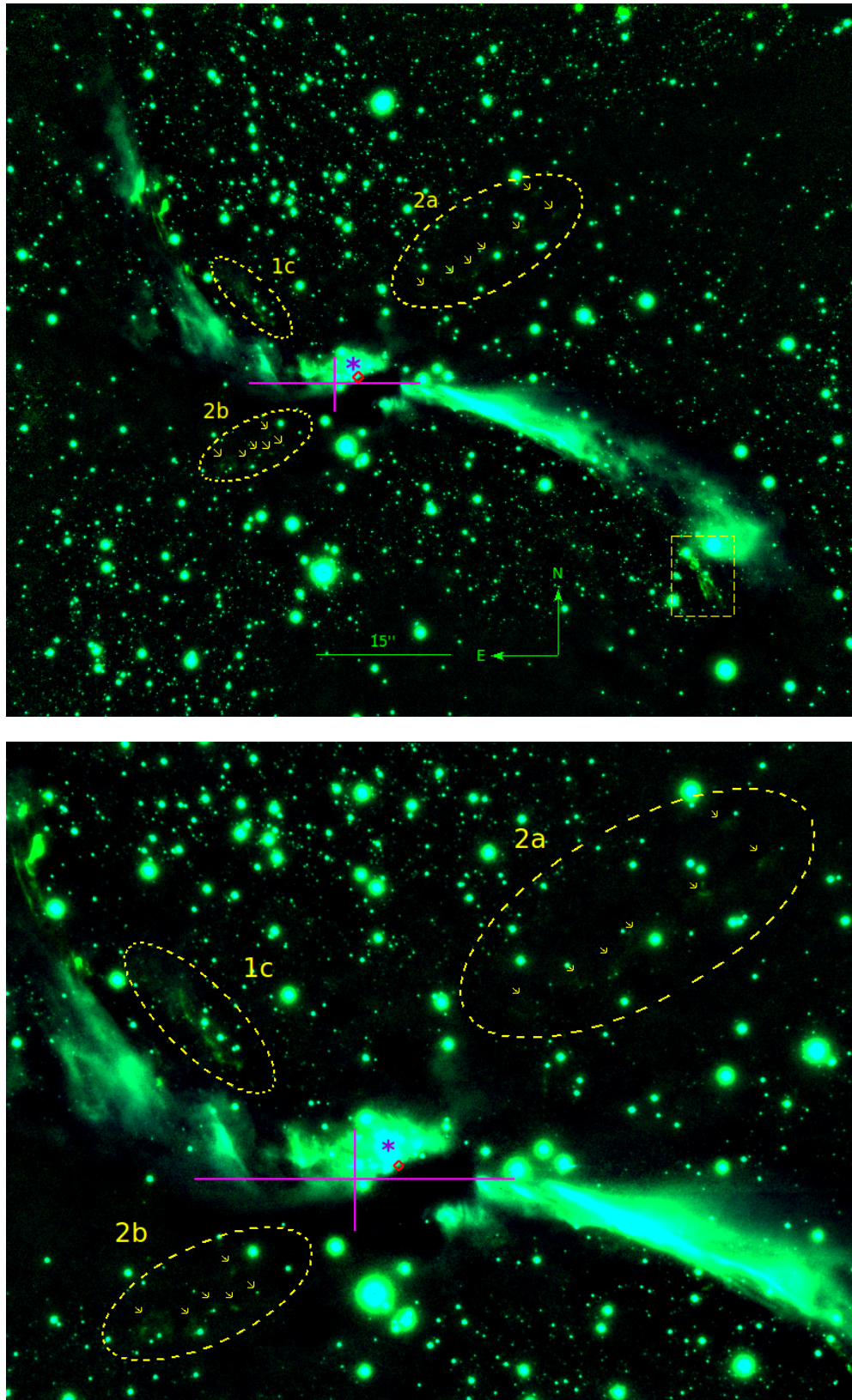


Fig. 2: Panel superior: Imagen de MHO2147/2148 obtenida con GSAOI+GeMS, en H_2 (1-0) ($2.122 \mu\text{m}$) y K ($2.200 \mu\text{m}$), de un campo de $95'' \times 102''$. Panel inferior: Región ampliada de la zona central de MHO2147/2148, de un campo de $50'' \times 40''$. Las elipses amarillas marcan los lóbulos del jet transversal MHO 2148 (“2a” y “2b”) y un objeto nebuloso paralelo a MHO2147 (“1c”). Las flechas amarillas indican los nodos correspondientes a dichos jets. El “*” y el “◇” indican la ubicación de fuentes identificadas por Varricatt (2011) en la banda K (UKIRT) y en $24 \mu\text{m}$, respectivamente. Por otro lado, la cruz indica la posición de la fuente IRAS 17527–2439 con las barras de errores en sus coordenadas.



Evolución de enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad

M.E. Camisassa^{1,2}, M.M. Miller Bertolami^{2,3} & L.G. Althaus^{1,2}

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

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

³ *Max Planck Institut für Astrophysik, Garching, Alemania*

Contacto/ MEC: mariacamisassa@carina.fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Discutimos la importancia de la quema nuclear residual de hidrógeno en enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad. Se presentan cálculos evolutivos para progenitores entre $0.8 M_{\odot}$ y $2.5 M_{\odot}$, para cuatro metalicidades: $Z = 1 \times 10^{-3}$, $Z = 5 \times 10^{-4}$, $Z = 1 \times 10^{-4}$, $Z = 3 \times 10^{-5}$. Las secuencias de enanas blancas fueron derivadas a partir de la historia evolutiva de sus estrellas progenitoras. A diferencia de lo predicho por la teoría estándar de evolución estelar, nuestros cálculos muestran que para $3 \times 10^{-5} \lesssim Z \lesssim 1 \times 10^{-3}$ la quema residual de H constituye la principal fuente de energía de la enana blanca, aún a muy bajas luminosidades, impactando fuertemente sobre los tiempos de enfriamiento de dichas estrellas.

Abstract / We discuss the importance of quiescent hydrogen burning in white dwarfs with low metallicity progenitors. These sequences have been computed for progenitor masses ranging from $0.8 M_{\odot}$ to $2.5 M_{\odot}$ and for four different metallicity progenitors: $Z = 1 \times 10^{-3}$, $Z = 5 \times 10^{-4}$, $Z = 1 \times 10^{-4}$, $Z = 3 \times 10^{-5}$. Our white dwarf sequences have been computed by performing full evolutionary calculations of their progenitors previous evolution. In contrast with the standard theory of white dwarf evolution, our calculations show that for $3 \times 10^{-5} \lesssim Z \lesssim 1 \times 10^{-3}$, nuclear burning becomes the most important energy source in the white dwarf at low luminosities. This energy source has a significant impact on white dwarf cooling times.

Keywords / stars: evolution — stars: white dwarfs — stars: interiors

1. Introducción

Las estrellas enanas blancas constituyen el destino final de la mayoría de las estrellas. Es por esto que la población actual de enanas blancas contiene información valiosa sobre la historia y evolución de sus estrellas progenitoras, así como también acerca de las características de algunas poblaciones estelares. En los últimos años, la mejora en la calidad de observaciones de las enanas blancas ha permitido determinar observacionalmente su función de luminosidad completa en algunas poblaciones estelares y, de esta manera, las enanas blancas pueden ser usadas como indicadores muy exactos de edad de poblaciones estelares (ver García-Berro et al., 2010; Bono et al., 2013). Consecuentemente, el uso de las enanas blancas en la cosmocronología, ha hecho necesario el cómputo de una nueva generación de modelos evolutivos de enanas blancas que tengan en cuenta todas las fuentes y sumideros de energía relevantes, así como también un tratamiento completo de sus etapas evolutivas previas (Renedo et al., 2010; Salaris et al., 2010).

En la teoría estándar de evolución estelar, la evolución de las enanas blancas se considera independiente de la metalicidad inicial de la población y, por ende, el uso de la función de luminosidad de enanas blancas para datar edades de poblaciones estelares es independiente del contenido inicial de metales. Sin embargo, el papel que toma la metalicidad en la evolución de las enanas

blancas puede ser mucho mayor de lo que se creía hasta ahora. Recientemente, Miller Bertolami et al. (2013), en un trabajo exploratorio, calcularon la evolución completa desde la secuencia principal de edad cero (ZAMS) hasta la etapa de enana blanca, de estrellas de muy baja metalicidad ($Z = 1 \times 10^{-4}$). Estos autores encontraron que, al provenir de progenitores de muy baja metalicidad, las enanas blancas resultantes nacían con una envoltura de H muy gruesa, dando como resultado una quema nuclear de H en capa muy intensa. Y esto implicaba un retraso significativo en los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas. Estos novedosos resultados no concuerdan con la hipótesis habitual de despreciar la quema nuclear de H en las enanas blancas.

En vista de estas importantes conclusiones, presentamos los resultados de nuestros cálculos evolutivos de enanas blancas. Cabe destacar que estos cálculos fueron computados incluyendo todas las etapas de la vida de las estrellas, desde la ZAMS hasta la etapa de enana blanca, pasando por la rama de las gigantes rojas, la quema central de helio, los pulsos térmicos en la rama asintótica de las gigantes (AGB) y la etapa post-AGB. De esta manera, la masa total de la envoltura de H al comienzo de la etapa de enana blanca es consecuencia de las etapas evolutivas previas. Hemos calculado la evolución completa de un total de 30 secuencias considerando 4 metalicidades, $Z = 1 \times 10^{-3}$, $Z = 5 \times 10^{-4}$, $Z = 1 \times 10^{-4}$

Tabla 1: Detalle de las masas de las progenitoras de nuestras secuencias (M_{ZAMS}), junto con las masas de las enanas blancas resultantes (M_{WD}).

$Z = 1 \times 10^{-3}$		$Z = 5 \times 10^{-4}$		$Z = 1 \times 10^{-4}$		$Z = 3 \times 10^{-5}$	
$M_{\text{ZAMS}}(M_{\odot})$	$M_{\text{WD}}(M_{\odot})$	$M_{\text{ZAMS}}(M_{\odot})$	$M_{\text{WD}}(M_{\odot})$	$M_{\text{ZAMS}}(M_{\odot})$	$M_{\text{WD}}(M_{\odot})$	$M_{\text{ZAMS}}(M_{\odot})$	$M_{\text{WD}}(M_{\odot})$
0.85	0.53846	0.80	0.50932	0.80	0.51976	0.80	0.50611
1.00	0.55946	0.85	0.54164	0.85	0.53512	0.90	0.52007
1.25	0.60195	0.90	0.54619	0.90	0.54839	0.95	0.53487
1.50	0.63962	1.00	0.56634	0.95	0.56145	1.00	0.53967
1.75	0.66940	1.25	0.60391	1.00	0.56765	1.50	0.61840
2.25	0.75394	1.50	0.65406	1.25	0.61940	1.75	0.68029
		2.00	0.71244	1.50	0.66588	2.00	0.77021
		2.50	0.81197	2.00	0.73821		
				2.50	0.82623		

y $Z = 3 \times 10^{-5}$. Las masas de las progenitoras consideradas, junto con las masas de las enanas blancas resultantes se muestran en la Tabla 1.

Los cálculos evolutivos fueron realizados con el código de evolución estelar LPCODE (Althaus et al., 2012). Durante la etapa de enana blanca hemos tenido en cuenta todas las fuentes y sumideros de energía relevantes: la energía gravotérmica por el enfriamiento de los iones, la pérdida de energía por emisión de neutrinos, la quema nuclear, y la liberación de energía por calor latente y por separación de fase del carbono y oxígeno durante el proceso de cristalización.

Las opacidades radiativas fueron extraídas de Iglesias & Rogers (1996). Para los regímenes de baja temperatura hemos tenido en cuenta las opacidades de Ferguson et al. (2005), implementadas en Weiss & Ferguson (2009), las cuales varían según el cociente C/O y son relevantes para realizar un tratamiento realista de la evolución del progenitor durante la etapa de la AGB. Para tratar los bordes de las zonas convectivas, hemos considerado procesos de extra mezcla debido al *overshooting* (OV) durante la quema central de H y He, pero no los hemos tenido en cuenta durante los pulsos térmicos en la AGB. Si bien esta última elección está respaldada en relaciones masa inicial - masa final inferidas observacionalmente (Salaris et al., 2009), hemos decidido no considerar OV durante los pulsos térmicos ya que nos interesa maximizar el efecto de la quema nuclear.

2. Resultados

En la Figura 1 se muestra cómo evoluciona la fracción de la luminosidad debida a las reacciones de la cadena protón-protón y del ciclo CNO, a lo largo de la secuencia de enfriamiento de enana blanca. Dicha fracción se muestra en función de la luminosidad de enana blanca, para todas las secuencias calculadas. En líneas generales, podemos ver que existe un rango de metalicidad ($3 \times 10^{-5} \lesssim Z \lesssim 1 \times 10^{-3}$) en el cual la evolución de las enanas blancas está completamente dominada por la quema nuclear; incluso a bajas luminosidades. En particular, si la masa de la enana blanca es menor a $\sim 0,6 M_{\odot}$, la energía provista por la quema de H se vuelve la principal fuente de energía de la enana blanca a luminosidades intermedias ($-3,2 \lesssim \log(L/L_{\odot}) \lesssim -1,0$). Por otro lado, las secuencias con $Z = 3 \times 10^{-5}$ prácticamente no muestran contribución energética debida a las reacciones

nucleares. Este fenómeno es consecuencia de que, para dicha metalicidad, las masas de H al comienzo de la etapa de enana blanca se ven fuertemente reducidas debido a la contaminación de carbono que se da en la envoltura durante la etapa AGB. Esta contaminación es debida a que esas secuencias experimentan una *flash* de H en alguno de los primeros pulsos térmicos. De esa manera, obtuvimos un límite inferior en el rango de metalicidades en el cual la quema nuclear de H dominaría la evolución de las enanas blancas.

La importancia de la quema nuclear de H en la etapa de enana blanca está ligada a la cantidad total de H que la estrella contiene al comienzo de esta etapa. Esto puede observarse en la Figura 2, que muestra el logaritmo de la masa de H al comienzo de la secuencia de enfriamiento de enana blanca (que hemos considerado como el punto de máxima temperatura efectiva) en función de la masa de la enana blanca. Se incluyen los resultados de nuestras simulaciones junto con las predicciones de Renedo et al. (2010). El gráfico omite las secuencias con $Z = 3 \times 10^{-5}$, ya que para esta metalicidad, las envolturas de H se ven fuertemente reducidas. De la comparación de las figuras 1 y 2 se desprende la relación entre la cantidad de H al comienzo de la etapa de enana blanca y la importancia de la quema nuclear. De la Figura 2 concluimos que la importancia de la quema nuclear en la etapa de enana blanca disminuye conforme aumenta la masa de la enana blanca, y conforme aumenta la metalicidad del progenitor. En ese sentido, se espera que las enanas blancas provenientes de progenitores de metalicidad solar ($Z = 1 \times 10^{-2}$), no experimenten una quema nuclear residual intensa.

La importante quema de H en la etapa de enana blanca que obtuvimos en el rango $3 \times 10^{-5} \lesssim Z \lesssim 1 \times 10^{-3}$, impacta fuertemente sobre los tiempos de enfriamiento de dichas estrellas. Con fines comparativos, hemos calculado secuencias evolutivas en las que las reacciones nucleares fueron despreciadas, obteniendo así que la quema de H llega a retrasar los tiempos de enfriamiento hasta en un factor 2 a luminosidades intermedias. Para las estrellas de baja masa, el incremento en los tiempos de enfriamiento a bajas luminosidades llega a ser de un 20 – 40 %. Concluimos que, siempre y cuando sea acertada nuestra suposición de despreciar el OV durante los pulsos térmicos, la energía liberada por las reacciones nucleares sería un ingrediente esencial en el entendimiento de la evolución de enanas blancas provenientes de

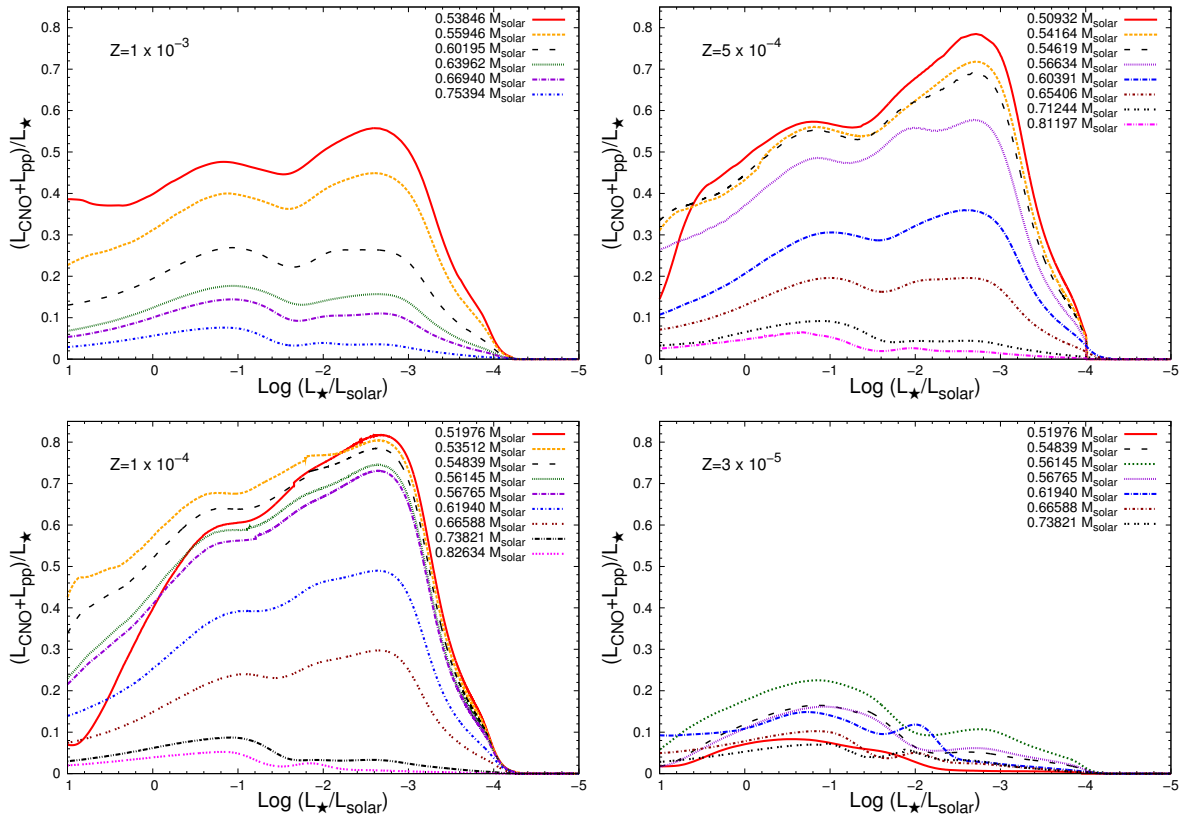


Fig. 1: Fracción de la luminosidad total debida a las reacciones de la cadena protón-protón y del ciclo CNO, para todas las enanas blancas calculadas, en función de la luminosidad de la enana blanca, para las cuatro metalicidades consideradas.

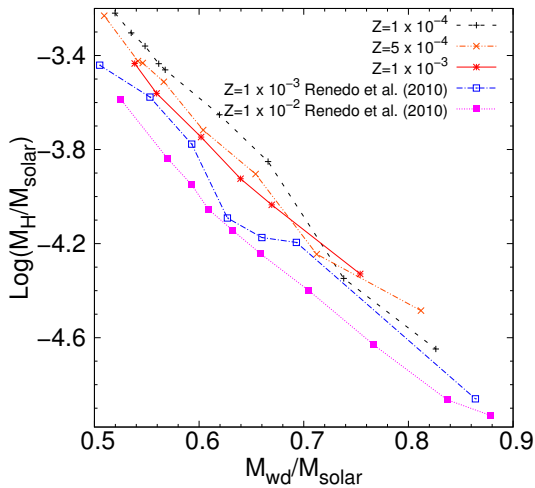


Fig. 2: Logaritmo de la masa total de H al comienzo de la etapa de enana blanca, en función de la masa de la enana blanca. Se muestran las secuencias calculadas en este trabajo con $Z = 1 \times 10^{-4}$, $Z = 5 \times 10^{-4}$, $Z = 1 \times 10^{-3}$, junto con las predicciones de Renedo et al. (2010) para $Z = 1 \times 10^{-3}$ y $Z = 1 \times 10^{-2}$.

progenitores de baja metalicidad. Esta fuente de energía produce un retraso en los tiempos de enfriamiento de dichas estrellas y se espera que este fenómeno tenga consecuencias en las técnicas que utilizan a las enanas blancas para determinar las propiedades de poblaciones

estelares.

Agradecimientos: MEC agradece a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata y al COL de la 57 Reunión de la AAA por la ayuda financiera otorgada. M3B es financiado por la Alexander von Humboldt Foundation.

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2012, *A&A*, 537, A33
 Bono G., Salaris M., Gilmozzi R., 2013, *A&A*, 549, A102
 Ferguson J. W., et al., 2005, *ApJ*, 623, 585
 García-Berro E., et al., 2010, *Nature*, 465, 194
 Iglesias C. A., Rogers F. J., 1996, *ApJ*, 464, 943
 Miller Bertolami M. M., Althaus L. G., García-Berro E., 2013, *ApJL*, 775, L22
 Renedo I., et al., 2010, *ApJ*, 717, 183
 Salaris M., et al., 2010, *ApJ*, 716, 1241
 Salaris M., et al., 2009, *ApJ*, 692, 1013
 Weiss A., Ferguson J. W., 2009, *A&A*, 508, 1343



Índices de color en el infrarrojo cercano y medio de enanas blancas con y sin discos de escombros

L. Saker^{1,2}, M. Gómez^{1,2} & C. Chavero^{1,2}

¹ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

² CONICET

Contacto/ LS: leila@mail.oac.uncor.edu

Resumen / En esta contribución se emplean diversos índices de color en el infrarrojo (IR) cercano y medio para identificar enanas blancas (EBs) con y sin discos de escombros. Para ello se emplean tanto las magnitudes de 2MASS como aquéllas de WISE, para una muestra de 41 EBs con discos y otra de 52 objetos sin evidencia de discos, pero con características estelares similares a las primeras. En cada uno de los diagramas color-color analizados (W1–W2 vs. W1–W3, H–W1 vs. J–H) se determinan regiones en las que preferentemente se ubican las EBs con o sin discos. Se discute la utilidad de los índices de color, en particular en las bandas de WISE, como criterio expeditivo para la identificación de nuevas candidatas a EBs con discos de escombros. Además, se investigan posibles correlaciones entre los índices de color y otras propiedades de las estrellas, tales como la abundancia metálica.

Abstract / In this contribution we use different color indices in near and mid infrared (IR) to identify white dwarfs (WDs) with and without *debris* disks. To this aim, we employ magnitudes from WISE and 2MASS for a sample of 41 EBs with disks and other 52 objects without evidence of disks, but with similar stellar properties as the first group. For each of the analyzed color-color diagrams (W1–W2 vs. W1–W3, H–W1 vs. J–H) we define regions in which EBs with or without disks are located preferably. The usefulness of the color indices, particularly in WISE bands, to select candidates EBs with disks is discussed. Also, we investigate possible correlations between the color indices and other properties of stars, such as metal abundances.

Keywords / (stars:) white dwarfs — (stars:) circumstellar matter

1. Introducción

Las enanas blancas (EBs) son objetos que representan la etapa evolutiva final de estrellas de baja masa, como el Sol. Alrededor de un 25 % de las estrellas de tipo espectral DA (EBs con atmósferas dominadas por H) y el 33 % de tipo espectral DB (EBs con atmósferas dominadas por He) tienen elementos pesados como Ca, Mg, Si, Fe, etc. en sus atmósferas (Zuckerman et al., 2003). Dado que la gravedad en la superficie de una EB es muy alta ($\log g \sim 8$), cualquier posible elemento químico pesado en su atmósfera se debe hundir en escalas temporales de unos pocos días a un millón de años, dependiendo de la masa y temperatura superficial (Koester & Wilken, 2006). Este tiempo es considerablemente menor que el tiempo de enfriamiento de estos objetos ($10^8 - 10^9$ años) y, por lo tanto, estos elementos no pueden ser primordiales. La acreción de polvo circunestelar de discos de tipo *debris* o de escombros, que se manifiesta a través de excesos infrarrojos (IR) en sus distribuciones espectrales de energía (SEDs), es la explicación más ampliamente aceptada en la literatura (Kilic et al., 2006; Hoard et al., 2013).

Si bien todavía no se han detectado planetas alrededor de EBs, el hecho de que algunas presentan líneas de metales en sus atmósferas, como así también discos de polvo circunestelares, indica que habría objetos plane-

tarios muy cerca de estas estrellas. El estudio de estas evidencias podría, eventualmente, proporcionar indicios sobre las etapas finales de los sistemas planetarios extrasolares y en particular, de nuestro propio Sistema Solar. En esta contribución, se emplean diversos índices de color en el IR cercano y medio para identificar EBs con y sin discos de escombros y se discute la utilidad de los mismos, en particular en las bandas del IR medio, como criterio expeditivo para la identificación de nuevas candidatas a EBs con discos.

2. Muestra analizada

Se construyó una muestra formada por EBs, las cuales fueron clasificadas en estrellas con y sin disco según presentaran excesos IR en sus SEDs o no; estas submuestras constan de 41 y 52 objetos respectivamente. Se recopilaron de la literatura parámetros estelares, tales como la metalicidad, y se buscaron para las dos submuestras analizadas las magnitudes J(1,25 μm), H(1,65 μm), K(2,17 μm) de 2MASS* y W1(3,35 μm), W2(4,60 μm), W3(12,00 μm) de WISE**.

* Siglas en inglés de Two Micron All Sky Survey. Datos obtenidos de http://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Gator/nph-dd?catalog=fp_psc.

** Wide-Field Infrared Survey Explorer. Datos obtenidos de <http://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Gator/nph-dd>.

3. Análisis

En esta contribución se presenta un análisis exploratorio de las propiedades o características de las EBs con y sin disco. En la Figura 1 se muestran las distribuciones de metalicidades ($\log[\text{Ca}/\text{H}]$) de las 2 sub-muestras. Allí se ve claramente que las EBs con discos son, en promedio, más ricas en metales que las sin discos. El test K-S^{***} da una probabilidad $P = 10^{-3}$ de que estas distribuciones representen una única población de objetos. Las medianas se detallan en la Tabla 1. Si se compara con la metalicidad del Sol ($\log[\text{Ca}/\text{H}] = -5.66$), estos valores son pequeños, sin embargo se debe recordar que dada la alta gravedad superficial de las EBs no se deberían encontrar elementos más pesados que H o He en sus atmósferas.

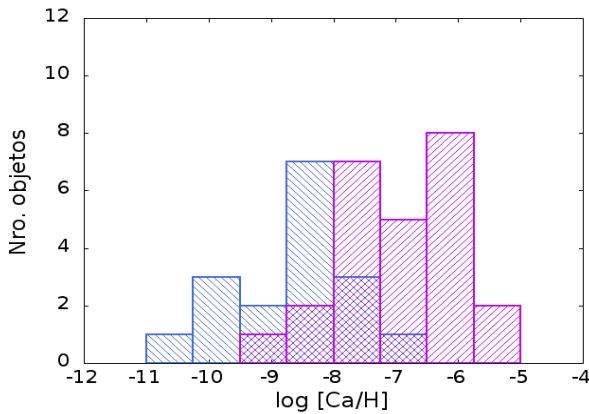


Fig. 1: Distribución de metalicidad para las EBs con disco (color violeta) y sin disco (color azul).

Los histogramas de índice de color H–K y W1–W2 (paneles superior e inferior de la Figura 2, respectivamente) muestran que las EBs que poseen disco tienden a tener un mayor índice de color que las estrellas sin disco. En ambos casos, el test K-S da una probabilidad $P = 10^{-3}$ de que estas distribuciones representen un único grupo de objetos. Las medianas obtenidas se muestran en la Tabla 1. Si bien en ambos diagramas las sub-muestras se diferencian, cuanto mayor es la longitud de onda, más fácil es distinguir el contraste entre el disco y la estrella. Esto se ve reflejado en las diferencias entre los valores de las medianas, ya que el contraste de ambos grupos es mayor en los filtros de WISE (IR medio) que en los de 2MASS (IR cercano).

Tabla 1: Valores de las medianas en las distribuciones de metalicidad e índices de color H–K y W1–W2, para las EBs con y sin disco.

EBs	$\log[\text{Ca}/\text{H}]$	H–K	W1–W2
Con disco	-6.900	0.2730	0.4480
Sin disco	-8.915	0.0135	-0.0425

*** Test estadístico de Kolmogorov-Smirnov (Press et al., 1992) el cual da un valor de probabilidad P de que dos muestras sean similares ($P = 1$) o no ($P = 0$).

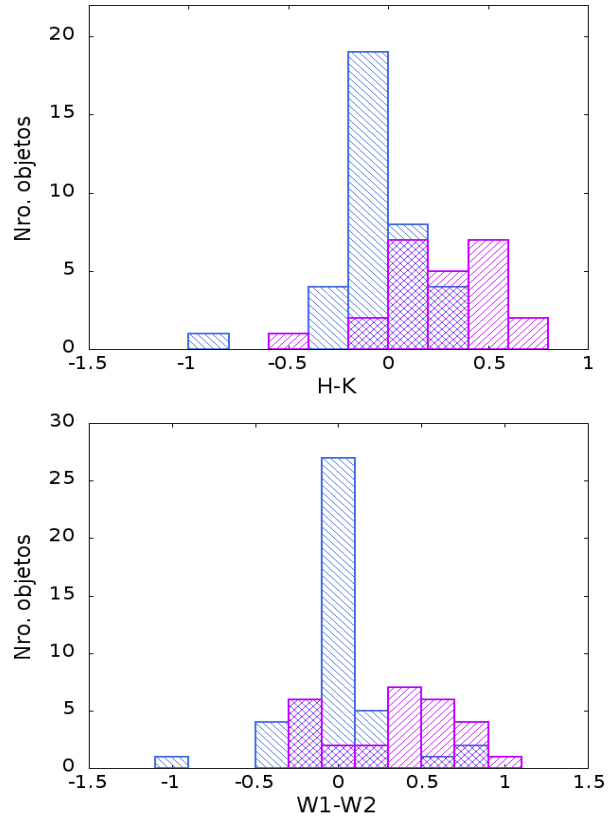


Fig. 2: Distribuciones de índices de color H–K (panel superior) y W1–W2 (panel inferior) para las EBs con disco (color violeta) y sin disco (color azul).

En el diagrama W1–W2 vs. W1–W3 (panel superior Figura 3), se tiene que el 62% de las estrellas con disco tienen índices de color comprendidos entre $0.25 < W1-W2 < 1$ y $1 < W1-W3 < 4.5$, mientras que el 82% de EBs sin disco tienen índice de color $W1-W2 < 0.2$. En el diagrama H–W1 vs. J–H (panel inferior Figura 3), el 91% de EBs con disco presentan índice de color $H-W1 > 0.2$ y el 80% de las estrellas sin disco tienen índice de color $H-W1 < 0.2$. Aunque se puede ver nuevamente, que el contraste disco-estrella aumenta cuanto mayor es la longitud de onda, hay que tener en cuenta que los errores fotométricos son grandes. Barber et al. (2014), realizaron un diagrama similar (H–W2 vs. J–H), en el cual comparan la ubicación de cuatro EBs candidatas a tener disco con la localización de las EBs con disco conocidas. Ellos obtuvieron que los colores de estas candidatas son comparables con las EBs con disco confirmados. Por lo tanto, en principio estos índices de color pueden ser utilizados para identificar mediante observaciones fotométricas candidatas a EBs con discos.

En la Figura 4 (H–W1 vs. Metalicidad), se puede ver que las sub-muestras se separan bien en aquellos parámetros que están relacionados con el disco (metalicidades y colores). El 83% de las EBs con disco tienen índice de color $H-W1 > 0.25$ mientras que el 81% las EBs sin disco muestran $H-W1 < 0.25$. En cuanto a la metalicidad, el 89% de las EBs con excesos IR presentan $\log[\text{Ca}/\text{H}] > -8$, y el 71% de las EBs sin excesos tienen

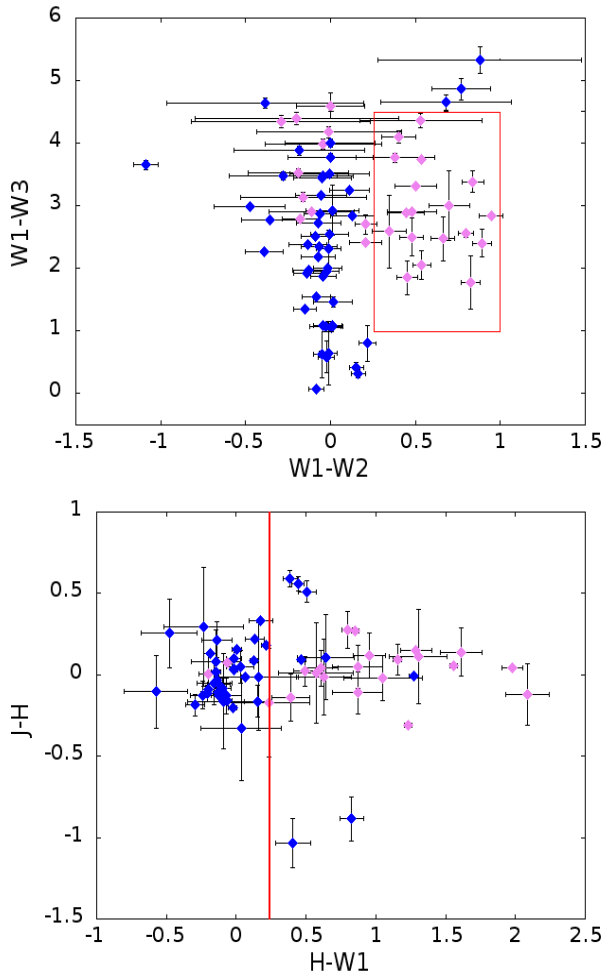


Fig. 3: Diagramas color-color W1–W2 vs. W1–W3 (panel superior) y H–W1 vs. J–H (panel inferior). Las EBs con disco se presentan con rombos color violeta y las sin disco con rombos color azul, con sus respectivas incertezas. La línea roja define regiones donde preferentemente yacen los objetos con y sin disco.

$$\log[\text{Ca}/\text{H}] < -8.$$

4. Síntesis y conclusiones

Se analizó una muestra formada por un grupo de EBs, las cuales fueron clasificadas en estrellas con y sin disco según presentaran excesos IR en sus SEDs o no. Debido a que el número de objetos analizados es relativamente pequeño (41 y 52 EBs con y sin disco, respectivamente) se presenta un análisis exploratorio de algunas propiedades de estas EBs. En el histograma de metalicidades (Figura 1) se ve claramente que las EBs con disco son, en promedio, más ricas en metales que las sin disco. Este resultado es consistente con la idea de que la atmósfera contaminada de estas estrellas es producto de la acreción de cuerpos rocosos menores. Al analizar los histogramas de índices de color H–K y W1–W2 (paneles superior e inferior de la Figura 2), se puede ver que las EBs con disco son más rojas. Además, cuanto mayor es la longitud de onda, más fácil es distinguir el

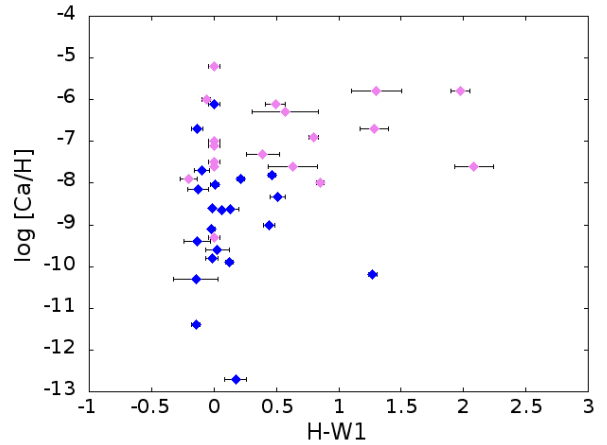


Fig. 4: H–W1 vs. Metalicidad. Las EBs con disco se presentan con rombos color violeta y las sin disco con rombos color azul, con sus respectivas incertezas.

contraste entre el disco y la estrella. Esto se ve reflejado en las diferencias entre los valores de las medianas (Tabla 1), ya que el contraste de ambas sub-muestras es mayor en los filtros de WISE (IR medio) que en los de 2MASS (IR cercano). Por lo tanto, las sub-muestras se separan bien en aquellos parámetros que están relacionados con el disco, tales como metalicidades y colores.

Al analizar los diagramas color-color, se ve que las estrellas con y sin disco se diferencian. Si bien los errores fotométricos son grandes, en el diagrama W1–W2 vs. W1–W3 (panel superior Figura 3), se tiene que el 62% de las estrellas con disco tienen índices de color comprendidos entre $0.25 < W1-W2 < 1$ y $1 < W1-W3 < 4.5$. Como se mencionó anteriormente, cuanto mayor es la longitud de onda, el contraste disco-estrella aumenta, por lo que la combinación de filtros entre el IR cercano (H) y medio (W1) facilita identificar potenciales EBs con discos, ya que en el diagrama H–W1 vs. J–H (panel inferior Figura 3), el 91% de EBs con disco presentan índice de color $H-W1 > 0.2$. Por último, en el diagrama H–W1 vs. Metalicidad (Figura 4), se puede ver que el 83% de las EBs con disco tienen índice de color $H-W1 > 0.25$ y el 71% metalicidad $\log[\text{Ca}/\text{H}] > -8$. Es decir que en principio, los índices de color analizados en esta contribución pueden emplearse para identificar candidatas a EBs con discos. SEDs detalladas (ver Saker et al., 2013) permitirán luego confirmar la presencia de excesos de color atribuibles a la presencia de discos *debris* en este tipo de estrellas evolucionadas.

Referencias

- Barber S. D., et al., 2014, ApJ, 786, 77
 Hoard D. W., et al., 2013, ApJ, 770, 21
 Kilic M., et al., 2006, ApJ, 646, 474
 Koester D., Wilken D., 2006, A&A, 453, 1051
 Press W. H., et al., 1992, Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing
 Saker L., Chavero C., Gómez M., 2013, BAAA, 56, 187
 Zuckerman B., et al., 2003, ApJ, 596, 477



iPTF 13bvn: La primera evidencia de un progenitor binario para una supernova de tipo Ib

M.C. Bersten^{1,2,3}, O.G. Benvenuto^{1,2}, G. Folatelli^{1,2,3}, K. Nomoto³

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque S/N, B1900FWA La Plata, Argentina*

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

³ *Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (WPI), Todai Institutes for Advanced Study, University of Tokyo, 5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa, Chiba 277-8583, Japón*

Contacto/ MCB: mbersten@fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La detección reciente en imágenes de archivo del Telescopio espacial Hubble de un objeto en la ubicación de la supernova (SN) iPTF 13bvn puede representar la primera evidencia directa de un progenitor de una SN de tipo Ib. La fotometría de dicho objeto resulta compatible con una estrella Wolf Rayet con una masa de $\approx 11 M_{\odot}$. Sin embargo, modelos hidrodinámicos muestran que el progenitor pudo haber tenido una masa de $\approx 3,5 M_{\odot}$, quedando masas del orden de $8 M_{\odot}$ descartadas dentro del contexto de este modelo. Proponemos un sistema binario interactuante como el progenitor de dicha SN y realizamos cálculos evolutivos que dan lugar a una explicación autoconsistente de la forma de la curva de luz, la ausencia de hidrógeno y la fotometría de la pre-SN. Finalmente presentamos diagramas color-magnitud y color-color que serán útiles para discernir entre los diferentes escenarios propuestos en caso de una futura detección de este objeto.

Abstract / The detection of an object in archival images of the Hubble space telescope at the position of supernova (SN) iPTF 13bvn may be the first direct evidence of a type Ib progenitor. The photometry of this object is compatible with a Wolf-Rayet star with a mass of $\approx 11 M_{\odot}$. However, hydrodynamical models show that the progenitor would most probably have a mass of $\approx 3,5 M_{\odot}$, while masses of the order of $8 M_{\odot}$ are not possible in the context of those models. We propose an interacting binary system as a progenitor of this SN and perform evolutionary calculations giving rise to a self consistent explanation of the shape of the light curve, the absence of hydrogen, as well as the photometry of the pre-SN. Finally, we present color-magnitude and color-color diagrams that will be useful to discern among the different proposed scenarios when a future detection of this object occurs.

Keywords / stars: evolution — supernovae: general — supernovae: individual (iPTF13bvn)

1. Introducción

Un problema importante en astrofísica es encontrar vínculos entre las supernovas (SN) y las estrellas progenitoras. Hoy se acepta que las SN de colapso gravitatorio son el final de las estrellas masivas. De particular interés es el origen de SNs deficientes en hidrógeno (H) (Tipos Ib y Ic), donde el mecanismo para eliminar el H exterior no está bien determinado. Las alternativas más atractivas son fuertes vientos estelares en estrellas masivas ($M \gtrsim 25 M_{\odot}$) y la transferencia de masa en sistemas binarios cercanos (Langer, 2012). Aún no está claro cuál es la ruta dominante para este tipo de SNs.

Una SN de tipo Ib (deficiente en H), la iPTF 13bvn, fue descubierta por el “Palomar Transient Factory” en junio de 2013 en la galaxia cercana NGC 5806. Utilizando imágenes multibanda pre-explosión del HST, se identificó una fuente (dentro de la barra de error de 2σ de la ubicación de la SN) como el posible progenitor (Cao et al., 2013). La luminosidad y los colores del candidato a progenitor son consistentes con algunas estrellas Wolf-Rayet (WR) (Massey et al., 2006), que son propuestas como posibles progenitores de SN deficientes en H. Sobre la base de modelos de evolución de estrellas aisladas,

Groh et al. (2013) encontraron que una WR que en la ZAMS haya tenido una masa de $31\text{--}35 M_{\odot}$ tendría características fotométricas similares a las observadas en la pre-supernova. En el momento de la explosión la estrella debía tener una masa de $11 M_{\odot}$.

La búsqueda de estrellas progenitoras en imágenes profundas pre-explosión es un poderoso método directo para entender el origen de las SNs y proporciona una prueba crítica para los modelos de evolución estelar. Usando esta técnica fue posible confirmar que las SNs de Tipo II-P surgen de la explosión de estrellas supergigantes rojas (Smartt, 2009). Pero hasta ahora no se ha identificado ningún progenitor de SNs deficientes en H (Yoon et al., 2012; Groh et al., 2013; Claeys et al., 2011). iPTF 13bvn puede ser el primer caso de su clase, permitiendo así por primera vez vincular directamente a una SN Ib con su progenitor.

En la mayoría de los casos se requieren otros métodos para inferir propiedades de los progenitores. Uno de tales métodos es el modelado hidrodinámico de observaciones. La morfología de la curva de luz (CL) es sensible a la estructura del progenitor (véase, por ejemplo, Nomoto et al. 1993; Blinnikov et al. 1998). Por lo tanto, el modelado de la CL, combinado con velocidades fotosféricas

o espectros, proporciona restricciones a las propiedades del progenitor tales como la masa y el radio, así como los parámetros de la explosión (energía de la explosión y la producción de material radiactivo). Esta metodología es especialmente potente cuando se combina con cálculos de evolución estelar. Un ejemplo reciente de la utilidad de esta técnica se puede ver en nuestro análisis de la SN de Tipo IIb SN 2011dh (Bersten et al. 2012; Benvenuto et al. 2013), lo que nos permitió proporcionar una explicación auto-consistente de la naturaleza del progenitor que luego fue confirmada (Van Dyk et al. 2013; Ergon et al. 2014). Aquí usamos el mismo enfoque para abordar el problema del progenitor de la SN iPTF 13bvn.

2. Resultados

Los parámetros fundamentales de las SNs, tales como la energía de la explosión (E), la masa expulsada (M_{ej}), y la masa (M_{Ni}) y distribución de ^{56}Ni , sintetizado durante la explosión se derivan principalmente mediante el análisis del máximo principal de la CL bolométrica y la velocidad de la fotosfera (v_{ph}). A primer orden, la evolución de v_{ph} es insensible a $M_{^{56}\text{Ni}}$ y su distribución. Por lo tanto, utilizando la velocidad de expansión observada, se puede restringir el valor de E por cada modelo (con una masa dada) y luego $M_{^{56}\text{Ni}}$ y la mezcla se ajustan para reproducir la CL bolométrica. En Bersten et al. (2014) hemos presentado el modelado hidrodinámico para iPTF 13bvn considerado estrellas de helio con masas de 3.3, 4.0, 5.0, y 8.0 M_{\odot} , de aquí en adelante denominados He3.3, He4, He5 y He8 respectivamente. Mientras que los modelos He3.3 y He4 ajustan bien las observaciones (CL y velocidades), modelos un poco más masivos, He5, ya muestran un peor acuerdo. Los modelos He3.3 y He4 son igualmente plausibles y consideramos que nuestra mejor solución está entre esos modelos. Eso significa que iPTF 13bvn es la explosión de una estrella de baja masa de $\approx 3.5 M_{\odot}$, con una masa expulsada de $M_{ej} \approx 2.3 M_{\odot}$ *, una energía de la explosión de $E = 7 \times 10^{50}$ erg y una masa de ^{56}Ni de $M_{^{56}\text{Ni}} \approx 0.1 M_{\odot}$. iPTF 13bvn fue un evento de baja energía con una producción normal de níquel.

La baja masa del progenitor sugerida por nuestros modelos contradice el rango de masas permitido para las WR (Heger et al. 2003; Groh et al. 2013), y está en desacuerdo con el rango de masas propuestos por Groh et al. (2013). El bajo valor de E requerido para explicar v_{ph} contradice la luminosidad y el ancho de la CL. Aún considerando todas las incertezas presentes tanto en el modelado como en las observaciones, basándonos en la CL, rechazamos firmemente los modelos con masas $\gtrsim 8 M_{\odot}$ como progenitores de iPTF 13bvn.

El radio del progenitor se puede explorar si la SN es observada con frecuencia en sus primeras etapas, antes de que su emisión sea dominada por el ^{56}Ni . La forma de la CL en esta primera fase está dada por el radio del progenitor y, en cierta medida, por el grado de mezcla del ^{56}Ni . El buen conocimiento del momento de la explosión

y la ausencia de un máximo inicial puede conducir a la ingenua conclusión de que el progenitor tuvo un radio de $\approx 1 R_{\odot}$. Hemos chequeado esto uniendo envolturas delgadas de diferentes radios a nuestro modelo He4, como se describe en Bersten et al. (2012). Calculamos la CL en la banda R asumiendo que la SN es un cuerpo negro. De nuestros resultados llegamos a la conclusión de que el progenitor de iPTF 13bvn no es necesariamente una estrella compacta. Hemos encontrado que para poder discriminar entre progenitores compactos y relativamente extendidos ($< 150 R_{\odot}$) es necesario obtener una mayor frecuencia en las observaciones; varias mediciones son requeridas durante una misma noche.

La masa derivada con la CL está en claro conflicto con la idea de un progenitor aislado para la SN Ib iPTF13bvn. Modelos evolutivos de estrellas aisladas necesitan masas iniciales $\geq 25 M_{\odot}$ para remover toda la envoltura de H. En este caso la masa al momento de la explosión sería demasiado grande ($> 8 M_{\odot}$) como para explicar la CL de iPTF 13bvn. Alternativamente, la explosión de estrellas de baja masa puede darse naturalmente en sistemas binarios interactuantes. Para explorar esta posibilidad, en Bersten et al. (2014) hemos utilizado nuestro código de evolución binario (Benvenuto & De Vito, 2003) con el que calculamos la evolución de un sistema compuesto por un donante (primaria) de 20 M_{\odot} y una (secundaria) de 19 M_{\odot} en una órbita circular con período inicial de 4,1 días. Asumimos transferencia de masa conservativa, es decir, que toda la masa que se transfiere es recibida por la compañera. La elección de los parámetros del sistema fue guiada para dar cuenta de la composición de la pre-SN, la CL y las observaciones fotométricas pre-SN. Con estos parámetros hemos sido capaces de explicar las observaciones de iPTF 13bvn (para más detalles ver Bersten et al. 2014).

Nuestro modelo predice que en el momento de la explosión la pre-SN es una estrella sin H con $M = 3,74 M_{\odot}$ y $R = 32,3 R_{\odot}$, en excelente concordancia con nuestras estimaciones hidrodinámicas. La estrella compañera alcanza una masa $M=33,7 M_{\odot}$, y $\text{Log}(L/L_{\odot}) = 5,36$ y $\text{Log}(T_{ef}/K) = 4,64$ compatibles con una estrella ZAMS de $\approx 42 M_{\odot}$. La estrella compañera es apreciablemente sobreluminosa para su masa. Si bien dicha configuración no es única, este análisis muestra la viabilidad de un progenitor binario.

En la Fig. 1 mostramos que futuras observaciones nos deberían permitir discernir entre los diferentes escenarios propuestos para el progenitor. Si el objeto pre-explosión no está relacionado con la SN el flujo en el óptico debería ser mucho más intenso a partir de los 700 días de la explosión (ver panel izquierdo de la Fig. 1). Si el objeto fue un progenitor binario, tal como hemos propuesto en Bersten et al. (2014), el flujo en el rango óptico estará reducido y, debido a la presencia de la compañera caliente, los colores en los filtros UV y ópticos serían mucho más azules que los esperados para la SN. Tal como muestran las cruces azules en la Fig. 1, la presencia de una estrella secundaria puede ser detectada con gran certidumbre (a 6σ). Esta figura también muestra que cualquier estrella de secuencia principal más luminosa que $\text{Log}(L/L_{\odot})=4.8$ será detectable.

* $M_{ej} = M_{tot} - M_{cortar}$, donde M_{tot} es la masa total de la estrella y M_{cortar} es la masa que asumimos que forma un remanente compacto

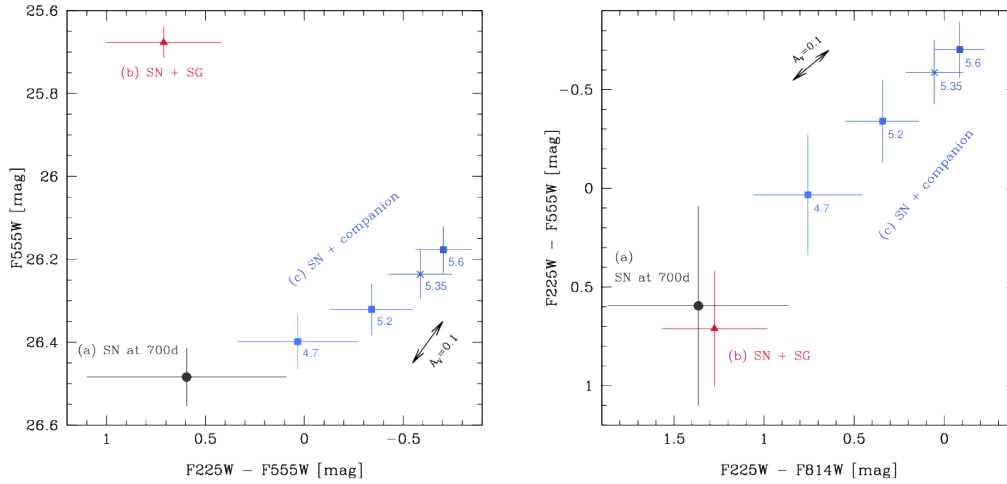


Fig. 1: Diagramas color-magnitud (panel izquierdo) y color-color (panel derecho) útiles para discernir entre los posibles progenitores. El punto negro (a) representa la posición esperada para la SN a 700 días de la explosión. Esto es lo que debería observarse en el caso de que el progenitor fuera una WR aislada. El triángulo rojo (b) corresponde a la SN junto con una supergigante A0, que es lo que se vería si el objeto pre-explosión no tuviera relación con la SN. Los símbolos azules (c) muestran a la SN junto con una compañera caliente con diferentes luminosidades sobre la ZAMS. La cruz azul corresponde al caso específico estudiado en Bersten et al. (2014). Las barras de error indican la relación señal-ruido para exposiciones de 5800 s en F225W y 1700 s en las bandas ópticas. La flecha indica una incerteza en la extinción de $A_V = 0,1$ mag, asumiendo una ley de enrojecimiento estándar con $R_V = 3,1$.

3. Discusión y conclusiones

Nuestro análisis hidrodinámico de la CL indica que iPTF 13bvn fue la explosión de una estrella de helio de baja masa ($M \approx 3,5 M_\odot$) con una energía de la explosión relativamente baja ($\approx 7 \times 10^{50}$ erg) y una producción normal de elementos radioactivos ($M_{56\text{Ni}} \approx 0,1 M_\odot$).

Nuestro modelo de CL está en contradicción con un progenitor WR tal como propusieron Groh et al. (2013). Para explicar la explosión de una estrella de helio de baja masa hemos propuesto como progenitor a un sistema binario interactuante. Hemos mostrado que un sistema compuesto por estrellas de $20 M_\odot + 19 M_\odot$ con un período orbital inicial de 4.1 días satisface todos los requerimientos observacionales.

Hemos estudiando las posibles configuraciones del sistema binario que cumplan con las observaciones disponibles. Encontramos que la estrella compañera tiene que estar cerca de la ZAMS con $4,6 \lesssim \text{Log}(L/L_\odot) \lesssim 5,6$. Dicha estrella debería poder detectarse en futuras búsquedas con el HST en el UV y el azul tal como se deduce del análisis de la Fig. 1. La detección de tal objeto representaría la primera identificación robusta de un progenitor de SN deficiente en hidrógeno.

Referencias

Benvenuto O. G., Bersten M. C., Nomoto K., 2013, ApJ, 762, 74

Benvenuto O. G., De Vito M. A., 2003, MNRAS, 342, 50
 Bersten M. C., et al., 2014, AJ, 148, 68
 Bersten M. C., et al., 2012, ApJ, 757, 31
 Blinnikov S. I., et al., 1998, ApJ, 496, 454
 Cao Y., et al., 2013, ApJL, 775, L7
 Claeys J. S. W., et al., 2011, A&A, 528, A131
 Ergon M., et al., 2014, A&A, 562, A17
 Groh J. H., Georgy C., Ekström S., 2013, A&A, 558, L1
 Groh J. H., et al., 2013, A&A, 558, A131
 Heger A., et al., 2003, ApJ, 591, 288
 Langer N., 2012, ARA&A, 50, 107
 Massey P., et al., 2006, AJ, 131, 2478
 Nomoto K., et al., 1993, Nature, 364, 507
 Smartt S. J., 2009, ARA&A, 47, 63
 Van Dyk S. D., et al., 2013, ApJL, 772, L32
 Yoon S.-C., et al., 2012, A&A, 544, L11



Jets estelares observados con GSAOI/GEMINI

L.V. Ferrero, M. Gómez & G. Gunthardt

Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC-UNC)

Contacto/ LVF: leticia@oac.uncor.edu

Resumen / En esta contribución se presentan imágenes en H₂ (2.122 μm) y en K (2.2 μm), obtenidas con el instrumento GSAOI+GeMS/GEMINI, del objeto Herbig-Haro HH 137 y del jet estelar MHO 1502. La resolución de GSAOI permite detectar, con gran definición, estructuras internas no reportadas previamente en la literatura. Se realiza una descripción morfológica detallada de cada uno de los objetos observados. Se detecta la contraparte infrarroja de HH 137, la cual muestra una estructura terminal curva o “bow shock” (“choque de proa”) y un perfil irregular. MHO 1502 muestra un suave perfil en “S” y varias regiones nebulares (con emisión en H₂), probablemente no asociadas a este objeto, con formas de choque de proa, no catalogadas previamente.

Abstract / In this contribution we present H₂ (2.122 μm) and K (2.2 μm) images of the Herbig-Haro object HH 137 and the stellar jet MHO 1502, taken with GSAOI+GeMS/GEMINI. The high resolution of GSAOI allows us to identify, with great definition, new internal structures not previously reported in the literature. We perform a detailed morphological description of each object. We detect the near-infrared counterpart of HH 137, that shows a bow shock-like terminal structure and an irregular profile. MHO 1502 shows a gentle “S-shape” as well as several nearby nebular (H₂) regions, probably not associated with this object, with bow shock-like shapes, not previously cataloged.

Keywords / stars: formation — infrared: ISM — ISM: Herbig-Haro objects, jets and outflows

1. Introducción

Entre las estructuras presentes en el modelo clásico de formación estelar se encuentran los jets y/u objetos Herbig-Haro (HH). Los mismos son el producto del viento estelar y la interacción con el material de la nube circundante. En la región de choque, usualmente con forma de choque de proa (o “*bow shock*”), los átomos son excitados (colisionalmente) y luego desexcitados, emitiendo en un amplio rango de longitudes de onda desde el ultravioleta hasta el milimétrico (Reipurth & Bally, 2001). En general, se pueden observar varias regiones de emisión o nodos, en forma prácticamente equi-espaciados, delineando el eje del jet (Reipurth & Bally, 2001). En la región óptica del espectro se los observa principalmente en las líneas de emisión del hidrógeno, [SII], [OI] y [OII]. Mientras que, en la región del infrarrojo cercano del espectro, se manifiestan principalmente en la línea $v = 1-0$ de la molécula de hidrógeno en 2.122 μm , conocido trazador de las regiones de choque (Davis et al., 2010).

Recientemente se ha iniciado un estudio sistemático de jets estelares australes con el propósito de investigar las diversas morfologías que presentan y su posible relación con las propiedades de las fuentes excitantes. Imágenes de alta resolución en H₂ permiten revelar la estructura compleja de este tipo de objetos. En esta contribución se presentan resultados iniciales del objeto HH 137 y del jet estelar MHO 1502, observados con el instrumento GSAOI+GeMS del telescopio GEMINI Sur. En particular se analizan las fuentes emisoras en H₂ que componen estos dos objetos, así como otras que yacen dentro del campo observado y que, al parecer,

no estarían asociadas con los dos objetos mencionados. Observaciones futuras permitirán completar el estudio inicial aquí presentado.

2. Observaciones y análisis

Se obtuvieron imágenes del objeto HH 137 y del jet MHO 1502 con el telescopio GEMINI Sur y el instrumento GSAOI+GeMS, las noches del 2 y 11 de febrero de 2014, en las bandas H₂ (1-0, 2.122 μm , $\Delta\lambda = 0.032 \mu\text{m}$) y K (2.2 μm , $\Delta\lambda = 0.34 \mu\text{m}$). GSAOI (*Gemini South Adaptive Optics Imager*) es una cámara con óptica adaptativa capaz de observar en infrarrojo cercano y diseñada para operar con GeMS (*Gemini Multi-Conjugate Adaptive Optics System*). La cámara consta de un arreglo de 2×2 detectores de tipo Hawaii-2RG, de 2048×2048 pixels cada uno, los cuales dejan un *gap* o zona muerta entre ellos de 3'' de ancho. El campo es de 85''×85'' con una escala de placa de 0.0197'' pixel⁻¹. Las imágenes fueron procesadas con el programa THELI (Erben et al., 2005; Schirmer, 2013), diseñado para la reducción automatizada de imágenes astronómicas*.

2.1. HH 137

HH 137 se encuentra a una distancia de 2.2 kpc en la nebulosa oscura D291.4-02 (Hartley et al., 1986), en la constelación de Carina. La Figura 1 muestra la imagen combinada de HH 137, en H₂ (verde) y K (azul),

* El programa THELI puede ser descargado de la página web: <http://www.astro.uni-bonn.de/theli/>

de un campo de $95'' \times 70''$. Esta imagen corresponde a la contraparte en H_2 de los nodos detectados en el óptico por Ogura (1993). Las letras en la figura siguen la nomenclatura de dicho trabajo. Los círculos, denominados X-1 y X-2, indican dos nuevos objetos con emisión en H_2 . Se aprecia una gran cantidad de subestructuras y detalles dentro de los objetos previamente conocidos, lo que evidencia la alta resolución de GSAOI. En particular, los nodos HH 137-A-B-C presentan una notable estructura en forma de *bow shock*, delineada o constituida por una cadena de nodos. HH 137-D, E, F y G también presentan subestructuras internas y morfologías tipo *bow shock*, aunque más débiles. La disposición de estos nodos en el campo parecería indicar que provienen de una dirección diferente a la de los nodos HH 137-A-B-C.

Las fuentes emisoras detectadas presentan una morfología compleja que, consideradas en su conjunto, delinean un perfil serpenteante o sinusoidal para este objeto. El cambio en la dirección de las fuentes emisoras podría deberse a la binaridad de la fuente excitante o a un efecto de precesión del eje del jet (Fendt & Zinnecker, 1998). Cabe mencionar, sin embargo, que la fuente excitante permanece sin identificación. Más aún, no es posible, en base a los datos disponibles al presente, aseverar que todas las fuentes emisoras detectadas correspondan al mismo objeto. En particular Ogura (1993) detectó otro objeto, HH 138, que yace $\sim 2'$ al este de HH 137, que podría estar asociado con al menos alguno de los nodos indicados en la Figura 1.

2.2. MHO 1502

MHO 1502 yace a una distancia de 700 pc (Liseau et al., 1992), en el cúmulo denso IRS 16, asociado a la región HII 263.619–0.533 en la nube molecular de Vela-D. La Figura 2 muestra la imagen combinada, H_2 (en verde) y K (en azul), de un campo de $78'' \times 92''$, alrededor del jet MHO 1502. En la misma se evidencia el suave perfil sinusoidal de este jet. Giannini et al. (2013) publicaron una imagen de MHO 1502, tomada con el telescopio Spitzer y la cámara IRAC, la cual corresponde a una combinación a color de las bandas $3.6 \mu\text{m}$ (azul), $4.5 \mu\text{m}$ (verde) y $5.8 \mu\text{m}$ (rojo). En la Figura 2 se indican los nodos identificados por Giannini et al. (2013). Con flechas se señalan nuevas fuentes emisoras no catalogadas previamente. Los rombos corresponden a las posiciones de dos posibles fuentes excitantes propuestas en la literatura: MMS2 (Massi et al., 2007) y [SEC2010] IRA 18064 (Giannini et al., 2013).

Dentro de las bandas de Spitzer, y en particular el filtro de banda ancha en $4.5 \mu\text{m}$, están presentes numerosas líneas, tales como varias líneas vibracionales de H_2 , como también de CO y $\text{Br}\alpha$ (Reach et al., 2006). La imagen en la línea de $2.122 \mu\text{m}$ del H_2 permite confirmar, sin ambigüedad, que se trata de una región de choque. La disposición equi-espaciada de los nodos que delinea el perfil de MHO 1502, sugieren que podrían estar asociados a posibles períodos eruptivos de la fuente excitante, conocidos como eventos de tipo FU Orionis (Hartmann & Kenyon, 1996).

En torno a MHO 1502, en la Figura 2, se observan numerosas fuentes emisoras que, en principio, no estarían

asociadas a este jet. En la Región 1 (Figura 2), al igual que en la Región 3, se individualizan varios objetos de apariencia nebulosa y con forma o aspecto de *bow shock*, que sugieren una dirección de procedencia diferente a la del jet MHO 1502 y, por lo tanto, no estarían físicamente vinculados con el mismo. En la Región 2 se muestra, con gran detalle, la existencia de nuevos nodos no identificados previamente. La forma ligeramente alargada de los mismos sugiere como punto de origen la zona central de dicha región, donde yacen numerosas fuentes.

3. Resultados

Las imágenes de alta resolución obtenidas en el telescopio GEMINI Sur, con el instrumento GSAOI+GeMS, en las bandas H_2 (1-0, $2.122 \mu\text{m}$) y K ($2.2 \mu\text{m}$) del objeto HH 137 y del jet estelar MHO 1502, han permitido detectar nuevas subestructuras dentro de los nodos previamente catalogados, además de fuentes emisoras adicionales reportadas en esta contribución. En el caso particular de HH 137, se detectaron las contrapartes en $2.122 \mu\text{m}$, de los nodos previamente descubiertos, en el óptico, por Ogura (1993), además de dos nuevas fuentes emisoras. La imagen de MHO 1502, muestra con extraordinario detalle los nodos, que delinean claramente un perfil en “S” para el eje del jet, previamente identificados por Giannini et al. (2013) en imágenes de Spitzer. La imagen presentada en este trabajo permite identificar numerosas fuentes emisoras, que yacen en regiones cercanas ($\lesssim 1'$), que presentan forma de choque de proa. Sin embargo, es probable que las mismas no se encuentren físicamente ligadas a MHO 1502.

Las imágenes obtenidas han permitido derivar coordenadas para la época actual de estos objetos. Movimientos propios, medidos a partir de imágenes multi-época, y/o velocidades radiales, permitirán asegurar o descartar la conexión física entre los diversos nodos identificados en las Figuras 1 y 2. Imágenes profundas multi-banda identificarán la/s posible/s fuente/s excitante/s correspondiente/s a cada objeto. Adicionalmente, estas imágenes podrán proporcionar información sobre las propiedades de estas fuentes y su eventual vinculación con eventos de tipo FU Orionis. El estudio sistemático de estos objetos permitirá comprender en forma más acabada la relación entre la morfología de los jets y las características de las estrellas en formación.

Referencias

- Davis C. J., et al., 2010, A&A, 511, A24
 Erben T., et al., 2005, Astronomische Nachrichten, 326, 432
 Fendt C., Zinnecker H., 1998, A&A, 334, 750
 Giannini T., et al., 2013, ApJ, 767, 147
 Hartley M., et al., 1986, A&AS, 63, 27
 Hartmann L., Kenyon S. J., 1996, ARA&A, 34, 207
 Liseau R., et al., 1992, A&A, 265, 577
 Massi F., et al., 2007, A&A, 466, 1013
 Ogura K., 1993, MNRAS, 262, 735
 Reach W. T., et al., 2006, AJ, 131, 1479
 Reipurth B., Bally J., 2001, ARA&A, 39, 403
 Schirmer M., 2013, ApJS, 209, 21

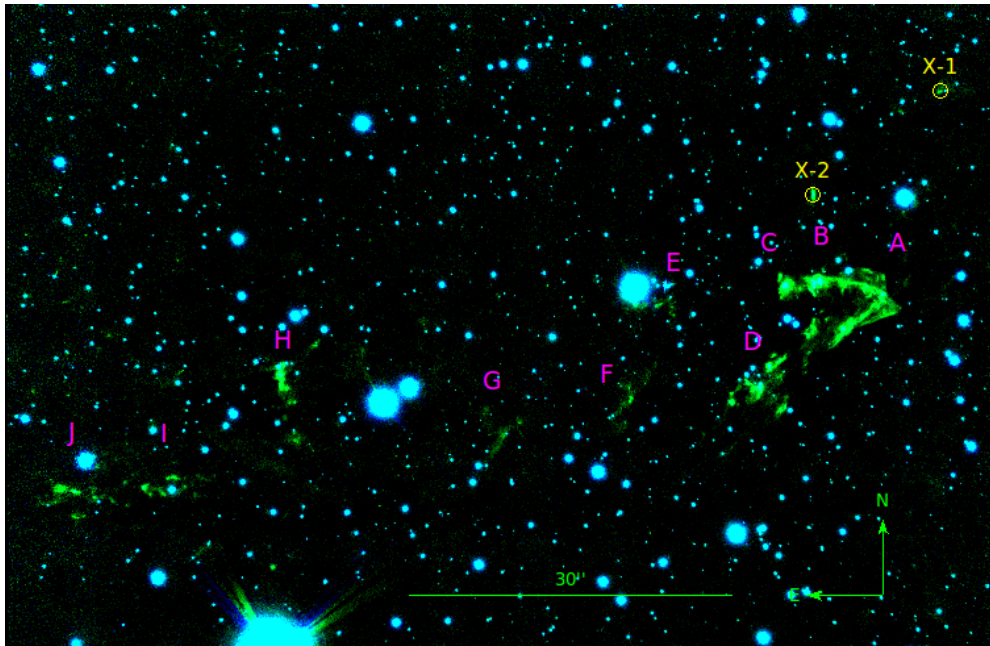


Fig. 1: Imagen combinada de HH 137, en H₂ (verde) y K (azul), tomada con GSAOI+GeMS, de un campo de 90''×60''. Las letras magentas identifican los nodos descubiertos por Ogura (1993) y los círculos amarillos nuevos objetos en H₂.

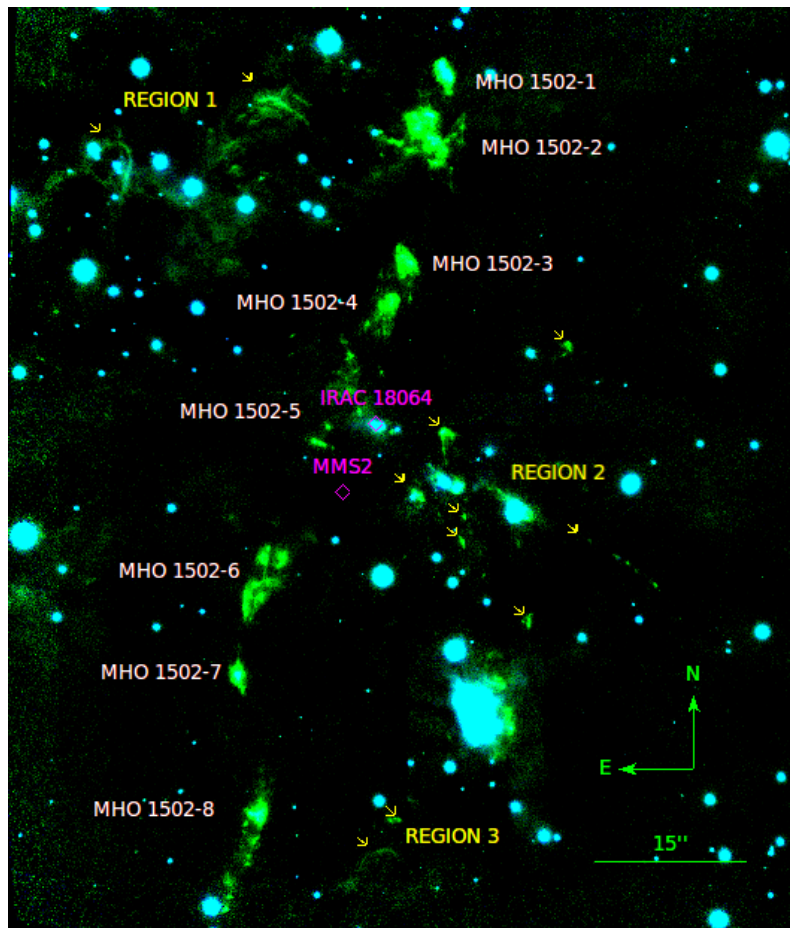


Fig. 2: Imagen combinada de MHO 1502, en H₂ (verde) y K (azul), tomada con GSAOI+GeMS, de un campo de 78''×92''. Se identifican los nodos reportados por Giannini et al. (2013). Las flechas corresponde a nuevas detecciones en H₂.



Medición de Ecos de Luz en R CrA

M.F. Calandra^{1,2}, R. Gil-Hutton^{1,2}

¹ Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)

² Facultad de Ciencias Exactas Físicas y Naturales (UNSJ)

Contacto/ MFC: fcalandra@casleo.gov

Resumen / A partir de la confirmación de la existencia de Ecos de Luz en S CrA, se decidió evaluar el comportamiento de estrellas cercanas en esa región y analizar la posibilidad de que mostraran también este fenómeno. En este trabajo se midieron los Ecos de Luz en torno a R CrA a partir de observaciones realizadas entre los meses de Julio y Noviembre de 2007 en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). Se encontró la distancia donde se localiza la estructura de polvo que lo provoca, se ajustaron distintos modelos disponibles en la literatura y, a partir de la estima de distancia a la estructura de polvo y las características particulares de la estrella, se concluye que la estructura de polvo observada se encontraría a una distancia similar a la correspondiente a la nube de Oort en el Sistema Solar.

Abstract / After confirmation of the existence of Light Echoes in S CrA, it was decided to evaluate the behavior of nearby stars in that region and discuss the possibility for them to also show this phenomenon. In this work, Light Echoes around R CrA were measured from observations made between July and November 2007 at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). We find the distance to the dust structure that causes the echo by adjusting various models available in the literature and, using this estimation of the distance and the particular characteristics of the star, it is possible to conclude that the observed dust structure would be at a distance that is similar to that of the Oort cloud in the Solar System.

Keywords / Stars: T Tauri — Oort Cloud — Planetary Formation

1. Introducción

Los Ecos de Luz son fenómenos producidos cuando un pulso de luz que proviene de una fuente astronómica es dispersado por polvo. Este tipo de fenómenos sólo pueden ser observados desde la Tierra bajo condiciones especiales; tales condiciones se cumplen si la dirección de dispersión es hacia el observador y el pulso es lo suficientemente intenso. Debido a la configuración geométrica particular que se necesita para observar el fenómeno, es muy difícil detectarlos, de hecho los Ecos de Luz son fenómenos raros e imprevisibles.

Desde que se descubrió el primer Eco de Luz en la Nova Persei 1901 (Naegamvala, 1901), se han realizado múltiples búsquedas en distintas regiones, relacionándolos con distintos tipos de fenómenos como por ejemplo estallidos de rayos gamma (Reichart, 2001); (Band & Hartmann, 1992), en galaxias con núcleos activos (de Diego et al., 1998), supernovas extragalácticas, y más recientemente han sido descubiertos en estrellas jóvenes, como es el caso de la estrella T Tauri S CrA (Ortiz et al., 2010). En este último trabajo los autores detectaron por primera vez múltiples Ecos de Luz en las estrellas Herbig Ae/Be R CrA y la estrella T Tauri S CrA, y se limitaron al análisis del caso observado en S CrA, dejando de lado a la estrella restante.

Este estudio en S CrA produjo resultados importantes en el campo de la Ciencias Planetarias: Ortiz et al. (2010) propusieron en su trabajo que el eco observado podría deberse a una estructura de polvo próxima que se podría

interpretar como una posible Nube de Oort, completa o en formación, lo que implica que la estrella podría estar formando un sistema planetario. Esto plantea la necesidad de avanzar más en el estudio de estos Ecos y su relación con la formación estelar y planetaria.

En este trabajo se estudia el Eco de Luz detectado por (Ortiz et al., 2010) alrededor del objeto R CrA, con el objeto de comprender la estructura de polvo que lo rodea y estudiar la posibilidad de que la misma se encuentre lo suficientemente próxima a la estrella para poder ser considerada como una potencial Nube de Oort.

2. Observaciones y reducción

Para llevar a cabo este trabajo se utilizaron imágenes adquiridas con el telescopio Astrograph for the Southern Hemisphere (ASH) del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) en las noches del 17 Julio de 2007, 13, 16 y 29 de Agosto de 2007, 09, 13, 16 y 18 de Septiembre de 2007 y 11 de Noviembre de 2007. Este telescopio posee un detector CCD SBIG 11000M en foco primario, con una matriz de 4008 x 2672 pixeles, que cubren un área en el cielo de 1.77 grados cuadrados. Posee un único filtro centrado en 550 nm y con un ancho de banda pasante de 300 nm. Las imágenes empleadas para este trabajo son las mismas utilizadas por Ortiz et al. (2010) y fueron obtenidas de la base de datos de CASLEO.

La descripción de las observaciones se encuentra en la Tabla 1. La exposición indicada para cada imagen corresponde a la superposición de un número variable de

imágenes individuales con tiempos de exposición de 300 segundos y adquiridas en sucesión cada noche. La fecha e instante de la observación corresponde al período de observación total de cada noche.

Tabla 1: Fecha y tiempo de exposición en segundos para las observaciones de R CrA.

Fecha (DJ)	UT	Nº Im. indiv.	Exp. total [s]
2454298.62	2007 07 17 02:37:31	6	1800
2454325.59	2007 08 13 01:59:10	6	1800
2454328.57	2007 08 16 01:33:18	6	1800
2454332.54	2007 08 20 00:44:47	6	1800
2454352.56	2007 09 09 01:14:05	8	2400
2454356.52	2007 09 13 00:15:05	8	2400
2454361.58	2007 09 16 23:38:34	10	3000
2454384.52	2007 09 18 01:25:56	10	3000
2454390.52	2007 10 11 00:12:54	8	2400

El proceso de reducción fue estándar. Los aspectos relevantes de la reducción son que las imágenes de cada noche se encuentran desfasadas 10 segundos de arco en cualquier dirección con el fin de eliminar rayos cósmicos en el proceso de combinación posterior, y que se adquirieron *darks* con tiempos de exposición iguales a los utilizados en las imágenes individuales (300 segundos) para corregir simultáneamente por *dark* y *bias*. No se encontraron deformaciones radiales en las imágenes por lo que posteriormente se superpusieron para obtener una única imagen final y se renormalizó el flujo en cada una de ellas para poder compararlas entre sí.

3. Resultados y análisis

Se observaron Ecos de Luz en torno a la estrella R CrA, indicando la existencia de polvo y estructura tridimensional, para identificar los mismos se aplicaron los filtros digitales de Laplace y de Renormalización Acimutal, que permiten realzar determinadas características de las imágenes.

Al aplicar el filtro de Laplace se detectan claramente las estructuras que se relacionan con los Ecos de Luz pero su análisis es más complicado. En cambio, para las imágenes donde se aplicó el filtro de Renormalización Acimutal no solo puede observarse claramente la aparición del Eco de Luz sino que su análisis es más sencillo. Por esta razón para determinar la distancia al objeto se eligió la imagen filtrada con esta técnica correspondiente a la fecha 17/10/2007 que es donde los ecos se encuentran mejor definidos. En la Figura 1 se marcaron las estructuras que podrían corresponder al fenómeno de eco estudiado, las que se denominaron Arco 1 y Arco 2, y se descartaron las estructuras denominadas “Estructura Derecha”, debido a que podría aparecer por las contribuciones de la estrella T CrA que se encuentra en las inmediaciones de la zona de estudio; y la “Estructura Izquierda”, por debajo de los arcos marcados, ya que en esa zona se encuentra el cúmulo denominado Coronet Cluster, que es una activa región de formación estelar que podría contribuir a la estructura observada.

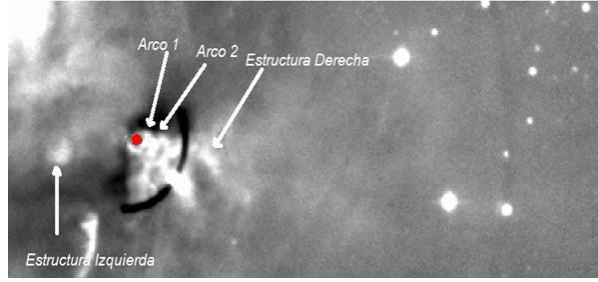


Fig. 1: Estructuras analizadas como posibles candidatos a Ecos de Luz. En rojo se señala R CrA.

Se determinó la distancia a la estrella central a partir de la geometría del Eco de Luz, lo que nos permite evaluar los resultados obtenidos. Para ello se utilizaron dos modelos propuestos por Tylanda (2004), que son el Modelo de Placa Plana de Polvo y Envoltura Esférica de Polvo (ver Figura 2):

- Placa Plana de Polvo: Supongamos que la proyección de una placa delgada plano-paralela de polvo intersecta la línea de la visual en z_0 , además la normal a la placa está en el plano (x, z) y está inclinada respecto del eje z en un ángulo α . Entonces la componente z se puede indicar como $z = z_0 - ax$, donde $a = \tan \alpha$, entonces el Eco tiene la forma de un anillo, cuyo radio ξ está dado por:

$$\xi = \sqrt{(1 + a^2) + 2z_0ct}, \tag{1}$$

donde c es la velocidad de la luz y t el tiempo.

- Envoltura Esférica de Polvo: Si en cambio el polvo se sitúa de forma esférica, con un radio r_0 y centrado en la fuente que rodea la estrella, entonces podemos describir la forma del Eco de Luz como un anillo de radio ξ , dado por:

$$\xi = \sqrt{2r_0ct - (ct)^2}. \tag{2}$$

Los Ecos con Envoltura Esférica, a menudo aparecen concéntricos y solo pueden crecer tanto como el radio de su envoltura. Por otro lado, para la placa Paralela los Ecos pueden observarse arbitrarios, y aparecerán como anillos circulares concéntricos solo si la Placa está alineada con el plano del cielo (siendo esto una restricción poco probable).

Para encontrar los valores desconocidos de los parámetros de las ecuaciones 1 y 2 que describen al Eco de Luz, se minimizaron los residuos de las distancias angulares obtenidas utilizando el método Downhill Simplex descrito en Press et al. (1992). Los resultados encontrados se listan en las Tablas 2 y 3.

Tabla 2: Resultados para el modelo de Placa Plana de Polvo.

	Arco 1	Arco 2
a	14	14
t	13 días	12 días
z	0.15 pc	0.16 pc
d	123 ±3 pc	122±3 pc

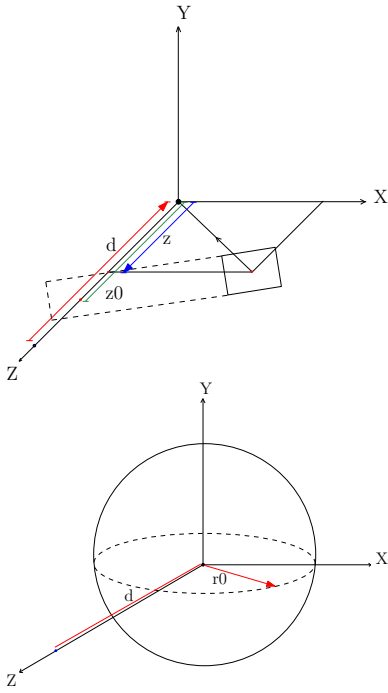


Fig. 2: Imagen que representa las geometrías de los modelos de Placa Paralela de Polvo (arriba) y Envoltura Esférica de Polvo (abajo), propuesta por Tylanda (2004).

Tabla 3: Resultados para el modelo de Envoltura Esférica de Polvo.

	Arco 1	Arco 2
t	93 días	104 días
r_0	0.18 pc	0.17 pc
d	116 ± 4 pc	1 ± 3 pc

En todos los casos, los errores fueron calculados teniendo en cuenta el error de la tarea IMEXAMINE de IRAF, empleada para medir las posiciones de la estrella central y los Arcos 1 y 2. Los errores de todos los parámetros exceptuando la distancia son inferiores a la milésima, indicando que el método de medición aplicado en el cálculo de la distancia es muy preciso.

El análisis de estos resultados de los modelos arroja distancias a la estrella bastante similares entre sí, y coincidentes con las distancias propuestas por diferentes autores tales como Neuhäuser & Forbrich (2008) de 128 pc y Marraco & Rydgren (1981) de 130 pc, que son las distancias tomadas de referencia usualmente. Además estos resultados encontrados sugerirían que R CrA forma parte del cúmulo Coronet, situado a 128 pc según estimaciones recientes del observatorio de rayos X Chandra (<http://chandra.harvard.edu/photo/2007/coronet/>).

4. Conclusiones

Se midieron los casos designados como Arco 1 y Arco 2 y se encuentra que coinciden con la geometría de un Eco de Luz. Se encuentra además que el polvo estaría a una distancia entre 0.15 pc y 0.18 pc de la estrella central para ambos Arcos y para ambos modelos, lo que implica distancias entre 31 000 y 37 000 UA, respectivamente

que, en comparación con nuestro Sistema Solar indicaría que el polvo se encuentra a distancias que coincidirían con la región de la Nube de Oort.

En estas condiciones el modelo que presentaría el mejor ajuste sería el correspondiente a una envoltura rodeando la estrella central, ya que en estas circunstancias sería bastante poco probable encontrar residuos de formación estelar en las escalas de distancias mencionadas.

Sin embargo, no se observa que los Ecos de Luz se sitúen de forma simétrica alrededor de la estrella. Esto podría deberse a que la densidad de polvo sea mayor en la zona de la envoltura de polvo que en las demás regiones, o bien la Envoltura Esférica podría estar incompleta y la geometría real del polvo sería más parecida a un toroide. Esto sería razonable considerando que el tiempo que toma que la distribución de las inclinaciones orbitales del material eyectado de un disco protoplanetario se vuelva completamente aleatoria, es de 500 Myr (Duncan et al., 1987), por lo tanto se espera que para estrellas jóvenes como R CrA, y en el caso en que se esté formando una Nube de Oort, la misma no esté formada completamente.

Además las estrellas Herbig Ae/Be emiten radiación en exceso en el infrarrojo, que según el paradigma actual, se origina de un pasivo disco de polvo (Adams et al., 1987).

La existencia de un disco en torno a R CrA reforzaría la hipótesis de que la estrella podría estar formando planetas, siendo la estructura observada un disco de acreción. Debido a que el proceso de formación de planetas gigantes requeriría aproximadamente de 1 a 10 Myr (por ejemplo, Rice & Armitage, 2003), con una estima de la edad de la estrella de 1 Myr (Bibo et al., 1992), podría encontrarse formando algún sistema planetario extrasolar, aunque estaría lejos aún de completar la formación de planetas gigantes.

Referencias

- Adams F. C., Lada C. J., Shu F. H., 1987, ApJ, 312, 788
 Band D. L., Hartmann D. H., 1992, ApJ, 386, 299
 Bibo E. A., The P. S., Dawanas D. N., 1992, A&A, 260, 293
 de Diego J. A., et al., 1998, A&A, 330, 419
 Duncan M., Quinn T., Tremaine S., 1987, AJ, 94, 1330
 Marraco H. G., Rydgren A. E., 1981, AJ, 86, 62
 Naegamvala K. D., 1901, MNRAS, 61, 338
 Neuhäuser R., Forbrich J., 2008, The Corona Australis Star Forming Region. The Southern Sky ASP Monograph Publications, Volume II, p. 735
 Ortiz J. L., et al., 2010, A&A, 519, A7
 Press W. H., et al., 1992, Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing. Cambridge: University Press, 1992, 2nd ed.
 Reichart D. E., 2001, ApJ, 554, 643
 Rice W. K. M., Armitage P. J., 2003, ApJL, 598, L55
 Tylanda R., 2004, A&A, 414, 223



Monitoreo óptico de η Carinae durante el pasaje por el periastro en 2014.6

Temporadas de observación 2013-2014

E. Fernández-Lajús^{1,2}, N.E. Salerno¹, M.C. Scalia¹, X.S. Ramos¹, F.N. Giudici¹ & R.C. Gamen^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas - UNLP, Argentina

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

Contacto/ EFL: eflajus@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Presentamos las curvas de luz $UBVRIH\alpha$ que surgen de las temporadas de observación 2013 y 2014 de η Car, así como su evolución espectral, incluyendo el último “evento” ocurrido a mediados de 2014. Las observaciones CCD directas fueron realizadas con el telescopio “V. S. Niemela” del Observatorio de La Plata y las observaciones espectroscópicas fueron realizadas con el telescopio “J. Sahade” de Casleo, Argentina.

Abstract / We present the $UBVRIH\alpha$ light curves resulting from the 2013 and 2014 observing seasons of η Car as well as its spectral evolution, including the latest “event” occurred in mid-2014. The direct CCD observations were made with the telescope “VS Niemela” the Observatory of La Plata, and spectroscopic observations were made with the telescope “J. Sahade” of Casleo, Argentina.

Keywords / Stars: massive — stars: binaries general — stars: variables: general — stars: winds, outflows — stars: individual (η Carinae)

1. Introducción

η Carinae es uno de los objetos estelares más intrigantes del cielo, debido a sus espectaculares variaciones de brillo.

En particular, los eventos periódicos que se observan cada 5.54 años indicarían que este objeto está conformado por un sistema binario. Estos eventos se manifiestan fotométricamente como una especie de “eclipse” y espectroscópicamente mediante la rápida aparición y/o desaparición de ciertas líneas, especialmente las de alta excitación, lo cual estaría asociado con el pasaje por el periastro de sus componentes. En este trabajo presentamos las curvas de luz que surgen de las temporadas de observación 2013 y 2014 de η Car, así como su evolución espectral durante el “evento” que está ocurriendo durante el 2014. Las características más destacadas de este evento se dieron entre julio y agosto de este año, aunque a la fecha continúa en evolución. La espectroscopía fue llevada a cabo como parte de un programa internacional de observación en múltiples longitudes de onda, integrada principalmente por grupos de Brasil y EE.UU.

2. Observaciones

2.1. Fotometría

Las observaciones fotométricas se realizaron con el telescopio “Virpi S. Niemela” de 0.80 m de la FCAG-UNLP, en modo directo con la cámara Photometrics STAR I (CCD Thomson TH7883PS de 384 x 576 *pixels*) y un set

de filtros $BVRI$ de Johnson-Cousins y un filtro $H\alpha$. Las temporadas de observación 2013 y 2014 abarcan desde el 4 de enero de 2013 hasta el 24 de setiembre de 2014. Para la fotometría de apertura, el radio usado para η Car (12”) incluye por completo a la nebulosa circundante, el “Homúnculus”. Para el filtro $H\alpha$ se utiliza un radio de apertura menor (3”). HDE 303308 es utilizada como estrella de comparación para determinar la magnitud diferencial de η Car. Los puntos de cero de la fotometría relativa corresponden a la fotometría $UBVRI$ (Johnson) de HDE 303308 (Feinstein et al., 1973).

2.2. Espectroscopía

Los espectros fueron obtenidos con el telescopio “J. Sahade” de Casleo, Argentina, y el espectrógrafo REOSC en su modo echelle. El ángulo utilizado nos permitió cubrir un rango espectral entre ~ 4200 Å y ~ 6750 Å, y una dispersión recíproca de 0.2 Å por pixel ($R \sim 13000$). Se obtuvieron espectros durante 19 noches entre marzo y agosto de 2014, incrementando el muestreo durante el evento.

3. Resultados

La Figura 1 muestra las variaciones de luz B, V, R, I y $H\alpha$ de η Car observadas desde La Plata desde el comienzo de nuestra campaña en 2003. Se presentan los datos desde el 2003 con la finalidad de apreciar la evolución del brillo durante los tres eventos registrados en 2003.5, 2009.0 y 2014.6. Las curvas negras continuas en la Fig.

Monitoreo de η Carinae

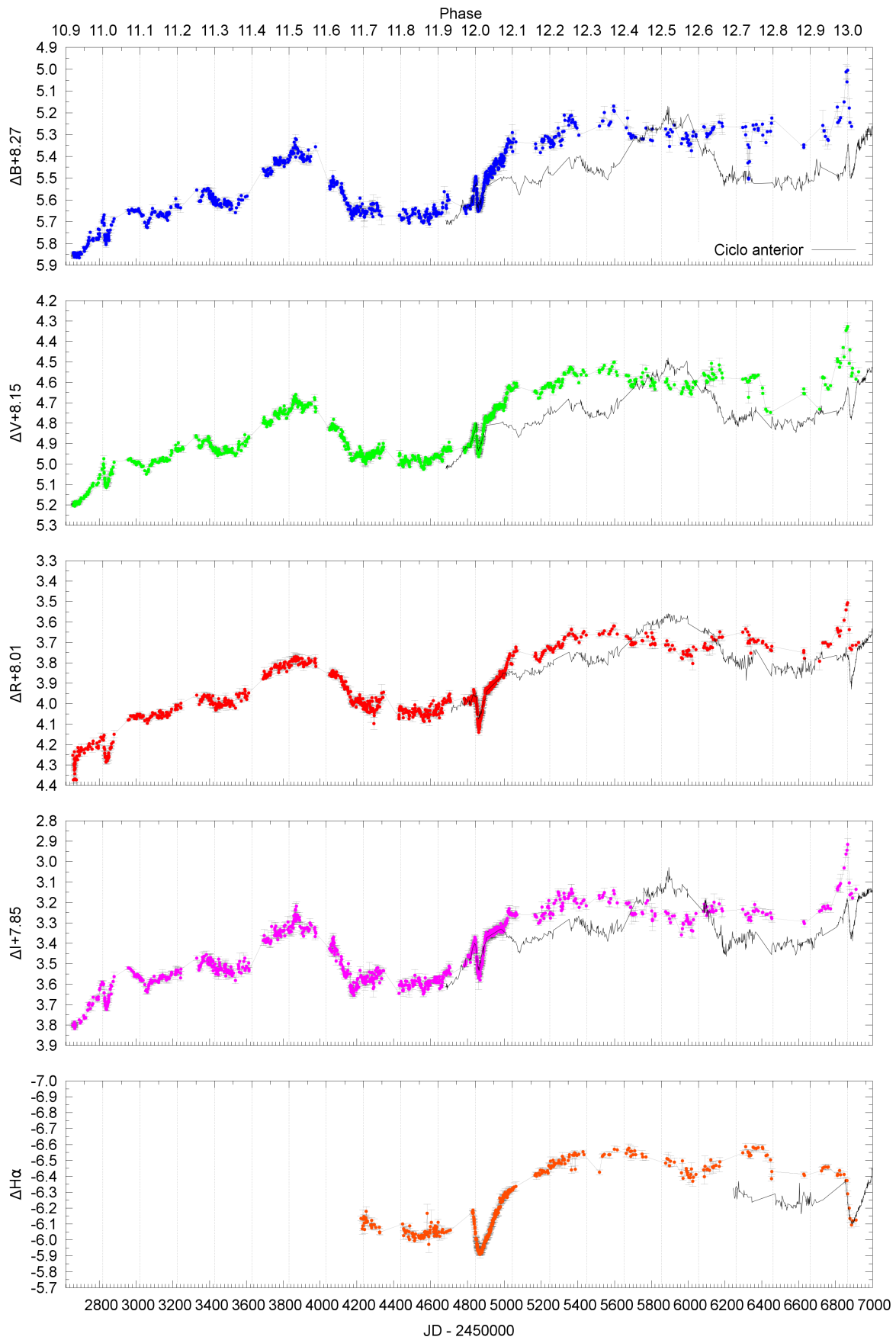


Fig. 1: Curvas de luz *BVRI* y $H\alpha$ de η Car entre 2003 y 2014.

1, son una repetición del ciclo previo agregadas con fines comparativos*. La Figura 2 muestra los datos V en un contexto histórico durante los últimos 100 años.

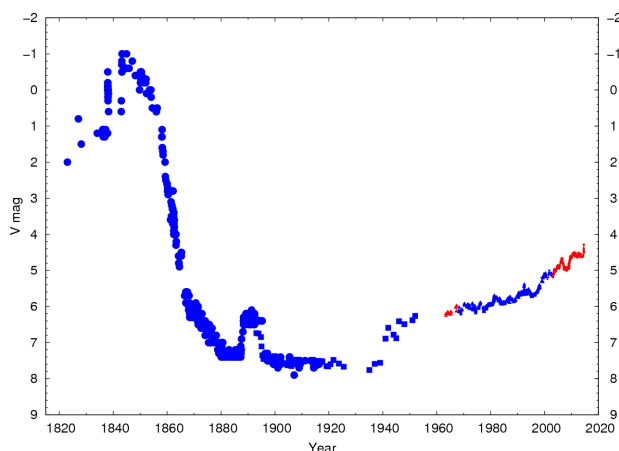


Fig. 2: Curva de luz visual de η Car desde 1820 a 2014. Esta curva contiene observaciones visuales, fotográficas, fotoeléctricas y CCD, recopiladas de la literatura por Fernández-Lajús et al. (2009), y los datos CCD publicados en el presente trabajo. Los puntos rojos son observaciones realizadas desde La Plata.

La Figura 3 muestra dos espectros de η Car adquiridos uno en julio y otro en agosto de 2014.

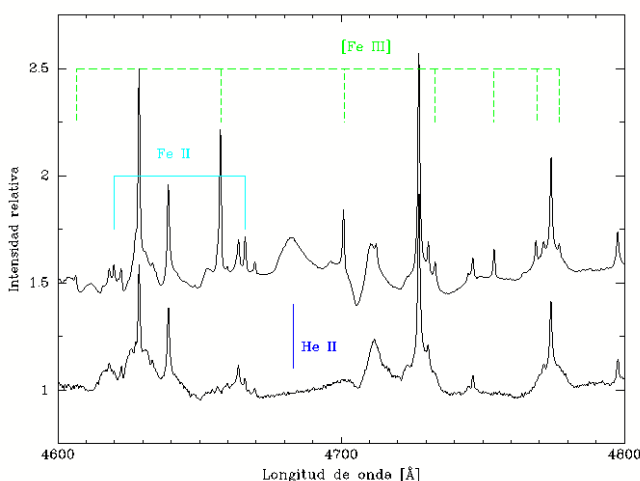


Fig. 3: Comparación del espectro de η Car antes (14 julio 2014, arriba) y durante (01 agosto 2014, abajo) el evento espectroscópico. Se indican las líneas del espectro óptico que sufren mayores variaciones, Fe II $\lambda\lambda$ 4620 y 4666, [Fe III] $\lambda\lambda$ 4606, 4657, 4701, 4733, 4754, 4769, y 4777, y He II $\lambda\lambda$ 4687.

4. Conclusiones

De la Fig. 1, puede verse que η Car continuó con un brillo prácticamente estable ($V \sim 4.5-4.6$) desde 2010, hasta comienzos de 2014. Luego comienza la evolución del esperado “evento 2014.6”. A diferencia de los ciclos anteriores, un repentino aumento de brillo de ~ 0.15 mag comenzó el 9 de abril de 2014 (Fernández-Lajús et al., 2014). Después de alcanzar un máximo relativo el 7 de junio, el brillo disminuyó levemente y 7 días después comenzó un nuevo incremento con la misma tendencia que el anterior. Comparando con el evento observado en 2009, y considerando $P = 2023$ días, la fase de aumento de brillo comenzó 15 días antes de lo esperado. Esta tendencia continuó hasta alcanzar el máximo absoluto ($V \sim 4.35$). Nuestro registro del máximo se dio el 28 de julio de 2014, de acuerdo con la efemérides, aunque nuestra siguiente observación, ya en franco descenso, fue realizada recién 8 días después. Este valor marca además un nuevo récord histórico de brillo desde el siglo XIX (ver Fig. 2).

El mínimo brillo ($\Delta V = 0.25$ mag), después del máximo absoluto fue registrado el 17 de agosto, pero todavía no hay una tendencia clara de haber comenzado la fase de recuperación.

En términos generales, el comportamiento de las curvas de luz es similar en todas las bandas anchas. En $H\alpha$, el mismo fenómeno está caracterizado simplemente por una caída de brillo muy similar a un eclipse y, hasta el momento, copia muy bien lo ocurrido en el ciclo anterior.

El análisis preliminar de los espectros muestra una evolución en la intensidad de las líneas coherente con los ciclos anteriores, lo cual será analizado en detalle a partir del conjunto de espectros tomados por la colaboración internacional. A modo de ejemplo presentamos dos espectros en la Fig. 3.

Agradecimientos: Agradecemos a las autoridades de la FCAG-UNLP por facilitar los recursos observacionales y al personal técnico del Observatorio por sus aportes al mantenimiento del Telescopio “V.S.Niemela”. Agradecemos especialmente al personal del Casleo y a su Director por su disposición y ayuda para concretar las observaciones espectroscópicas.

Referencias

- Feinstein A., Marraco H. G., Muzzio J. C., 1973, A&AS, 12, 331
 Fernández-Lajús E., et al., 2009, A&A, 493, 1093
 Fernández-Lajús E., Salerno N. E., Scalia C., 2014, Central Bureau Electronic Telegrams, 3909, 1

* Las observaciones actualizadas se encuentran disponibles en: etacar.fcaglp.unlp.edu.ar



Primeras curvas de luz de estrellas variables ZZ Ceti observadas en el CASLEO

M.A. Corti^{1,2}, A.D. Romero³, A. Kanaan⁴, S.O. Kepler³, J.E. Costa⁵, A.H. Córscico^{1,6}
& L.G. Althaus^{1,6}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata (CONICET)

³ Instituto de Física - UFRGS (Brasil)

⁴ Departamento de Física - UFSC (Brasil)

⁵ Astrophysics Division - INPE (Brasil)

⁶ Instituto de Astrofísica La Plata (CONICET - UNLP)

Contacto / MAC: mariela@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las estrellas enanas blancas DA variables, ZZ Ceti, constituyen la clase de enanas blancas pulsantes más numerosa. Ellas poseen atmósferas dominadas por hidrógeno, y temperaturas efectivas características entre 10500 y 12300 K. Debido a la variación periódica de su brillo, podemos aplicar la astrosismología para extraer información de la estructura interna y las propiedades globales de estos objetos compactos y antiguos. Esta técnica consiste en comparar períodos de pulsación observados con períodos calculados a partir de modelos teóricos representativos. En este trabajo presentamos curvas de luz y transformadas de Fourier de las estrellas ZZ Ceti WD162813+122452 y BPM37093, obtenidas con el telescopio de 2.15 m de CASLEO. Se incluyen también datos observacionales y parámetros físicos derivados para algunas de las candidatas a ZZ Ceti observadas.

Abstract / DA white dwarf stars, ZZ Ceti, are the most numerous class among the pulsating white dwarfs. These stars have atmospheres dominated by hydrogen, and effective temperatures between 10500 and 12300 K. Because of the periodic variations of their luminosity, we can use asteroseismology to study the inner structure and the global properties of these compact and old objects. These techniques basically consists on the comparison between the observed pulsation periods and theoretical periods computed from representative models. In this work we present the first light curves and Fourier transforms of the ZZ Ceti stars WD162813+122452 y BPM37093, obtained with the 2,15 m telescope at CASLEO. Observational data and physical parameters derived for some ZZ Ceti observed candidates are also included.

Keywords / stars: evolution – (stars:) white dwarfs

1. Introducción

Durante su enfriamiento, las enanas blancas atraviesan varias bandas de inestabilidad en las cuales estas estrellas se tornan variables pulsantes. Todas ellas son multiperiodicas, con variaciones en brillo de 0.005 a 0.15 mag y períodos desde minutos hasta horas. Las pulsaciones son debidas a modos g (gravedad) no radiales y se observan desde la banda óptica hasta la ultravioleta.

Las enanas blancas pulsantes se clasifican según su valor de T_{eff} , $\log(g)$ y composición química de la atmósfera. En particular, las estrellas ZZ Ceti o DAV son enanas blancas variables con atmósferas ricas en hidrógeno (tipo espectral DA) y baja T_{eff} (entre 10800 – 12500 K). Constituyen las variables degeneradas más numerosas. Por otra parte, las estrellas GW Vir o DOV son enanas blancas variables deficientes en H (tipo espectral PG1159), que muestran atmósferas ricas en He, C y O y pulsan a altas T_{eff} . Una descripción más detallada sobre la evolución y pulsación de las estrellas enanas blancas puede ser consultada en los trabajos de Althaus et al. (2010) y Córscico (2015).

2. Datos

Las observaciones fueron obtenidas con el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del CASLEO, San Juan. Se trabajó con el detector TEK CCD (1024 × 1024 px), bineado 2 × 2 para disminuir su tiempo de lectura. Se alcanzó una resolución de 0.3”/pixel, el tamaño del cual, resultó en 26 × 26 μm y el campo de trabajo se redujo a 2' × 2'. Se empleó el filtro azul BG40.

Para la adquisición de datos en modo secuencial, se trabajó con el programa Roper. Finalmente, las imágenes se corrigieron aplicando bias y flat. Todo el análisis fue efectuado con el software IRAF. La Tabla 1 lista la identificación de cada estrella, fecha de la observación, tiempo de integración empleado para obtener cada dato, tiempo total que fue observada por cada noche y cantidad de puntos reunidos. Los parámetros físicos de las mismas tales como temperatura efectiva, logaritmo de su gravedad y tipo espectral, se presentan en las últimas tres columnas de la tabla.

3. Análisis

El trabajo de investigación que se ha desarrollado, se centró en la obtención y análisis de datos fotométricos provenientes de las estrellas candidatas a ZZ Ceti.

En primer lugar, se seleccionaron las estrellas candidatas a variables según su T_{eff} , resultando posible obtener dicho dato del espectro de cada una de ellas, publicado en el Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (Kleinman et al., 2013).

En el transcurso del período de observación, comprendido entre el 4 y el 10 de abril de 2014, se realizó fotometría rápida, midiendo luz recibida de la estrella en intervalos de tiempo de pocos segundos, cada uno no mayor a 35 s. La elección de dicho tiempo, se debió a que el menor período de pulsación conocido es de 70 s y se deben obtener al menos 2 puntos por ciclo, en el transcurso de algunas horas. Luego, todas las imágenes fueron corregidas por bias y por flat. Los archivos fit correspondientes a la misma estrella, obtenidos en la misma noche, se alinearon con el objetivo de coincidir en un punto cero de coordenadas.

Luego, se realizó fotometría de apertura en todas las estrellas. Para estudiar a WD10530+174932, fue necesario trabajar con fotometría PSF (*Point Spread Function*), debido a que en el transcurso de las 3.17 horas de observación, el seeing del CASLEO fue empeorando, alcanzando un valor de $5''$. Las curvas de luz obtenidas para algunas de las estrellas son las mostradas en la Fig. 1, la Fig. 2 y la Fig. 3. Las mismas son el resultado de dividir la curva de luz de la estrella en estudio por la curva de luz de alguna de las estrellas del campo, elegida como estrella de comparación. De este modo, se eliminan las fluctuaciones atmosféricas, la emisión de la Luna, presencia de nubes, etc.

El paso final consiste en dividir a la curva de luz resultante por un polinomio de grado 3, debido a que el mismo es la función que mejor se corresponde con el comportamiento de la curva, para luego normalizarla.

Ahora, la curva de luz ya está preparada para aplicarle la Transformada Discreta de Fourier (TDF) de serie temporal de paso no constante y obtener con ello, un espectro de frecuencia versus amplitud. Que la TDF sea de paso *no* constante es muy importante para poder llevar a una misma curva de luz los puntos obtenidos de la estrella en el transcurso de varias noches de observación, esto implica, distintos períodos de tiempo.

Finalmente, se calcula un valor medio de amplitud $\langle A \rangle$ y se considera real al pico de emisión con intensidad superior a tres veces dicha amplitud media ($3\langle A \rangle$), cuya frecuencia corresponde al período de pulsación.

4. Resultados

Los resultados obtenidos hasta el momento son:

- La estrella WD095703+080504, clase espectral DA y candidata a ZZ Ceti, al igual que las estrellas WD141639+061425 y WD105300+174932, ambas de clase espectral PG1159 y candidatas a DOVs, NO muestran pulsaciones en sus curvas de luz.
- La estrella WD162813+122452 fue la PRIMERA estrella ZZ Ceti que se ha observado en el CASLEO.

En ella se midieron 4 períodos de pulsación: 835 s, 570 s, 508 s y 371 s (Figura 1b).

- La estrella BPM37093 fue la primera DAV muy masiva ($\gtrsim 1M_{\odot}$) en ser descubierta (Kanaan et al., 1992). Con los más de 1000 puntos reunidos para su curva de luz, resultó posible observar varios períodos de pulsación (Figura 4). Con las imágenes fotométricas de BPM37093 obtenidas en el CASLEO, se forma parte de un proyecto internacional en el cual el telescopio GEMINI Sur participa con las observaciones espectroscópicas en el rango visual.

5. Trabajo futuro

Los resultados mostrados aquí corresponden a las etapas iniciales de una campaña de observaciones de estrellas enanas blancas pulsantes, que se lleva a cabo entre Argentina y Brasil.

El proyecto apunta a aprovechar las capacidades instrumentales del CASLEO para observar, por un lado, numerosas enanas blancas con temperaturas efectivas de estrellas candidatas a ZZ Ceti, las cuales nunca han sido monitoreadas para detectar su variabilidad. Por otro lado, observar enanas blancas pulsantes ya conocidas, con el fin de detectar nuevos períodos de pulsación. Este último punto es crucial para poder llevar a cabo análisis astrosismológicos detallados de estas estrellas, lo cual constituye otro de los principales objetivos del proyecto.

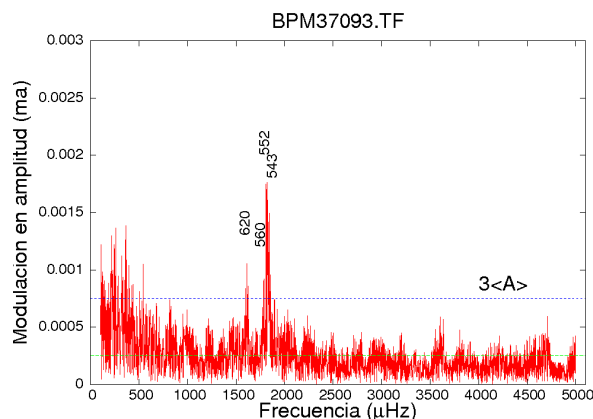


Fig. 4: TDF de las observaciones obtenidas las noches del 4-5-8 y 9 de abril, para la DAV masiva. Los períodos de pulsación son: 543; 552; 560 y 620 s.

Agradecimientos: MAC: *Visiting astronomer, Complejo Astronómico El Leoncito operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan.* MAC, AHC y LGA agradecen al CONICET (PIPs 112-201201-00226 y 112-201101-00812).

Referencias

- Althaus L. G., et al., 2010, *A&A Rev.*, 18, 471
 Córscico A., 2015, *BAAA*, en prensa
 Kanaan A., et al., 1992, *ApJL*, 390, L89
 Kleinman S. J., et al., 2013, *ApJS*, 204, 5

Tabla 1: Datos observacionales y parámetros físicos de las estrellas observadas

ID	Fecha	Tpo.Int.	Tpo.Total	Número	T_{eff}	$\log(g)$	TE
	Abril 2014	(seg)	(horas)	puntos	(K)		
WD105300+174931	día 4	30	3.17	380	110000	7.00	PG1159
WD141639+061425	"4	30	2.94	352	120000	7.50	PG1159
WD162813+122452	"4	30	1.25	150	11242	8.38	DA
WD095703+080504	"6	30	1.88	112	11613	8.64	DA
BPM37093	"5	20	7.84	1411	11730	8.81	DA
BPM37093	"6	20	4.00	720	11730	8.81	DA
BPM37093	"8	20	5.00	900	11730	8.81	DA
BPM37093	"9	20	1.98	356	11730	8.81	DA

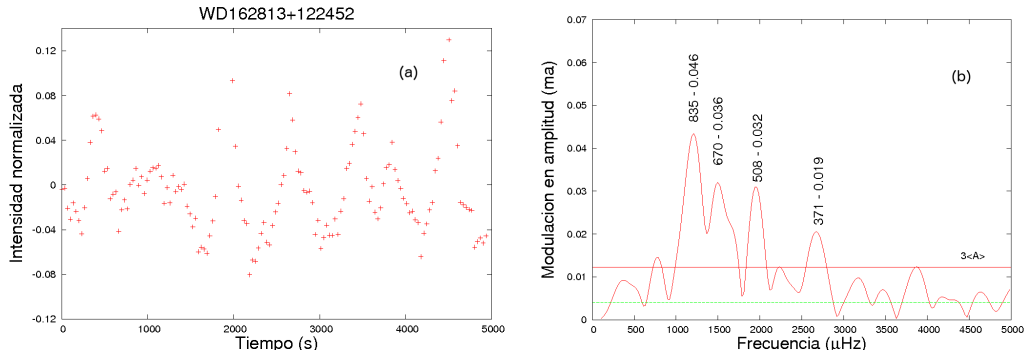


Fig. 1: (a): Curva de luz normalizada de una estrella DAV observada con fotometría rápida. (b) Su Transformada de Fourier con período y amplitud en cada máximo de emisión.

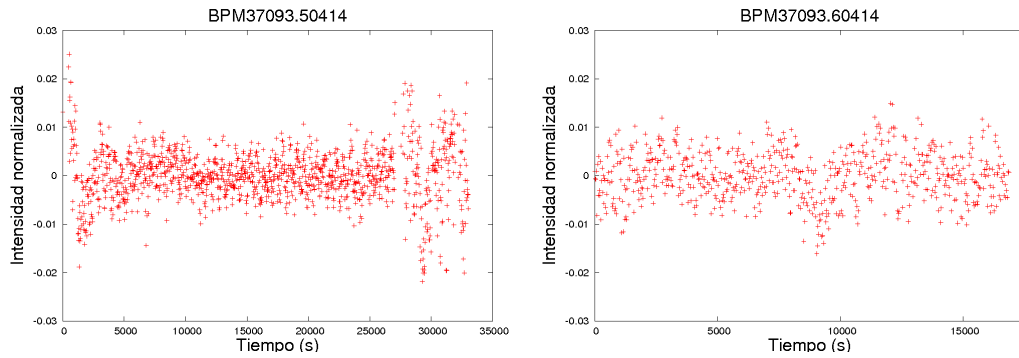


Fig. 2: Curva de luz normalizada de la estrella DAV masiva observada las noches 5 y 6 de abril.

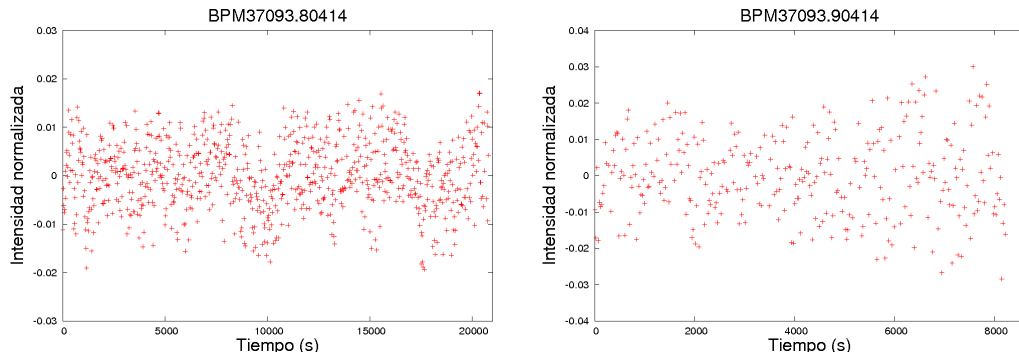


Fig. 3: Curva de luz normalizada de la estrella DAV masiva observada las noches 8 y 9 de abril.



The Milky Way disk

Giovanni Carraro^{1,2}

¹ *ESO, Alonso de Cordova 3107, 19001, Santiago de Chile, Chile*

² *Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei", Università di Padova, Vicolo Osservatorio 3, I-35122, Padova, Italy*

Contact/ GC: gcarraro@eso.org

Resumen / Esta contribución resume la presentación invitada que ofrecí durante esta reunión, y esta relacionada con el disco de la Vía Láctea. La idea subyacente era tocar aquellos temas que actualmente pueden ser considerados calientes en la investigación del disco Galáctico: la realidad del disco grueso, la estructura espiral de la Vía Láctea y las propiedades del disco Galáctico exterior. En los últimos años se ha trabajado mucho sobre estos temas, pero aun no se tiene una imagen coherente y clara. Los estudios detallados con datos espectroscópicos de alta calidad parecen apoyar un disco Galáctico dual, con una clara separación entre una componente delgada y una gruesa. Aún existe gran confusión e ideas muy discrepantes en relación con la estructura espiral de la Vía Láctea. Nuestra ubicación en el disco hace imposible observarla, y sólo podemos inferirla. Este proceso de inferencia todavía se halla lejos de estar maduro, y depende mucho de los trazadores seleccionados, de los modelos adoptados y de sus limitaciones, las cuales no se toman en cuenta adecuadamente en muchos casos. Por último, hay opiniones muy diferentes sobre el tamaño (escala de longitud, radio de truncamiento) del disco Galáctico, y sobre la interpretación de las poblaciones estelares observadas en el disco externo, tanto en términos de entidades externas (Monoceros, Triángulo-Andrómeda, Canis Major), o como manifestaciones de las propiedades genuinas del disco (p.e. warp y flare).

Abstract / This review summarises the invited presentation I gave on the Milky Way disc. The idea underneath was to touch those topics that can be considered hot nowadays in the Galactic disk research: the reality of the thick disk, the spiral structure of the Milky Way, and the properties of the outer Galactic disk. A lot of work has been done in recent years on these topics, but a coherent and clear picture is still missing. Detailed studies with high quality spectroscopic data seem to support a dual Galactic disk, with a clear separation into a thin and a thick component. Much confusion and very discrepant ideas still exist concerning the spiral structure of the Milky Way. Our location in the disk makes it impossible to observe it, and we can only infer it. This process of inference is still far from being mature, and depends a lot on the selected tracers, the adopted models and their limitations, which in many cases are neither properly accounted for, nor pondered enough. Finally, there are very different opinions on the size (scale length, truncation radius) of the Galactic disk, and on the interpretation of the observed outer disk stellar populations in terms either of external entities (Monoceros, Triángulo-Andrómeda, Canis Major), or as manifestations of genuine disk properties (e.g., warp and flare).

Keywords / Galaxy: structure — stars: abundances — star clusters and associations: general

1. Introducción

Being the galaxy we live in, the Milky Way has always attracted a lot of attention. The last couple of decades have been dominated by the concept of astronomical survey, and well-known examples are 2MASS, WISE, SDSS/SEGUE, APOGEE, and many others. These surveys, and the future ones, are generating enormous amount of data, and are changing the way data are stored, reduced, and analysed. Surely, this wealth of data will contribute significantly to our knowledge of the Milky Way, its structure, chemical and dynamical evolution, being the ultimate goal to understand how our galaxy formed and how it was assembled.

From our location, at about 8.5 kpc from the Galactic Center, we can obtain precise information -both from ground and with dedicated satellites- for many individual stars, star clusters, and molecular clouds.

However, this does not represent always a real advantage when we try to derive general properties of galactic components, e.g. the bulge, the halo and the disk, with their various substructures. We do not have the same clean global view of the Milky Way that we have for external face-on galaxies. The Sun position, inside the Orion spiral arm (also called Local arm or Orion spur), makes it challenging to disentangle structures that accumulate along any line of sight and to position them precisely enough.

In this review, I will try to summarise in a critical manner the present day understanding of three particularly hot topics in modern Galactic structure.

First of all, I will address the issue of the reality of the Galactic thick disk as a separate entity, by comparing the outcomes of large surveys with the results of smaller-size, dedicated projects. In several cases, small

scale projects, but dedicated, provide cleaner results than large-scale, limited precision, surveys. Cheer numbers do not compensate for poor data.

Second, I will touch the classical topic of the spiral structure of the Milky Way. We do not observe the spiral structure in the Galactic disk, but we need to infer it. Different tracers provide different pictures of the Milky Way spiral structure. Charting the Milky Way still requires heavy model assumptions, to derive distances from kinematics or from magnitudes, to account for extinction, sample contamination, and so forth.

Third, I will discuss the structure of the outer disk, the anti-center. Is our disk truncated? Is there an edge, or a cut-off in light or mass? Is the anti-center one of the main arenas where the accretion of external material in the form of dwarf galaxies and subsequent formation of streams is taking place? Or, more conservatively, is what we observe the manifestation of the intrinsic structure of the disk? Structures like the Galactic warp and flare have not always been correctly accounted for in the interpretation of the stellar population in the outer Galactic disk.

2. Question # 1: The Galactic thick disk: it is more effective to have a large, low quality, or a small, high quality, sample?

The paradigm that the Milky Way disk is dual, originally proposed by (Gilmore & Reid, 1983) has become recently matter of intense discussion. The separation into thin and thick disk was found by counting stars toward the south Galactic pole. The density law, derived from the luminosity function of stars fainter than $M_V \sim +4$ was found to follow a single exponential with scale height ~ 300 pc below 1000 pc from the disk plane, and a second exponential with scale height ~ 1450 pc above 1000 pc (see Fig. 1). Gilmore & Reid (1983) called the first structure the thin disk, and the second the thick disk.

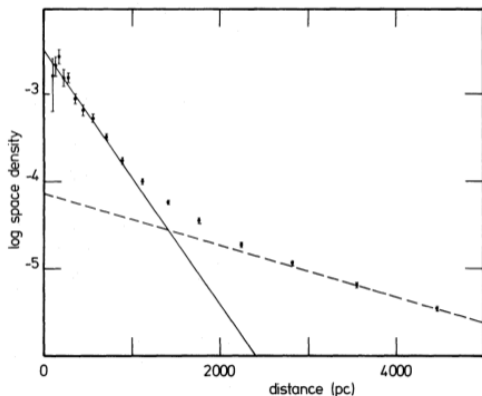


Fig. 1: Star counts toward the South Galactic pole as a function of the distance from the Galactic plane, from (Gilmore & Reid, 1983)

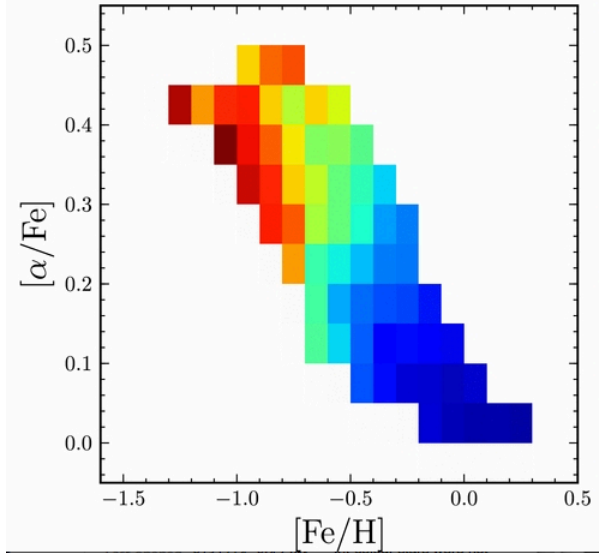


Fig. 2: The concept of mono population box. Each pixel represents the average chemical properties of at least 100 stars from SDSS/SEGUE.

This paradigm resisted for about 30 years, with variations only in the values of the two scale heights. However, recently, (Bovy et al., 2012) and (Bovy et al., 2012) questioned this paradigm and proposed that the Galactic disk has an unique vertical scale length. Whether the disk possesses one or two scale lengths has crucial implication for our understanding on how the disk built up, and therefore (Bovy et al., 2012) claim had quite an impact and generated much discussion.

Bovy et al. (2012) based their claim on the analysis of $\sim 24,000$ stars from the SDSS/SEGUE survey, for which radial velocity, distance, and basic abundance analysis was available on an individual star basis. The typical uncertainty in metallicity $[Fe/H]$ and $[\alpha/Fe]$ ratio that one can obtain with these low resolution ($R \sim 2,000$) spectra is 0.2 and 0.1 dex, respectively. (Bovy et al., 2012) introduced the concept of mono abundance stellar populations, which uses the $[\alpha/Fe]$ ratio as a proxy for the age of a stellar population. Ages for individual stars are in fact difficult to estimate using such low resolution spectra. By separating the whole sample into statistically significant mono populations boxes, as illustrated in Fig. 2, (Bovy et al., 2012) found a continuum in chemical properties as a function of vertical distance from the plane, concluding that the disk exhibits a smooth variation in its population properties moving away from the formal Galactic plane. Notice that the size of a pixel is 0.05 dex in $[\alpha/Fe]$, and 0.1 in $[Fe/H]$.

This approach is obviously subject to criticisms, because population properties cannot be efficiently pinned down using such low resolution data, and this limitations cannot be any means can be compensated or alleviated by the large number of stars used. The large typical uncertainties in chemical properties clearly have the effect of smearing stars across boxes in a unpredictable way.

A different approach has been adopted by (Bensby et al., 2014). They derived full abundance analysis for a sample of *only* 740 F and G dwarfs out of spectra with resolution in the range $R=40,000-110,000$ and high signal-to-noise ratio (150-300). The sample was carefully built up to trace stellar populations along a wide range in metallicity, which presumably cover the whole disk stellar populations. The strength of this approach is that the uncertainties in the properties of individual stars are virtually negligible, it is possible to derive solid estimates of star's ages, and it becomes easy to separate efficiently stellar populations, when they actually differ.

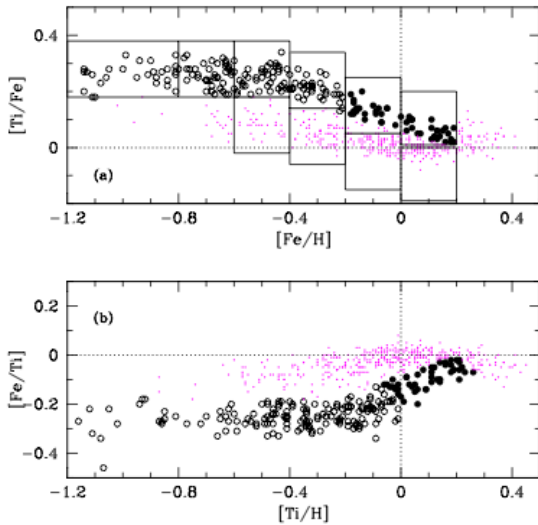


Fig. 3: Individual thin (purple symbols) and thick (open circles) disk star chemical abundances from (Bensby et al., 2014).

As an illustration, Fig. 3 shows the stars distribution in the abundance plane, similar to Fig. 1. The only difference is that in this cases individual stars with negligible uncertainties are plotted instead of mono-population boxes. α -enhanced, metal poor stars (open circles) neatly separates from moderately/solar α -enhanced metal rich stars (purple symbols). These latter stars are considered to trace the Galactic thin disk, while the formers trace the Galactic thick disk. The separation occurs at $[Fe/H] \sim -0.7$, which is therefore the lowest thin disk metallicity. There is also a group of intermediate properties stars, with high metallicity and moderated enhancement in α elements (filled circles). These stars would represent the metal rich tail of the thick disk. This scenario is confirmed by the early results of the Gaia-ESO survey ((Mikolaitis et al., 2014)).

In this scenario, which data seem to support, thin and thick disk are therefore two separate entities. This rules out an internal formation scenario, in which the disk thickens because of dynamical heating, and old, metal poor, α -enhanced stars occupy higher and higher regions of the Galactic disk. Instead, an accretion scenario

seems to be more plausible for the origin of the thick disk (Bensby et al., 2014).

3. Question # 2: The spiral structure of the Milky Way : is there an ideal spiral structure tracer?

The early history of the spiral structure of the Milky Way is a fascinating one. (Alexander, 1852) was the first to mention that the Milky Way is probably a spiral galaxy. Other authors made this suggestion afterwards, based on the observation of external spirals, and the existence in the Milky Way of the same components (gas, dust, young stars...) that are present in spiral galaxies. The real quest for the spiral structure of the Milky Way started after the first world war only. Kapteyn, at Leiden laboratories, attempted at discovering the spiral structure of the Milky Way by counting stars on the ground that spiral arms are over-densities of stars. This attempt failed for a variety of reasons: photographic plates were not particularly efficient, the absolute magnitude of different-colour (i.e. spectral type) stars were not known, and it was not possible to invert the equations for star counts to derive distances.

It was during the second world war that a huge step-ahead was done by W. Baade. He made use of the Mt. Wilson telescope during the Los Angeles black out to map the disk of M31 in search of HII regions and discovered that HII regions are not randomly distributed across M31 disk, but they form a large scale structure which resembles a spiral galaxy, with rings, bridges, bifurcations, and so forth. Whether these structures can be identified as logarithmic spirals or no, it is very hard to say, as illustrated in Fig. 4, taken from (Liszt, 1985). M 31 is almost face-on and this would make it easy to distinguish spiral features. Our incapability to describe clearly in whatever mathematical model M 31 spiral structure indicates how difficult it can turn when we look at our own disk.

After Baade work on M 31, two parallel lines of investigations opened.

On one side, the recent discovery of the 21cm line boosted the search for HI emission/absorption in the Galaxy and the compilation of the first HI map of the inner Milky Way disk (the Sydney-Leiden map, see Fig. 5, (Kerr, 1962)). This map was laid down using the Oort results for the Galactic disk kinematics in the inner Galaxy, where objects are assumed to move in circular orbits. In this case, a distance can be derived from radial velocity, assuming that this radial velocity is caused by a real cloud (either HI or CO) moving inside an arm, and not by whatever arm internal dynamical mechanism, like for instance streaming motions. The same Oort formulae cannot be used outside the solar ring, and other independent distance indicators have to be adopted. Besides this, other limitations are that our galaxy is filled with HI, and apparently inter-arm regions have the same physical size as spiral arms. It

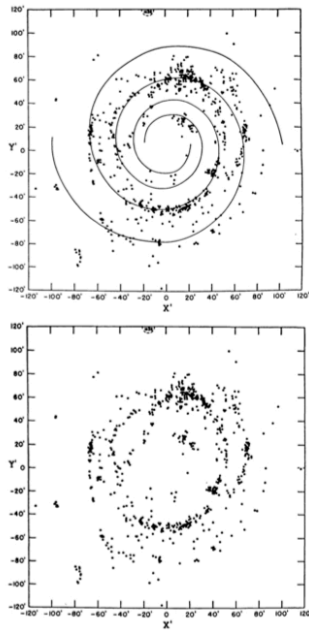


Fig. 4: HII region distribution in M 31 from Baade (lower panel), fitted with logarithmic spiral arms (top panel)

is therefore extremely difficult to disentangle features when they overlap in velocity along the line of sight. In spite of all these limitations, HI and CO surveys continued to produce data in an industrial manner until now.

On the other side, following up Baade results, Walter Morgan searched for blue, bright stars in the Sun vicinity, and made use of the spectral classification method he developed to derive distances for stars of O and B type. The first Milky Way spiral structure sketch from this handcrafted project was published in (Morgan et al., 1952) for about 30 stars (see Fig. 6).

At that time it was extremely difficult to converge on a clear description of the Milky Way spiral structure.

The accumulation of data in the last 60 years or so did not improve much this picture. There is a general consensus that the Milky Way spiral structure is pretty much as depicted in the artistic rendered realisation from (Churchwell et al., 2009) (see Fig. 7). This has been drawn counting red clump stars from the GLIMPSE survey, and filtering star counts with HI and CO data. Despite it was intended to be a realisation for the general public, this has become a sort of widely accepted modern view of the Milky Way. According to this picture, the Milky Way is a two-arm spiral. The two major arms are the Perseus arm and the Scutum-Crux-Centaurs arm. There are also two minor arms, the Carina-Sagittarius and the Norma-Cygnus (or outer) arm. This picture of the Milky Way as a two-arm

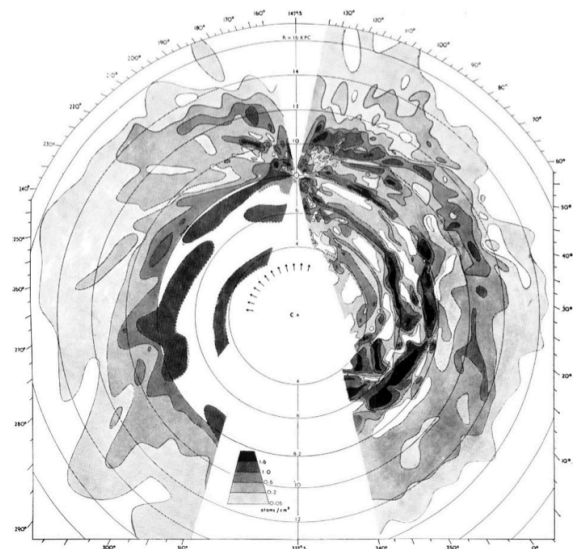


Fig. 5: The Leiden-Sydney HI map of the Milky Way from (Kerr, 1962).



Fig. 6: The spiral structure of the Milky Way from (Morgan et al., 1952).

spiral is the classical picture proposed since the earliest times by the radio-astronomy community, but disagrees significantly with the picture proposed by the optical community. OB stars, HII regions and young star clusters indicated that Carina-Sagittarius is one of the strongest spiral arm in the Milky Way. The same seems to be true for the outer arm. In this view, the Milky Way would be more probably a four-arm spiral (Russeil, 2003).

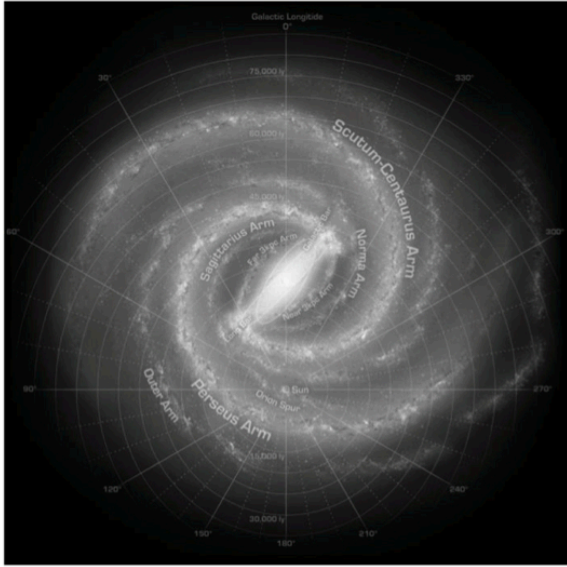


Fig. 7: Artistic rendered picture of the Milky Way spiral structure from (Churchwell et al., 2009).

As I will stress it again later on, the use of red clump stars, say stars that are burning He in their core, is tricky. Surely these are well-known distance indicators, because their absolute magnitude depends very mildly on age and metallicity. However, clump stars span a wide range in age (from the Hyades to 47 Tuc) and therefore trace a variety of different stellar populations, not necessarily associated with the young, gaseous, dusty spiral arms. Besides, selecting clump stars in real life might be quite a cumbersome task, because of the huge and unpredictable contamination from red giant branch stars, sub-giant branch stars, and reddened nearby dwarfs along any line of sight.

The WISE view of the Milky Way spiral structure contradicts recent findings regarding the structure of the Local (Orion) Arm and spiral structure in the third quadrant ((Vázquez et al., 2008)), and the detailed distribution of HII regions in the first Galactic quadrant (Anderson et al., 2012).

To illustrate how embarrassing the actual situation is, I will focus only on the Local arm, the closest to us, the one which the Sun is located in. (Morgan et al., 1952) originally referred to this spiral feature as a spur, a bifurcation departing from the Sagittarius arm in the first quadrant, close to the huge HII region W51 (Avedisova, 1985), and displacing toward Perseus in the third quadrant. On the opposite, in (Churchwell et al., 2009) the Local arm appears as a truncated normal arm, floating in between and almost parallel to the Carina-Sagittarius and Perseus arms. Such view is supported by the recent maser study by (Xu et al., 2013). These authors used maser data a couple of kpc around the Sun to conclude that the Local arm resembles a grand design spiral arm both spatially and kinematically.

Strong support to the idea that the Local arm might be a spur, or a bridge is given in (Vázquez et al., 2008). Using a large sample of young open clusters, and young stellar population in the background, (Vázquez et al., 2008) found that the Local arm extends into the third Galactic quadrant all the way to the Outer Norma Cygnus arm, breaking the Perseus arm, in full similarity with what one can see in the giant spiral galaxy M 74.

This plethora of different interpretations for just the closest-to-us spiral arm witnesses how much work still needs to be done, and how communication and critical, open-minded, sharing of results among different studies is needed. The expectations from the Gaia satellite are enormous with respect to the structure of the Milky Way in the solar vicinity.

4. Question # 3: The outer Galactic disk: do we have a realistic model of the Milky Way?

The outer disk of the Milky Way has been undergoing a renaissance of interest since about 10 years. There are essentially two reasons for that. First, in the anti-center the stellar density is low, and the outer disk merges with the halo. This makes the disk outskirts the ideal location where to search for over-densities which can indicate past or ongoing accretion events. Second, the reconstruction of the radial light/mass density profile along the disk allows us to determine whether or not the Galactic disk has a density break in the anti-center, and where this break is placed. This would help us to understand which class of spiral galaxy the Milky Way belongs to (type I, II, or III, (Laine et al., 2014)). This is inferred by deriving the ratio of the break position to the bar scale length.

Both topics have in the past made extensive use of Galactic models, like the Besançon (Robin et al., 1989) or Trilegal (Girardi et al., 2005), to predict star counts in a given Galactic direction, and to compare them with actual observations.

4.1. The Galactic warp and flare

Two important features that have not always been properly taken into account when studying the outer disk are the warp and the flare. The warp of the disk was first detected in HI (e.g. (May et al., 1993)), and then also found in the stellar component (Carney & Seitzer, 1993). A comprehensive summary of the warp properties is provided in (Momany et al., 2006). The maximum of the warp in the out disk occurs at longitude ~ 245 deg in the third Galactic quadrant. The effect of the warp is to bend the disk down from its formal plane (at $l = 0^\circ$) in the third Galactic quadrant and bend it up in the second quadrant. The line of nodes is at $l \approx 160$, not precisely toward the anti-center direction. All traces employed so far to probe the outer disk consistently reproduce these properties. Momany et al. (2006) also mention the flaring of the outer disk, which is mostly seen in intermediate age or old stellar populations (pulsars, red clump

and red giant branch stars; see also (López-Corroira & Molgó, 2014) and (Kalberla et al., 2014)). The flaring consists of an increase of the vertical scale length at increasing distance from the Galactic center. Recently, the flaring has been detected also in young stellar population, like HII regions (Anderson et al., 2014), cepheids (Feast et al., 2014), (Chakrabarti et al., 2015), and young stellar clusters (Carraro et al., 2015).

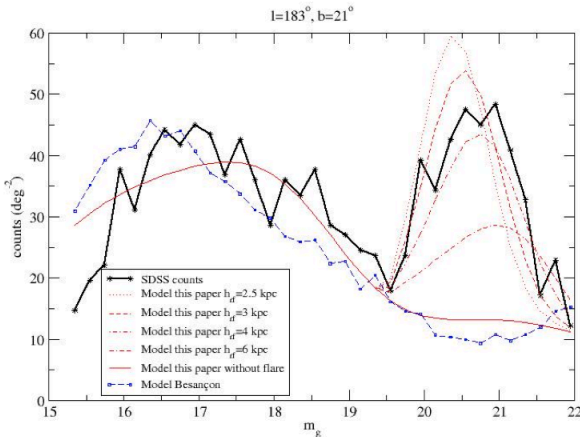


Fig. 8: SDSS star counts in the anti-center, with superimposed model accounting for the stellar flare.

4.2. Satellites and Streams in the outer disk

Over the years, several over-densities detected in the outer disk have been claimed to be satellites or streams in the Milky Way.

The most notorious satellite was identified as an over density of red clump stars toward the Canis Major (CMa) constellation, and named the CMa dwarf galaxy (Martin et al., 2004), at $l = 244^\circ$, $b = -8^\circ$ (nowadays is best referred to as the CMa over density). It was identified as a probable satellite because of the presence of both an intermediate-age and a young stellar population (this latter called the blue plume). Since the Besançon model could not reproduce this feature in the Color Magnitude Diagram of the expected Galactic population along this line of sight, it was concluded that Canis Major would be the closest dwarf spheroidal of the Milky Way, and that the blue plume would represent its last star formation episode.

However, the Besançon model at that time had hardcoded an artificial cut-off of the disk at 12 kpc from the Galactic center, and did not include a prescription for the Galactic warp and flare. Follow up studies on the putative young stellar population in CMa demonstrated that its more plausibly related to the spiral structure beyond the solar ring (Moitinho et al., 2006). The chemical and age properties of the intermediate age population are within the expected ones for the Galactic thick disk, and no old stellar populations has been detected (Momany et al., 2006), which is instead

ubiquitous among dwarf galaxies in the Local Group.

CMa was believed to be for a while the core of a dwarf galaxy engulfing the Milky Way along an in-plane orbit, and its tidal stream was identified with the so-called Monoceros Ring (Newberg et al., 2002). This is an over density, visible both in the southern and northern Milky Way disk, virtually encompassing the whole disk. When the association of Monoceros with CMa was proved wrong, the scenario for Monoceros moved to the idea that it would be the left over of a tidally disrupted galaxy. As in the case of CMa, neither old stellar populations has been found in Monoceros, nor young stellar population. The age and metallicity distribution among Monoceros stars resembles very closely the intermediate-age Milky Way thick disk. In fact, an alternative explanation has been proposed for the Monoceros ring, which would simply be produced by the flare in the outer thick disk (see Fig. 8). Again, the Besançon model does not include any realistic modelling of the flare, and therefore does not predict the Monoceros Ring. Once a reasonable model of the flare is introduced, star counts in the anti-center are well reproduced (López-Corroira & Molgó, 2014).

Finally, I would like to mention another outer disk over-density, the Triangulus Andromeda (TriAnd) feature, which is seen in the second Galactic quadrant, at $b \sim +30$ degr, right behind the Monoceros Ring (Sheffield et al., 2014). TriAnd is a loose, extended structure, visible with M giants, whose metallicity $[Fe/H]$ is around -1.2 . Since there is no obvious center, this over density is considered as a disrupted dwarf, as in the case of Monoceros. This interpretation has never been challenged so far. However, in a scenario where the disk is flared, TriAnd, located in the background of Monoceros, could as well be Galactic thick disk stellar population.

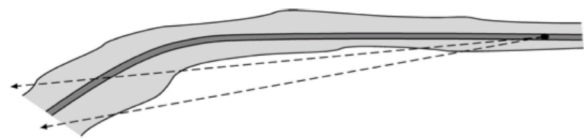


Fig. 9: Visualization of the warp structure toward the outer disk.

4.3. Does the Galactic disk have a break?

Breaks in stellar density have been found in many spiral galaxies (Laine et al., 2014). When a break is found, the spiral is defined as a type II. Type II spirals are the most common. Detecting a break in the Milky Way would help us to understand which kind of spiral galaxy we live in.

Robin et al. (1992) first observed A type stars toward

the anti-center, and found a sudden density drop at 12 kpc from the Galactic center, which they called edge of the disk. Some caution has to be used here. Terms like edge, truncation, or cut-off refer indeed to sharp density drop, and are not the right description of what we mean with break. A break is a change of slope in the density gradient of the disk. Breaks can be down-bending if they correspond to a density decrease, or up-bending if they correspond to a density increase. What (Robin et al., 1992) found was an artificial cut-off (see Fig. 9 for an illustration of the effect) caused by the down-bending of the disk because of the warp and the decrease of the star density along the formal plane caused by the flare. Since their Galactic model predicted more stars than observed, a cut-off was included. More recent studies (Carraro et al. (2010)) show that in fact the disk extends much further.

Sale et al. (2009) used a different strategy. They counted A type stars from IPHAS in the sector $160 \leq l \leq 200$ and $-1 \leq b \leq +1$. This selection in galactic latitude is unfortunate because the effects of both the flare and the disk are lost. Then they used the Besançon model imposing that star counts had to be reproduced by a double exponential function, and found the best fit double exponential for a break at $R = 13 \pm 1.1$.

Minniti et al. (2011) used clump stars from the VVV survey and found an edge (not a break!) at about 12-14 kpc, depending on the direction. They selected stars in the b range $-2, +2$, again an unfortunate selection if one wants to take warp and flare into account. Clump stars were selected because they are good distance candles. However, selection effects and contamination can be a killing factor. In fact, clump stars in typical Galactic disk color magnitude diagram are blurred by reddening, errors, and age/metallicity effects, which make them to be easily confused with red giant branch, sub-giant and nearby dwarf stars. Besides, clump stars have ages from about half a Gyr to 12 Gyrs, and therefore they may represent quite different stellar populations (thin or thick disk, halo, or even the bulge/bar). The handling of these effects is in general very poor.

The same type of stars are being used by Robert Benjamin, although in a different wavelength regime (the mid infrared) from GLIMPE/WISE. The results have never been published so far, but it seems that a break would be present in the Milky Way at about 13.5 kpc from the center.

5. Conclusions

Deciphering the structure and understanding the chemical and dynamical evolution of the Milky Way disk are among the hottest topics in modern astrophysics. In this review, I discussed the status of present day knowledge of three topics: the thick disk, the spiral structure of the Milky Way, and the properties of the outer disk. Clearly there are no general consensus, and much work still needs to be done. This is particularly relevant for the spiral structure of the Milky Way, which is often deemed to be understood. However, even the Orion arm, where the Sun is located in, nature is controversial. The stellar and gaseous disks exhibit a

break outside coronation, although the exact location is still disputed. The disk has a break, but not an edge, nor a sharp cut-off. Finally, recent high quality spectroscopic data lend support to a dual disk, with a thick disk well separated from the thin disk, both in chemical and spatial properties.

If GAIA will fulfil its promises, in a time scale of half a decade or so we might get answers for several of the still open questions.

Acknowledgements: I wish to thank deeply the organisers for inviting me to this great conference. I am much indebted to T. Bensby, D. Gadotti, J.-C Muñoz-Mateos, B. Burton, and Y. Mo many for many useful and inspiring discussions. I am also grateful to the colleagues who gave me the permission to use in this review figures from their work.

References

- Alexander S., 1852, AJ, 2, 95
- Anderson L. D., et al., 2014, ApJS, 212, 1
- Anderson L. D., et al., 2012, ApJ, 754, 62
- Avedisova V. S., 1985, Soviet Astronomy Letters, 11, 185
- Bensby T., Feltzing S., Oey M. S., 2014, A&A, 562, A71
- Bovy J., Rix H.-W., Hogg D. W., 2012, ApJ, 751, 131
- Bovy J., et al., 2012, ApJ, 755, 115
- Carney B. W., Seitzer P., 1993, AJ, 105, 2127
- Carraro G., et al., 2015, AJ, 149, 12
- Carraro G., et al., 2010, ApJ, 718, 683
- Chakrabarti S., et al., 2015, ArXiv e-prints
- Churchwell E., et al., 2009, PASP, 121, 213
- Feast M. W., et al., 2014, Nature, 509, 342
- Gilmore G., Reid N., 1983, MNRAS, 202, 1025
- Girardi L., et al., 2005, A&A, 436, 895
- Kalberla P. M. W., et al., 2014, ApJ, 794, 90
- Kerr F. J., 1962, MNRAS, 123, 327
- Laine J., et al., 2014, MNRAS, 441, 1992
- Liszt H. S., 1985, in van Woerden H., Allen R. J., Burton W. B., eds, The Milky Way Galaxy Vol. 106 of IAU Symposium, Determination of galactic spiral structure at radiofrequencies. pp 283–297
- López-Corredoira M., Molgó J., 2014, A&A, 567, A106
- Martin N. F., et al., 2004, MNRAS, 348, 12
- May J., et al., 1993, A&AS, 99, 105
- Mikolaitis Š., et al., 2014, A&A, 572, A33
- Minniti D., et al., 2011, ApJL, 733, L43
- Moitinho A., et al., 2006, MNRAS, 368, L77
- Momany Y., et al., 2006, A&A, 451, 515
- Morgan W. W., Sharpless S., Osterbrock D., 1952, AJ, 57, 3
- Newberg H. J., et al., 2002, ApJ, 569, 245
- Robin A. C., Creze M., Mohan V., 1989, Ap&SS, 156, 9
- Robin A. C., Creze M., Mohan V., 1992, ApJL, 400, L25
- Russeil D., 2003, A&A, 397, 133
- Sale S. E., et al., 2009, MNRAS, 392, 497
- Sheffield A. A., et al., 2014, ApJ, 793, 62
- Vázquez R. A., et al., 2008, ApJ, 672, 930
- Xu Y., et al., 2013, ApJ, 769, 15



Abundancias químicas de la compañera visible del agujero negro binario V4641 Sgr (XTE J1819-254)

V.A. Cúneo^{1,3}, E. Jofré^{1,3}, O. Pintado^{2,3} & M.N. Gómez^{1,3}

¹ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba

² Instituto Superior de Correlación Geológica (CONICET)

³ CONICET

Contacto/ VAC: virginia@mail.oac.uncor.edu

Resumen / En el presente trabajo se expone un análisis de las abundancias químicas de la compañera óptica del agujero negro confirmado en el sistema binario V4641 Sgr (XTE J1819-254), a partir de espectros GMOS obtenidos con el telescopio Gemini Norte. Este análisis permitió observar un enriquecimiento de N, O, Mg y Si, atribuido a la contaminación de elementos pesados generados durante la explosión de supernova que dio origen al agujero negro. Se observó, además, que el Cr y Fe resultaron subabundantes. Con este estudio se busca testear el escenario de formación de un sistema binario que contiene un agujero negro, remanente de la explosión de supernova de una estrella masiva, y proporcionar información para comprender mejor las etapas finales en la evolución de estrellas masivas y progenitores de agujeros negros.

Abstract / In this work we expose an analysis of the chemical abundances of the optical companion of the confirmed black hole binary V4641 Sgr (XTE J1819-254) from GMOS spectra obtained with the Gemini North telescope. This analysis allowed to observe an enhancement of N, O, Mg and Si, attributed to the contamination of heavy elements generated during the supernova explosion that gave birth to the black hole. It was also observed that Cr and Fe were subabundant. The aim of this study is to test the formation scenario of a binary system containing a black hole as remnant of the supernova explosion of a massive star, and to provide information to better understand the final stages in the evolution of massive stars and black hole progenitors.

Keywords / stars: black holes — stars: abundances

1. Introducción

Las estrellas de neutrones y los agujeros negros de masas estelares son consecuencia del colapso gravitacional de las estrellas masivas durante las etapas finales de su evolución. Cuando la masa y la temperatura del núcleo que se contrae, a medida que se van generando elementos químicos cada vez más pesados, son lo suficientemente grandes, el núcleo colapsa rápidamente hasta alcanzar una alta densidad específica. Luego, el material nuclear se vuelve repulsivo generando la expansión de las capas externas de la estrella, resultando en una explosión de supernova (ver, por ejemplo, Woosley et al., 2002). Parte del material eyectado durante la supernova podría ser capturado por la componente visible en el sistema binario, contaminando su atmósfera. Este escenario ha sido verificado observacionalmente por diversos autores en sistemas como, por ejemplo, GRO J1655–40 (Israeli et al., 1999), A0620–00 (González Hernández et al., 2004), Cen X–4 (González Hernández et al., 2005) y V404 Cygni (González Hernández et al., 2011). En todos los casos se encontraron abundancias químicas que difieren de las solares.

Con el objetivo de confrontar el escenario descrito más extensivamente con nuevos datos observacionales, se decidió estudiar espectroscópicamente los objetos del catálogo de agujeros negros de masas estelares en la

Galaxia de Cúneo & Gómez (2012)* con los telescopios Gemini, dado que esta clase de objetos son normalmente débiles ($V > 15$). En particular, en esta contribución se estudia el sistema binario con agujero negro confirmado V4641 Sgr, descubierto simultáneamente en rayos X por los telescopios *BeppoSAX* (in 't Zand et al., 1999) y *Rossi X-ray Timing Explorer* (Markwardt et al., 1999). La compañera óptica es una estrella B tardía que evolucionó fuera de la secuencia principal, con una masa aproximada entre 5.49 y 8.14 M_{\odot} (Orosz et al., 2001). Estos autores midieron, además, $T_{eff} = 10500 \pm 200 K$, $\log g = 3.5 \pm 0.1$ y $V_{rot} \sin i = 123 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$, y estimaron que el objeto compacto en V4641 Sgr tiene una masa entre 8.73 y 11.7 M_{\odot} .

Esta fuente es interesante para su estudio debido a que es ópticamente brillante en inactividad ($V \sim 13,7$), es decir en los períodos en que el objeto compacto no se encuentra acreta material de su compañera, en comparación con las magnitudes normales en inactividad para esta clase de objetos ($V > 15$). Además, es la estrella más masiva y más caliente entre las compañeras de agujeros negros estelares confirmados.

En la sección 2. se resumen las observaciones y se analizan las abundancias químicas, relativas a las solares, de la componente visible del sistema, estudiando dos

* <http://www2.famaf.unc.edu.ar/institucional/biblioteca/trabajos/611/16354>

regiones del espectro observado. Los resultados obtenidos se comparan con los presentados por Orosz et al. (2001) en un estudio similar, realizado a partir de datos espectroscópicos obtenidos con diversos telescopios, y con los de Sadakane et al. (2006) donde se utilizan datos del telescopio Subaru. En la sección 3. se presenta la conclusión del trabajo.

2. Observación y análisis

La observación consistió en 4 espectros (de 300 s cada uno) de ranura larga y resolución intermedia $R \sim 3700$, centrados en 5400 y 6800 Å, obtenidos con el instrumento GMOS (Gemini Multi-Object Spectrograph) del telescopio Gemini Norte para la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr, en el mes de agosto del año 2013. En la Figura 1 se muestra el espectro completo que abarca el rango de longitudes de onda entre 4700 y 7500 Å. En este análisis no se consideró la región comprendida entre 6850 y 7500 Å debido a la presencia de líneas de origen telúrico. En la reducción de los espectros se usó el paquete GMOS de Gemini para el software de reducción IRAF.

Con el fin de determinar posibles diferencias en las abundancias de la estrella observada con respecto a las solares, se trabajó con la técnica de síntesis espectral. Para calcular los espectros sintéticos se utilizaron los códigos SYNTH3 y ATLAS9. Se buscó un modelo de atmósfera estelar de Kurucz (2005) con una temperatura efectiva, gravedad superficial y velocidad de rotación iguales a las de la estrella observada. Los parámetros usados en estos cálculos fueron los obtenidos por Orosz et al. (2001). Se utilizaron las tablas de líneas de Moore (Moore 1945)** para identificar las líneas del espectro. Finalmente, se utilizó el modelo de Kurucz como entrada para el código SYNTH3, asumiendo velocidad de microturbulencia nula y abundancias solares, que luego se fueron modificando hasta lograr ajustar las líneas espectrales observadas.

La Figura 2 muestra las regiones espectrales de 5160 a 5300 Å (arriba) y de 6340 a 6500 Å (abajo) del espectro observado; en azul se muestra el espectro observado, en rojo el espectro sintético y en verde el espectro sintético de una estrella con la misma temperatura efectiva, gravedad superficial y velocidad de rotación que la estrella observada, pero con abundancia solar. Se han señalado en los espectros algunas de las líneas ajustadas en ambas regiones, correspondientes al N, O, Mg, Si y Cr. Las líneas que no fueron señaladas en el espectro superior de la figura corresponden a Fe I y Fe II.

En la Tabla 1 se muestran las abundancias relativas al Sol del espectro ajustado en comparación con las encontradas por Orosz et al. (2001) y Sadakane et al. (2006), quienes realizaron análisis del espectro de la compañera visible en V4641 Sgr similares al desarrollado en este trabajo. Tanto en la Figura 2 como en la Tabla 1, se observa que el N, O, Mg y Si son sobreabundantes en el espectro obtenido para este trabajo, mientras que el Cr y el Fe resultaron subabundantes.

Orosz et al. (2001), además de reportar sobreabundancias de N, O y Mg y abundancia solar para el Si (ver Tabla 1), analizaron la abundancia del Ti, encontrándolo también sobreabundante (1.0 dex). Por otro lado, Sadakane et al. (2006) encontraron sobreabundancia de Na (0.8 dex) y abundancias solares de C, Al y Ti, además de sobreabundancia de N y abundancias solares de O, Mg, Si, Cr y Fe (ver Tabla 1). Las diferencias observadas se deben, probablemente, a la variabilidad que caracteriza a estas estrellas. Durante los últimos ~ 50 años se han reportado variaciones repetitivas, de ~ 1 mag, con intervalos de unos pocos años, como así también, cambios repentinos de varias magnitudes correspondientes a erupciones (Barsukova et al., 2014). Tanto las observaciones de Orosz et al., en 1999, como las de Sadakane et al., en el año 2005, fueron realizadas en épocas cercanas a una erupción, mientras que las presentes observaciones, realizadas en el año 2013, corresponden a un período de relativa baja actividad. Por otro lado, estos trabajos emplean espectrógrafos de distinta resolución: $R \sim 1200 - 7700$, Orosz et al. (2001); $R \sim 40000$, Sadakane et al. (2006); $R \sim 3700$, este trabajo. Este factor podría contribuir, parcialmente, a las diferencias encontradas. A pesar de esto, es claro que V4641 Sgr presenta abundancias que difieren de las solares, lo cual favorecería el escenario de contaminación producida durante la explosión de supernova de la estrella masiva que originó el objeto compacto.

Tabla 1: Abundancias químicas ($[X/H]$) de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr relativas al Sol

Elem.(X)	Orosz et al.	Sadakane et al.	Este trabajo
N	1,00	0,80	1,29
O	0,48	0,00	0,61
Mg	0,85	0,00	0,46
Si	0,00	0,00	0,69
Cr	-	0,00	-0,63
Fe	-	0,00	-0,43

3. Conclusión

Las regiones estudiadas en este trabajo muestran que algunos elementos de la compañera óptica, como el N, el O, el Mg y el Si, son más abundantes en comparación con las abundancias solares. Orosz et al. (2001) y Sadakane et al. (2006) también reportan sobreabundancias con relación a las solares. Estos resultados dan apoyo al escenario de contaminación generada durante la explosión de supernova.

Se realizarán análisis similares para las compañeras ópticas de los sistemas binarios SS433 y RX J1826.2-1450, para los cuales se dispone de datos de similares características. Se espera de esta manera realizar un estudio más amplio del efecto de contaminación de las atmósferas de las compañeras visibles de objetos compactos, tras la explosión de supernova.

Agradecimientos: Al Dr. R. Kurucz y a la Dra. F. Castelli por cedernos los programas ATLAS y SYNTH3.

** <http://www.nist.gov/data/nsrds/NSRDS-NBS-40.pdf>

V4641 Sgr

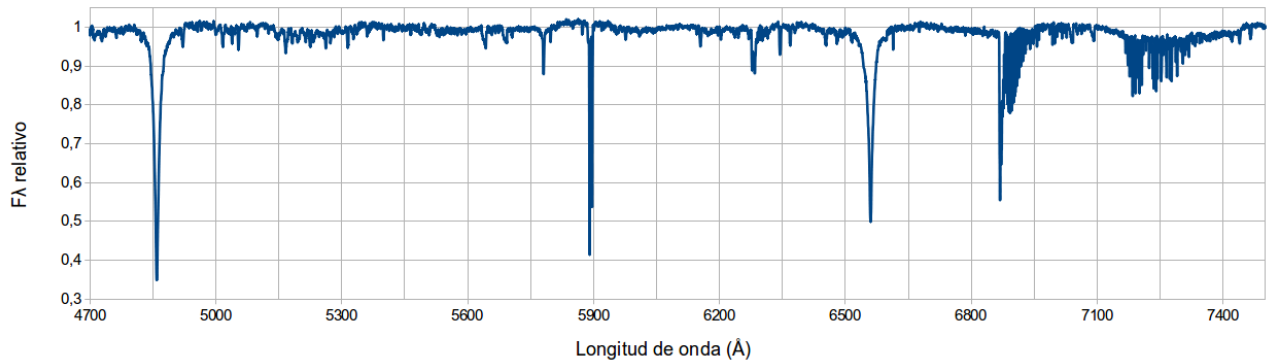


Fig. 1: Rango espectral observado completo de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr. La región comprendida entre 6850 y 7500 Å no se consideró en el análisis debido a la presencia de líneas de origen telúrico.

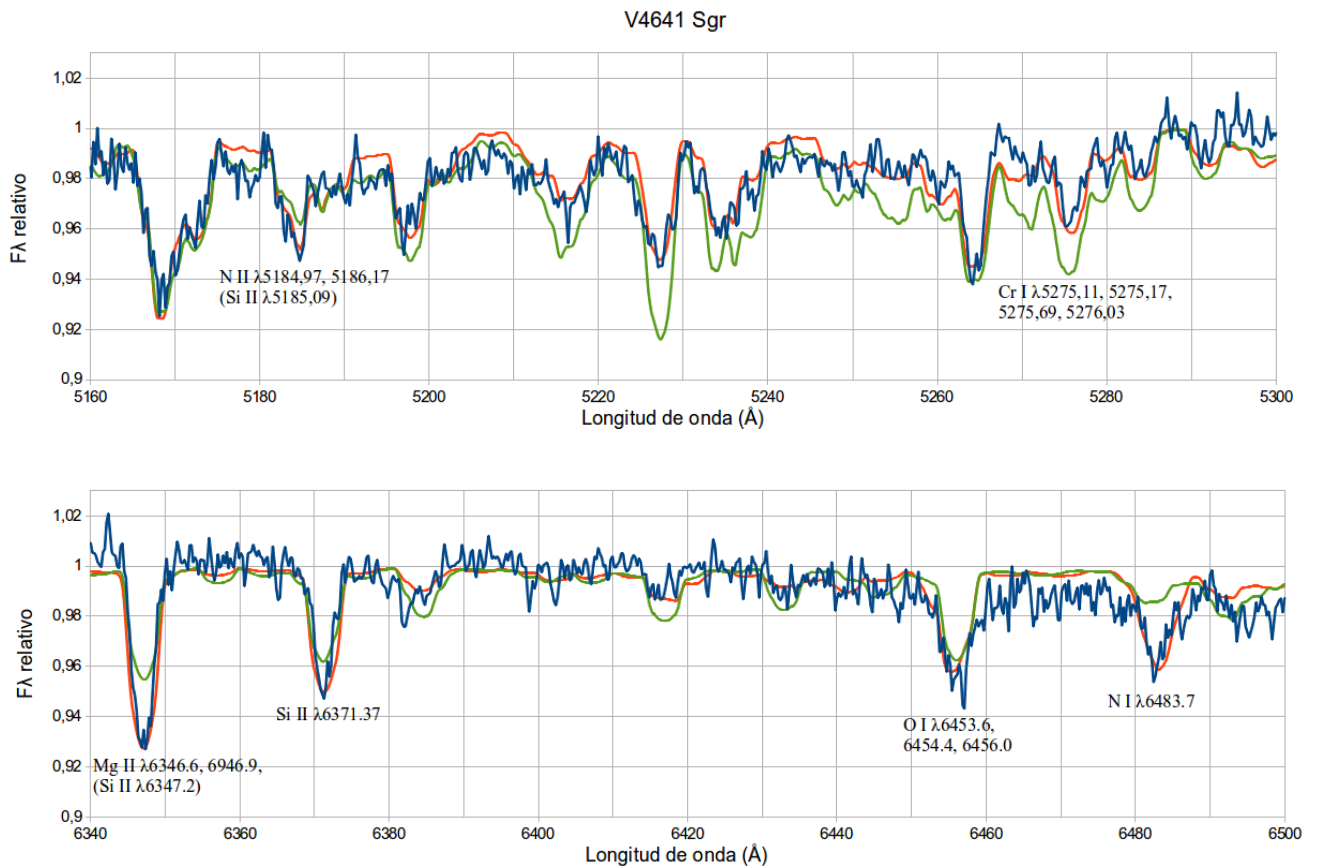


Fig. 2: Fragmentos del espectro de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr; en azul se muestra el espectro observado, en rojo el espectro sintético y en verde el espectro sintético de una estrella del mismo tipo espectral pero con abundancia solar. Las líneas que no fueron señaladas en el espectro superior corresponden a Fe I y Fe II.

Referencias

- Barsukova E. A., Goranskij V. P., Kroll P., 2014, ArXiv e-prints
- González Hernández J. I., et al., 2011, ApJ, 738, 95
- González Hernández J. I., et al., 2005, ApJ, 630, 495
- González Hernández J. I., et al., 2004, ApJ, 609, 988
- in 't Zand J., et al., 1999, IAU Circ., 7119, 1
- Israelian G., et al., 1999, Nature, 401, 142

- Kurucz R. L., 2005, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 8, 14
- Markwardt C. B., Swank J. H., Marshall F. E., 1999, IAU Circ., 7120, 1
- Orosz J. A., et al., 2001, ApJ, 555, 489
- Sadakane K., et al., 2006, PASJ, 58, 595
- Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A., 2002, Reviews of Modern Physics, 74, 1015



Ajuste de espectros integrados de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes mediante el código Starlight

J. H. Minniti¹, L.R. Vega^{1,2}, A.V. Ahumada^{1,3} & J.J. Clariá^{1,3}

¹ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba (OAC-UNC)

² Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE-Conicet)

³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (Conicet)

Contacto / JHM: jminniti@oac.uncor.edu

Resumen / El ajuste de espectros sintéticos ha demostrado ser una herramienta de gran utilidad en la determinación de parámetros astrofísicos de cúmulos estelares (CEs). Dicha metodología es particularmente útil cuando se dispone de espectros integrados de CEs extragalácticos. En este trabajo se presentan resultados obtenidos al aplicar la mencionada técnica, usando el código STARLIGHT, a una muestra de CEs pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes (NMM) observados desde CASLEO. El ajuste de los datos se realizó mediante modelos de síntesis evolutiva de poblaciones estelares simples de diferentes edades y metalicidades, basados en las librerías estelares MILESM. Los espectros integrados de 34 CEs de la NMM fueron ajustados a fin de obtener edad y metalicidad de cada objeto. Se presenta, además, una comparación entre las propiedades derivadas a partir de los ajustes espectrales con el método de confrontación de las observaciones con espectros patrones (*templates*) de edades bien conocidas.

Abstract / The fit of synthetic spectra has proved to be a powerful tool for determining astrophysical parameters of stellar clusters (SCs). Such methodology is particularly useful to treat integrated spectra of extragalactic SCs. In this work, we present the results obtained by applying this technique to a sample of SCs belonging to the Large Magellanic Cloud (LMC) observed from CASLEO, and using the STARLIGHT code. The fitting of the data was performed by means of evolutive-synthesis models of simple-stellar populations of different ages and metallicities, based on the MILESM stellar libraries. The integrated spectra of 34 SCs of the LMC were fitted in order to obtain the age and metallicity of each object. This study also presents a comparison between the properties derived from those fittings and the method of confrontation of our observations with spectral templates of well known ages.

Keywords / techniques: spectroscopic — galaxies: Magellanic Clouds — star clusters: general

1. Introducción

Los cúmulos estelares (CEs) son los objetos ideales para estudiar la evolución estelar y las poblaciones estelares en general. Sus parámetros fundamentales, tales como enrojecimiento, edad, y metalicidad, desempeñan un rol fundamental a la hora de caracterizar estos objetos. Estas propiedades suelen por lo general determinarse fotométricamente analizando diagramas color-magnitud, o bien espectroscópicamente mediante la comparación de espectros observados con espectros de referencia (método de los *templates*).

Recientemente, a partir de la disponibilidad de espectros sintéticos de poblaciones estelares simples (SSPs) obtenidos a partir de modelos de síntesis evolutiva, ha surgido una tercera alternativa desarrollada por González Delgado & Cid Fernandes (2010). En efecto, estos autores obtienen los parámetros astrofísicos de 20 CEs de la Nube Mayor de Magallanes (NMM) mediante el ajuste de espectros sintéticos a espectros integrados observados, resaltando la bondad de esta técnica. Es de notar que las edades de estos CEs superan el millón de años y sus espectros presentan un rango espectral de 1000 Å (3600-4600 Å), por lo que existe cierta ambigüedad en

las propiedades derivadas a partir de estos ajustes.

El objetivo que nos hemos propuesto en este trabajo es encontrar cuáles son los mejores espectros modelados o sintéticos que ajustan nuestros espectros observados, determinando a partir de este nuevo método las edades y metalicidades de los CEs de la muestra seleccionada. Además, presentamos una comparación entre las propiedades derivadas a partir de los ajustes espectrales con el método de confrontación de las observaciones con espectros patrones (*templates*) de edades bien conocidas.

2. Resultados

Presentamos ajustes realizados a espectros observados de 34 CEs de la NMM con un amplio rango de edades, entre $\sim 2.5 \times 10^7$ y $\sim 10^{10}$ años. Los espectros integrados fueron obtenidos con el telescopio Jorge Sahade de 2.15 m del CASLEO, los cuales cubren un rango espectral de ~ 3000 Å, desde 3800 Å hasta 6800 Å, y con una razón señal-ruido (S/N) de entre 15 y 77. Aplicando el método de los *templates*, Minniti et al. (2013) determinaron excesos de color E(B-V) y edades para estos mismos cúmulos. Los valores inferidos por estos autores muestran buen

acuerdo con los determinados por otros autores usando otros métodos (ver Tabla 1).

Hemos usado el código de síntesis espectral STARLIGHT ((Cid Fernandes et al., 2005)), el cual básicamente combina espectros sintéticos de SSPs. En esta primera etapa, usamos modelos sintéticos de SSPs ((Bruzual & Charlot, 2003)) y la base estelar MILES, la cual representa más de 1000 estrellas con un amplio rango de parámetros estelares cubriendo todo el espectro visible. Cada ajuste mostrado corresponde a la mejor combinación de SSPs, por lo que obtenemos metalicidades y edades medias de las componentes estelares de cada ajuste.

En la Tabla 1 presentamos los valores de las edades determinadas por los ajustes realizados con STARLIGHT. Para fines de comparación, incluimos además las edades previamente obtenidas a partir del método de los *templates* ((Minniti et al., 2013)) y las reportadas en la literatura. Consignamos, además, las metalicidades medias obtenidas con el código de síntesis espectral.

En la Figura 1 mostramos los ajustes realizados con STARLIGHT, juntamente con los flujos residuales que surgen de la aplicación del código. Nótese la buena calidad de los ajustes (χ^2 alrededor de 1), aún para los espectros con baja razón S/N. Nótese, además, que el flujo residual es mayor para los espectros que presentan baja razón S/N.

3. Conclusión y perspectivas futuras

La técnica de síntesis espectral ha demostrado ser sumamente eficiente para determinar edades y metalicidades de sistemas estelares, tanto galácticos como extragalácticos. En el presente trabajo presentamos los resultados obtenidos al aplicar la mencionada técnica, usando el código STARLIGHT, a una muestra de CEs pertenecientes a la NMM observados desde el CASLEO.

En general, constatamos que las edades determinadas por ambos métodos de ajuste exhiben buen acuerdo. Además, puede apreciarse que las metalicidades obtenidas para los CEs tienen valores próximos a la metalicidad media de la NMM ($0.4 Z_{\odot}$).

En una próxima etapa, evaluaremos las posibles diferencias que puedan surgir al aplicar el código STARLIGHT en combinación con diferentes bases espectrales de SSPs, seleccionadas por rangos de edad y/o metalicidad. Tenemos previsto también aplicar esta técnica a los nuevos *templates* que se vayan creando con espectros observados de CEs, tal como el recientemente generado por Minniti et al. (2014).

Referencias

Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
Cid Fernandes R., et al., 2005, MNRAS, 358, 363
González Delgado R. M., Cid Fernandes R., 2010, MNRAS, 403, 797

Nombre	Edad [Template]	Edad [Literatura]	Edad	Z/Z_{\odot} [STARLIGHT]
NGC 1466	≥ 10000	12000 (a)	1413	0.22
NGC 1693	25 ± 15	60 (b)	15	0.61
NGC 1695	100 ± 50	100 (b)	90	0.68
NGC 1696	400 ± 100	----	480	0.56
NGC 1698	60 ± 30	100 (b)	45	0.67
NGC 1702	200 ± 150	60 (b)	41	0.31
NGC 1704	50 ± 30	35 (b)	51	0.36
NGC 1711	30 ± 15	60-100 (c)	51	0.45
NGC 1751	1000 ± 500	1400 (d)	363	0.70
NGC 1755	50 ± 20	25, 55 (b, e)	151	0.20
NGC 1756	150 ± 50	240 (b)	104	0.48
NGC 1772	30 ± 15	40 (b)	22	0.79
NGC 1777	500 ± 200	~ 1000 (f)	525	0.27
NGC 1782	40 ± 20	16, 36 (b, e)	63	0.55
NGC 1783	1500 ± 500	~ 1500 (g)	1514	0.25
NGC 1793	50 ± 20	50-100 (b)	45	0.36
NGC 1805	30 ± 15	40 (b)	40	0.52
NGC 1815	50 ± 20	60 (b)	20	0.57
NGC 1818	30 ± 15	20, 45 (b,h)	30	0.85
NGC 1847	40 ± 10	24, 38 (i,j)	90	0.41
NGC 1849	300 ± 100	200 (b)	186	0.75
NGC 1859	250 ± 100	125 (b)	81	0.97
NGC 1887	250 ± 100	125 (b)	123	0.58
NGC 1890	50 ± 20	80 (b)	107	0.29
NGC 1897	400 ± 100	----	631	0.20
NGC 1905	400 ± 100	----	513	0.07
NGC 1978	2000 ± 1000	~ 2000 (c)	2512	0.23
NGC 2095	60 ± 20	80 (b)	214	0.06
NGC 2160	70 ± 30	100 (b)	100	0.04
NGC 2166	400 ± 100	----	490	0.18
NGC 2181	400 ± 100	----	480	0.11
NGC 2197	400 ± 100	----	631	0.40
SL 230	30 ± 15	25 (b)	35	1.00
ESO121-SC03	~ 9000	~ 9000 (k)	6761	0.35

Tabla 1: Parámetros de los CEs derivados del ajuste de *templates* y mediante síntesis espectral utilizando STARLIGHT. Las sucesivas columnas presentan: (1) Designación del CE. (2) Edad derivada del ajuste de *templates*, en unidades de 10^6 años. (3) Edad publicada (ver referencias a la literatura), en unidades de 10^6 años. (4) Determinación de edad mediante ajuste de síntesis espectral, en unidades de 10^6 años; (5) Metalicidad promedio (Z/Z_{\odot}) obtenida mediante los ajustes de síntesis espectral. Referencias a la literatura: (a) Johnson et al. 1999, ApJ 527, 199, (b) Glatt et al. 2010, A&A 517, A50, (c) Colucci & Bernstein 2012, ApJ 749, 124, (d) Goudfrooij et al. 2011, ApJ 737, 4, (e) Bica et al. 1990, A&A 235, 103, (f) Kerber et al. 2007, A&A 462, 139, (g) Mucciarelli et al. 2007, AJ 134, 1813, (h) Lederer et al. 2009, A&A 502, 913, (i) Alcaino & Liller 1987, AJ 94, 372, (j) Popescu et al. 2012, ApJ 751, 122, (k) Xin et al. 2008, MNRAS 384, 410.

Minniti J. H., et al., 2013, A&A, 56, 327
Minniti J. H., et al., 2014, A&A, 565, A49

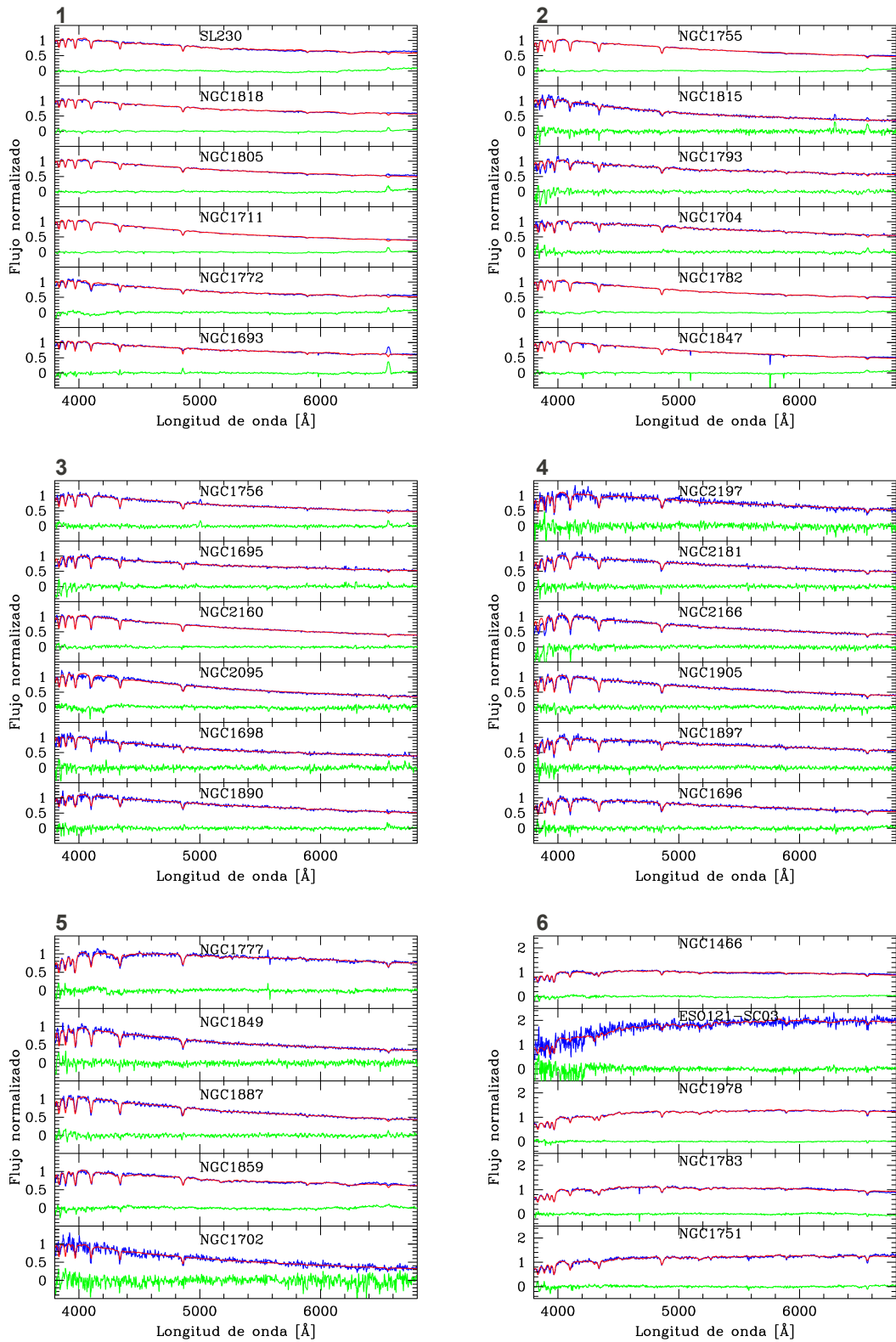


Fig. 1: Ajustes de espectros de CEs mediante STARLIGHT: espectros observados (F_{Obs}) en azul, espectros sintéticos (F_{Sint}) en rojo, y flujos residuales ($F_{Res} \equiv [F_{Obs} - F_{Sint}]/F_{Obs}$) en verde. Todos los espectros han sido normalizados a la unidad en la longitud de onda 4020 \AA . Los rangos de edades de cada figura, de acuerdo a las determinaciones mediante ajustes de *templates*, corresponden a: (1) $t \leq 30 \times 10^6$ años, (2) 40×10^6 años $\leq t \leq 50 \times 10^6$ años, (3) 50×10^6 años $\leq t \leq 150 \times 10^6$ años, (4) $t \sim 400 \times 10^6$ años, (5) 200×10^6 años $\leq t \leq 500 \times 10^6$ años, y (6) $t \geq 1000 \times 10^6$ años.



Análisis detallado de tres complejos estelares en NGC 300

M.J. Rodríguez¹, G. Baume^{1,2} & C. Feinstein^{1,2}

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

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

Contacto/ MJR: jimenaro@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / A partir de imágenes obtenidas con la Advance Camera for Surveys (ACS) del Telescopio Espacial Hubble (HST) y disponibles en la base de datos MAST/STScI, se ha realizado un estudio detallado de tres complejos de asociaciones estelares localizados en regiones particulares de la galaxia NGC 300.

Se han construido los respectivos perfiles radiales de densidad estelar, los diagramas fotométricos corregidos por contaminación de campo, y las funciones iniciales de masa. Todos estos elementos junto con la comparación con modelos evolutivos teóricos han permitido obtener resultados preliminares de las características de las asociaciones aquí estudiadas.

Abstract / From images obtained with the Advance Camera for Surveys (ACS) of the Hubble Space Telescope (HST) and available in the MAST/STScI database, we have conducted a detailed study of three complexes of stellar associations located in particular regions of the NGC 300 galaxy.

We built their respective radial density profiles, their photometric diagrams corrected by field contamination, and their initial mass functions. All these elements together with a comparison with theoretical evolutionary models yielded preliminary results about the characteristics of the studied associations.

Keywords / galaxies: individual (NGC 300) — galaxies: star clusters: general — galaxies: star formation — stars: formation — stars: luminosity function, mass function

1. Introducción

NGC 300 es una galaxia de tipo tardío con varias regiones de formación estelar masiva. La orientación de la galaxia minimiza los efectos de absorción y su distancia es adecuada para estudiar las poblaciones estelares por sus miembros individuales si se utilizan imágenes de telescopios que proveen excelente resolución angular.

El presente trabajo corresponde a un estudio detallado de algunos objetos presentados en relevamientos previos de agrupaciones en esta galaxia (e.g. Pietrzyński et al., 2001; Baume & Feinstein, 2009).

2. Observaciones

Se han utilizado datos fotométricos obtenidos con la cámara ACS/HST.

Las imágenes utilizadas y los datos fotométricos corresponden a los que se encuentran almacenados en la base de datos del STScI (MAST; <https://archive.stsci.edu/>). El Wide Resolution Channel (WFC) de la ACS, posee un mosaico de dos detectores CCDs y la configuración instrumental provee una escala de 0,049 /pixel que permite cubrir un campo aproximado de 3.3' x 3.3'. A la distancia considerada (Bresolin et al., 2005), resulta ser $1'' = 20 \text{ pix} \approx 10 \text{ pc}$.

En particular, las imágenes utilizadas corresponden a las obtenidas en el ciclo 11 del HST (PI: Bresolin, Program: 9492). Estas consisten en exposiciones de 360 s en las bandas F435W, F555W e F814W (Bresolin et al., 2005).

3. Fotometría

La elevada resolución de las imágenes permite realizar fotometría estelar PSF sobre galaxias cercanas, facilitando además el estudio detallado de sus diferentes poblaciones (ver e.g. Weisz et al., 2009).

La fotometría provista por la base de datos fue realizada utilizando el paquete DOLPHOT para la cámara ACS (Dolphin, 2000). Dado que los archivos extraídos de dicha base, contienen la astrometría y la fotometría correspondiente para cada banda en forma independiente, para obtener los índices de color de los objetos, se realizó su correlación utilizando STILTS, para lo cual se consideró un radio de búsqueda de 1.5".

4. Objetos de estudio

Se seleccionaron los complejos de asociaciones estelares AS002, AS008/009 y AS052 del catálogo de Pietrzyński et al. (2001). Ellos se encuentran en tres regiones situadas a diferentes distancias galactocéntricas. En la Fig. 1 se muestra uno de estos complejos.

Cada agrupación fue inspeccionada visualmente en las imágenes y dividida en subgrupos para permitir un análisis más detallado. De la misma forma se identificaron distintas regiones de comparación para evaluar la contaminación de campo en los diagramas color-magnitud (CMDs).

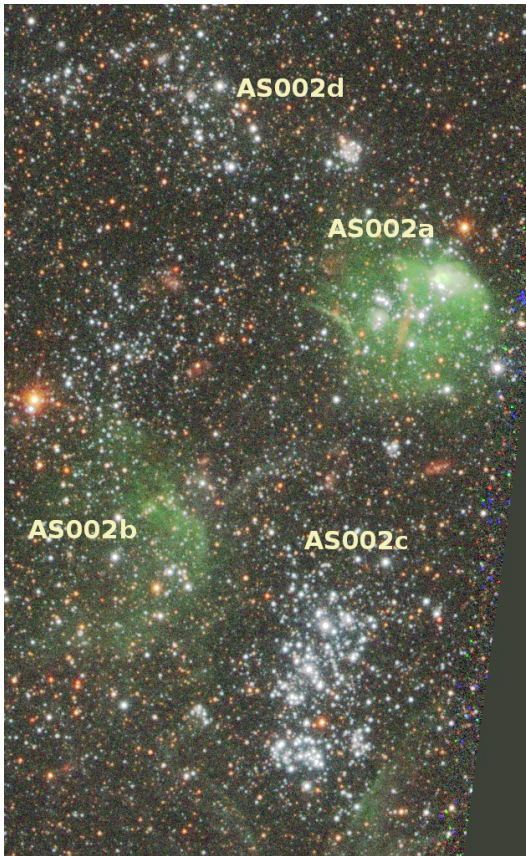


Fig. 1: Imagen color de uno de los complejos de asociaciones analizadas en este trabajo. La imagen color fue obtenida combinando las imágenes en los filtros F555W, F435W y F814W utilizando Aladin. El norte se encuentra hacia arriba y el este hacia la izquierda. El campo es de 31'' x 50''.

5. Análisis

Se consideró un comportamiento normal de la absorción ($R = 3,1$) y se adoptaron para NGC 300 los siguientes valores: $E(B - V) = 0,075$ (Gieren et al., 2005) y $V_0 - M_V = 26,43$ (Bresolin et al., 2005). Estos valores proporcionaron un muy buen ajuste de la secuencia principal de edad cero (ZAMS) en todos los gráficos realizados.

5.1. Separación por colores

Para discriminar las estrellas pertenecientes a distintas poblaciones estelares se aplicaron los siguientes criterios sobre los índices de color: a) estrellas azules, $(F435W - F555W) < 0,25$ y $(F555W - F814W) < 0,25$; b) estrellas rojas, $(F435W - F555W) > 0,6$ y $(F555W - F814W) > 0,6$. Este criterio se eligió tratando de reproducir la separación de colores tomada por Pietrzyński et al. (2001).

5.2. Perfiles radiales

Se construyeron los perfiles radiales de densidad estelar para cada una de las subcomponentes de los tres complejos estelares estudiados. Para distinguir más fácil-

mente la población de las asociaciones, en este procedimiento solo se tuvieron en cuenta las estrellas más brillantes ($F555W < 25$).

De esta forma se pudieron estimar los tamaños de las subcomponentes, y coordenadas más precisas que las dadas por Pietrzyński et al. (2001) para sus centros.

5.3. Diagramas Color Magnitud

Para realizar un estudio más confiable de las componentes de cada agrupación, se realizó una sustracción estadística entre los CMDs de cada una de ellas y sus respectivas regiones de comparación (ver Gallart et al., 2003). Estas últimas fueron previamente seleccionadas como representativas de la población de campo.

Como paso siguiente, se compararon los CMDs decontaminados con los modelos evolutivos de Marigo et al. (2008), para estimar la edad de cada uno de los grupos estelares (ver Fig. 2).

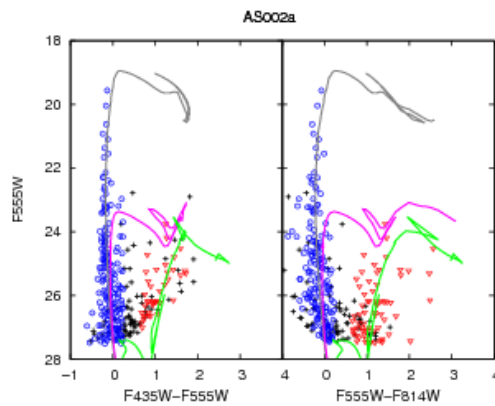


Fig. 2: Diagramas color magnitud de la asociación AS002a. Se superpusieron las isócronas de Marigo et al. (2008). En gris se muestra la isócrona de metalicidad solar ($z = 0,019$) correspondiente a $t = 10^7$ años y en rosa de $t = 10^8$ años, el modelo en verde corresponde a $t = 10^9$ años y metalicidad $z = 0,008$. En todas se tomó el enrojecimiento y distancia considerado para la galaxia (ver Sec. 5.).

5.4. Funciones Luminosidad e Inicial de Masa

Se construyó la Función Luminosidad (LF, por sus siglas en inglés) y la Función Inicial de Masa (IMF, por sus siglas en inglés), para cada asociación corregida por contaminación de campo.

Para la LF se tomaron intervalos de 0.5 magnitudes, y se obtuvieron los valores de las pendientes para $F555W < 25$.

Para la IMF se estimó la masa de las estrellas azules pertenecientes a la asociación mediante una interpolación lineal sobre los valores teóricos dados por los modelos de Marigo et al. (2008) para 10^7 años y metalicidad solar. Se realizó un ajuste para su pendiente considerando las estrellas con $F555W < 25$ (ver Tabla 1 y Fig. 3). Se calculó la distancia galactocéntricas de cada asociación, y se analizó la distribución de pendientes de la IMF con

respecto a la misma (Ver Fig. 4).

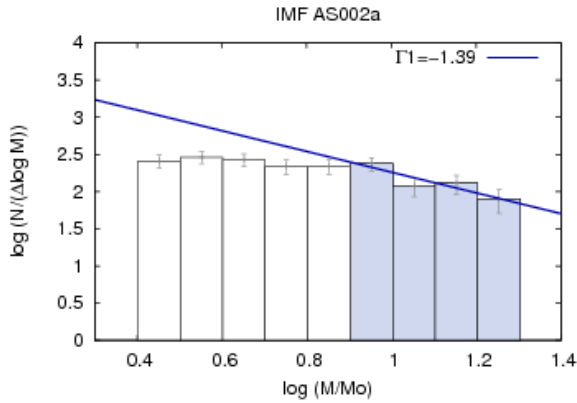


Fig. 3: IMF perteneciente a las asociación AS002a. Se ajustó una función lineal para la pendiente mediante el método de mínimos cuadrados, para $M > 7,4$ Mo.

Tabla 1: Se indican los valores para el radio y la pendiente de la IMF para cada asociación. Para calcular las pendientes totales de cada uno de los complejos estelares se tomó en cuenta las estrellas pertenecientes a cada subgrupo ya corregido por contaminación de campo.

Asociación	Radio[pc]	Γ_{IMF}
AS002	—	-1.19
AS002a	60	-1.39
AS002b	40	-0.84
AS002c	70	-1.11
AS002d	50	-1.19
AS009	—	-2.39
AS008	30	-3.33
AS009a	20	-1.27
AS009b1	38	-4.47
AS009b2	25	-1.27
AS009c	20	-1.30
AS009d	30	-2.94
AS009e	34	-1.27
AS009f	30	-1.90
AS052	—	-1.12
AS052a	25	-1.38
AS052b	65	-1.37
AS052c	25	-2.32
AS052d	40	-0.02
AS052e	35	-1.45
AS052f	25	—
AS052g	60	-1.23
AS052h	25	-1.41

6. Conclusiones y perspectivas futuras

6.1. Conclusiones

A través del análisis detallado de los tres complejos de asociaciones estelares mencionados, se obtuvieron los parámetros fundamentales de sus componentes, un total de 23 asociaciones estelares.

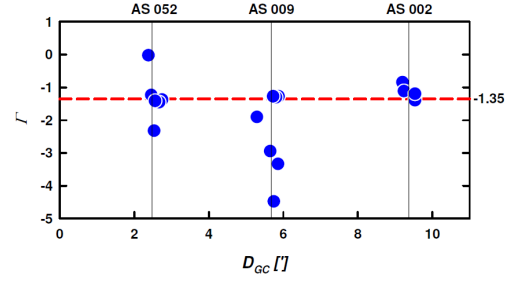


Fig. 4: En la figura se indican los valores de la pendiente de la IMF con respecto a la distancia al centro de la galaxia. La línea roja punteada indica el valor de la pendiente dado por Salpeter (1955).

Se han catalogado dos nuevas asociaciones (AS009f y AS052h) y la asociación AS009b se ha dividido a su vez en dos grupos (AS009b1 y AS009b2).

El objeto AS052f ha sido descartado como una asociación de estrellas jóvenes, ya que la misma presenta una fuerte componente de estrellas rojas sugiriendo que se trata de un objeto viejo.

A través de la comparación con modelos evolutivos se pudo determinar una cota para las edades de los grupos estudiados de 10^7 años.

Se obtuvieron valores para la IMF, que en la mayoría de los casos resultaron ser comparables al dado por Salpeter (1955). Mientras que en algunos casos el valor de esta pendiente resultó algo mayor. Esto podría indicar que se trata solo de fluctuaciones estadísticas y no de asociaciones reales.

6.2. Perspectivas futuras

Se pretende extender este análisis a todas las asociaciones estelares pertenecientes a la galaxia NGC 300 que se encuentran en los campos observados con la cámara WFC/ACS del HST. De esta forma se podrá realizar un análisis global de las propiedades de dichas agrupaciones en esta galaxia.

Agradecimientos: Los datos en los que se basa este trabajo fueron obtenidos del MAST dependiente del STScI. Este trabajo ha sido realizado como parte del PIP 112-201101-00301 de CONICET.

Referencias

- Baume G., Feinstein C., 2009, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 52, 97
 Bresolin F., et al., 2005, ApJ, 634, 1020
 Dolphin A. E., 2000, PASP, 112, 1383
 Gallart C., et al., 2003, AJ, 125, 742
 Gieren W., et al., 2005, ApJ, 628, 695
 Marigo P., et al., 2008, A&A, 482, 883
 Pietrzyński G., et al., 2001, A&A, 371, 497
 Salpeter E. E., 1955, ApJ, 121, 161
 Weisz D. R., et al., 2009, ApJL, 691, L59



Análisis espectrofotométrico preliminar de la estrella binaria eclipsante masiva MTT58 en NGC 3603

M. Jaque Arancibia¹, R.H. Barbá² & N.I. Morrell³

¹ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE-CONICET), San Juan, Argentina

² Universidad de La Serena, La Serena Chile

³ Observatorio Las Campanas, Carnegie Observatories, La Serena, Chile

Contacto/ MJA: mjaque@dfuls.cl and mjaque@icate-conicet.gob.ar

Resumen / El cúmulo estelar masivo NGC 3603 es uno de los sitios privilegiados en la Vía Láctea para llevar a cabo estudios sobre la formación y evolución de las estrellas masivas. En dicho cúmulo se hallan decenas de estrellas masivas de tipo O y WN, algunas de las cuales pueden tener masas iniciales del orden de 100 a 150 masas solares. Ubicada en la periferia de este conglomerado se encuentra la estrella binaria masiva eclipsante MTT58, clasificada espectralmente como O2 If*/WN6. Con un período orbital de 1,93552 días, este sistema posee el período orbital más corto para estrellas binarias con tipos espectrales O2-3.5 If*/WN5-6. A través del análisis en conjunto de las curvas de luz y de velocidad radial, hemos determinado masas absolutas de 84.5 M_{\odot} y 31 M_{\odot} para las componentes estelares del sistema. La dimensión física de la componente O2 If*/WN6 indica un radio más pequeño que el esperado para estrellas de dicho tipo espectral, lo cual puede aportar evidencia sobre la juventud del sistema.

Abstract / The massive star cluster NGC 3603 is one of the privileged places in the Milky Way to conduct studies on the formation and evolution of massive stars. In this cluster, dozens of massive stars of type O and WN have been found, some of which may have initial masses of the order of 100-150 solar masses. The massive eclipsing binary MTT58 is located on the periphery of this conglomerate and has been classified as O2 If*/WN6. The system has the shortest orbital period ($P=1.93552$ days) for binary systems with of O2-3.5 If*/WN6 spectral types. Through the combined analysis of the light- and radial velocity curves we have determined absolute masses of 84 and 31 M_{\odot} for the components of the system. The physical dimension of the primary star indicates a smaller radius than expected for stars of such spectral type which can provide evidence about the youth of system.

Keywords / stars: massive — binaries: eclipsing — stars: fundamental parameters — stars: Wolf-Rayet

1. Estrellas masivas

Las estrellas con masas mayores a 8 M_{\odot} son consideradas como estrellas masivas. En la secuencia principal poseen tipos espectrales que abarcan de B tempranas a O, y también las más masivas y raras O 2-3.5 If*/WN5-6 y WN5-6ha. Son estrellas de gran luminosidad y con tiempos evolutivos cortos, en comparación a estrellas de menor masa lo que no impide que jueguen un rol fundamental en la evolución de la galaxia y en el medio que las rodean. Los estudios de las estrellas masivas sin duda son de vital importancia, siendo fundamentales para el entendimiento de distintos tópicos astrofísicos, como por ejemplo, la evolución química de las galaxias, la dinámica del medio interestelar (MIE), el origen de las explosiones de rayos gama (GRBs) o la reionización del Universo. Sin embargo, a pesar de los avances producidos en las últimas décadas en el campo de las estrellas masivas, nuestro conocimiento de estos objetos y de su evolución sigue siendo aún parcial.

2. El cúmulo estelar masivo de NGC 3603

NGC 3603 es uno de los cúmulos estelares más importantes de la Vía Láctea, ideal para estudios sobre la formación y evolución de las estrellas masivas en el

universo local. Éste comparte muchas características con el famoso cúmulo supermasivo de R136, ubicado en el centro de la región HII gigante de 30 Doradus, en la Nube Mayor de Magallanes. Es el brote estelar ("starburst") más cercano al Sol (Goss & Radhakrishnan, 1969; Melnick et al., 1989; Nürnberger, 2004; Stolte et al., 2004). Con una edad estimada de menos de un millón de años (Sung & Bessell, 2004), NGC 3603 es un cúmulo poco evolucionado, con gran extinción ($E(B-V)=1.25-1.8$), localizado a una distancia heliocéntrica de 6.9 a 7.6 kpc (Sung & Bessell, 2004; Crowther et al., 2010). En él se encuentran varias decenas de estrellas con tipos espectrales O y WN, algunas de ellas se estima que nacieron con masas superiores a las 100 – 150 M_{\odot} (Schnurr et al., 2008; Crowther et al., 2010).

3. MTT58

En la periferia de NGC 3603, cerca de estructuras tipo pilares de polvo, se encuentra la masiva MTT58, catalogada por Melnick, Tapia & Terlevich (Melnick et al., 1989). Morrell et al. (Morrell et al., 2013) descubren el carácter de binaria eclipsante y le asignan un tipo espectral de O2 If*/WN6 al espectro óptico compuesto (Figura 1). Esta clasificación espectral es confirmada mediante

espectroscopía en el infrarrojo cercano por Roman-Lopes (2013).

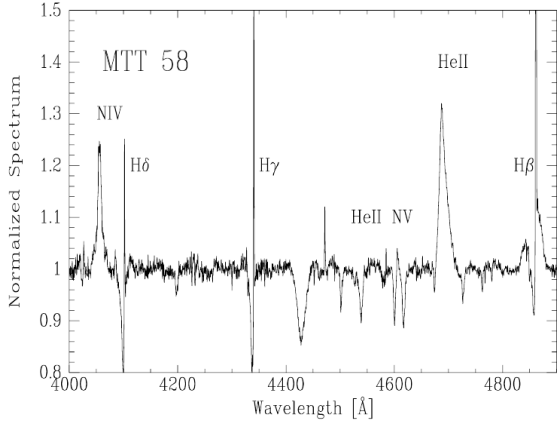


Fig. 1: Espectro óptico de MTT58

Ambos autores proponen la posibilidad de que esta estrella sea muy joven, con una edad menor a un millón de años. Por lo tanto, tenemos entre manos un caso único de un sistema binario muy joven y masivo lo suficientemente brillante como para analizarlo combinando la información fotométrica y espectroscópica para hallar parámetros absolutos de las componentes estelares del sistema.

4. Análisis de las curvas de luz y de velocidad radial

Para el análisis fotométrico se utilizaron más de 500 observaciones en filtro *V* entre los años 2006-2007 y 45 observaciones en la banda *Hc* entre los años 2010-2011, obtenidas en el telescopio Swope. Las observaciones en banda *Hc* corresponden al programa "NIP of Stars" (Barbá et al., 2011). Para el análisis espectroscópico disponemos de 7 espectros ópticos obtenidos en el telescopio Clay con el espectrógrafo echelle MagE, 5 espectros obtenidos en el telescopio Baade con el instrumento IMACS y 2 espectros obtenidos en el telescopio Clay con el espectrógrafo doble echelle Mike. Todas las observaciones fueron realizadas en telescopios del Observatorio de Las Campanas en Chile.

Mediante el análisis combinado de las series de tiempo fotométricas en el óptico e infrarrojo se determinó un período orbital de 1.935517 días. Para la búsqueda del período se utilizó la tarea "pdm" en IRAF y además el programa de búsquedas de períodos mediante la entropía de la información (Cincotta et al., 1995). Las velocidades radiales para las componentes estelares del sistema se determinaron a partir del ajuste simultáneo de Gausianas a la línea de absorción de HeII 5411 Å mediante la tarea "ngaussfit" de IRAF. La solución orbital con las velocidades radiales se obtuvo mediante el programa "gbart" (versión modernizada del programa desarrollado por (Bertiau & Grobber, 1969), para hallar órbitas espectroscópicas). La Tabla 1 lista los parámetros orbitales

hallados. Cabe señalar que la componente secundaria del sistema aparenta ser una estrella de tipo espectral O2-4 (no se detecta presencia de líneas de HeI en el espectro) y que más allá de su detección en HeII 5411Å no se la ha encontrado claramente presente en otro rasgo espectral, fundamentalmente debido a que dicha estrella presenta líneas muy ensanchadas por rotación (estaría rotando muy rápido, próxima a los 600 km s⁻¹, ver solución orbital), y la moderada calidad de señal de los espectros.

Tabla 1: Parámetros orbitales hallados a partir de las velocidades radiales de MTT58.

Parámetro	Primaria	Secundaria
Período (días)	1.935517 ± 0.000001	
Excentricidad	0 (adoptada)	
$a \sin i$ (R _⊙)	7.4±0.5	20.0±0.5
K (km s ⁻¹)	194±14	524±17
$M \sin^3 i$ (M _⊙)	54±8	20±7

Se utilizó el programa PHOEBE (Prša & Zwitter, 2005) para un realizar un análisis simultáneo de las curvas de velocidad radial y de luz mediante el método de Wilson & Devinney (1971) y así obtener los parámetros absolutos del sistema (ver Tabla 2).

Se adoptó una configuración geométrica inicial sin restricciones, con albedos bolométricos de valor unidad ($Alb_1 = Alb_2 = 1$) acordes a estrellas con envolturas radiativas (ver por ejemplo Niemela et al., 2006). Se dejaron invariantes al período hallado de 1.935517 días y la razón de masas de $M_2/M_1 = 0,37$ determinada del ajuste de la órbita de velocidad radial. Además, se adoptó una temperatura de 48000 K para la estrella primaria, que es lo esperado para una estrella con clasificación espectral de tipo O2 If*/WN6. En todo el análisis se supuso una órbita circular ($e = 0$).

Tabla 2: Parámetros estelares y orbitales absolutos de MTT 58 obtenidos con PHOEBE.

Parámetro	Primaria	Secundaria
Período(días)	1.935517	
Excentricidad	0(adoptada)	
T_0 (HJD)	2 454 170.6343	
Inclinación orbital(grados)	58,8	
Masa(M _⊙)	84.5	31.0
Radios(R _⊙)	15.5	11.7
Temperatura(K)	48 000(adoptada)	38 000

5. Conclusiones

Sin duda MTT58 constituye un objeto único en su tipo con cualidades que lo hacen destacarse por sobre las binarias eclipsantes masivas en general. Este sistema es el más masivo que se conoce con un período menor a dos días. La configuración geométrica de Roche derivada para el sistema indicarían que sus estrellas están en sobre contacto con algo de desacople térmico. De este

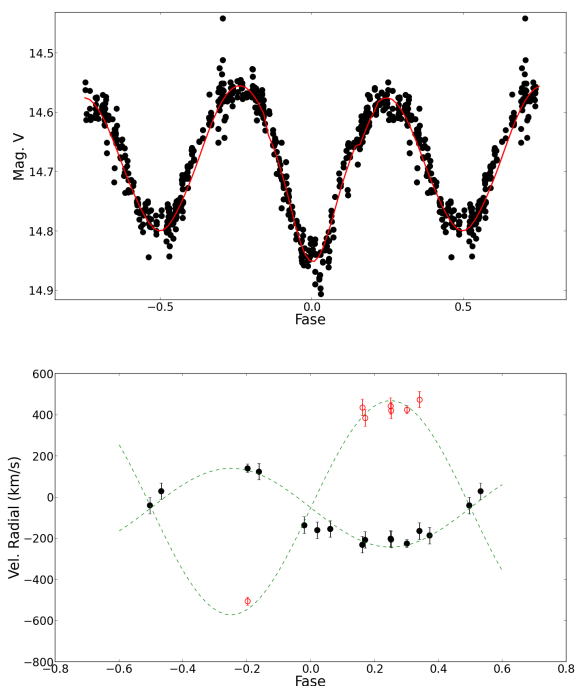


Fig. 2: Arriba: Curva de luz en filtro V de MTT58. La línea continua roja corresponde al ajuste encontrado mediante el método de Wilson-Devinney con PHOEBE. Abajo: Curva de velocidad radial. Los puntos negros corresponden a la estrella primaria y los puntos rojos a la estrella secundaria. Las líneas verdes corresponden a las soluciones orbitales halladas con PHOEBE.

modo MTT58 es uno de los sistemas más masivos con configuración de sobre contacto (sólo se conocen al momento cinco sistemas masivos en configuración de sobre contacto).

La masa absoluta de $84.5 M_{\odot}$ derivada para la primaria podría ser la esperada para una estrella masiva de tipo espectral O2 If*/WN6, en similar rango a las masas de las componentes del sistema WR20a ($P=3,68$ d, WN6+WN6, $83M_{\odot}+82M_{\odot}$, Bonanos et al. 2004), aunque el radio absoluto es algo menor que en las componentes de WR20a ($19.3 R_{\odot}$, Rauw et al., 2005). Este hecho puede indicar que el estado evolutivo de la componente primaria de MTT58 es más primitivo que las componentes de WR20a, para las cuales Rauw et al. (2005) proponen una edad de 1.5 millones de años. Por lo tanto este resultado daría soporte a la conclusión de Roman-Lopes (2013) de que el sistema tiene una edad en torno a los 600 000 años y por lo tanto no ha evolucionado mucho desde la secuencia principal de edad cero.

En el caso de la componente secundaria de MTT58, la masa absoluta de $31 M_{\odot}$ correspondería a una estrella de tipo espectral O6 V, pero este hecho no concuerda con el radio de $12 R_{\odot}$ hallado en nuestro modelamiento con PHOEBE. Aquí caben dos posibilidades: a) que la componente secundaria esté afectada por transferencia de materia desde la primaria, b) que la secundaria tenga su radio expandido hasta sobrepasar su lóbulo de Roche

porque está rotando a velocidad de ruptura centrífuga. Esta segunda hipótesis es muy plausible dado que la componente secundaria podría estar rotando a una velocidad sincrónica de 620 km s^{-1} , lo cual la convertiría en una de las estrellas que más rápido rotan, similar a las halladas por Ramírez-Agudelo et al. (2013) para las estrellas de 30 Doradus VFTS 102 (O9: Vnnne+) y VFTS 285 (O7.5 Vnnn).

Sana et al. (2012) proponen que todos los sistemas con períodos menores a 2 días se fusionarán, estimando que el 24% de las estrellas que nacieron con clasificación de tipo espectral O o WN se verán afectadas por este fenómeno. Dadas las peculiaridades observacionales de MTT58, podemos afirmar que este sistema binario se convertirá en un hito para la calibración de los modelos evolutivos de estrellas muy masivas.

Agradecimientos: Agradecemos a CONICET por la Beca Latinoamericana otorgada a Marcelo Jaque para desarrollar su tesis doctoral en la Universidad Nacional de San Juan. También agradecemos a FONDECYT (Chile) por el patrocinio mediante el proyecto FONDECYT Regular Nro. 1140076. Especial agradecimiento a Phil Massey y Kathy DeGioia-Eastwood por facilitarnos las observaciones espectroscópicas y fotométricas en el visual. Por último, muchas gracias al personal del Observatorio de Las Campanas que nos ha ayudado en los diferentes turnos de observación.

Referencias

- Barbá R., et al., 2011, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 54, 85
 Bertiau F. C., Grobben J., 1969, Ricerche Astronomiche, 8, 1
 Bonanos A. Z., et al., 2004, ApJL, 611, L33
 Cincotta P. M., Mendez M., Nunez J. A., 1995, ApJ, 449, 231
 Crowther P. A., et al., 2010, MNRAS, 408, 731
 Goss W. M., Radhakrishnan V., 1969, Astrophys. Lett., 4, 199
 Melnick J., Tapia M., Terlevich R., 1989, A&A, 213, 89
 Morrell N., et al., 2013, in Massive Stars: From alpha to Omega New spectroscopic study of NGC 3603 stars. p. 18
 Niemela V. S., et al., 2006, MNRAS, 367, 1450
 Nürnberger D. E. A., 2004, in Lamers H. J. G. L. M., Smith L. J., Nota A., eds, The Formation and Evolution of Massive Young Star Clusters Vol. 322 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, NGC 3603 – the Galaxy’s most prominent starburst region. p. 75
 Prša A., Zwitter T., 2005, ApJ, 628, 426
 Ramírez-Agudelo O. H., et al., 2013, A&A, 560, A29
 Rauw G., et al., 2005, A&A, 432, 985
 Roman-Lopes A., 2013, MNRAS, 433, 712
 Sana H., et al., 2012, Science, 337, 444
 Schnurr O., et al., 2008, MNRAS, 389, L38
 Stolte A., et al., 2004, AJ, 128, 765
 Sung H., Bessell M. S., 2004, AJ, 127, 1014
 Wilson R. E., Devinney E. J., 1971, ApJ, 166, 605



Estudio de la población estelar de varios cúmulos en Carina

J.A. Molina-Lera¹, G.L. Baume^{1, 2}, G. Carraro³ & E. Costa⁴

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

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

³ *European Southern Observatory (Chile)*

⁴ *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile (Chile)*

Contacto/ JAML: jalejoml@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En base a datos fotométricos profundos en las bandas UBV_{IC} , complementados con datos infrarrojos 2MASS, se ha realizado un análisis de los parámetros fundamentales de seis cúmulos abiertos localizados en la región de Carina. Para realizar un estudio sistemático, se ha desarrollado un código especializado. En particular, se ha investigado el comportamiento de las respectivas secuencias principales inferiores. Nuestro análisis ha indicado la presencia de una población pre-secuencia significativa en varios de los cúmulos. Se han podido obtener entonces valores estimados de las edades de contracción. Adicionalmente se han determinado las pendientes de las funciones iniciales de masa de los cúmulos estudiados.

Abstract / Based on deep photometric data in the bands UBV_{IC} , complemented with infrared 2MASS data, we conducted an analysis of the fundamental parameters of six open clusters located in the Carina region. To perform a systematic study we developed a specialized code. In particular, we investigated the behavior of the respective lower main sequences. Our analysis indicated the presence of a significant population of pre-sequence stars in several of the clusters. We therefore obtained estimated values of contraction ages. Furthermore, we have determined the slopes of the initial mass functions of the studied clusters.

Keywords / (Galaxy:) open clusters and associations: individual (NGC 3572, Hogg 10, Hogg 11, Tr 18, Hogg 12, NGC 3590) — stars: pre-main sequence — stars: luminosity function, mass function

1. Introducción

Se presentan los resultados preliminares del análisis uniforme y sistemático de observaciones fotométricas homogéneas y profundas llevadas a cabo en la región de Carina ($l \sim 291^\circ$; $b \sim 0^\circ$) (Fig. 1).

Esta región incluye las zonas en las que se encuentran los cúmulos abiertos NGC 3572, Hogg 10, Hogg 11, Tr 18, Hogg 12 y NGC 3590. El objetivo del estudio es entender mejor las características particulares de estos cúmulos estelares, la posible relación entre ellos y con el medio en que se encuentran. Se complementa de esta forma el estudio iniciado en la zona por Baume et al. (2010).

2. Datos

En Marzo 2006 y 2009 se obtuvieron imágenes CCD de cuatro campos en las bandas UBV_{IC} utilizando la cámara Y4KCAM y el telescopio de 1.0 m de CTIO. Dicha cámara consta de un CCD STA: 4064×4064 con una escala de $0,289''/pixel$ de manera que cada imagen cubre un campo aproximado: $20' \times 20'$. Las imágenes fueron corregidas (utilizando imágenes Bias y Flats) con IRAF. Las magnitudes instrumentales fueron calculadas en IRAF mediante fotometría PSF (Stetson 1987) y las diferentes bandas fueron correlacionadas entre sí con DAOMASTER. La calibración al sistema fotométrico estándar fue llevada a cabo con estrellas de Lan-

dolt (1992), mientras que la calibración astrométrica se realizó por comparación con datos del catálogo 2MASS (Skrutskie et al. 2006). Para los tipos espectrales recurrimos a las bases de datos Simbad y WEBDA.

3. Código

Se desarrolló un conjunto de códigos en FORTRAN, GNUplot y Bash de Linux para llevar a cabo en forma sistemática la determinación de los parámetros fundamentales de un cúmulo, utilizando de manera simultánea todos los diagramas fotométricos.

4. Perfiles radiales

El método de conteos estelares permite construir los perfiles radiales de densidad estelar en la región de cada cúmulo (Fig. 2). De esta forma se puede estimar el radio del cúmulo. Ellos brindan información acerca de la cantidad de estrellas que se encuentran en sucesivos anillos concéntricos a partir de un centro establecido.

5. Secuencia principal superior

A modo de ejemplo se presentan los diagramas fotométricos correspondientes a NGC 3572. La Fig. 3a muestra la secuencia principal (MS) dada por Schmidt-Kaler (1982) en su posición normal (en negro) y desplazada (en azul) según la relación $E_{(U-B)}/E_{(B-V)} =$

Tabla 1: Resultados preliminares.

Cúmulo	NGC3572	Hogg10	Hogg11	Tr18	Hogg12	NGC3590
α_{J2000}	11:10:30	11:10:45	11:11:39	11:11:27	11:12:17	11:13:03
δ_{J2000}	-60:14:57	-60:23:29	-60:22:50	-60:39:59	-60:46:14	-60:46:56
$r [']$	5.00	2.50	2.00	5.00	1.80	4.00
E_{B-V}	0.40	0.40	0.35	0.30	0.50	0.42
$V_o - M_V$	12.4	12.1	12.2	11.2	12.1	11.9
Edad _{nuc.} [años]	10^6	10^6	-	10^6	-	10^7
Edad _{contr.} [años]	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	-	10^7	-	10^7
Γ	-1.09	-	-	-1.08	-	-1.65

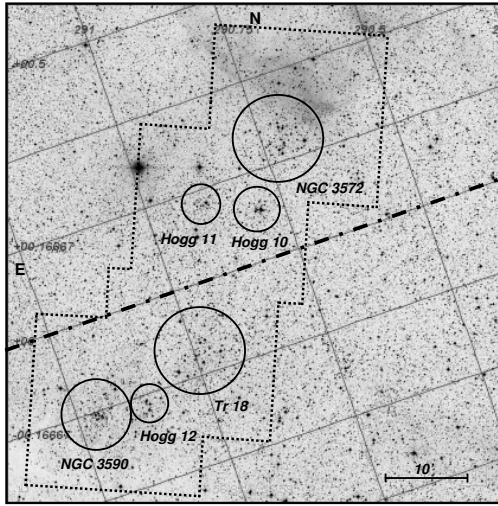


Fig. 1: Imagen del DSS indicando la región de estudio en un campo de $60' \times 60'$. Los círculos alrededor de los cúmulos son representativos de los radios adoptados para cada uno de ellos. El plano galáctico se indica con la línea de trazos.

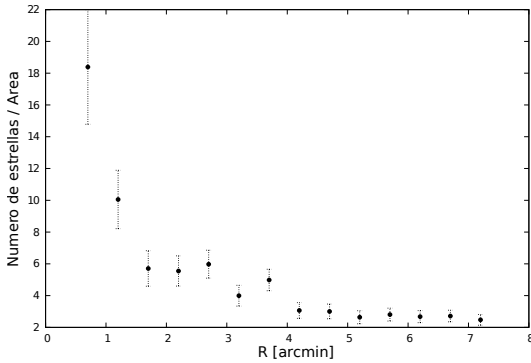


Fig. 2: Perfil de densidad estelar para NGC 3572 alrededor del centro adoptado.

$0,72 + 0,05 \cdot E_{(B-V)}$ hasta ajustar con la distribución de estrellas, determinando de esta manera el exceso de color del cúmulo. En la Fig. 3b, las curvas indican la posición para las clases de luminosidad V y III (Cousins 1978). La distribución de estrellas a lo largo del vector normal de enrojecimiento (en rojo) da indicios de que un valor de $R (A_V/E_{(B-V)}) = 3,1$ es apropiado. Utilizando la relación $(U - B)_o = 3,69 \cdot (B - V)_o + 0,03$, se obtuvieron los índices desenrojecidos $(U - B)_o$ y $(B - V)_o$ para aquellas estrellas con solución única (símbolos azules). A partir

del tipo espectral (TE) de las estrellas más brillantes (cuando estaban disponibles), se calculó nuevamente el exceso de color, el módulo de distancia utilizando como referencia los valores dados por Schmidt-Kaler (1982), y el tiempo de vida nuclear (Meynet et al. 1993). Se comparó entonces la posición de estas estrellas con un conjunto de isócronas de Marigo et al. (2008) obtenidas considerando metalicidad solar, pérdida de masa y *overshooting* (ver Fig. 4).

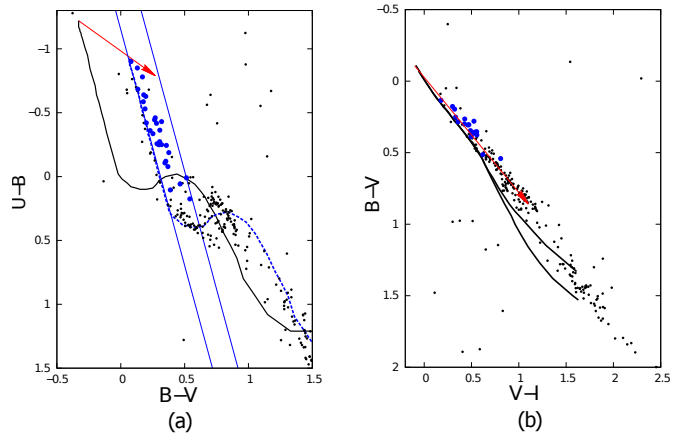


Fig. 3: Diagramas color-color para NGC 3572. a) La curva negra indica la MS de Schmidt-Kaler (1982). La curva azul punteada es la MS desplazada según la relación de enrojecimiento normal. Las rectas paralelas en azul indican el intervalo de $E_{(B-V)}$ que se utilizó para seleccionar las estrellas con solución única. b) Las curvas negras indican la posición de las estrellas de clases de luminosidad V y III. La flecha roja indica la dirección de enrojecimiento normal $R (A_V/E_{(B-V)}) = 3,1$.

6. Secuencia principal Inferior

Para cada cúmulo se eligió un campo de comparación cercano para aplicar un método estadístico de sustracción de los CMDs para “eliminar” de la región de estudio las estrellas que “no pertenecían” al cúmulo. Este trabajo estadístico consiste en buscar en los diagramas V vs. $(V - I)$ y V vs. $(B - V)$, para cada estrella del campo de comparación, la estrella de la región de estudio más próxima mediante la ecuación $d = (a \cdot \Delta V)^2 + [b \cdot \Delta(B - V)]^2 + [c \cdot \Delta(V - I)]^2$, (Gallart et al. 2003) y sustraerla. En la Fig. 5 se observa el diagrama que resulta de aplicar el método. Se distingue una sobredensidad localizada por

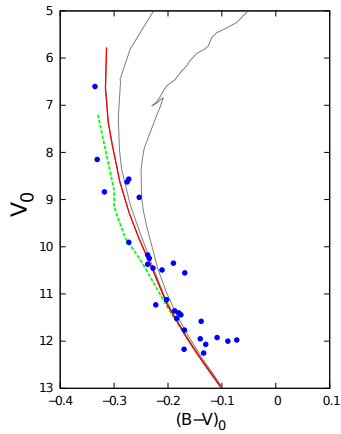


Fig. 4: CMD corregido para NGC 3572. Los círculos azules indican las estrellas con solución única (ver texto) junto con un conjunto de isócronas (Marigo et al. 2008), remarcando en rojo aquella que fue seleccionada para estimar la edad nuclear.

encima de la secuencia principal de edad cero (ZAMS) que se puede interpretar como una población de estrellas presecuencia (PMS). Se utilizó un conjunto de isócronas adecuadas (Siess et al. 2000) y se estimó la edad de contracción (curva roja).

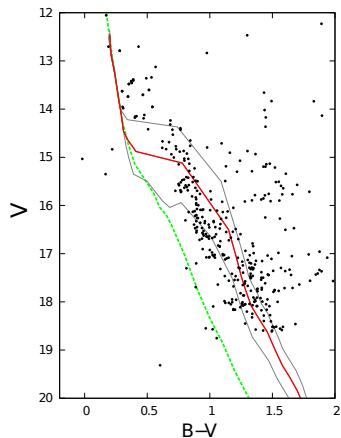


Fig. 5: CMD decontaminado para NGC 3572. Las curvas indican un conjunto de isócronas presecuencia (Siess et al. 2000). La curva roja corresponde a la edad adoptada.

7. Estimaciones de las masas e IMFs

A partir de los modelos evolutivos ya mencionados se estimaron las masas individuales de las estrellas miembro. Como paso siguiente hemos construido la distribución de masa correspondiente a cada cúmulo (IMF) y hemos calculado de manera aproximada la pendiente para estrellas más masivas que $\sim 3 M_{\odot}$. El resultado para el caso de NGC 3572 se presenta en la Fig. 6.

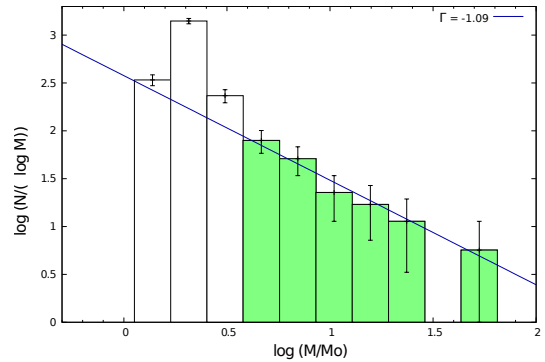


Fig. 6: Los intervalos verdes indican las estrellas más masivas que $\sim 3 \cdot M_{\odot}$. La recta es el ajuste correspondiente. Las barras de error corresponden a la estadística de Poisson.

8. Conclusiones y perspectivas futuras

Se ha generado un catálogo astrométrico/fotométrico homogéneo de aproximadamente 65000 objetos en la dirección $l \sim 291^{\circ}$; $b \sim 0^{\circ}$ en Carina. Se ha desarrollado un código para el estudio sistemático de datos fotométricos. Este código permite:

- Aislar espacialmente las regiones donde se encuentran sobredensidades y estimar sus tamaños.
- Realizar un proceso de descontaminación estadístico de los diagramas fotométricos comparando las poblaciones de las zonas de cúmulos estelares con las de campos de comparación adecuados.
- Estimar las masas y su función distribución.
- Determinar los parámetros fundamentales de seis cúmulos estelares.

Los parámetros obtenidos se indican en la Tabla 1. Se planea extender el presente estudio a otras zonas de la Galaxia donde se dispone de datos similares.

Agradecimientos: Los datos en los que se basa este trabajo fueron obtenidos en CTIO. Este trabajo ha sido realizado como parte del PIP 112-201101-00301 de CONICET.

Referencias

- Baume G., Carraro G., Costa E., 2010, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 53, 173
- Cousins A. W. J., 1978, Monthly Notes of the Astronomical Society of South Africa, 37, 62
- Gallart C., et al., 2003, AJ, 125, 742
- Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340
- Marigo P., et al., 2008, A&A, 482, 883
- Meynet G., Mermilliod J.-C., Maeder A., 1993, A&AS, 98, 477
- Schmidt-Kaler T., 1982, Bulletin d'Information du Centre de Données Stellaires, 23, 2
- Siess L., Dufour E., Forestini M., 2000, A&A, 358, 593
- Skrutskie M. F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
- Stetson P. B., 1987, PASP, 99, 191



Propiedades químicas de estrellas del campo de la Nube Menor de Magallanes

M.C. Parisi^{1,2}, D. Geisler³, J.J. Clariá^{1,2}, G. Carraro⁴, S. Villanova³, N. Marconi¹, A. Sarajedini⁵ & A.J. Grocholski⁵

¹ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina

² CONICET, Argentina

³ Universidad de Concepción, Chile

⁴ European Southern Observatory, Chile

⁵ University of Florida, USA

Contacto/ MCP: celeste@oac.uncor.edu

Resumen / En este trabajo analizamos las propiedades químicas de ~ 400 estrellas gigantes rojas pertenecientes a 15 campos estelares de la Nube Menor de Magallanes (NmM). Las metalicidades fueron determinadas a partir de los anchos equivalentes de las líneas del Triplete del CaII, medidos en espectros obtenidos con el instrumento FORS2 del Very Large Telescope ubicado en Paranal (Chile). Sumamos a esta muestra otras ~ 350 estrellas gigantes rojas investigadas previamente por nuestro grupo aplicando la misma técnica. Usando esta muestra extendida, analizamos y discutimos la distribución de metalicidades y la posible existencia de un gradiente de metalicidad entre las estrellas del campo de la NmM. Comparamos, además, las propiedades químicas inferidas con las correspondientes a 30 cúmulos estelares de la NmM, cuyas metalicidades han sido determinadas en una escala homogénea.

Abstract / In this paper we analyze the chemical properties of ~ 400 red giant stars belonging to 15 areas spread over the Small Magellanic Cloud (SMC). Metallicities were determined from the equivalent widths of the CaII triplet lines, measured on spectra obtained with the FORS2 instrument at the Very Large Telescope located on Paranal (Chile). We add to this sample other ~ 350 red giant stars previously investigated by our group using the same technique. Using this extended sample, we analyze and discuss the metallicity distribution and the possible existence of a metallicity gradient among the field stars of the SMC. We also compare our results to the chemical properties inferred for the corresponding 30 star clusters of the SMC, whose metallicities have been determined in a homogeneous scale.

Keywords / stars: abundances — galaxies: Magellanic Clouds

1. Introducción

Las dos galaxias vecinas de la Vía Láctea, las Nubes Mayor y Menor de Magallanes, han demostrado ser de vital importancia para responder a una variedad de cuestionamientos, desde aspectos que tienen que ver con la interacción entre galaxias (e.g., Putman et al. 1998) y evolución química de las galaxias enanas (e.g., Gilmore & Wyse 1991) hasta cuestiones netamente estelares (e.g., Harris & Zaritsky 2009). Su importancia radica en el hecho de que se encuentran suficientemente cerca como para que sus poblaciones estelares, incluyendo las más viejas, puedan ser resueltas y observadas, lo que a su vez permite un estudio detallado de sus propiedades astrofísicas. Por esta razón, las Nubes de Magallanes (NMs) constituyen excelentes laboratorios en los cuales es posible examinar con cierto detalle procesos que ocurren en galaxias enanas muy distantes.

Sin embargo, no obstante la proximidad de las NMs, subsisten aún hoy algunos interrogantes que no han podido ser debidamente respondidos como, por ejemplo, la presencia de un único cúmulo en el denominado “age gap” (Geisler et al., 1997) en la Nube Mayor de Magallanes

(NMM), la sorprendente ausencia de cúmulos genuinamente viejos en la Nube Menor de Magallanes (NmM), con edades típicas de los cúmulos globulares galácticos (Parisi et al., 2014), la posible existencia de gradientes de metalicidad en ambas galaxias (Parisi et al. 2015, en adelante P15), etc. Hace poco más de un lustro, nuestro grupo comenzó a estudiar observacionalmente cúmulos estelares tanto de la NMM (e.g., Palma et al. 2013) como de la NmM (e.g., Parisi et al. 2009, en adelante P09). El presente trabajo representa una continuación natural de trabajos previos realizados en la NmM, en la cual determinamos la metalicidad de 30 cúmulos (P09, P15) y ~ 360 gigantes rojas del campo circundantes a los mismos (Parisi et al. 2010, en adelante P10). En este trabajo aplicamos procedimientos similares a los descritos en P10 pero para una muestra de gigantes rojas del campo que rodean un total de 15 cúmulos estudiados en detalle en P15.

2. Observaciones y determinación de metalicidades

Utilizando el instrumento FORS2 del Very Large Telescope (Cerro Paranal, Chile), en su modo máscara, obtuvimos espectros en el infrarrojo cercano de ~ 400 estrellas gigantes rojas circundantes a 15 cúmulos de la NmM, con la misma configuración instrumental que en P09. Los espectros cubren un rango espectral de ~ 1500 Å en la región del Triplete del Calcio ionizado (TCa, ~ 8500 Å) y tienen una dispersión de 0.85 Å px $^{-1}$. La relación señal-ruido (S/R) varía entre ~ 20 y ~ 80 px $^{-1}$. Las calibraciones necesarias para corregir por *bias* y *flats* fueron obtenidas por personal del Observatorio de Paranal. La corrección por efectos aditivos y por distorsiones se llevó a cabo siguiendo el procedimiento descrito en P09, usando una variedad de tareas de IRAF. Los procedimientos aplicados para el análisis de los datos son esencialmente similares a los descritos en P09, P10 y P15. En resumen, medimos primero el ancho equivalente (AE) de las tres líneas del TCa. Luego, a partir de la suma de los AEs de estas tres líneas y la calibración de Cole et al. (2004), derivamos las metalicidades individuales de las estrellas observadas. Para el análisis que sigue, hemos agregado a la presente muestra ~ 350 gigantes rojas del campo estudiadas en P10. Cabe aclarar que las estrellas estudiadas en ese trabajo fueron observadas con el mismo telescopio y la misma configuración instrumental que la muestra aquí estudiada. Por otra parte, en P09 y P10 aplicamos los mismos procedimientos para determinar las metalicidades. En consecuencia, disponemos para el análisis de una muestra total de ~ 750 estrellas gigantes rojas con metalicidades en una escala homogénea.

3. Análisis

En la Figura 1 puede apreciarse la distribución de metalicidades (DM) de la muestra total de estrellas del campo (presente trabajo + P10). Mucciarelli (2014), a partir de espectroscopía de alta dispersión de ~ 200 gigantes rojas del campo de la NmM, sugiere la existencia de bimodalidad en la DM de estas estrellas, con un máximo principal en $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1$ y un segundo pico menos intenso en una metalicidad algo mayor. Como puede apreciarse en la Figura 1, los datos del presente estudio no sugieren bimodalidad, aunque corroboran la existencia de un máximo principal en la DM en $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1$, en excelente acuerdo con Mucciarelli (2014). Creemos oportuno destacar que Dobbie et al. (2014) tampoco encuentran evidencias de bimodalidad en un estudio reciente de una muestra considerable de estrellas del campo en el cual aplican un procedimiento similar al del presente estudio. Uno de los principales problemas que nos interesa considerar es la posible existencia de un gradiente de metalicidad en la NmM. Para ello, es necesario establecer, para cada uno de los campos estudiados, una metalicidad “media” que los caracterice. Por consistencia con Dobbie et al. (2014), hemos adoptado para cada campo la “mediana” de la metalicidad y no el “valor medio”. Por otra parte, en lugar de considerar la distancia de cada estrella al centro de la NmM, hemos calculado el parámetro a , semieje mayor de una elipse con determi-

nadas características, el cual tiene en cuenta efectos de proyección sobre la NmM. Detalles relacionados con el significado y el cálculo de este parámetro a pueden verse en P09. La Figura 2 muestra cómo se comporta la metalicidad en función de a . Los círculos representan los campos estudiados en el presente trabajo mientras que los triángulos corresponden a los campos estudiados en P10. Advertimos en esta figura una clara tendencia de la metalicidad a disminuir a medida que nos alejamos del centro de la galaxia dentro de los primeros 4 grados. Luego de esa distancia al centro, el gradiente parecería desaparecer, e incluso invertirse. Si ajustamos una recta a los campos ubicados dentro de los primeros 4 grados del centro, derivamos un gradiente de metalicidad de $\partial[\text{Fe}/\text{H}]/\partial a = -0.08 \pm 0.02$, en excelente acuerdo con el valor de -0.075 ± 0.011 encontrado por Dobbie et al. (2014). Creemos, por lo tanto, haber podido corroborar, en forma completamente independiente, los resultados de los autores mencionados. Los datos de estos autores se extienden hasta ~ 5 grados. Nuestros datos constituyen la primera muestra en extenderse más allá de esta distancia y, por lo tanto, mostrar el posible cambio de pendiente. Otro aspecto interesante consiste en examinar cómo se comparan las metalicidades de los cúmulos ($[\text{Fe}/\text{H}]_C$) con las de los campos estelares circundantes ($[\text{Fe}/\text{H}]_F$). En las Figuras 3 y 4 puede verse el comportamiento de la diferencia entre las respectivas metalicidades en función del semieje a y la edad del cúmulo, respectivamente. En ambas figuras, los círculos representan los campos aquí examinados, los cuales circundan los cúmulos estudiados en P15, en tanto que los triángulos representan los campos estudiados en P10, circundantes a los cúmulos estudiados en P09. Nótese la clara tendencia por parte de la mayoría de los campos considerados a ser más pobres en metales que los cúmulos que ellos circundan, independientemente de la edad del cúmulo y su posición en la galaxia.

Referencias

- Cole A. A., et al., 2004, MNRAS, 347, 367
 Dobbie P. D., et al., 2014, MNRAS, 442, 1680
 Geisler D., et al., 1997, AJ, 114, 1920
 Gilmore G., Wyse R. F. G., 1991, ApJL, 367, L55
 Harris J., Zaritsky D., 2009, AJ, 138, 1243
 Mucciarelli A., 2014, Astronomische Nachrichten, 335, 79
 Palma T., et al., 2013, A&A, 555, A131
 Parisi M. C., et al., 2014, AJ, 147, 71
 Parisi M. C., et al., 2015, AJ, in press (P15)
 Parisi M. C., et al., 2010, AJ, 139, 1168 (P10)
 Parisi M. C., et al., 2009, AJ, 138, 517 (P09)
 Putman M. E., et al., 1998, Nature, 394, 752

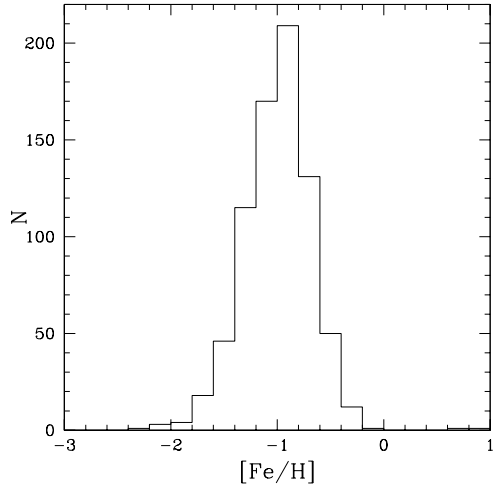


Fig. 1: Distribución de metalicidades de las estrellas gigantes rojas del campo estudiadas en el presente trabajo y en P10.

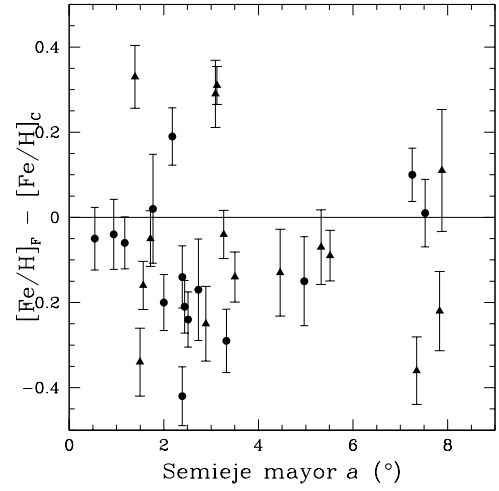


Fig. 3: Diferencia entre la metalicidad de los cúmulos (P09 + P15) y sus campos circundantes (P10 + este trabajo) en función del semieje mayor a . Los símbolos son los mismos que en la Figura 2.

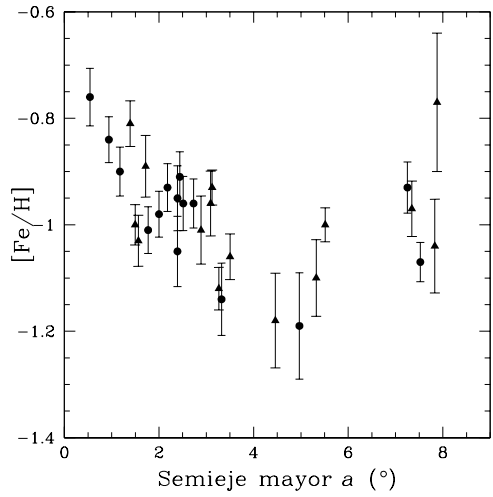


Fig. 2: Metalicidad en función del semieje mayor a . Los triángulos y círculos representan los campos estudiados en P10 y en este trabajo, respectivamente.

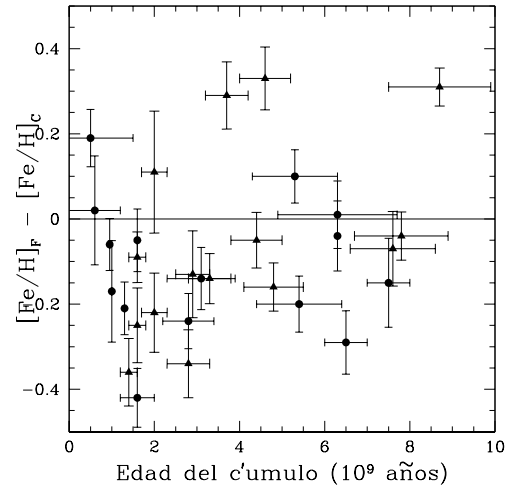


Fig. 4: Diferencia entre la metalicidad de los cúmulos (P09 + P15) y sus campos circundantes (P10 + este trabajo) en función de la edad del correspondiente cúmulo. Los símbolos son los mismos que en la Figura 2.



VARIABLES EN LA REGIÓN CENTRAL DEL CÚMULO GLOBULAR NGC 3201: DESCOMPOSICIÓN DE FOURIER DE LAS CURVAS DE LUZ DE LAS RR LYRAE Y ANÁLISIS DE LA RELACIÓN PERÍODO-LUMINOSIDAD DE LAS SX PHOENICIS

J.A. Ahumada¹, A. Arellano Ferro², J.H. Calderón^{1,3} & N. Kains⁴

¹ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina

² Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Estados Unidos Mexicanos

³ CONICET, Argentina

⁴ Space Telescope Science Institute, EE.UU.

Contacto / JAA: javier@oac.uncor.edu

Resumen / Se presenta el análisis de una serie temporal de imágenes CCD de la región central del cúmulo globular NGC 3201, obtenidas desde CASLEO en marzo de 2013. El principal objetivo de este trabajo es la descomposición de Fourier de las curvas de luz de las estrellas RR Lyrae y su empleo en la determinación de los parámetros físicos de las variables y del cúmulo. Con las variables tipo RRab se obtuvieron, para la metalicidad, el valor medio $[Fe/H]_{ZW} = -1,48 \pm 0,10$, y para la distancia, $5,00 \pm 0,22$ kpc. Los mismos parámetros, estimados con las estrellas tipo RRc, arrojaron valores similares. Habiendo enrojecimiento diferencial, se derivaron valores individuales de $E(B - V)$ para las estrellas RRab a partir de sus curvas en $(V - I)$. El valor promedio encontrado es $E(B - V) = 0,23 \pm 0,02$. Una exploración de las curvas de luz de las estrellas en la región de las *blue stragglers* condujo al descubrimiento de tres nuevas variables SX Phoenicis. La relación período-luminosidad de las SX Phoenicis se empleó para lograr una determinación independiente de la distancia al cúmulo y de los enrojecimientos individuales de estas variables.

Abstract / We present CCD time-series observations of the central region of the globular cluster NGC 3201, collected from CASLEO in March 2013, with the aim of performing the Fourier decomposition of the light curves of the RR Lyrae variables. This procedure, applied to the RRab-type stars, gave a mean value $[Fe/H]_{ZW} = -1,48 \pm 0,10$, for the cluster metallicity, and 5.00 ± 0.22 kpc, for the cluster distance. The values found from two RRc stars are consistent with those derived previously. Because of differential reddening across the cluster field, individual reddenings for the RRab stars were estimated from their $(V - I)$ curves, resulting in an average value $E(B - V) = 0,23 \pm 0,02$. An investigation of the light curves of stars in the blue straggler region led to the discovery of three new SX Phoenicis variables. The period-luminosity relation of the SX Phoenicis was used for an independent determination of the distance to the cluster and of the individual reddenings of these variables.

Keywords / globular clusters: individual (NGC 3201) — stars: variables: RR Lyrae

1. Introducción

A unos 4,9 kpc, el cúmulo globular NGC 3201 (C1015–461) está entre los más cercanos al Sol, por lo que es relativamente brillante y extenso; también manifiesta una región central poco densa. Estas características lo han hecho objeto de intensas búsquedas de estrellas variables desde hace ya un siglo. Se ubica en las proximidades del plano galáctico ($l = 277,23^\circ$, $b = +8,64^\circ$) y presenta considerable enrojecimiento diferencial (Layden & Sarajedini, 2003). El “Catálogo de estrellas variables en cúmulos globulares” (CVSGC, Clement et al. 2001), en su actualización de 2012, lista 121 variables dentro de aproximadamente medio grado cuadrado alrededor del centro del cúmulo; entre ellas hay 86 RR Lyrae, 18 SX Phoenicis (SX Phe), 8 variables de largo período (LPV) y 3 binarias eclipsantes. El primer grupo de variables SX Phe (V102–V112) fue descubierto por Mazur

et al. (2003). Por su parte, además de analizar las variables ya conocidas, Layden & Sarajedini (2003) detectaron variaciones de baja amplitud en algunas gigantes rojas (V113–V118), descubrieron una binaria eclipsante (V119) y dos posibles SX Phe más (V120 y V121).

El presente trabajo es el primero que utiliza, para la fotometría, la técnica llamada “Análisis diferencial de imágenes” (*Differential Imaging Analysis*, DIA) en NGC 3201. Las virtudes de DIA como una herramienta poderosa para, por ejemplo, descubrir variables de corto período o detectar variaciones de pequeña amplitud en RR Lyrae con efecto Blazhko en los centros densamente poblados de cúmulos globulares, han sido mostradas ya en varias oportunidades en la literatura reciente (Arellano Ferro et al. 2012, 2013, Bramich et al. 2011, Figuera Jaimes et al. 2013, Kains et al. 2013, entre otros). El objetivo principal es obtener una serie temporal de observaciones CCD VI que permita refinar los períodos de las

variables conocidas y hacer la descomposición de Fourier de las curvas de luz de las RR Lyrae; con esto se pretende derivar parámetros astrofísicos de interés de las estrellas y del cúmulo que las alberga. Adicionalmente se busca, por medio del análisis de la relación período-luminosidad de las SX Phe, hacer una estimación independiente de la distancia.

2. Observaciones y reducción de los datos

Se obtuvieron 143 imágenes del cúmulo en el filtro V y 146 en el I de Johnson-Kron-Cousins entre el 19 y el 22 de marzo de 2013 con el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina) y un CCD Roper de 2048×2048 píxeles. Con una escala de $0.15''/\text{píxel}$, el campo observado es de unos $5,1' \times 5,1'$; de este modo, sólo se cubrió la región central de NGC 3201.

Después de su calibración, la serie de imágenes fue objeto de análisis diferencial (DIA) para la obtención de fotometría de alta precisión; para ello se utilizó el proceso de reducción “danDIA” (Bramich 2008, Bramich et al. 2011, Arellano Ferro et al. 2013). En el campo observado se identificaron 85 estrellas estándar de Stetson (2000) con V y $(B - V)$ en los rangos 12.6–18.6 y $-0,14$ – $1,01$, respectivamente.

3. Estrellas variables en NGC 3201

La Figura 1 muestra el diagrama color-magnitud de la zona observada en NGC 3201, donde se han señalado las variables identificadas. Entre ellas, 32 RR Lyrae tipo ab y dos tipo c, de las que hay 27 en común con las observadas por Layden & Sarajedini (2003). Para identificar las SX Phe se examinaron las curvas de luz de las estrellas localizadas en el área de las *blue stragglers* que se muestra en la figura. De esta manera se recuperaron todas las SX Phe confirmadas o sospechadas que se conocían a la fecha, y se descubrieron tres nuevas: V122, V123 y V124, contabilizando un total de 14.

3.1. RR Lyrae

La comparación entre nuestros valores medios pesados $\langle V \rangle$ e $\langle I \rangle$ y los de Layden & Sarajedini (2003) para las 27 RR Lyrae en común muestra que, en promedio, nuestros $\langle V \rangle$ son 0.02 mag más débiles y los $\langle I \rangle$ 0.004 mag más brillantes, es decir que están bien dentro de los errores fotométricos. Por ello se han refinado los periodos de estas estrellas por medio de la combinación de los datos V obtenidos en 1999 por Layden & Sarajedini con los de CASLEO utilizando el método de longitud de cuerda o minimización de dispersión (Burke et al. 1970, Dworetzky 1983). Todas nuestras curvas de luz fueron puestas en fase con estos periodos mejorados. En algunos casos, los puntos de Layden & Sarajedini (2003) fueron agregados para completar las curvas, como en los casos de V5, V38 o V39. La comparación entre los dos conjuntos de observaciones separados por 14 años permitió revelar variaciones de amplitud de largo período de tipo Blazhko en las variables V18, V25, V28 y V50.

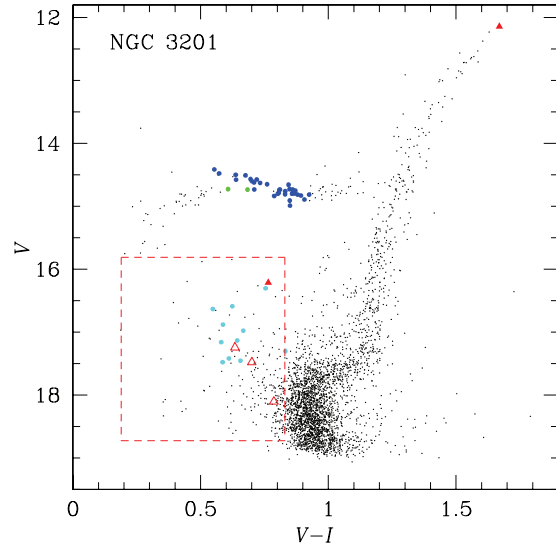


Fig. 1: Diagrama color-magnitud de NGC 3201. Las magnitudes y colores graficados son los valores medios pesados de nuestra colección de imágenes. Los círculos azules y verdes representan a las variables RR Lyrae ab y c, respectivamente. En la zona de las *blue stragglers*, demarcada por líneas de trazos, las SX Phe ya conocidas son los círculos celestes, en tanto que las tres nuevas SX Phe descubiertas en este trabajo se muestran como triángulos rojos abiertos. La variable semirregular V117 y la binaria eclipsante V119, no discutidas aquí, aparecen como triángulos rojos sólidos.

3.2. SX Phoenicis

El aspecto de las curvas de luz de estas variables sugiere la presencia de múltiples modos excitados; con el análisis de las curvas realizado con *period04* (Lenz & Breger, 2005) se pudieron confirmar las frecuencias principales, y también se encontraron algunas frecuencias secundarias y sus modos correspondientes. Específicamente, en las estrellas V103, V106 y V108 se detectaron dos frecuencias, la del modo fundamental y la del primer sobretono; en los tres casos el cociente de dichas frecuencias está próximo al valor de $\sim 0,78$ predicho por la teoría de pulsaciones no-adiabáticas para SX Phe de cúmulos globulares galácticos (Santolamazza et al. 2001). La estrella V107 también manifiesta dos modos, uno de los cuales parece ser no-radial, dada su relación de frecuencias con el modo radial fundamental ($\sim 0,98$) y su menor amplitud (Jeon et al., 2003).

4. Parámetros físicos de las RR Lyrae

La curva de luz de una RR Lyrae contiene información sobre los parámetros físicos de la estrella, que se pueden obtener a partir del ajuste de Fourier de dicha curva por medio de un ajuste de la forma:

$$m(t) = A_0 + \sum_{k=1}^N A_k \cos\left(\frac{2\pi}{P} k(t - E) + \phi_k\right),$$

con $m(t)$ la magnitud en el tiempo t , P el período y E la época. En este trabajo se han empleado las calibracio-

nes semiempíricas de Jurcsik & Kovács (1996) y Kovács & Walker (2001) que correlacionan los parámetros de Fourier A_i y los parámetros físicos de las RRab, y las de Kovács (1998) y Morgan et al. (2007) para las RRC. Ambos conjuntos de calibraciones son independientes entre sí y son discutidos en detalle por Arellano Ferro et al. (2013). Luego de calcular de esta manera los parámetros físicos de 22 RRab y 2 RRC, se promediaron —los de cada tipo de estrella por su lado— para obtener, a su vez, los parámetros del cúmulo; previamente, los enrojecimientos individuales de las RRab fueron estimados con el método de Guldenschuh et al. (2005) del color intrínseco de las curvas de luz en $(V - I)$ entre las fases 0.5 y 0.8. Así se obtuvieron, para el cúmulo, un enrojecimiento $E(B - V) = 0,23 \pm 0,02$, una metalicidad en la escala de Zinn & West (1984) $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{ZW}} = -1,48 \pm 0,10$, y una distancia de $5,00 \pm 0,22$ kpc (RRab), y $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{ZW}} = -1,47 \pm 0,06$ y $5,03 \pm 0,09$ kpc (RRC), valores compatibles con los que se pueden encontrar en la literatura (e.g., Layden & Sarajedini 2003).

5. Relación P vs. L de las SX Phe

Se procedió a una tercera determinación independiente de los parámetros del cúmulo que hace uso de la relación período-luminosidad de las SX Phe. Para ello se utilizaron las calibraciones de Arellano Ferro et al. (2011) para NGC 5024 en V y en I (Fig. 2). La dispersión que se observa resulta probablemente del enrojecimiento diferencial. No obstante, se puede notar que el grupo que circunda a V103 está bastante bien ajustado por el modo fundamental; en particular, V103 tiene bien ajustadas sus dos frecuencias. Las otras dos estrellas con dos frecuencias confirmadas, V106 y V108, asumiéndoles un enrojecimiento menor (0.11 en vez de 0.23), también ajustan correctamente el modo fundamental y el primer sobretono (panel inferior de la figura). También se ajustaron los enrojecimientos de V102, V109 y V120 (panel inferior), en tanto que V122 probablemente no sea miembro del cúmulo. De esta manera podemos concluir que las variables SX Phe indican una distancia al cúmulo consistente con la calculada con la descomposición de Fourier de las RR Lyrae, 5.0 kpc.

6. Conclusiones

Se han presentado los resultados de una descomposición de Fourier de las curvas de luz de las estrellas RR Lyrae y del análisis de la relación período-luminosidad de las SX Phoenicis en la zona central del cúmulo globular NGC 3201, basado en análisis diferencial de imágenes CCD. Para el cúmulo encontramos un enrojecimiento medio $E(B - V)$ de $0,23 \pm 0,02$. La metalicidad y la distancia se obtuvieron de la descomposición Fourier de 22 RRab y 2 RRC, en la forma de calibraciones independientes; para las primeras, $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{ZW}} = -1,48 \pm 0,10$ y $5,00 \pm 0,22$ kpc, y para las segundas, $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{ZW}} = -1,47 \pm 0,06$ y $5,03 \pm 0,09$ kpc. Un valor similar de la distancia resultó de la relación período vs. luminosidad de las SX Phe, asumiendo correcciones en los enrojecimientos individuales de las estrellas.

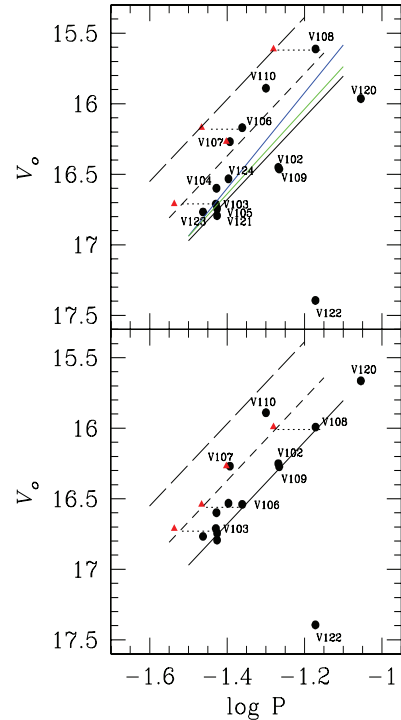


Fig. 2: Relación período-luminosidad de las SX Phe (Arellano Ferro et al., 2011); los triángulos señalan los primeros sobretonos. En el panel superior se muestra la distribución de las SX Phe en el plano $\log P$ vs. V_0 ; las variables fueron desenojeadas empleando el valor medio $E(B - V) = 0,23$ medio obtenido con las RR Lyrae. La línea continua corresponde a la calibración del modo fundamental posicionada a 5 kpc. Las líneas de trazos cortos y largos representan las posiciones del primer y segundo sobretonos respectivamente, adoptando los cocientes $P_1/P_0 = 0,783$ y $P_2/P_0 = 0,571$ entre dichos sobretonos y el modo fundamental (Santolamazza et al., 2001). En el panel inferior se han ajustado las posiciones de algunas estrellas según su enrojecimiento individual.

Referencias

- Arellano Ferro A., et al., 2011, MNRAS, 416, 2265
 Arellano Ferro A., et al., 2012, MNRAS, 420, 1333
 Arellano Ferro A., et al., 2013, MNRAS, 434, 1220
 Bramich D. M., 2008, MNRAS, 386, L77
 Bramich D. M., et al., 2011, MNRAS, 413, 1275
 Burke Jr. E. W., et al., 1970, JRASC, 64, 353
 Clement C. M., et al., 2001, AJ, 122, 2587
 Dworetzky M. M., 1983, MNRAS, 203, 917
 Figuera Jaimes R., et al., 2013, A&A, 556, A20
 Guldenschuh K. A., et al., 2005, PASP, 117, 721
 Jeon Y.-B., et al., 2003, AJ, 125, 3165
 Jurcsik J., Kovács G., 1996, A&A, 312, 111
 Kains N., et al., 2013, A&A, 555, A36
 Kovács G., 1998, MmSAI, 69, 49
 Kovács G., Walker A. R., 2001, A&A, 371, 579
 Layden A. C., Sarajedini A., 2003, AJ, 125, 208
 Lenz P., Breger M., 2005, CoAst, 146, 53
 Mazur B., et al., 2003, MNRAS, 340, 1205
 Morgan S. M., et al., 2007, MNRAS, 374, 1421
 Santolamazza P., et al., 2001, ApJ, 554, 1124
 Stetson P. B., 2000, PASP, 112, 925
 Zinn R., West M. J., 1984, ApJS, 55, 45



Vinculación entre varios cúmulos estelares y estructuras del medio interestelar

M.A. Corti^{1,2}, G.L. Baume^{1,3}, J.A. Panei^{1,3}, L.A. Suad², J.C. Testori², J. Borissova^{4,5}, R. Kurtev^{4,5}, A.N. Chené⁶ & S. Ramirez Alegria^{4,5}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata (CONICET)

³ Instituto de Astrofísica La Plata (CONICET - UNLP)

⁴ Instituto de Física y Astronomía (Universidad de Valparaíso, Chile)

⁵ The Millennium Institute of Astrophysics (MAS, Chile)

⁶ Gemini Observatory, Northern Operation Centre (USA).

Contacto/ MAC: mariela@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se estudiaron los cúmulos inmersos DBS 77, 78, 102, 160 y 161 localizados en el plano Galáctico en el cuarto cuadrante de la Vía Láctea y el medio interestelar (MIE) circundante. Se analizó fotometría $UBVI_c$ (SOAR) y espectroscopía infrarroja (NTT, ESO). Estos datos fueron complementados con las bandas JHK (VVV+2MASS), HI en 21 cm (SGPS), 1.4 GHz (ATCA) y 4.85 GHz (PMN). Se realizó un análisis multibanda y clasificación espectral de las estrellas brillantes de cada zona. Se identificaron también estructuras del MIE posiblemente vinculadas con los cúmulos. Finalmente, se obtuvieron valores preliminares para los parámetros fundamentales de los cúmulos estudiados y de las estructuras del MIE. Se estudió la vinculación entre ambos.

Abstract / We study the embedded clusters DBS 77, 78, 102, 160, and 161 located in the Galactic plane in the fourth quadrant of the Milky Way and the surrounding interstellar medium (ISM). We analyzed $UBVI_c$ photometry (SOAR) and infrared spectroscopy (NTT, ESO). We complemented these data with JHK (VVV+2MASS), HI 21 cm bands (SGPS), 1.4 GHz (ATCA), and 4.85 GHz (PMN). We did multiband analysis and spectral classification of the brightest stars in each area. We also identified the ISM structures possibly related to the clusters. Finally, we obtained the main parameters of the studied clusters, the structures of the ISM and the link between them.

Keywords / stars: fundamental parameters – (ISM:) HII regions

1. Introducción

Los cúmulos estelares proveen una herramienta importante para investigar varias propiedades estelares, del MIE y de la estructura de la Galaxia. En particular, los cúmulos inmersos permiten estudiar a las estrellas jóvenes, su impacto sobre el medio circundante y delinear los brazos espirales (Baume et al., 2014).

El objetivo de este trabajo es investigar la composición estelar y su interacción con el MIE en tres direcciones del plano, en el cuarto cuadrante de la Vía Láctea. Para ello se combinaron observaciones fotométricas y espectroscópicas infrarrojas con datos de hidrógeno neutro obtenidas de diferentes cúmulos inmersos, identificados en el catálogo de Dutra et al. (2003)

2. Datos

Se analizaron los cúmulos inmersos DBS 77, 78, 102, 160 y 161 (Dutra et al., 2003). Para ello, se obtuvieron imágenes en las bandas fotométricas $UBVI_c$, empleando el SOAR Optical Imager (SOI) en el telescopio SOAR de 4.1 m (CTIO, Chile). La cámara utilizada posee una escala de $0''.153/\text{pix}$ y cada imagen cubre un área de $5'.2 \times 5'.2$ (FWHM $\sim 2''$). Se emplearon también

imágenes de $10'.0 \times 10'.0$ del VISTA Science Archive (VSA, Saito et al., 2012, Fig. 1a) y datos del catálogo 2MASS (Skrutskie et al., 2006) para tener información en las bandas JHK . Para algunas estrellas brillantes ($K < 13$) se obtuvieron espectros IR en las bandas de 2.0 a 2.3 μm , con el espectrógrafo SOFI, con una resolución $\Delta\lambda = 4.66 \text{ \AA pix}^{-1}$ y el telescopio NTT (La Silla, Chile).

Los datos en 21 cm y en continuo en 1.4 GHz, fueron obtenidos del relevamiento Southern Galactic Plane Survey (SGPS, Australia)* (McClure-Griffiths et al., 2005). Los mapas en 4.85 GHz, se consultaron del relevamiento Parkes-MIT-NRAO (PMN)**.

3. Análisis y resultados

3.1. Espectroscópicos y fotométricos

Se realizó fotometría PSF (*Point Spread Function*) utilizando IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) sobre las imágenes en el óptico ($UBVI_c$) y en el infrarrojo (JHK) del relevamiento VVV. En el caso de estrellas brillantes ($K < 11$) se adoptaron los datos infrarrojos provistos por el catálogo 2MASS.

* <http://www.atnf.csiro.au/research/HI/sgps/queryForm.html>

** <http://www.parkes.atnf.csiro.au/observing/databases/pmn>

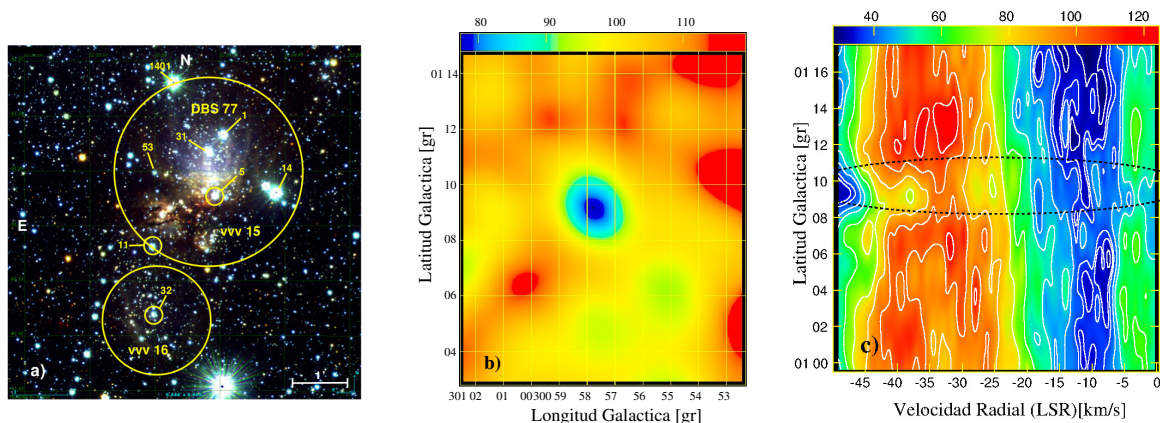


Fig. 1: a) Imagen en falso color JHK de la región de DBS 77. Se indican las estrellas con observaciones espectroscópicas y las zonas seleccionadas para estudiar al cúmulo. b) Mapa emisión HI a $V_r(LSR) = -43 \text{ km s}^{-1}$, zona celeste-azul centrada en el cúmulo DBS 77. c) Mapa distribución temperatura de brillo a $l = 300^\circ 95$. Las líneas curvas indican el efecto de absorción en la línea de la visual de la región HII localizada en $V_r(LSR) = -43 \text{ km s}^{-1}$.

Se obtuvieron espectros de las 8 estrellas más brillantes ubicadas en la región del cúmulo DBS 77 (ver Fig. 1a). Los mismos fueron empleados para determinar el tipo espectral de cada estrella, consultando para ello el atlas de espectros en la banda K que ofrecen tipos espectrales derivados de estudios ópticos (Rayner et al., 2009; Liermann et al., 2009; Meyer et al., 1998; Wallace & Hinkle, 1997).

Se construyeron los diagramas color-color (CC) y color-magnitud (CM) correspondientes a las regiones estudiadas en base a los datos $UBVIJK$ disponibles. En la Fig. 2 se presentan, como ejemplo, algunos de los diagramas de la región de DBS 77. Los diagramas CC y CM contienen dos poblaciones estelares: a) las estrellas de la población de campo (símbolos llenos grises) y b) la población del cúmulo afectada por un gran enrojecimiento y mezclada con las estrellas gigantes rojas de campo.

Con el objetivo de identificar los posibles miembros de los cúmulos IR y separarlos de las poblaciones de campo, se estimaron los excesos de color $E(B-V)$ y $E(J-K)$ y las distancias espectrofotométricas $V_0 - M_V$ y $K_0 - M_K$. Estos parámetros se obtuvieron de las estrellas cuya clasificación espectral pudo ser conocida, ya sea analizando sus espectros (ver panel derecho de la Fig. 2 a modo de ejemplo) o empleando los datos observacionales ópticos ($UBVI_C$) e infrarrojos (JHK) y las calibraciones dadas por Schmidt-Kaler (1982) y Koornneef (1983), respectivamente.

Con el objetivo de diferenciar a las estrellas tempranas con enrojecimiento normal de aquellas que posiblemente tengan exceso infrarrojo, se calculó el parámetro libre de enrojecimiento $Q_{ir} = (J - H) - 1,7(H - K)$ (Chené et al., 2012). Los diagramas CM: K vs $(J - K)$ y CC: K vs Q_{ir} (Fig. 2), se han empleado para separar las estrellas de Secuencia Principal (MS) (símbolo azul) de las estrellas de Presecuencia (PMS) (símbolo rojo).

Con el propósito de detectar estrellas de PMS, se correlacionaron nuestros datos fotométricos con todos los datos del IR medio existentes para las regiones en estudio. Para ello se trabajó con los datos del MSX

(*Midcourse Space Experiment*) (Egan & et al., 2003) y del catálogo GLIMPSE*** del telescopio espacial Spitzer. Ambos se indican con los colores cian y magenta, respectivamente (ver Fig. 2).

En la Tabla 1 se indican los parámetros hallados para los cúmulos estudiados junto con la cantidad de estrellas tempranas (OB). La absorción en el visual con la que se corrige la magnitud observada V , fue calculada considerando un enrojecimiento normal ($R = A_v/E(B - V) = 3,1$), resultando ser: $A_v = 5.3 \text{ mag}$ para el cúmulo DBS 77 y $A_v = 7.7 \text{ mag}$ para los cúmulos DBS 78, 102, 160 y 161.

3.2. Radioastronómicos

Con el objetivo de conocer el MIE en el cual se están formando los cúmulos IR, se trabajó con mapas de HI de distintos relevamientos (ver sección 2.). Dichos mapas se centran en las coordenadas galácticas de cada cúmulo (Tabla 1) y corresponden a la velocidad radial baricentral, en el sistema *Local Standard of Rest* (LSR) adoptada para cada uno de ellos (ver última columna en la Tabla 1). Dichas velocidades se emplearon junto con el modelo de ajuste lineal de rotación Galáctica (AL) de Fich et al. (1989) para estimar las correspondientes distancias cinemáticas. Todas las imágenes de HI fueron analizadas con el software AIPS (*Astronomical Image Processing System*).

En la Fig.1b) se muestra una imagen de la distribución de emisión del HI, obtenida para el cúmulo DBS 77, vinculada a la velocidad radial $V_r(LSR) = -43 \text{ km s}^{-1}$. Los mínimos presentes en esta emisión de HI fueron interpretados como la absorción del HI de los fotones emitidos por fuentes en el continuo. Para establecer la naturaleza de dichas fuentes, se estimaron los correspondientes índices espectrales: $\alpha = \log(S_{1420}/S_{4850})/\log(4850/1420)$ para todas las regiones excepto para DBS 77, donde no se disponía de datos.

La ubicación de los cúmulos DBS 77 y DBS 78, es

*** <http://www.astro.wisc.edu/glimpse/docs.html>

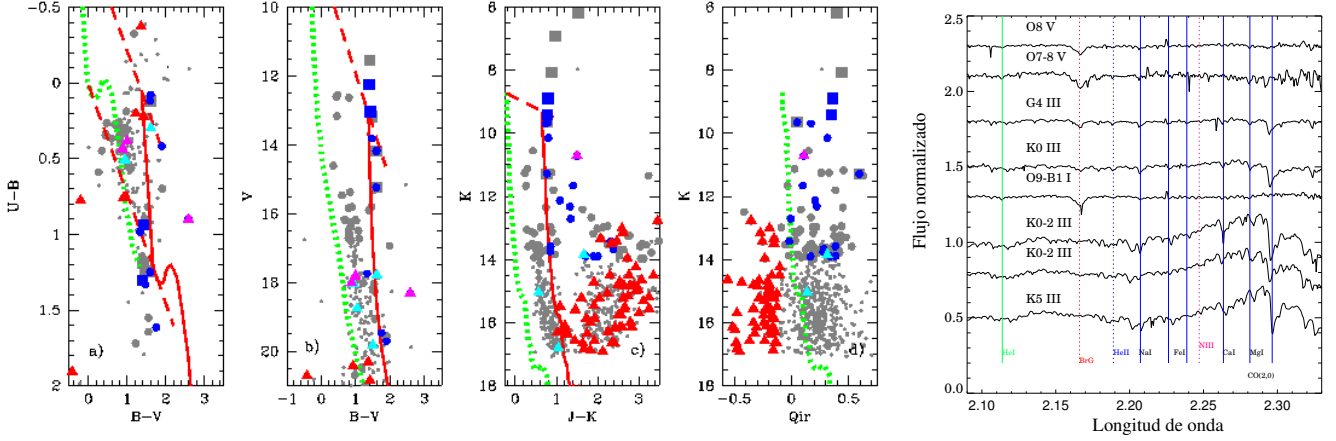


Fig. 2: Diagramas fotométricos de la región de DBS 77. Las curvas verde punteada y roja sólida, indican la posición de la secuencia principal corregidas por el módulo de distancia con y sin enrojecimiento, respectivamente. La línea roja a trazos indica el camino del enrojecimiento normal ($R = 3.1$). Símbolos: cuadrados y círculos, estrellas con y sin clasificación espectral conocida mediante espectros, respectivamente; color gris, estrellas de campo; color rojo, estrellas PMS; color azul miembros OB y colores cian y magenta, objetos estelares jóvenes del MSX y GLIMPSE, respectivamente. Panel d) estrellas con $Q_{ir} < -0,1$, PMS y con $Q_{ir} > -0,1$, tempranas. Espectros estelares en la región de DBS 77. Se indican las componentes químicas empleadas en la clasificación (líneas verticales) y los tipos espectrales adoptados.

coincidente con la región H II ultra compacta (RH IIUC) *Gum43* y *GRS301,11 + 00,97*, respectivamente. En el caso de DBS 78 se obtuvo un valor $\alpha = 0,09$, confirmando este resultado que DBS 78 forma parte de la RH II.

El cúmulo DBS 102 coincide su ubicación en la galaxia con la RH II *G333,0 + 0,8* y DBS 160 y DBS 161 coinciden con la RH IIUC *GRS332,5-00.10*. Para ellos se pudieron obtener los valores de $\alpha = 0,06$ y $\alpha = 0,1$, respectivamente, confirmando también ellos la condición de RH II.

Tabla 1: Parámetros principales de los cúmulos inmersos

ID	(l,b)	OB	R	$(V_o - M_v)^*$	$V_r(LSR)$
DBS	[$^\circ$, $^\circ$]		[$^\circ$]		[km s^{-1}]
77	(300.96, 1.15)	10	1.7	13.3	-43.0 ⁽¹⁾
78	(301.12, 0.97)	3	1.3	13.3	-46.0 ⁽²⁾
102	(332.98, 0.77)	19	1.0	12.8	-52.0 ⁽³⁾
160	(332.53, -0.12)	10	0.7	12.3	-46.7 ⁽¹⁾
161	(332.54, -0.14)	25	1.0	12.3	-46.7 ⁽¹⁾

⁽¹⁾ Bronfman et al. (1996); ⁽²⁾ -40.8 km s^{-1} : Bronfman et al. (1996)

⁽³⁾ Kuchar & Clark (1997); * error = 0.5

4. Trabajo Futuro

Los cúmulos aquí presentados serán estudiados con más detalle, con el objetivo de estimar otros parámetros como sus edades y distribuciones de masa. Además, se aplicará esta metodología de estudio a otros cúmulos del cuarto cuadrante de la Galaxia. Se pretende de esta forma, mejorar la información de la estructura de la Vía Láctea y la interacción de los grupos estelares jóvenes con el MIE.

Agradecimientos: MAC, GLB, JAP, LAS y JCT agradecen a CO-

NICET (PIPs 112-201201-00226 y 112-201101-00301). JB, SRA y RK agradecen al *Ministry of Economy, Development, and Tourism's Millennium Science Initiative IC12009*, concesión *The Millennium Institute of Astrophysics* y a los subsidios del Fondecyt Regular N $^\circ$ 1120601, 1130140 y 3140605. Agradecemos al Dr. Marcelo Arnal por los comentarios aportados a los autores para mejorar este trabajo. Agradecemos al referee de este artículo por las correcciones propuestas al mismo.

Referencias

- Baume G., et al., 2014, *MNRAS*, 443, 411
 Bronfman L., Nyman L.-A., May J., 1996, *A&AS*, 115, 81
 Chené A.-N., et al., 2012, *A&A*, 545, A54
 Dutra C. M., et al., 2003, *A&A*, 400, 533
 Egan M. P., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 5114
 Fich M., Blitz L., Stark A. A., 1989, *ApJ*, 342, 272
 Koornneef J., 1983, *A&A*, 128, 84
 Kuchar T. A., Clark F. O., 1997, *ApJ*, 488, 224
 Liermann A., Hamann W.-R., Oskinova L. M., 2009, *A&A*, 494, 1137
 McClure-Griffiths N. M., et al., 2005, *ApJS*, 158, 178
 Meyer M. R., et al., 1998, *ApJ*, 508, 397
 Rayner J., Cushing M., Vacca W., 2009, *ApJS*, 185, 289
 Saito R. K., et al., 2012, *A&A*, 537, A107
 Schmidt-Kaler T., 1982, In *Landolt-Bornstein New Series*, Group VI. Vol. 2b., eds. K. Schaifers & H. H. Voigt
 Skrutskie M. F., et al., 2006, *AJ*, 131, 1163
 Wallace L., Hinkle K., 1997, *ApJS*, 111, 445



Argentinean outdoor test facility for mirrors

M.C. Medina¹, J. Dipold², B. García³, A. Mansilla³, J. Maya³, E. Raszticky¹, V. de Souza², J.J. Larrarte¹ & M. Benitez¹

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET), Argentina*

² *Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Carlos, Brazil*

³ *Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (CONICET), Mendoza, Argentina*

Contact/ MCM.: clementina@iar.unlp.edu.ar

Resumen / El *Cherenkov Telescope Array* (CTA) será un Observatorio dedicado a la astronomía de rayos γ de altas energías y consistirá en varias decenas de telescopios con una superficie reflectiva de más de 10000 m². Los espejos para estos telescopios estarán constituidos por un arreglo de facetas reflectivas. Dentro del Consorcio CTA diferentes soluciones tecnológicas han sido propuestas para una producción eficiente y económica de espejos livianos. La mayoría de estas tecnologías implican estructuras compuestas cuyo comportamiento en condiciones reales no han sido totalmente estudiadas. Una facilidad experimental para el monitoreo de las propiedades mecánicas y ópticas de estos espejos se construyó en uno de los antiguos sitios argentinos candidatos para CTA, ubicado en San Antonio de los Cobres [SAC] a 3600 m s.n.m. Se instalaron cuatro espejos prototipos, construidos con diferentes tecnologías y han sido monitoreados por seis meses. En este trabajo se presentan los resultados preliminares de esta caracterización.

Abstract / The Cherenkov Telescope Array (CTA) is planned to be an Observatory for very high energy γ -ray astronomy and will consist of several tens of telescopes which account for a reflective surface of more than 10000 m². These mirrors will be formed by a set of reflective facets. Different technological solutions, for a fast and cost efficient production of light-weight mirror facets are under test inside the CTA Consortium. Most of them involve composite structures whose behavior under real observing conditions is not yet fully tested. An outdoor test facility has been built in one of the former candidate sites for CTA, in Argentina (San Antonio de los Cobres [SAC], 3600 m a.s.l) in order to monitor the optical and mechanical properties of these facets exposed to the local atmospheric conditions for a given period of time. Four prototype mirrors built with different technologies have been installed and have been monitored for 6 months. In this work we present the preliminary results of this characterization.

Keywords / instrumentation: gamma-rays detectors — Telescopes:mirrors — site testing

1. Introduction

The next generation of Very High Energy (VHE) γ -ray telescope array is CTA (Cherenkov Telescope Array), which is currently in the development phase (Actis et al., 2011). Two sites, one in the Northern and one in the Southern Hemisphere, are planned to provide full-sky coverage. In each site an array of telescopes of multiple sizes will be installed; there will be small (5 m), medium (12 m) and large (23 m) diameter telescopes (called, from now on, Small Size Telescope or SST, Medium Size Telescope or MST and Large Size Telescope or LST, respectively), each optimized for different energy ranges.

The final configurations of these arrays are not yet completely defined but the Southern site of CTA will be composed of at least 50 telescopes of 3 different sizes and a total of over 5000 m² of mirrors will be necessary. Because of its large size, the reflector of a Cherenkov telescope is composed of many individual mirror facets. In particular, for the MST, hexagonal mirrors of 1.2 m (flat to flat) diameter will be used, with a spherical shape of about 32 m of radius of curvature. In order to fulfill the specifications on optical properties, mechanical behavior and costs, different technological solutions are

under study (Actis et al., 2011; Pareschi et al., 2013). Most of them involve a composite structure, supporting a slim reflective surface, which is assembled and glued using the cold slump technique (Brun et al., 2013).

In this work we present the first outdoor test facility for the CTA composite mirrors. This facility is placed in one of the former Argentinean candidate sites for the Southern observatory and it will allow the characterization of the behavior of different mirror designs under real environmental conditions. The article is organized as follows: in section 2. the mirrors under test are described, section 3. is dedicated to the description of the facility and tests, while in section 4. some very preliminary results are presented. Finally, section 5. contains the conclusions and perspectives.

2. Mirrors for Cherenkov telescopes

The light collector of a Cherenkov telescope is composed of many individual mirror facets. In particular, for the MST, hexagonal mirrors of 1.2 m (flat to flat) diameter will be used, with a spherical shape of about 32 m of radius of curvature. Different technological solutions are

under study (Actis et al., 2011; Pareschi et al., 2013) to produce the facets. Thanks to their large curvature, most of them have been built using the cold slump technique, which have been proven to be the most suitable and economical technique for these mirrors. Three prototype mirrors built by three different groups (Italian, french and polish) were installed at the test facility together with a small dielectric mirror from H.E.S.S. telescopes. This mirror has a well known reflectivity and its optical properties are thought to be less affected by the environmental conditions. The technologies being studied, for the MST mirrors facets, are described as follows.

- INAF- Media Lario Tech., Italy: Two glass sheets; could-slumped; Al honeycomb in-between; Al+SiO₂.
- IRFU-CEA - Kendry co., France: Two glass sheets; two G10 sheets; Al honeycomb in between; side walls; Al+SiO₂+HfO₂+SiO₂.
- ICRR -Sanko co., Japan: Two glass sheets;Al honeycomb in between; Cr+Al+SiO₂+HfO₂ + SiO₂.
- FJ-PAN, Poland: Two glass sheets; Al spacers; open structure; intermediate layers; Al+SiO₂+HfO₂+SiO₂.

2.1. Optical and mechanical requirements to test

The optical properties that should be stable against changes on environmental parameters are: the mirror focal length, its ability to focus, which is determined by the size of the Point Spread Function (PSF) and its reflectivity (global and local). The focal length and the PSF can be evaluated using a simplified $2f$ system (see section 3.). In the case of the reflectivity, only the local reflectivity measurement could be easily implemented at the site, using an adapted commercial spectrometer. The optical specifications should be fulfilled within the operational temperature range measured at the site and the mirrors shall not suffer any damage or irreversible change of optical properties after temperature variations within -25°C and $+60^{\circ}\text{C}$. The global reflectivity, defined as the percentage of reflected light that is focused by the mirror inside a circular area of 1 mrad diameter, shall not change more than 3%. If the mirror shape is affected by the atmospheric variations, this will impact on the PSF and on the global reflectivity. From the mechanical point of view, the mirrors should resist winds loads of ~ 120 km/h, dust abrasion and eventual impacts, without suffering permanent damage or change. Finally, the percentage of observation time lost by misting of the mirrors should be of the order of few percent.

3. Test facility description

The *San Antonio de los Cobres* site is located at 3600 meters a. s. l in the Province of Salta, Argentina. Since 2010, several instruments have been installed to monitor the atmospheric conditions (Allekotte et al., 2013). Inside the fenced area at the SAC site, four MST mirrors can be installed. The system consists of four dedicated structures to hold the mirrors in three different positions: facing down, facing up, at -45° from the zenith and in vertical position facing the horizon. This allows to re-

produce the observing conditions and to perform easily the $2f$ measurement.

Each mirror is viewed by an IP camera (Ubiquiti AirCam) and images of the mirrors are taken every 10 minutes. They are illuminated by high intensity white LED (SMD cold white 5060, color temperature of 3000 K) during the taking of photos (see Fig. 1). The cameras and the movement of the mirrors are controlled by a SBC TS-7260. The images and sensors data (temperature and humidity) are stored in a 32G pen-drive. A power control system has been developed for controlling the LED with the SBC.

Two pairs of temperature and relative humidity sensors (RTD and HIH-400, respectively) are placed on the mirrors surface.



Fig. 1: Mirrors test facility at San Antonio de los Cobres, Province of Salta, Argentina.

We have developed a portable $2f$ (f = mirror focal length) system following the specifications described in (Brun et al., 2013). With this system the mirror is uniformly illuminated by a point-like light source placed at twice the mirror focal length ($2f$) and close to its optical axis. The light reflected by the mirror will ideally produce at $2f$ an inverted 1:1 scale image of the source. The spread of this image is twice the mirror PSF. We use a 3 Watt blue LED (425 - 495 nm) to illuminate the mirror (as the reflective of the mirrors is maximum for wavelengths less than 460 nm) and the image formed at the screen placed next to the light source is captured with a commercial camera (see Fig. 2). The screen and the light source are attached to a tripod which allows to adjust the distance of the system to the mirrors (see Fig. 2).

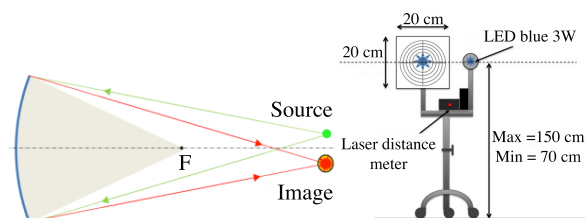


Fig. 2: Left: Portable $2f$ system schematics. Right: System used at SAC for the outdoor measurements.

The focal length of the mirrors can be determined by scanning the spot size with the distance to the mirror. When it reaches its minimum, the distance shall be equal to the curvature radius.

4. Preliminary results

4.1. Misting and frost study

If the mirrors temperature drops below the dew point condensation (frost) will be formed. This reduce the available observation time. In order to determine how much the different mirrors are affected by this, we analyse the images taken by the IP cameras. We determine the amount of the mirror surface that have been covered by frost during a given period of time. The procedure consisted on three basics steps: identified mirrors with condensation (completely wet or dusty mirrors are ignored), identified the pixels (images are 640×480 intensity matrices) showing condensation signs and compute the time period in which this pixels were affected. In order to determine if a mirror show signs of condensation, we analyse the Haralick's parameters of the images (Haralick et al., 1973) that can be related to the frosting. An example of a condensed and a not-condensed mirror is shown in Fig. 3.

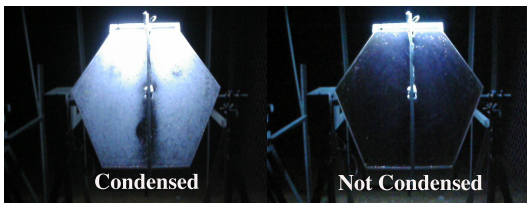


Fig. 3: Example of the difference between the image of a condensated mirror and the one of a “clean” mirror.

The number of affected pixels on each image is determined by comparing the intensity of each pixel with the average distribution of pixel intensity respect to its relative position at the mirror as shown in Fig.4.

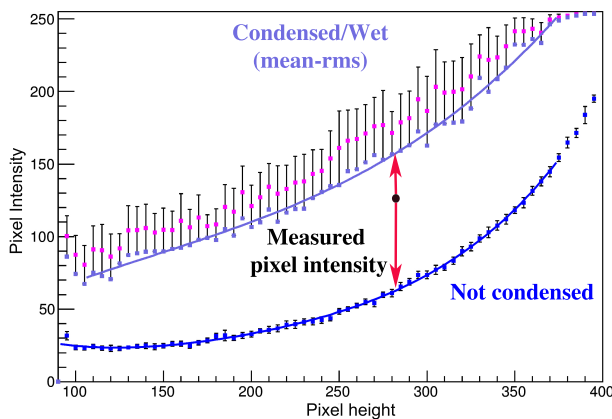


Fig. 4: A given pixel intensity is compared to the average distribution of pixel intensity with height for not - condensed mirrors (blue) and condensed ones (red).

With this information we determine the percentage of time that the mirrors present some degree of misting in their surface. For example, the Italian mirror is completely covered by frost for about 20 % of the

time. This is not a conclusive result as several sources of uncertainties are not yet considered. Even though, is clear that the method works for this kind of analysis.

4.2. Optical parameters monitoring

Using the $2f$ device described in section 3., we determine the curvature radius of the mirrors. Fitting a parabola to the PSF size as function of the distance to the mirror surface we find the minimum values. The results obtained in December 2013, three months after the installation of the mirrors, are shown in Table 1. The deviations are of the order of 2%.

Table 1: Evolution of the mirrors curvature radius, measured using the $2f$ setup, after 3 months of installed at SAC

Mirror	Nominal Radius (m)	$2f$ (m) - Dec. 2013
France	33.0	33.5 ± 0.5
taly	32.2	33.0 ± 0.5
Poland	32.14	32.5 ± 0.5

5. Conclusions and perspectives

The first outdoor test facility for mirrors has been installed at SAC. This facility consist of a dedicated structure to fix the mirrors together with a remote positioning system which allows to place the mirrors in different positions. The first results on the time lost due to misting effects on the mirrors were obtained from the analysis images taken systematically during night. The systematics errors of this analysis are still under study and the results should be considered very preliminar. Nevertheless, this method has proven to be very efficient on the determination of the misting effects. Respect to the optical performance, the deviations from the original curvature radius are less than 2% and shouldn't impact significantly on the quality of the images produced by the mirrors. Further data (~ 6 months) have yet to be analyzed. This will be an useful input for the final decision on the mirror technologie to be used for CTA telescopes.

Acknowledgements: We gratefully acknowledge support from the following agencies: MinCyT, CNEA and CONICET from Argentina together with FAPESP and the IFSCP-USP from Brazil.

References

- Actis M., et al., 2011, *Exp. Ast.*, 32, 193
- Allekotte I., et al., 2013, *ArXiv e-prints*
- Brun P., et al., 2013, *NIM A*, 714, 58
- Haralick R. M., Shanmugam K., Dinstein 1973, *IEEE Trans. on Sys., Man and Cyb.*, 3, 610
- Pareschi G., et al., 2013, in *Soc. of Photo-Optical Inst. Eng. (SPIE) Conf. Series Vol. 8861 of Soc. of Photo-Optical Inst. Eng. (SPIE) Conf. Series, Status of the technologies for the production of the Cherenkov Telescope Array (CTA) mirrors.* p. 3



Detección automática de eventos transitorios en galaxias

B.O. Sánchez¹, M. Lares¹ & M.J. Domínguez¹

*Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (UNC-CONICET), y
Observatorio Astronómico de Córdoba (UNC)*

Contacto/ BOS: bruno@oac.uncor.edu

Resumen / La fotometría de múltiple época de galaxias es de gran relevancia para la exploración y el descubrimiento de eventos astrofísicos en el dominio temporal. Existen diversos métodos de trabajo en para una búsqueda de transitorios en imágenes ópticas de gran campo, con diferentes rendimientos que dependen en gran medida de las configuraciones instrumentales. Aplicamos diversas herramientas de análisis de series temporales y estudiamos su efectividad en la búsqueda de transitorios, definiendo así una figura de mérito, que se basa en la tasa de falsos descubrimientos. Las búsquedas fueron realizadas sobre curvas de luz extraídas de eventos tipo Kilonova inyectados en imágenes simuladas de galaxias, con diferentes perfiles de Sérsic y diversas fuentes de degradación y ruido observacional. Implementamos fotometría de apertura y Fotometría de Diferencia de Imágenes, evaluando su capacidad de detectar la señal inyectada.

Abstract / Multi-epoch photometry of galaxies is a key tool for the exploration and discovery of astrophysical events in the time domain. There are a number of methods to carry out these studies, with different performances that depend on the instrumental configurations, on wide-field, optical transient search. We apply several time series analysis tools and analyze their performances on transient searches, defining a figure of merit on the basis of false discovery rates. The searches were performed on light curves extracted from injected Kilonova events on top of simulated images of galaxies with different Sérsic profiles and several noise and image degradation sources. We implemented aperture photometry and Difference Image Photometry and evaluated the ability of the methods to retrieve the signal.

Keywords / methods: data analysis — techniques: image processing — galaxies: photometry

1. Introducción

La búsqueda de evidencia experimental de las Ondas Gravitacionales exige confirmación independiente de los candidatos mediante algún trazador astrofísico detectable por radiación electromagnética (EM). Éste debe ser localizable con precisión de minutos de arco, detectable con instrumentos disponibles en la actualidad, y eventualmente distinguible de otros fenómenos, y debe poseer una alta tasa de ocurrencia (Metzger & Berger, 2012). Los candidatos más firmes para trazadores son los eventos de fusión de objetos compactos en los cuales objetos masivos, como Estrellas de Neutrones o Agujeros negros, se fusionan y dan origen a diferentes estallidos de radiación EM (Tabla 1), e.g. los GRBs de corta duración. Entre estas contrapartes EM se destaca el fenómeno llamado Kilonova, ya que se estima que posee los parámetros adecuados para que sea posible su detección bajo ciertas condiciones. En la Figura 1 se muestran las curvas de luz, en magnitud aparente y en distintas bandas, de un modelo de Kilonova (Metzger & Berger, 2012; Barnes & Kasen, 2013; Kasen et al., 2013). En este trabajo realizamos simulaciones de observaciones con diferentes configuraciones instrumentales para un telescopio de diámetro intermedio y en el rango óptico del espectro, y determinamos el rendimiento de diferentes técnicas de detección de eventos transitorios de tipo Kilonova.

2. Simulación de datos

Se generaron imágenes sintéticas de un campo de estrellas con la presencia de una galaxia, correspondiente a un instrumento con CCD, e incluyendo los principales efectos observacionales, a saber: *PSF*, *seeing*, diámetro del telescopio, tamaño de la galaxia utilizada, ángulo de inclinación de la galaxia, radio de escala de la galaxia, índice de Sérsic, módulo de distancia de la galaxia, magnitud absoluta de la galaxia, cantidad de imágenes por noche y relación señal/ruido del fondo del cielo respecto al pico de la señal de Kilonova. Estos parámetros se eligieron de acuerdo a un instrumento propuesto de diámetro intermedio y de gran campo dedicado a la búsqueda de transitorios de tipo Kilonova. Para cada configuración se generaron series temporales de catorce días de longitud, y a la vez se utilizaron 3 valores de cadencia, entregando muestreos diferentes de un mismo período de tiempo. El campo de visión del instrumento no se tuvo en cuenta en estas simulaciones, ya que se trabajó sobre recortes de las galaxias simuladas con eventos transitorios específicamente.

Los códigos de las simulaciones desarrollados fueron realizados en Python (disponibles al público online,^{*} y cuentan con utilidades para simular imágenes con casi cualquier combinación de parámetros instrumentales. Se variaron algunos de éstos parámetros, a saber: la lumi-

^{*} bos0109@bitbucket:image-simulation-repo

Tabla 1: Contrapartes electromagnéticas correspondientes a una fusión de objetos compactos (Estrellas de Neutrones). Datos de Metzger & Berger (2012).

Contraparte	Duración	R. Espectral	θ_{obs}
Jet S. ISM	horas-días	Óptico-UV	$\theta_{obs} < \theta_{jet}$
Jet S. ISM	días-años	Radio	$\theta_{obs} < \theta_{jet}$
GRB	0.1-1 s	γ	$\theta_{obs} < \theta_{jet}$
Kilonova	horas-1 día	Óptico-NIR	irrelevante
Ejecta S. ISM	años	Radio	irrelevante

nosidad de la galaxia, su distancia, su índice de Sérsic, la cadencia y la posición de la kilonova respecto del núcleo de la galaxia, permitiéndonos así explorar 288 de las posibles combinaciones instrumentales. Se generaron dos muestras, una con inyección de un evento transitorio, y una muestra de control (sin transitorio presente) con las mismas condiciones observacionales, haciendo un total de casi 360 000 simulaciones.

2.1. Modelo de Kilonova

Para generar el transitorio utilizamos un objeto puntual situado en el borde de la galaxia simulada que respondiera a la curva de luz del modelo de Kilonova (Fig. 1) correspondiente a la banda R. Para cada una de las imágenes se generó una realización independiente de todas las componentes aleatorias presentes en la imagen, e.g. el ruido de fondo de cielo, correspondiente a un proceso Poisson.

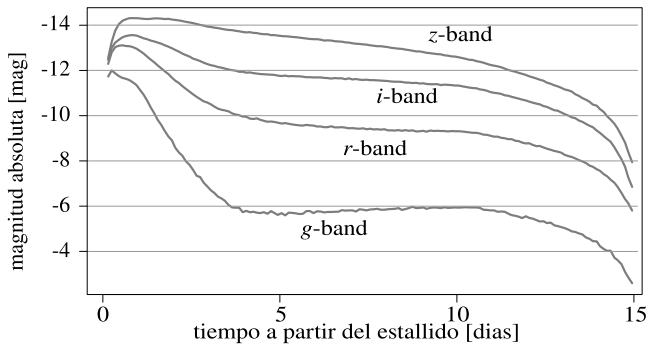


Fig. 1: Curva de luz modelada para un evento tipo Kilonova, utilizando los modelos teóricos (Sec. 2.1).

2.2. Modelo de galaxia

Se simularon galaxias con perfil de Sérsic:

$$\mu(R) = \mu_e + \frac{2,5b_n}{\ln(10)} \left[\left(\frac{R}{R_e} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right]$$

donde R_e es el radio de escala, y μ_e es el brillo integrado del objeto hasta el radio de escala. Además utilizamos la expansión de b_n dado en MacArthur et al. (2003).

3. Técnicas de detección de variabilidad

Para detectar la variabilidad usamos dos técnicas fotométricas diferentes: Fotometría de Diferencias de Imágenes (o DIA) y fotometría de apertura.

La técnica de diferencia de imágenes consiste en utilizar, para la detección de variabilidad, los residuos producto de la resta entre una imagen *maestra* o de referencia y una imagen particular, que se correspondería con una imagen de obtención reciente de un instrumento. Para esto es necesaria una calibración tanto fotométrica como astrométrica entre ambas imágenes, y una vez realizada, la imagen resultante deberá poseer ruido en aquellos pixeles donde el cielo no ha variado, y una señal donde el brillo de los objetos astronómicos haya fluctuado. Este método es eficaz en hallar nuevos objetos, aunque depende fuertemente de las calibraciones antes mencionadas y del algoritmo de detección de fuentes astronómicas sobre la imagen residual.

La fotometría de apertura consiste de medir el brillo de cada fuente astronómica en una zona circular de la imagen. Para efectuar las mediciones usamos el software *Source Extractor*** (Bertin & Arnouts, 1996). Esta técnica da como resultado una curva de luz, que constituye una señal tipo serie temporal. Estas señales en particular, pueden ser analizadas mediante los filtrados lineales que constituyen una herramienta multipropósito, y pueden aplicarse con el fin de suavizar, eliminar ruido o bien destacar algún perfil en particular. El fundamento de esta técnica se basa en el teorema de la convolución, cuya expresión matemática para describir la acción de un filtro sobre una señal S está dada por la ecuación 1, donde la respuesta \tilde{S} es característica del tipo de filtrado, dado por el *kernel* (o núcleo) k .

$$\tilde{S}(t) = (S * k)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\tau)k(\tau - t)d\tau \quad (1)$$

Aplicamos distintos núcleos k a la señal obtenida de la fotometría de apertura para estudiar su respuesta y de esta forma detectar posibles eventos de variabilidad. Utilizamos un núcleo de tipo gaussiano, de un ancho fijo, para realizar una eliminación del ruido y destacar los cambios con bordes suaves. Además usamos un núcleo tipo escalón, también de ancho fijo, para detectar cambios con bordes más cuadrados. El último filtro usado es el denominado *matched filter*, el cual utiliza como núcleo del filtrado la señal característica que se está tratando de detectar, en nuestro caso la curva de luz del modelo de Kilonova. Además se aplicó un suavizado mediante un promediado sobre una ventana móvil a lo largo de la serie temporal.

Para desarrollar criterios de eficiencia de detección de eventos sobre series temporales definimos los siguientes métodos de búsqueda:

- Búsqueda por sucesiones: la misma se aplica sobre señales filtradas, y cuantifica la máxima cantidad de puntos sucesivos por encima de la media.

** SExtractor Web Site

- Búsqueda por área: ésta búsqueda cuantifica el área encerrada entre la señal y la media y de esta forma cuantifica duración del evento e intensidad en la variación a la vez
- Búsqueda por ajuste: este método explota la relación logarítmica entre la dispersión de la magnitud $\sigma(< mag >)$ a lo largo del tiempo y la magnitud media $< mag >$ (Wang et al., 2011), para una dada fuente.

Estas técnicas pueden ser combinadas de diferentes formas, de esta manera evaluaremos el rendimiento de los siguientes *tests* de variabilidad:

- T1C** Suavizado gaussiano + búsqueda por sucesiones
- T1S** Suavizado gaussiano + búsqueda por área
- T2C** *Matched Filter* + búsqueda por sucesiones
- T2S** *Matched Filter* + búsqueda por área
- T3C** Suavizado escalón + búsqueda por sucesiones
- T3S** Suavizado escalón + búsqueda por área
- VC** Filtro promedio móvil + búsqueda por sucesiones
- VD** Filtro promedio móvil + búsqueda por ajuste
- D** Búsqueda por ajuste sobre la señal en crudo

Para cada técnica se define si hubo o no variabilidad o detección de un evento transitorio, según un parámetro umbral móvil que caracteriza la respuesta de cada test.

4. Resultados

El resultado correspondiente a la fotometría tipo DIA se analizó estudiando las fuentes detectadas en las imágenes restadas. Por esto utilizamos dos cortes para el parámetro `DETECT_THRESHOLD` de `SExtractor`, responsable del nivel de sensibilidad en la extracción de fuentes. El primer corte fue efectuado en 3σ hallando una contaminación menor a 0,002 %, pero una completitud del 18 %; y el segundo en 2σ hallando completitud del 90 % pero con contaminaciones que llegan al 80 %. Estos niveles de contaminación son reducibles mediante herramientas de post-procesado de candidatos a transitorios, por ejemplo con técnicas de *Machine Learning* tal como ha sido aplicado en otros relevamientos sinópticos Brink et al. (2012), y que será implementado en un trabajo futuro.

Para codificar el rendimiento de las técnicas definidas en sección 3., usamos el parámetro umbral de cada técnica y recorriendo su rango formamos la curva ROC (*Receiver Operating Characteristic*) que utiliza la tasa de falsas detecciones (FPR), y la tasa de detecciones verdaderas (TPR). Se muestra la curva obtenida en la Fig. 2, donde se puede ver la relación obtenida entre la completitud (representada por TPR) y la contaminación (FPR) en función del parámetro umbral de cada test.

El estadístico AUC (*"area under the curve"*) cuantifica el rendimiento en general de cada técnica que posee una curva ROC normalizada, independientemente de su valor umbral. Se obtuvo: T1C: 0.55, T2C: 0.5, T3C: 0.55, VC: 0.61, VD: 0.61 y D: 0.49.

De esta forma vemos que los tests que más rendimiento ofrecen son los denominados VD y VC, que provienen del promediado móvil y la aplicación posterior de las búsquedas por ajuste y sucesiones.

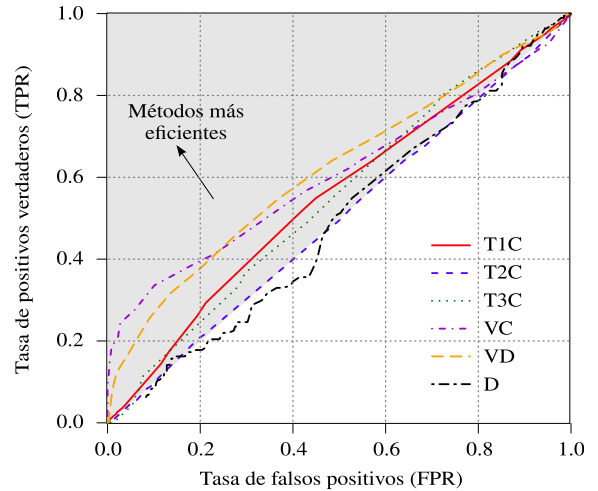


Fig. 2: Curva ROC de los tests de variabilidad. Los tests más adecuados son los que brindan mayor completitud y menor contaminación, es decir los que corresponden a las curvas que más se acercan a la esquina superior derecha del gráfico.

5. Conclusiones

En este trabajo se simuló una muestra de datos del producto en bruto de un relevamiento sinóptico y a partir de ésta se analizaron diversas técnicas de detección de variabilidad transitoria. Encontramos que las técnicas aplicadas sobre series temporales de fotometría de apertura poseen ciertas dificultades para encontrar eventos transitorios, siendo de rendimiento muy bajo en algunos casos, y de rendimiento medio para los tests VC y VD. Esto indicaría que la fotometría de apertura no es ideal para este tipo de problema de detección. Esto se debe principalmente a que estos eventos se necesitan detectar en tiempo real, y el análisis de la señal es necesariamente posterior. La detección mediante fotometría DIA depende fuertemente de los parámetros de extracción de fuentes para lograr completitudes y contaminaciones aceptables. Las perspectivas futuras de nuestro trabajo se enfocan en esta última opción, utilizando un valor umbral de detección lo más bajo posible, más un clasificador entre candidatos falsos y verdaderos para limpiar la muestra de elevada contaminación obtenida en nuestros resultados.

Referencias

Barnes J., Kasen D., 2013, *ApJ*, 775, 18
 Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS*, 117, 393
 Brink H., et al., 2012, arXiv:1209.3775 [astro-ph, stat]
 Kasen D., Badnell N. R., Barnes J., 2013, *ApJ*, 774, 25
 MacArthur L. A., Courteau S., Holtzman J. A., 2003, *The Astrophysical Journal*, 582, 689
 Metzger B. D., Berger E., 2012, *ApJ*, 746, 48
 Wang L., Macri L. M., et al. 2011, *AJ*, 142, 155



Polución electromagnética, el símil radioastronómico de la polución lumínica

G.M. Gancio¹

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

Contacto/ ggancio@iar-conicet.gov.ar

Resumen / Los avances tecnológicos realizados durante las últimas décadas en el área de las comunicaciones han reducido el rango disponible de frecuencias de radio. Esta situación motivó la reorganización del espectro radioeléctrico con el fin de reservar algunas frecuencias para la investigación astronómica. En este trabajo se explican las interferencias electromagnéticas perjudiciales para la observación radioastronómica, cómo se realiza un monitoreo de las mismas y de qué manera se lleva a cabo la protección del espectro radioeléctrico para la ciencia en Argentina.

Abstract / Technological progress in recent decades in the area of communications have reduced the available radio frequency range. This prompted the reorganization of the radio spectrum in order to reserve some frequencies for astronomical research. In this work the harmful interference to radio astronomy observation is explained, as well as how the monitoring of such interferences and the protection of the radio spectrum for science in Argentina is realized.

Keywords / site testing – instrumentation: miscellaneous

1. Introducción

Desde su aparición en el año 1896, las comunicaciones inalámbricas o radiocomunicaciones han incrementado su importancia y complejidad, adquiriendo un rol indispensable en nuestra vida cotidiana. La radioastronomía ha tenido un protagonismo crucial en el desarrollo de los sistemas de comunicaciones utilizados actualmente. En efecto, la necesidad constante de mejorar la sensibilidad y resolución de los radiotelescopios trajo aparejado la generación de nuevas tecnologías, las cuales fueron posteriormente aplicadas en sistemas de comunicaciones comerciales; un ejemplo de ellos es el sistema WIFI de Internet inalámbrica, desarrollado en el Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO), ubicado en Australia.

Los avances realizados representaron, a su vez, un factor de gran importancia para los observatorios radioastronómicos, ya que el aumento de equipos de comunicación produjo un incremento de interferencias en las frecuencias de radio (RFIs, por sus siglas en inglés) utilizadas por los radiotelescopios, reduciendo la cantidad de datos útiles. Trazando un paralelo con la astronomía óptica, se podría decir que la presencia de RFI perjudica la detección de radio fuentes del mismo modo que la lumina de una ciudad oculta la visibilidad de las estrellas observándose únicamente aquellas de mayor magnitud.

2. Interferencias electromagnéticas

Con el fin de facilitar las investigaciones radioastronómicas y el desarrollo de instrumental científico, la Unión Internacional de Telecomunicaciones (UIT), organismo internacional dependiente de las Naciones Unidas,

define lo que se conoce como el “cuadro de atribución de bandas” que cada país participante se compromete a adoptar. Este cuadro contiene un listado de todas las frecuencias utilizadas entre 3 kHz y 300 GHz, asignándoles a cada una de ellas un servicio o sistema de comunicación en particular. La radioastronomía al estar definida en la UIT como un servicio científico, tiene ciertas frecuencias reservadas exclusivamente para estudios pasivos, los cuales sólo se pueden utilizar para la recepción de señales. Es en estas frecuencias reservadas, menos del 2% del total, en las cuales operan generalmente los observatorios radioastronómicos. Un ejemplo de esto es el rango de frecuencias de 1370 a 1427 MHz, segmento de gran importancia utilizado para la investigación del hidrógeno neutro (HI). La UIT genera reportes de libre acceso para informar las frecuencias, como por ejemplo el reporte RA.314* donde se listan las principales frecuencias reservadas. Aún cuando estas frecuencias están reservadas, en algunos casos los sistemas de comunicaciones impactan en un radiotelescopio generando interferencias. El problema que enfrentan las estaciones radioastronómicas es su cercanía a centros urbanos y puntos de enlaces de comunicación como ser torres de antenas celulares o radioenlaces de datos. Estos enlaces de comunicación contienen estaciones transmisoras que utilizan una gran potencia de transmisión, lo cual puede generar interferencias en el caso que las estaciones operen en frecuencias cercanas a las reservadas para uso científico.

La Fig. 1 presenta a modo ilustrativo la observación de un perfil de HI con la antena de 30mts del Instituto

* UIT-R RA.314-10 Bandas de frecuencias preferidas para las mediciones radioastronómicas

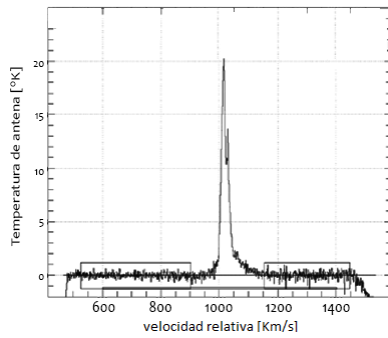


Fig. 1: Perfil del HI observado en el IAR.

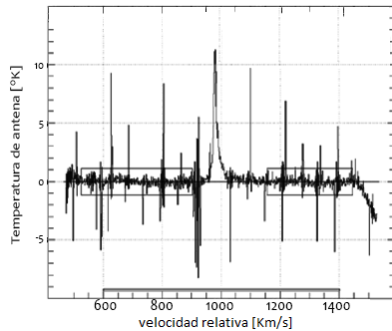


Fig. 2: Perfil del HI observado en el IAR, con interferencias locales.

Argentino de Radioastronomía (IAR) sin presencia de RFI. La Fig. 2 muestra un espectro del HI contaminado por la presencia de RFI generadas intencionalmente en el IAR para estudiar el comportamiento del receptor frente a diferentes equipos electrónicos como ser computadoras, notebooks, routers inalámbricos, etc. (Salibe et al., 2011). Este procedimiento permite distinguir las RFIs generadas en el IAR de las interferencias externas al sitio. Cabe destacar que las RFIs de origen local son las más sencillas de eliminar ya que están bajo la órbita del propio observatorio, mientras que las RFIs generadas externamente deben ser reportadas al organismo de control. Un caso particular de análisis son los radares de navegación aérea operando en el rango de frecuencias de 1350 a 1390 MHz. Éstos envían un tren de pulsos caracterizado por una gran potencia de transmisión. Estas señales pueden interferir una estación radioastronómica cercana debido a su proximidad con la banda reservada para el estudio del HI en 1420 MHz. Debido a las características de la señal transmitida por el radar, la misma se presenta como RFI aumentando el ruido en el sistema y disminuyendo la cantidad de datos útiles generados durante la observación. Por estos motivos los observatorios radioastronómicos son instalados en zonas remotas o lejos de centros urbanos. Más aún, al planificar la construcción de un nuevo observatorio, es común realizar en el lugar elegido un estudio preliminar del ambiente electromagnético. Estas medidas están acotadas por un informe de la UIT elaborado por la comisión de estudio denominada 7D para ciencias radioastronómicas

y está presentado en el documento RA.769^{**}. Dicho informe presenta los valores límites de intensidad a los que deben exponerse los radiotelescopios para la recepción de señales radioastronómicas sin RFI. Con el fin de proteger las frecuencias de uso científico en la Argentina, la Comisión Nacional de Comunicaciones (CNC), organismo descentralizado que funciona en el ámbito de la Secretaría de Comunicaciones, tiene como misión y funciones principales la regulación, control y verificación de los aspectos vinculados a la prestación de los servicios de telecomunicaciones, homologar equipos y materiales de uso específico en telecomunicaciones, realizar la gestión de órbitas de los satélites, autorizar el uso e instalación de los medios y sistemas satelitales para telecomunicaciones. Además, de particular relevancia para los sistemas de investigación científica, la CNC debe administrar el espectro radioeléctrico asignando y controlando mediante la reglamentación vigente, cada frecuencia en la cual se podrá operar de forma pasiva (es decir, no se permitirán instalar transmisores que operen en dichas frecuencias evitando así fuentes de interferencia). Es por ello que, si el IAR u otro observatorio detectasen alguna presencia de RFI dentro del rango de frecuencias asignadas para uso científico, se deberá elevar una notificación a la CNC, quien deberá actuar liberando las frecuencias afectadas.

3. Monitoreo de interferencias electromagnéticas

Para que un monitoreo de interferencias se considere efectivo para un observatorio radioastronómico, se debe tener en cuenta la frecuencia de operación, la sensibilidad y el tipo de observación realizada. Es deseable que el equipo sea tan sensible como el radiotelescopio. Con el fin de reducir la diferencia de sensibilidad, se debe realizar un monitoreo extenso en el tiempo. El resultado se debe interpretar siempre con cuidado, ya que la ausencia de interferencias no garantiza la inexistencia de éstas, pues depende del umbral de detección del instrumento de monitoreo. Teniendo en cuenta estos cuidados, el IAR participó en varios desarrollos para equipos de monitoreo de RFIs.

El primer instrumento fue desarrollado en el año 2005 para la campaña de mediciones de RFIs realizada en la Pampa del Leoncito, provincia de San Juan, durante la búsqueda de sitio para instalar el radio-interferómetro Square Kilometer Array. Durante un año completo el equipo de monitoreo obtuvo datos de manera continua en el rango de frecuencias entre 0.1 hasta 26 GHz, observando sobre el horizonte desde 0° hasta 355° en acimut.

Luego, en el año 2012, un equipo de monitoreo destinado a la evaluación del ambiente electromagnético local fue instalado en el predio del IAR. Este instrumento fue desarrollado a pedido del observatorio geodésico transportable TIGO, ubicado actualmente en Concepción, Chile^{***}. Empleando dicho equipo se realizaron

^{**} R-REC-RA.769-2 Criterios de protección para las mediciones radioastronómicas

^{***} TIGO se trasladará al Parque Pereyra Iraola, Provincia de Buenos Aires, comenzando su operación hacia finales del 2015

mediciones en el rango de frecuencias de 1 a 8 GHz, que luego se extendió al rango de frecuencias de 8 a 14 GHz con equipamiento proporcionado de manera temporal por TIGO. Estas mediciones fueron realizadas desde junio hasta agosto del año 2012 observando en todas las direcciones sobre el horizonte. En la Fig. 3 obtenida del

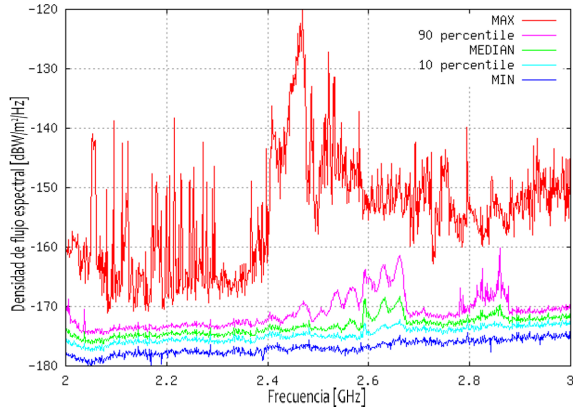


Fig. 3: Medición procesada, realizada para el observatorio TIGO en el IAR.

informe observaciones de RFI (Hase & Gancio, 2013) se muestra a modo de ejemplo una medición del ambiente electromagnético del IAR realizada para el observatorio TIGO. La misma se generó luego de procesar 21776 mediciones individuales y está realizada entre las frecuencias de 2 a 3 GHz. En la misma se aprecia un pico de valor máximo en el rango de 2.4 a 2.6 GHz, éste corresponde a señales generadas localmente por los sistemas de WIFI. Como parte del análisis se grafican los valores máximos obtenidos (MAX), los valores obtenidos durante el 90 % del tiempo medido (90 percentil 90), los valores medios (MEDIAN), los valores obtenidos durante el 10 % del tiempo medido (percentil 10), y los valores mínimos obtenidos (MIN).

Como resultado de estas mediciones satisfactorias, el IAR desarrolló un nuevo instrumento con mejores prestaciones para la medición de RFIs. Este instrumento cuenta con un analizador de espectros portátil, una antena con certificado de calibración, un diodo de ruido para calibración, amplificadores de bajo ruido y un rotador de antena mecánico desarrollado en el IAR. El mismo fue diseñado para ser transportable y realizar mediciones en el rango de 1 a 18 GHz, presenta una temperatura de sistema de aproximadamente 290°K y un piso de ruido de -165 dBW/m²/Hz. Una característica importante es la calibración utilizando el diodo de ruido, esto permite calibrar el sistema antes de cada medición y evaluar así el comportamiento de los amplificadores de bajo ruido. Esta facilidad es crucial para analizar las medidas realizadas y validar así los datos obtenidos. El equipo cuenta, además, con un sistema de telemetría, permitiendo así detectar fallas. Esta información es de gran importancia en caso que el instrumento se encuentre en una zona de difícil acceso. El rotador mecánico, por su parte, permite mover la antena sobre el plano horizontal. La misma puede girar desde 0° hasta 355° con una incerteza de 2.5°. El control

del equipo se realiza mediante un programa de computación escrito en lenguaje C, desarrollado en el IAR, que opera de forma autónoma. Debido a la gran densidad y cantidad de datos obtenidos diariamente, el programa genera de forma automática una serie de reportes, del tipo diario, semanal y mensual.****

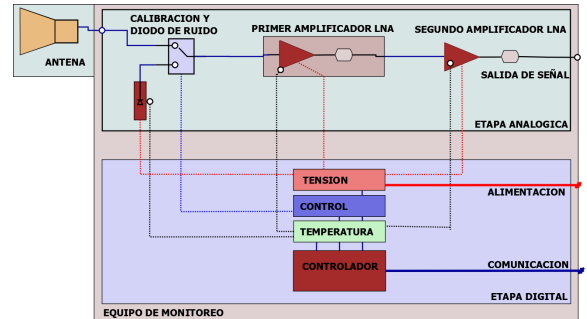


Fig. 4: Diagrama de etapas analógicas y digitales del equipo de monitoreo desarrollado en el IAR.

La Fig. 4 muestra un diagrama de la etapa de radio frecuencia del equipo de monitoreo desarrollado en el IAR, indicando la etapa de amplificación de señal y el diodo de calibración (etapa analógica) y la etapa de control y monitoreo de señales (etapa digital).

4. Conclusiones

Como consecuencia de las nuevas tecnologías en sistemas de comunicación y su gran masividad, fue necesario la implementación de nuevas estrategias para el control y regulación de las frecuencias utilizadas, con el fin de evitar interferencias electromagnéticas dentro de las frecuencias asignadas para uso científico. El IAR, gracias a su experiencia en campañas de medición de RFIs, realiza en la actualidad un monitoreo de las frecuencias asignadas para uso científico en el rango de 1 a 18 GHz.

Agradecimientos: El autor desea expresar su agradecimiento al árbitro por su gran dedicación y tiempo utilizado para corregir el presente artículo.

Referencias

- Hase H., Gancio G., 2013, "Radio Frequency Interference Observations at IAR La Plata". 21st Meeting of the European VLBI Group for Geodesy and Astrometry (EVGA). Espoo, Finland.
Salibe M., Perilli D., Larrarte J., 2011, "Mediciones de contraste". Informe Técnico IAR.

**** <http://www.iar.unlp.edu.ar/rfi-esp.htm>



Reducción de imágenes del CFHT

I.H. Bustos Fierro¹, J.H. Calderón^{1,2} & J.A. Ahumada¹

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

² *CONICET, Argentina*

Contacto/ IHBf: ivanbf@oac.uncor.edu

Resumen / Presentamos resultados preliminares de las reducciones astrométrica y fotométrica de imágenes obtenidas con la Cámara MegaCam del CFHT (Mauna Kea, Hawaii). El objetivo final es confeccionar un catálogo profundo de la zona alrededor de la eclíptica por su particular interés para el estudio de objetos del Sistema Solar. Dicho catálogo contendrá posiciones astrométricas de alta precisión y fotometría multibanda. Los resultados muestran que los procedimientos desarrollados son apropiados para la construcción de un catálogo de estas características.

Abstract / We present preliminary results of astrometric and photometric reductions of images taken with the MegaCam at CFHT (Mauna Kea, Hawaii). The final purpose of the work is to build a deep catalog of the ecliptical zone, which will be particularly useful for studies of the Solar System. This catalog will provide high precision astrometry and multiband photometry. The results show that the adopted criteria and procedures are suitable for this purpose.

Keywords / astrometry – techniques: photometric – catalogs

1. Introducción

El objetivo de este proyecto es lograr un catálogo con información astrométrica y fotométrica de objetos celestes en una franja en torno a la eclíptica, más profundo y preciso que otros catálogos existentes (e.g. 2MASS, UCAC4 y USNO-B) e incluso más profundo que el catálogo final de la misión astrométrica GAIA, cuya versión definitiva se espera para el año 2022. La región alrededor de la eclíptica es particularmente relevante porque contiene todos los planetas y una gran proporción de los asteroides. El catálogo contendrá también la clasificación estrella/galaxia, si bien este aspecto no se discute en el presente trabajo. Este proyecto contempla específicamente la franja de $\pm 2^\circ$ a lo largo de la eclíptica, exceptuando las regiones de cruce con el Plano Galáctico. Las imágenes de dicha zona pertenecen a la colección del *CFHT Legacy Survey Very Wide*. Cada imagen consiste en un mosaico de 36 cuadros individuales de 2048×4612 píxeles cuadrados que cubre en el cielo un campo de aproximadamente $1^\circ \times 1^\circ$ con una resolución espacial de $0,187''$ /píxel. El *seeing* típico en Mauna Kea es $0,7''$. Las imágenes se obtienen del *Canadian Astronomical Data Center* en formato comprimido multiextensión y tienen un tamaño de unos 690 Mb cuando son descomprimidas. Han sido tomadas en los filtros g' , r' e i' , (487 nm, 625 nm y 770 nm respectivamente), del sistema AB (Oke & Gunn 1983), con exposiciones típicas de entre 2 y 3 minutos según el filtro. Para este proyecto se utilizan sólo las imágenes obtenidas en condiciones fotométricas, que ya vienen calibradas en el sistema del SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*, Fukugita et al. 1996), y en algunos casos cuentan también con una calibración astrométrica preliminar.

2. Detección de fuentes y reducción astrométrica

Detección: Se realizó mediante el programa SEXTRACTOR (versión 2.5) que produce un catálogo de detecciones que contiene coordenadas x, y en píxeles, magnitudes instrumentales, dimensiones y parámetros de forma en píxeles, y sus respectivos errores, entre otros datos de las posibles fuentes identificadas (Bertin & Arnouts 1996). Los parámetros de configuración del programa utilizados fueron elegidos para lograr una mayor eficiencia de detección y centrado (Calderón & Bustos Fierro 2014; Bustos Fierro & Calderón 2014).

Con posterioridad a la identificación se realizó una depuración preliminar para eliminar detecciones espurias, fuentes afectadas por defectos o limitaciones de los CCD, como así también estrellas saturadas, poniendo especial atención sobre todo a aquellas que puedan llegar a emplearse como referencia en las reducciones posteriores.

Procedimiento: La detección de las fuentes astrométricas que fueron empleadas en la reducción astrométrica se hizo con el umbral de detección $S/N > 7$ por lo expuesto en los trabajos de Calderón y Bustos Fierro citados. La elección del catálogo de referencia se decidió a partir del análisis de la densidad, profundidad y precisión astrométrica de los posibles candidatos, principalmente UCAC4 (Zacharias et al. 2013) y 2MASS (Skrutskie et al. 2006), optándose finalmente por este último. Además se ponderó positivamente el intervalo de magnitudes de mayor precisión de este catálogo.

La reducción astrométrica se realizó individualmente para cada uno de los 36 cuadros del mosaico. Las coordenadas x, y medidas en cada cuadro individual se transformaron a ξ, η en el plano tangente mediante poli-

nomios completos de segundo orden cuyos coeficientes fueron ajustados por cuadrados mínimos. Empleando estos polinomios, las posiciones x, y de todas las detecciones se convirtieron en coordenadas ξ, η y éstas en α, δ mediante la deproyección gnomónica. De este modo se construyó un catálogo con las posiciones celestes de todas las fuentes detectadas. Mediante un proceso iterativo se buscaron nuevas coincidencias con el catálogo de referencia. Este proceso se detiene cuando el número de estrellas de referencia no cambia. Se realizó este procedimiento en todas las imágenes disponibles del mismo campo, sean éstas tomadas con diferentes filtros o no. En cada cuadro del mosaico se hizo un último ajuste empleando como estrellas de referencia sólo las comunes a todos los mosaicos, para que de este modo los distintos catálogos obtenidos sean compatibles. Por último, se promediaron las posiciones en todos los catálogos individuales en un mismo filtro en lo que constituye el catálogo unificado de ese filtro.

Resultados: Se aplicó el procedimiento descrito a 8 imágenes (4 con filtro g' y 4 con el r') centradas en $\alpha = 16^{\text{h}} 38^{\text{m}} 13,22^{\text{s}}$, $\delta = -21^{\circ} 13' 21,5''$ (J2000), obtenidas entre el 28/07/2007 y el 11/08/2007: 931130, 931408, 931423, 931438, 934668, 934970, 935275 y 935292.

Se evaluó la precisión interna de los catálogos unificados en cada filtro mediante las diferencias entre sus posiciones y las de los catálogos individuales que se muestran en las Tablas 1 y 2 para los filtros r' y g' respectivamente. En la Figura 1, a modo de ejemplo, pueden verse graficadas las mencionadas diferencias para las imágenes del filtro r' . Las dispersiones obtenidas están entre 10 y 15 mas, valores mucho menores que los errores de las posiciones de referencia de 2MASS, que oscilan entre 70 y 80 mas. Adviértase que en la Tabla 2, en la imagen 935275 las dispersiones son notablemente mayores que en las restantes del mismo filtro, pero no se observaron cambios significativos en las dispersiones excluyendo los datos de ésta.

La Tabla 3 muestra las diferencias entre las posiciones en los catálogos individuales del filtro g' y el catálogo 2MASS. Puede observarse que todos los valores medios son nulos, como cabe esperar, y que las dispersiones están también por debajo de los errores de 2MASS.

Tabla 1: Diferencias entre las posiciones en los catálogos individuales y el catálogo unificado del filtro r' .

Imagen	$\Delta\alpha$ [mas]	$\Delta\delta$ [mas]
931130	-4 ± 11	$+5 \pm 11$
931408	$+5 \pm 12$	-2 ± 10
931423	$+0 \pm 12$	$+0 \pm 10$
931438	-1 ± 10	-3 ± 10

Tabla 2: Diferencias entre las posiciones en los catálogos individuales y el catálogo unificado del filtro g' .

Imagen	$\Delta\alpha$ [mas]	$\Delta\delta$ [mas]
934668	$+5 \pm 13$	$+0 \pm 11$
934970	-2 ± 12	-2 ± 11
935275	-6 ± 22	$+2 \pm 21$
935292	$+3 \pm 13$	$+0 \pm 13$

Tabla 3: Diferencias entre las posiciones en los catálogos individuales del filtro g' y el catálogo 2MASS.

Imagen	$\Delta\alpha$ [mas]	$\Delta\delta$ [mas]
931130	$+0 \pm 8$	$+0 \pm 6$
931408	$+0 \pm 13$	$+0 \pm 6$
931423	$+0 \pm 11$	$+0 \pm 6$
931438	$+0 \pm 8$	$+0 \pm 6$

3. Reducción fotométrica

Procedimiento: Como se dijo más arriba, las imágenes fueron tomadas con fines fotométricos. La primera calibración fue realizada por el equipo del CFHT, que utilizó campos de estrellas estándar de Landolt (1992) para derivar los coeficientes de transformación de cada mosaico. Conviene señalar que, como el detector está constituido por 36 CCD independientes, hay un problema con el punto cero que es corregido con un *superflat* que se aplica a toda la imagen; así, el punto cero es uniforme sobre el campo completo del mosaico. Las ecuaciones de transformación al sistema Sloan son de la forma:

$$\begin{aligned} \text{mag}(\text{instr}[\text{FILTER}]) = & -2,5 \times \log(\text{DN}) + \\ & 2,5 \times \log(\text{EXPTIME}) + \text{PHOT_C} + \\ & \text{PHOT_K} \times (\text{AIRMASS} - 1), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{mag}(\text{SDSS}[\text{FILTER}]) = & \text{mag}(\text{instr}[\text{FILTER}]) + \\ & \text{PHOT_X} \times \{ \text{mag}(\text{SDSS}[\text{PHOT_C1}]) - \\ & \text{mag}(\text{SDSS}[\text{PHOT_C2}]) \}, \end{aligned}$$

donde $\text{mag}(\text{instr}[\text{FILTER}])$ y $\text{mag}(\text{SDSS}[\text{FILTER}])$ son las magnitudes instrumentales y Sloan, respectivamente en un dado filtro (FILTER), DN es el número de cuentas (ADU) medidas en la fotometría, y EXPTIME es el tiempo de exposición en segundos. Las otras “palabras

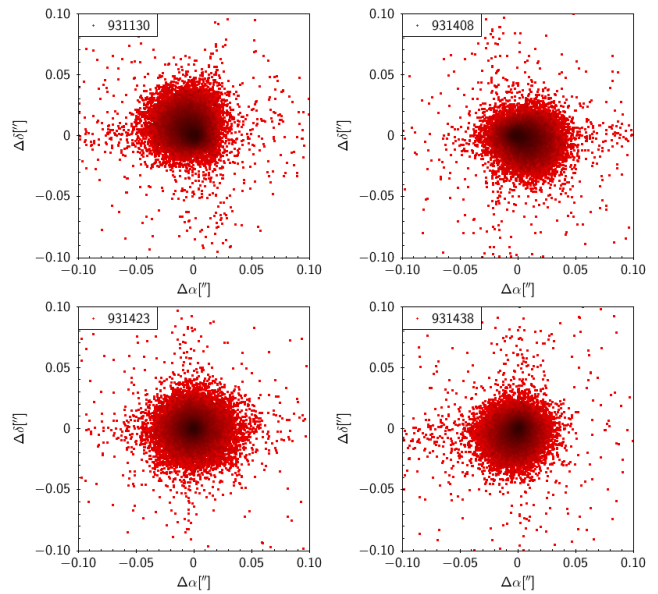


Fig. 1: Diferencias entre las posiciones en los catálogos individuales y el catálogo unificado del filtro r' .

clave” son los coeficientes de la transformación, que se toman directamente de los encabezados de las imágenes.

Realizamos fotometría de apertura, ya que la ganancia en precisión obtenida con el ajuste de la PSF no justifica la alta inversión de tiempo requerida. Medimos las magnitudes con aperturas de radios de 1 FWHM y calculamos las correcciones por apertura hasta un radio de 4 FWHM; procedimientos y criterios similares para imágenes como éstas tienen como antecedente a, por ejemplo, Regnault et al. (2009) y Cuillandre et al. (2012).

El procedimiento diseñado es el siguiente: 1) En cada imagen del mosaico, SEXTRACTOR hace la fotometría de apertura de las estrellas presentes en la lista depurada correspondiente, utilizando en todas las imágenes que componen el mosaico la misma apertura de 1 FWHM. 2) En un subconjunto de ocho imágenes del mosaico, SEXTRACTOR realiza además la fotometría de estrellas aisladas, brillantes y no saturadas en 14 aperturas diferentes para el cálculo de la corrección por apertura hasta 4 FWHM. 3) Se aplica esta corrección a todas las magnitudes obtenidas con la apertura pequeña. 4) Una vez logrados los catálogos de magnitudes instrumentales en cada filtro y en cada imagen del mosaico, se construye un catálogo final en el que, a cada objeto identificado —por su número de imagen y coordenadas— le son asignadas las tres magnitudes instrumentales y sus correspondientes errores. 5) Se hace la transformación al sistema Sloan.

Resultados: Se aplicó el procedimiento descrito a los mosaicos 827162/3/4. En la Figura 2 se ilustran las diferencias entre nuestras magnitudes en r' , i' y g' y las correspondientes del SDSS (*Release 8*) para 1939 objetos con magnitudes r' entre 16.5 y 21.0 esparcidos en el área del mosaico. Las diferencias medias están en la Tabla 4. Objetos más brillantes que $r' \sim 16,5$ aparecen saturados en nuestras imágenes, en tanto que aquellos más débiles que $r' \sim 21$ no son detectados. De hecho, entre $r' \sim 16,5$ y 20 el número de objetos Sloan recuperados supera el 90 %, decayendo rápidamente a un 50 % entre 20 y 21, siendo ya prácticamente nulo en 21.

Tabla 4: Diferencias medias entre magnitudes medidas y magnitudes Sloan en los mosaicos 827162/3/4.

Filtro	$m_{\text{med}} - m_{\text{SDSS}}$
r'	$+0,04 \pm 0,07$
i'	$-0,03 \pm 0,08$
g'	$-0,03 \pm 0,12$

4. Conclusiones

Astrometría: El procedimiento diseñado para la reducción astrométrica es adecuado para obtener posiciones de calidad “astrométrica”, sólo limitada por la precisión de las posiciones de referencia, ya que las dispersiones de los errores internos medidos están muy por debajo de aquellas.

Fotometría: El método desarrollado para realizar la fotometría estelar y la calibración fotométrica suministrada por el CFHT producen resultados totalmente compatibles con los datos de Sloan. De esta manera se espera obtener un catálogo de magnitudes y colores confiable, dentro del sistema del SDSS.

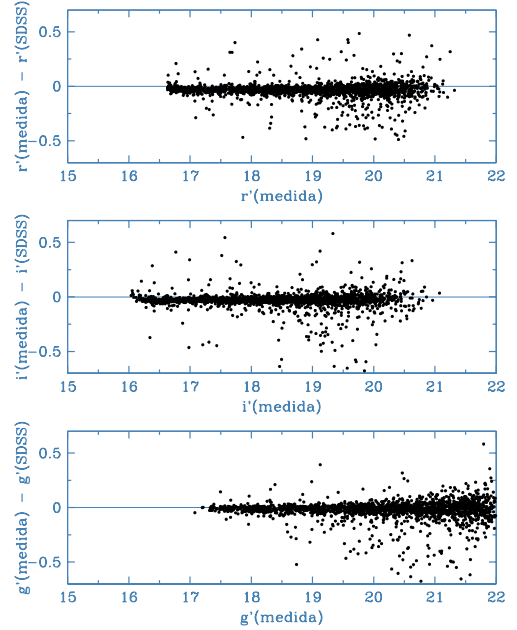


Fig. 2: Diferencias entre nuestras magnitudes y las de Sloan.

Agradecimientos: This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. This research has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France (Ochsenbein et al., 2000). Based on observations obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l’Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) of France, and the University of Hawaii. This work is based in part on data products produced at TERAPIX and the Canadian Astronomy Data Centre as part of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, a collaborative project of NRC and CNRS. Los autores desean agradecer al Dr. Jean Souchay por su gentil invitación a integrar el proyecto MEGACLIP.

Referencias

- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
 Bustos Fierro I. H., Calderón J. H., 2014, in RMxAA Conf. Series Vol. 43, Measurement of CFHT Images II. Astrometric Reduction. pp 47–50
 Calderón J. H., Bustos Fierro I. H., 2014, in RMxAA Conf. Series Vol. 43, Measurement of CFHT Images I. Identification, Photometry and Classification. pp 43–46
 Cuillandre J.-C. J., et al., 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 8448, Introduction to the CFHT Legacy Survey final release (CFHTLS T0007)
 Fukugita M., et al., 1996, AJ, 111, 1748
 Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340
 Ochsenbein F., Bauer P., Marcout J., 2000, A&AS, 143, 23
 Oke J. B., Gunn J. E., 1983, ApJ, 266, 713
 Regnault N., et al., 2009, A&A, 506, 999
 Skrutskie M. F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
 Zacharias N., et al., 2013, AJ, 145, 44



Effects of shock waves on the interstellar medium

A. Petriella¹

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

Contact/ apetriella@iafe.uba.ar

Resumen / En nuestra Galaxia existe una gran variedad de fuentes astrofísicas capaces de crear frentes de choque, los cuales modifican irreversiblemente el medio interestelar en el cual se expanden. Varias de estas fuentes están asociadas con la evolución de estrellas de gran masa, desde las etapas de formación hasta la muerte como supernova. En este trabajo se presentan los principales resultados del estudio en varias bandas del espectro electromagnético de algunos de los frentes de choque asociados con eventos expansivos creados por estrellas de gran masa, tales como regiones HII, burbujas interestelares y remanentes de supernova. Se analiza con especial atención el rol de estos objetos astrofísicos en el proceso de formación estelar inducida.

Abstract / Our Galaxy hosts a variety of sources that produce shock waves, which modify the interstellar medium where they expand. Many of these sources are associated with the evolution of massive stars, from their early formation to their death as supernova. This work presents the main results of the observational study in different spectral bands of some of the effects related to expanding events created by massive stars, such as HII regions, stellar wind bubbles, and supernova remnants. Special attention is dedicated to the role of these astrophysical objects in the triggered star formation process.

Keywords / ISM: clouds — stars: massive — stars: formation

1. Introduction

Our Galaxy hosts a variety of sources that produce shock waves (SWs), such as colliding molecular clouds, proto-stars powering molecular outflows, HII regions, stellar wind bubbles, planetary nebulae, and supernova remnants (SNRs). SWs modify the interstellar medium (ISM) where they expand. They compress and accelerate molecular clouds, changing their chemical and physical properties. Eventually, the shocked neutral gas may collapse to form new stars. SWs modify the chemistry of the ISM: they dissociate molecules and destroy dust grains, and can create the conditions required to form new molecular species. Besides, the interaction of the most energetic SWs with dense molecular clouds is believed to be the origin of cosmic rays.

It is worth noting that many astrophysical sources that produce SWs are related with the evolution of massive stars (i.e., stars with $M \gtrsim 8 M_{\odot}$), from their early formation to their death as supernova. During the formation of a star, the central protostar accretes material from the parental molecular cloud where it is embedded, forming an accretion disc. At the same time, a highly collimated wind is blown from the young stellar object (YSO), which impacts on the surrounding molecular material creating the so-called molecular outflows. In the following stages of evolution, massive stars affect the surrounding ISM by means of three main mechanisms. On the one hand, during the main sequence stage, the intense flux of UV photons ionizes the neutral environment of the star creating an HII region, i.e., a region of ionized hydrogen expanding into the neutral surrounding gas. On the second hand, massive stars lose mass through

intense stellar winds, which pull the surrounding ISM creating a stellar wind bubble. Finally, these stars end their lives with violent supernova explosions. The expanding stellar ejecta, the shocked ISM and the compact object that may have formed during the explosion form the SNR.

One of the most interesting effects of SWs expanding into the ISM is triggered star formation, which has been observed around HII regions and stellar wind bubbles. Regarding HII regions, one of the mechanisms that can lead to the formation of new stars is the so-called “collect and collapse” (Elmegreen & Lada, 1977). During the expansion of an HII region, a dense layer of material can be collected between the ionization and the shock fronts. This layer can be fragmented into massive condensations that may then collapse to form new massive stars. Observational evidence of this mechanism can be found in Pomarès et al. (2009), and the references therein. Regarding SNRs, since they were discovered, they were pointed as probable triggers of star formation. So far, the only convincing example of star formation induced by a SNR is G59.5+0.1 (Xu & Wang, 2012). Thus, further empirical evidence is mandatory to establish if SNRs can induce the formation of new stars.

This paper presents the main results of an observational study of SNRs, stellar wind bubbles and HII regions interacting with the ISM. The investigation concerns the effects of the expansion of these sources in the molecular gas, with special attention to the presence of triggered star formation. The data used in the research include molecular observations obtained with the Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE, Chile), together with reprocessed public observations in

the radio and X-ray bands, and large-scale surveys of the ISM in the radio and infrared bands. The investigation is part of the PhD Thesis of Dr. Alberto Petriella*. Further details of the research can be found in the referred publications cited through the text.

2. The supernova remnants G20.0-0.2 and G24.7+0.6

The SNRs G20.0-0.2 and G24.7+0.6 have historically been classified as plerions, i.e., the emission originates in the relativistic wind of the pulsar created after the supernova explosion. In the radio band, they present peculiar morphologies, which may originate in the interaction of the shock front with the surrounding ISM. This section presents a study of the molecular gas and star formation activity around these SNRs.

The SNR G20.0-0.2

The SNR G20.0-0.2 (hereafter G20) was classified as a plerion by Becker & Helfand (1985) based on the filled-center morphology, the presence of significant polarization at 6 cm, and a flat radio spectral index $\alpha \sim 0.0$ ($S_\nu \propto \nu^\alpha$). The radio emission from G20 has a complex morphology, which is dominated by an elliptical central core of about $3.8' \times 2.2'$, with the major axis oriented in the direction of the Galactic plane (see the green contours of Fig. 1). This bright feature is surrounded by faint emission. Interestingly, one border of the SNR is clearly flat and is delineated by a bright radio filament, suggesting that it may have encountered a higher ambient density in this direction. Recently, Petriella et al. (2013) discovered diffuse X-ray emission with a non-thermal spectrum toward the center of the radio emission and claimed that it is likely the high-energy counterpart of the radio plerion. They also suggest that the X-ray point source CXO J182807.4-113516, located at the geometrical center of the SNR, may be the pulsar powering the emission.

The ISM around G20 was studied using the ^{13}CO J=1-0 data from the Galactic Ring Survey (Jackson et al., 2006). After inspecting the whole data cube, it is evident the presence of a molecular cloud extending from 62 to 71 km/s as the most probable structure to be in contact with the SNR (see Fig. 1). The brightest molecular emission appears in contact with the flat border of G20 and spatially coincides with the Bolocam Galactic Plane Survey (BGPS) millimeter continuum source BGPS G19.926-0.257 and with the infrared dark cloud (IRDC) G19.928-0.257. According to Rathborne et al. (2006), IRDCs are the precursors of star formation. Taking 66 km/s as the central velocity of the cloud and adopting the Galactic rotation model of Fich et al. (1989), this cloud is located at the distances of either 4.5 and 11.5 kpc. From the analysis of the HI absorption spectrum, the near distance is favored (see Petriella et al. 2013).

* For a full Spanish version see http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_5452_Petriella.pdf

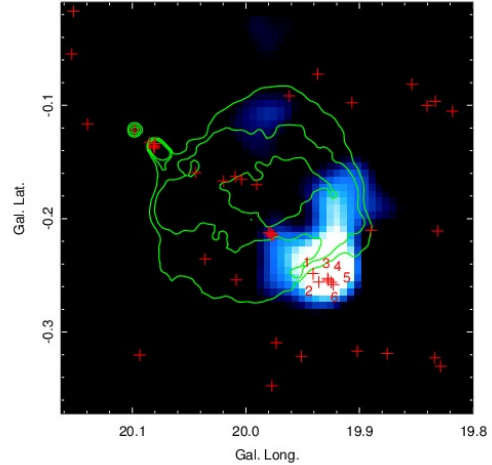


Fig. 1: Emission of the ^{13}CO integrated between 64.3 and 68.6 km/s. The green contours are the radio continuum emission of G20.0-0.2 at 20 cm. The red crosses are the class I YSO candidates selected following the procedure described in the text.

Star formation activity around G20 was studied using a color-color diagram in the *Spitzer*-IRAC bands [5.8]-[8.0] vs [3.6]-[4.5] and applying the criterion of Allen et al. (2004) to identify class I YSO candidates, i.e., young stars at the earlier stages of evolution. Fig. 1 shows the distribution of the class I YSO candidates, overimposed to the ^{13}CO emission. A group of six YSO candidates appear projected on the molecular cloud probably interacting with the SNR. Thus, the presence of dense molecular material, a dark cloud, abundant dust (traced by the BGPS source), and YSO candidates suggests that this region could be an active star-forming region, representing a potential site of star formation near a SNR.

The SNR G24.7+0.6

The radio emission of the SNR G24.7+0.6 (hereafter G24) decreases from the center to the periphery and presents a flat spectral index. Based on these characteristics, G24 was first classified as a plerion (Reich et al., 1984). New observations with higher angular resolution showed the presence of a couple of incomplete shells around the bright center, probably formed by the interaction of the shock front created by the supernova explosion and the ISM (Becker & Helfand, 1987). Fig. 2 shows a two color image toward G24: the radio continuum emission at 20 cm is presented in green and the *Spitzer*-IRAC 8.0 μm band in red. In the infrared band, the blue luminous variable (LBV) star G24.73+0.69 and its ring nebula are evident. The possible connection between the remnant and the LBV star (separated only $7'$) will be studied in Sect. 3. Recently, Petriella (2013) performed a study of the spatial variation of the radio spectral index α using VLA archival observations at 6 and 20 cm. They determined that the bright center presents α between -0.2 and -0.3 and the inner

shell has $\alpha \lesssim -0.5$, which confirms the presence of the plerion component toward the center, surrounded by a synchrotron shell created by the remnants's blast. Thus, G24 would belong to the composite class SNR.

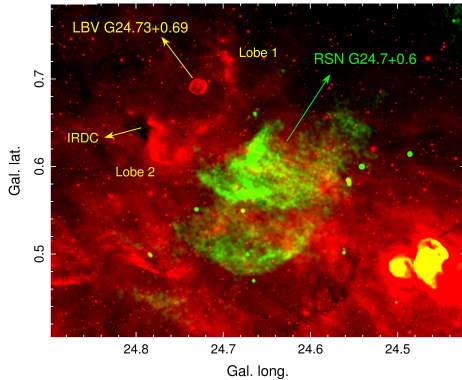


Fig. 2: Two color image toward the SNR G24.7+0.6. In green: radio continuum emission at 20 cm. In red: *Spitzer*-IRAC 8.0 μm band. The position of the LBV star G24.73+0.69 is indicated.

The analysis of the molecular gas around G24 was made studying the ^{13}CO J=1–0 emission from the Galactic Ring Survey. There are conspicuous features likely associated with the SNR in the velocity range that goes from 38 to 50 km/s (see Fig. 3). Specifically, three molecular features are evident: i) a “molecular arm” projecting onto the center of the remnant where the radio continuum peaks, ii) a molecular cloud (Cloud 1) in direction of the bright center, and iii) a molecular cloud (Cloud 2), whose border accompanies the border of the exterior radio shell. The morphological correspondence between the radio emission from G24 and the mentioned molecular features points to a possible interaction between them. Taking ~ 44 km/s as the systemic velocity of the molecular gas, near and far distances of 3 y 12 kpc are obtained, respectively. The near distance is favored as it is in better agreement with the distance derived by Reich et al. (1984) for the SNR.

To study star formation activity around G24, YSO candidates were identified using the photometric criterion of Allen et al. (2004). Fig. 3 displays the distribution of the class I YSO candidates around G24. There is an over-density of YSOs toward the molecular gas and many of them appear upon Cloud 2, which presents the clearest morphological evidence of interaction with the SNRs. This confirms the presence of an active star forming region around G24.

3. The LBV stars G24.73+0.69 and G26.47+0.02

Luminous blue variable (LBV) stars are very massive objects that evolve from O-type main sequence stars burning hydrogen in their core to become Wolf-Rayet helium core burning stars. This stage is characterized by a high mass-loss rate (typically between 10^{-5} and

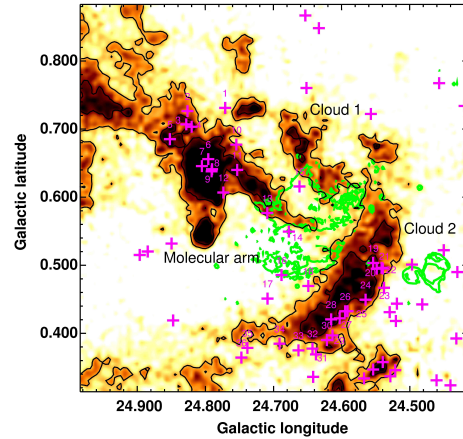


Fig. 3: Emission of ^{13}CO integrated between 38 and 50 km/s. The green contours correspond to the SNR G24.7+0.6 at 20 cm. The magenta crosses are the class I YSO candidates.

$10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$) and significant photometric variability. As a result of the mass loss, most of the LBV stars are surrounded by a dusty and gaseous nebula that expands into the ISM with characteristic velocities of 30 – 200 km/s (Clark et al., 2005). This section presents the analysis of the molecular gas around the LBV stars G24.73+0.69 and G26.47+0.02 to determine the effects of their intense stellar winds into the surrounding medium.

The LBV star G24.73+0.69 and its nebula

As noted before, the LBV star G24.73+0.69 (hereafter LBVG24) is located only 7' away from the SNR G24.7+0.6. In the infrared, Clark et al. (2003) discovered a circular nebula around LBVG24 and a fragmentary outer shell with a bipolar morphology with lobes (labeled 1 and 2 in Fig. 2) projecting into opposite directions. Adjacent to lobe 2, it lies the IRDC 024.789+0.633. The authors argued that the circular inner nebula originates in material ejected from the central star during the LBV phase while the bipolar outer shell formed from the interaction between the stellar wind and the ISM in a period prior to the current LBV phase.

Molecular gas around LBVG24 was studied using data from the Galactic Ring Survey. The inspection of the ^{13}CO data cube in the whole velocity range reveals morphological signatures of a possible association between the stellar wind and the surrounding molecular material in the velocity range between 39 and 44 km/s. Fig. 4 shows the emission of the ^{13}CO integrated between 39 and 44 km/s with the infrared emission from the *Spitzer*-IRAC 8.0 μm band. Several condensations of molecular gas form a molecular incomplete shell around LBVG24. This shell delineates the exterior border of the bipolar outer shell. Using the Galactic rotation model of Fich et al. (1989) and adopting ~ 42 km/s as the systemic velocity of the molecular shell, the kinematic distances of either 3.5 kpc or 12 kpc are obtained. The near distance is the most plausible because it is

in agreement with the upper limit of 5 kpc determined by Clark et al. (2003). Interestingly, the molecular gas interacting with LBVG24 spans over the same velocity range as the gas shocked by the SNR G24.7+0.6, which places the LBV star and the SNR at the same kinematic distance. Petriella et al. (2012) suggested that the progenitor star of the SNR G24.7+0.6 and the LBV star may have formed from the same giant molecular cloud that now appears fragmented into smaller features. They also pointed out that the stars may be the most evolved members of a so far undetected cluster/association of massive stars that also formed from the same molecular material.

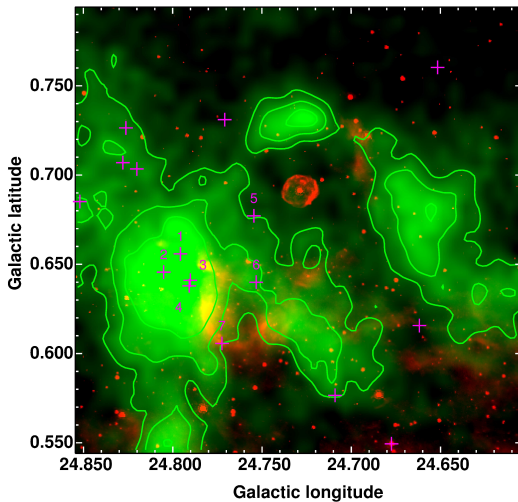


Fig. 4: Two-color image toward LBV G24.73+0.69. In green with contours: emission of the ^{13}CO integrated between 39 and 44 km/s. In red: *Spitzer*-IRAC 8.0 μm band. The magenta crosses are the class I YSO candidates.

The distribution of the molecular gas suggests that the stellar wind of the central star has blown a cavity of interstellar material piling up the molecular gas and forming the molecular shell. YSO candidates were identified using the photometric criterion of Allen et al. (2004). Fig. 4 displays the distribution of the class I YSO candidates around LBVG24. A group of YSO candidates appears superimposed on the molecular gas swept-up by the massive star and right upon the most intense molecular emission. This region coincides with the IRDC 024.789+0.633 (indicative of active star-forming activity). Based on the presence of a molecular shell composed of several dense clumps and the presence of star formation, it is probable that the birth of these new stars was triggered by the expanding wind bubble.

The LBV star G26.47+0.02 and its nebula

G26.47+0.02 (hereafter LBVG26) is a LBV star candidate, which presents a compact mid-infrared nebula, a high luminosity and an intense mass-loss rate, indicating that it could be one of the most extreme stars in the Galaxy (Clark et al., 2003). Recently, Nazé et al.

(2012) performed an X-ray survey of Galactic LBV stars and reported the detection of X-rays from LBVG26 with Chandra. They concluded that the X-ray emission is well explained by wind-wind collisions in a binary system.

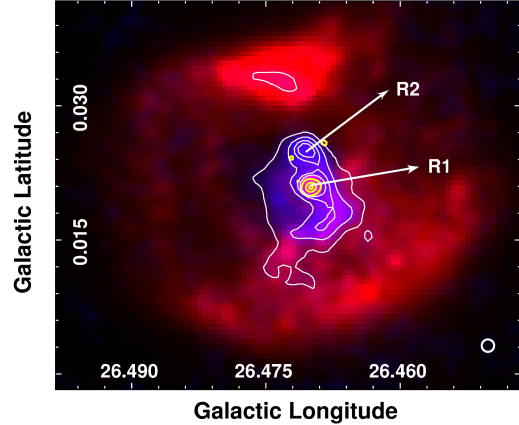


Fig. 5: Two-color image toward G26.47+0.02: *Spitzer*-MIPS at 24 μm (in red) and radio continuum emission at 20 cm (in blue with white contours). The yellow contours show the *Chandra* X-ray emission.

Fig. 5 shows a two-color image of the *Spitzer*-MIPS 24 μm band (in red) and the radio continuum at 20 cm (in blue with white contours). The yellow contours are the *Chandra* X-ray emission. Paron et al. (2012) studied the radio continuum and the X-ray emission from LBVG26 and confirmed that the emission is likely produced in a wind-wind collision region associated with a binary system formed by the LBV star and a companion massive star, which remains unidentified.

The distribution of the molecular gas around LBVG26 was studied using data extracted from the Galactic Ring Survey. After analyzing the whole ^{13}CO J=1-0 data cube, some interesting molecular structures likely related to the nebula are found between 75 and 80 km/s. There is a molecular clump centered at ~ 75.3 km/s, whose peak coincides with the northern brightest portion of the infrared shell. For velocities greater than 77 km/s, the molecular gas appears to border the northeastern and eastern border of the 24 μm emission, forming an incomplete molecular shell, as was found in the LBV star G24.73+0.69. Fig. 6 presents the molecular emission integrated between 77 and 79 km/s. Taking into account the presence of molecular material probably interacting with LBVG26, a systemic velocity of 77.5 km/s is adopted for the source. A distance of ~ 4.8 kpc is derived, in agreement with the upper limit reported by Clark et al. (2003). Thus, LBVG26 represents another potential case of a very massive stars interacting with the surrounding molecular gas by means of its strong stellar winds.

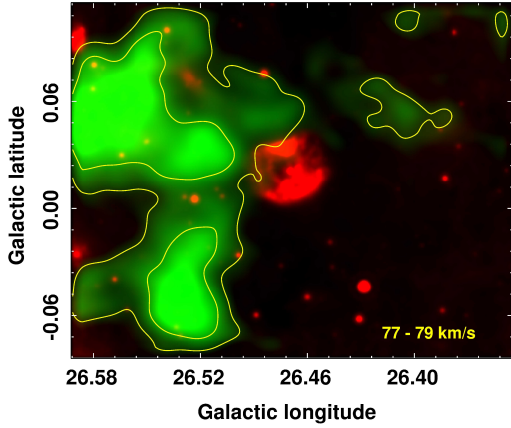


Fig. 6: Two color image toward LBV G26.47+0.02. In green: ^{13}CO J=1-0 emission integrated between 77 and 79 km/s. In red: *Spitzer*-MIPS 24 μm emission.

4. The interstellar medium around the HII regions N65 and G18.751+0.254

As pointed out in the introduction, there is compelling evidence that HII regions can trigger star formation in their surroundings, but in many cases it is difficult to establish under which mechanism the new stars form. This section presents the study of the ISM around the HII region N65 and a complex of HII regions around the SNR G18.8+0.3 to look for signs of the interaction between the expanding nebulae and the ISM and to assert the presence of triggered star formation.

The HII region N65

Using data from the *Spitzer* satellite, Churchwell et al. (2006) cataloged almost 600 full or partial rings bordered by a photodissociation region (PDR) and detected mainly at 8.0 μm , which usually enclose ionized gas and hot dust observed at 24 μm . The 8.0 μm emission originates mainly in the polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs), which are excited in the photodissociation region. Based on these characteristics, such sources were named “infrared dust bubbles”. Most of these bubbles are HII regions and several present signs of triggered star formation. On the other hand, Cyganowski et al. (2008) identified more than 300 extended sources in the 4.5 μm band, usually represented in green in three-color composite *Spitzer*-IRAC images. For this reason, these sources were named “extended green objects” (EGOs) and are likely massive YSOs driving outflows. N65 is a HII region, first catalogued as an infrared dust bubble, which harbors the EGO G35.03+0.35 in one of its borders (see Fig. 7), indicating star forming activity.

The inspection of the molecular gas around N65 using data from the Galactic Ring Survey reveals the presence of interesting features around ~ 50 km/s. Fig. 8 presents a two-color image towards N65: ^{13}CO emission integrated between 47 and 55 km/s (in green with white contours) and 8.0 μm emission (in red). The yellow and magenta crosses are class I and class II YSO candidates, respectively.

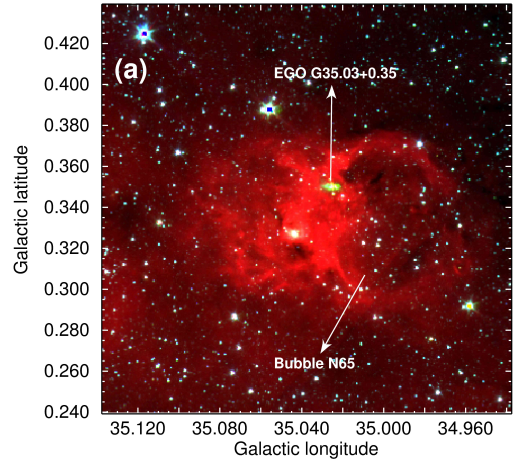


Fig. 7: *Spitzer*-IRAC three-color image: 3.6 μm = blue, 4.5 μm = green, and 8.0 μm = red. The position of the EGO G35.03+0.35 is indicated.

enclosing the IR bubble over one of its borders. The molecular gas exhibits several clumps along the PDR. Adopting ~ 50 km/s as the systemic velocity of the infrared dust bubble, kinematic distances of 3.5 or 10.5 kpc are derived. Considering that the detection rate for IR dust bubbles peaks at the distance of 4.2 kpc within a horizon of 8 kpc (Churchwell et al., 2006), the bubbles at the near kinematic distance are more likely to be detected than those at the far distance. This favors the near distance of 3.5 kpc for N65 and the molecular gas.

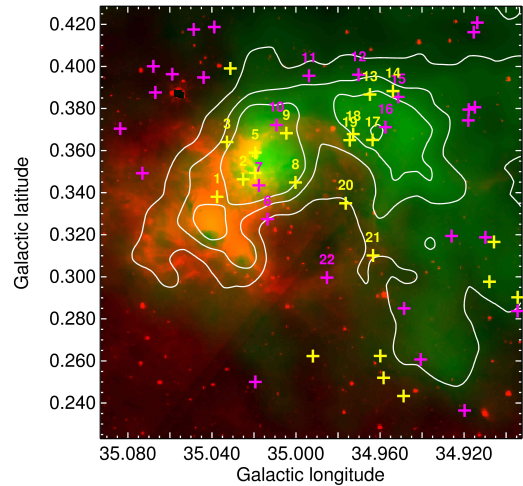


Fig. 8: Two-color image towards N65: ^{13}CO emission integrated between 47 and 55 km/s (in green with white contours) and 8.0 μm emission (in red). The yellow and magenta crosses are class I and class II YSO candidates, respectively.

The investigation of star formation activity around N65 was done identifying the YSO candidates with the criterion of Allen et al. (2004). Fig. 8 shows an overdensity of YSOs right upon the molecular material that

surrounds N65. The presence of molecular clumps with star forming activity, located right over the PDR of the HII region, indicates that the collect and collapse mechanisms may be taking place and that the birth of the new stars was probably triggered by the expansion of N65 into the ISM (Petriella et al., 2010).

A detailed study of the EGO was made using observations of several molecular species obtained with the ASTE telescope (Chile): ^{12}CO J=3-2 ($\nu_0 = 345.796$ GHz), HCO^+ J=4-3 ($\nu_0 = 356.734$ GHz), ^{13}CO J=3-2 ($\nu_0 = 330.588$ GHz) and CS J=7-6 ($\nu_0 = 342.883$ GHz) (Paron et al., 2012). Fig. 9 presents the spectra of the four molecular species in the direction of the EGO. The spectra are far from having a simple Gaussian shape and present asymmetries, probable absorption dips, and spectral wings or shoulders, which suggests that the molecular gas is affected by the dynamics of the EGO.

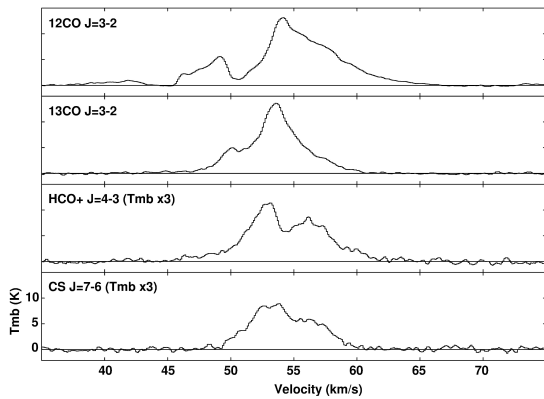


Fig. 9: Spectra towards the center of the observed region. The HCO+ and CS lines were scaled with a factor 3. The vertical axis is main beam brightness temperature.

The HCO+ and CS spectra present two components: a more intense one centered at ~ 53 km/s (red-shifted and located in the near side of the molecular clump) and a less intense one centered at ~ 56 km/s (blue-shifted and located in the far side of the molecular clump). Such spectral characteristic can be explained by the presence of an envelope of gas falling toward the central EGO (Evans, 1999). The ^{12}CO shows a double peak structure with a main component centered at ~ 54.2 km/s and a less intense component centered at ~ 48.7 km/s. It is clear the presence of spectral wings, which may originate in gas ejected from the central object. To investigate the presence of molecular outflows, the emission of the ^{12}CO was integrated in the velocity ranges of the blue (37 – 49 km/s) and red (60 – 66 km/s) spectral wings. The result is shown in Fig. 10. It can be appreciated the presence of a molecular outflow, with the two opposite lobes almost oriented in the direction of the line of sight. The molecular observations confirm that EGO G35.03+0.35 is a massive YSO surrounded by an infalling envelope and powering energetic molecular outflows.

HII regions around the SNR G18.8+0.3

In the radio band, the SNR G18.8+0.3 has a pecu-

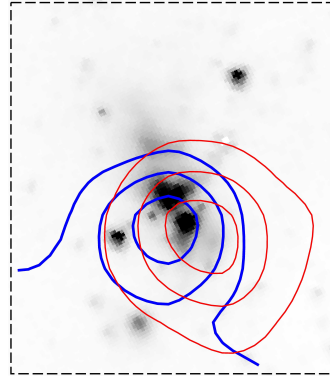


Fig. 10: In grays is displayed the $4.5 \mu\text{m}$ emission from the EGO. The blue thick and the red thin contours show the ^{12}CO emission integrated from 37 to 49 km/s and from 60 to 66 km/s, respectively.

liar morphology with the eastern and southern flanks strongly flattened, while it fades to the west, suggesting a marked density gradient in the ambient gas. Dubner et al. (1999) observed a molecular cloud with an arc-shape morphology in contact with the flat borders of the SNR and suggested an interaction between G18.8+0.3 and the ISM. Adjacent to the eastern border and embedded in this molecular material, there are four radio sources. The HII region G18.751+0.254 (RS1 in Fig. 11) presents radio continuum emission surrounded by an IR shell. The other radio sources (RS2, RS3, and RS4) are likely compact HII regions in the earlier stages of evolutions.

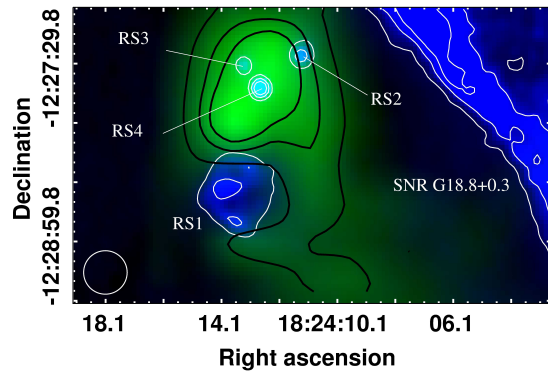


Fig. 11: The ^{12}CO J=3-2 emission integrated between 10 and 30 km/s is presented in green with black contours. The radio continuum emission at 20 cm is shown in blue with white contours.

Molecular observations with the ASTE telescope were obtained toward this region (Paron et al., 2012). Fig. 11 shows the distribution of the ^{12}CO J=3-2, where it can be noted the presence of several molecular clumps distributed around RS1 and forming a shell of molecular material. Emissions of HCO+ J=4-3 and ^{13}CO J=3-2 are detected in direction of the compact sources RS2, RS3

and RS4, which appear embedded in a dense molecular clump. It is worth noting that the shock front of the SNR does not appear to be in contact with this dense clump. Thus, the SNR G18.8+0.3 can be excluded as a possible trigger agent of the star formation activity toward this region. On the other hand, the HII region G18.751+0.254 (RS1) seems to have created a molecular shell during its expansion into the ISM, where the radio sources RS2, RS3, and RS4 (very likely young HII regions) are embedded. Thus, RS1 may have triggered star formation in the surrounding molecular gas but a deeper analysis is required to confirm this scenario.

5. Concluding remarks

As it was shown in the present work, massive stars strongly affect the ISM during their entire lifetime. They release important amounts of energy into the ISM, modifying the physical and chemical conditions of molecular clouds. They also can trigger the birth of new stars in the shocked molecular gas.

Dense molecular clouds were found in contact with the shock fronts of the SNRs G20.0-0.2 and G24.7+0.6. The interaction with the molecular gas may explain the morphology that these remnants present in the radio band, namely, a flat border and a filament in the case of G20.0-0.2, and an arc-shaped border in the case of G24.7+0.6. Active star forming regions were identified in the shocked molecular gas. However, based on the short lifetime of the remnants ($\sim 10^4$ years) compared with the lifetime of the detected class I YSOs ($\sim 10^5$ years), it can be discarded that the SNRs induced the star formation. Considering that both remnants have a plerionic component (i.e., they formed from the explosion of a massive star) the strong stellar winds of the progenitor stars are potential triggers of the birth of the new stars. This “stellar wind scenario” has been proposed to explain the star forming activity around other SNRs, such as IC443 (Xu et al., 2011) and G54.1+0.3 (Koo et al., 2008). Thus, it still remains an open question whether SNRs can trigger the formation of star and conclusive observational evidence is required to confirm this hypothesis.

Regarding the LBV star G24.73+0.69, it appears surrounded by a shell of molecular gas composed of several clumps. The distribution of the molecular material suggests that the stellar wind of the star may have pushed the surrounding molecular material to form a molecular shell, which later became gravitationally unstable and collapsed into dense molecular clumps. Such mechanism is similar to the “collect and collapse” process observed around HII regions, and was suggested as a possible star forming mechanism acting around stellar wind bubbles and SNRs (Whitworth et al., 1994). Future efforts will be dedicated to the identification of other cases of the “collect and collapse” mechanism around massive stars.

The distribution of the molecular gas around the HII regions N65 and G18.751+0.254 show the presence of dense clumps forming a fragmentary molecular shell right upon the photodissociation region. The discovery of star forming activity on these clumps suggests that the expansion of the ionized gas may have triggered the formation of a second generation of stars. Thus,

these HII regions provide additional empirical evidence of the “collect and collapse” process. This scenario will be tested in a future work using the theoretical models of Whitworth et al. (1994), which analyze the fragmentation of shells of neutral gas swept by expanding nebulae in the ISM.

Acknowledgements: This work is based on my PhD Thesis, which was honored with the “Carlos M. Varsavsky Prize” to the best PhD Thesis in Astronomy and Astrophysics in Argentina during the period 2012-2014. I thank the Varsavsky family, the Asociación Argentina de Astronomía, and the members of the jury Drs. Mercedes Gómez, Roberto Gamen, and Pablo Mauas for the prize. Finally, I thank the support of my supervisors Drs. Elsa Giacani and Sergio Paron during my research at the Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE, CONICET-UBA).

References

- Allen L. E., et al., 2004, *ApJS*, 154, 363
 Becker R. H., Helfand D. J., 1985, *ApJL*, 297, L25
 Becker R. H., Helfand D. J., 1987, *ApJ*, 316, 660
 Churchwell E., et al., 2006, *ApJ*, 649, 759
 Clark J. S., et al., 2003, *A&A*, 412, 185
 Clark J. S., Larionov V. M., Arkharov A., 2005, *A&A*, 435, 239
 Cyganowski C. J., et al., 2008, *AJ*, 136, 2391
 Dubner G., et al., 1999, *AJ*, 118, 930
 Elmegreen B. G., Lada C. J., 1977, *ApJ*, 214, 725
 Evans II N. J., 1999, *ARA&A*, 37, 311
 Fich M., Blitz L., Stark A. A., 1989, *ApJ*, 342, 272
 Jackson J. M., et al., 2006, *ApJS*, 163, 145
 Koo B.-C., et al., 2008, *ApJL*, 673, L147
 Nazé Y., Rauw G., Hutsemékers D., 2012, *A&A*, 538, A47
 Paron S., et al., 2012, *A&A*, 543, A23
 Paron S., et al., 2012, *A&A*, 547, A60
 Paron S., et al., 2012, *MNRAS*, 419, 2206
 Petriella A., 2013, PhD thesis, Universidad de Buenos Aires
 Petriella A., Paron S., Giacani E., 2010, *A&A*, 513, A44
 Petriella A., Paron S. A., Giacani E. B., 2012, *A&A*, 538, A14
 Petriella A., Paron S. A., Giacani E. B., 2013, *A&A*, 554, A73
 Pomarès M., et al., 2009, *A&A*, 494, 987
 Rathborne J. M., Jackson J. M., Simon R., 2006, *ApJ*, 641, 389
 Reich W., Furst E., Sofue Y., 1984, *A&A*, 133, L4
 Whitworth A. P., et al., 1994, *MNRAS*, 268, 291
 Xu J.-L., Wang J.-J., 2012, *A&A*, 543, A24
 Xu J.-L., Wang J.-J., Miller M., 2011, *ApJ*, 727, 81



Impacto ambiental de los Remanentes de Supernova

G.M. Dubner¹

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE, CONICET-Universidad de Buenos Aires)

Contacto/ gdubner@iafe.uba.ar

Resumen / Al explotar una supernova (SN) inyecta en forma casi instantánea unos 10^{51} ergios de energía térmica y mecánica en una pequeña región del espacio, originando así la formación de poderosas ondas de choque que se propagan a través del medio interestelar a velocidades de varios miles de km/seg. Estas ondas barren, comprimen y calientan la materia que encuentran formando los remanentes de supernovas, cuya evolución a lo largo de miles de años transforma para siempre, irreversiblemente, no sólo las propiedades físicas sino también la química de una vasta región del espacio que puede abarcar centenares de parsecs. En esta contribución se analiza brevemente el impacto que tienen estas explosiones discutiendo, sobre la base de resultados teóricos y observacionales recientes, la relevancia de algunos de los fenómenos comúnmente asociados con SN y sus remanentes.

Abstract / The explosion of a supernovae (SN) represents the sudden injection of about 10^{51} ergs of thermal and mechanical energy in a small region of space, causing the formation of powerful shock waves that propagate through the interstellar medium at speeds of several thousands of km/s. These waves sweep, compress and heat the interstellar material that they encounter, forming the supernova remnants. Their evolution over thousands of years change forever, irreversibly, not only the physical but also the chemical properties of a vast region of space that can span hundreds of parsecs. This contribution briefly analyzes the impact of these explosions, discussing the relevance of some phenomena usually associated with SNe and their remnants in the light of recent theoretical and observational results.

Keywords / Stars: supernovae:general–ISM: supernova remnants–ISM: cosmic rays–stars:formation–stars:neutron–nucleosynthesis

1. Introducción

Al final de sus vidas algunas estrellas pueden sufrir un colapso de origen termonuclear o gravitacional y terminan explotando como supernovas (SN). En un evento de SN, en fracción de segundos puede liberarse una energía equivalente a unos 10 000 millones de Soles en un punto y entre 5 y 10 M_{\odot} salen despedidas a un 3% de la velocidad de la luz. En una galaxia como la Vía Láctea explotan unas 2 a 3 SN por siglo, en el Universo visible explotan unas 8 SN por segundo, de modo que al cabo de 1 hora aparecen casi 30 000 SN nuevas en el Universo.

Estas explosiones destruyen la estrella original y generan episodios de nucleosíntesis explosiva que fabrican elementos radiactivos, lo que las hace visibles a grandes distancias en el Universo. Desde la perspectiva de las galaxias, representan la inyección súbita de unos 10^{51} ergios de energía térmica y mecánica en una pequeña región del espacio, originando la formación de poderosas ondas de choque que se propagan a través del medio interestelar a velocidades de varios miles de km/seg. Estas ondas barren, comprimen y calientan la materia que encuentran, formando así los remanentes de supernovas (RSN). Además, al explotar liberan al espacio los elementos atómicos sintetizados en el interior de las estrellas durante toda su vida, modificando el estado físico y químico de una inmensa región del espacio que puede abarcar centenares de parsecs.

Los RSN son una de las principales fuentes de energía y transformación de las galaxias y su impacto ambiental es enorme, originando variados procesos físicos que son de gran interés en la astrofísica actual: desde la aceleración de rayos cósmicos hasta la química prebiótica en un planeta, incluyendo nucleosíntesis explosiva, formación y destrucción de moléculas y polvo, evolución estelar, formación de los objetos más densos del Universo, etc. La investigación de los RSN es entonces necesariamente una confluencia multidisciplinaria que incluye astrofísica, astroquímica, física de altas energías, cosmología, física de partículas, física del plasma, astrobiología y hasta arqueoastronomía. A su vez, por las características de las emisiones que se originan durante la evolución de un RSN, éstos pueden radiar a través de todo el espectro electromagnético, desde ondas de radio hasta rayos γ ultra-energéticos, requiriendo de diferentes instrumentos terrestres y espaciales para una investigación completa.

En los últimos años ha habido un rápido progreso en el conocimiento tanto teórico como observacional de los RSN. En esta contribución se analiza brevemente la relevancia de los principales fenómenos que usualmente se asocian con la explosión de una SN y sus remanentes en el espacio, haciendo una revisión crítica de los mismos sobre la base de los resultados más recientes publicados en el tema.

2. Mitos y verdades de los RSN

Históricamente se ha afirmado que los RSN son agentes de profundos cambios en las galaxias. Analizaremos brevemente algunas de las aseveraciones más frecuentes a la luz de las últimas investigaciones en el tema.

2.1. Las SN son los principales fabricantes de átomos del Universo

Luego de los primeros minutos del Universo (probablemente no más de 20 minutos) en los que tuvo lugar la nucleosíntesis primordial formando los nucleones primigenios (H- He-Li) a partir del plasma de quarks y gluones del Big Bang, la nucleosíntesis estelar es responsable a través de procesos sucesivos de fusión nuclear dentro de las estrellas de la generación de los elementos atómicos por lo menos hasta el ^{56}Fe .

Al momento de la explosión una SN no sólo libera todos los núcleos formados en el seno de la estrella progenitora, sino que en brevísimo tiempo se produce lo que se conoce como nucleosíntesis explosiva, dando origen a la formación de más de 60 núcleos diferentes. Más de la mitad de los núcleos de la Tabla Periódica son fabricados al momento de la explosión por las altas temperaturas asociadas con el pasaje de la onda explosiva y la gran abundancia de neutrones, a través de tres tipos diferentes de procesos: los s (por *slow*), los r (por *rapid*) y los p (por *photodisintegration*), o sea la fotodesintegración de núcleos pre-existentes creados por procesos-s, que son responsables de la creación de muchos de los elementos radioactivos, como uranio, torio, etc. La prueba más convincente de nucleosíntesis explosiva en SN se tuvo con la SN 1987A, cuya emisión de líneas en rayos γ permitió identificar la presencia de núcleos de ^{56}Co y ^{57}Co .

Estos procesos convierten a las SN en la fuente dominante de elementos pesados en el Universo. Son la única fuente conocida de elementos alfa (O, Ne, Mg, Si, S, Ar y Ca) y elementos del grupo del Fe (Fe y Ni). La liberación y posterior condensación de estos núcleos, junto con la pérdida de masa de las estrellas gigantes, tiene un rol especial en la creación de polvo interestelar. La Figura 1 ilustra el importante rol de las explosiones estelares como proveedoras de elementos atómicos en el Universo. Una buena síntesis de la historia de la materia desde el Big Bang hasta el presente puede encontrarse en Arnett (1996).

2.2. Son los grandes modificadores de la dinámica de las galaxias

Las explosiones de SN son, efectivamente, la fuente más importante de energía mecánica y térmica en el medio interestelar. Los vientos estelares aportan cantidades similares de energía pero lo hacen gradualmente a lo largo de un millón de años. Las SN lo hacen en segundos o días como máximo. Son la principal fuente de calentamiento del gas difuso. En las galaxias pueden formar túneles, chimeneas o plumas sobresaliendo el disco (Fig. 2).

En particular la interacción de los RSN que provie-

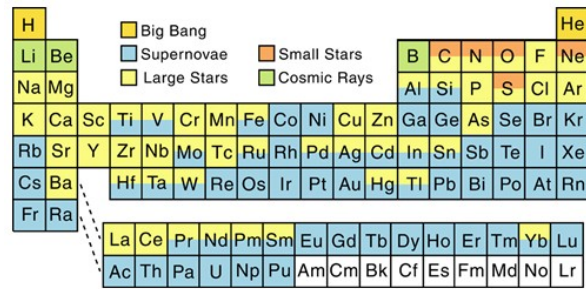


Fig.1: Importante rol de las SN en la producción y liberación de elementos atómicos al espacio (tomada de <http://www4.nau.edu/meteorite/Meteorite/Book-GlossaryN.html>)

nen de colapso gravitacional con su complejo entorno (burbujas de viento, paredes de cavidades y nubes moleculares pertenecientes al complejo donde probablemente nació la estrella precursora) es la principal fuente de transferencia de masa y energía entre estrellas y medio gaseoso en las galaxias. Las ondas de choque de un RSN pueden comprimir, calentar, excitar, ionizar y disociar moléculas, como así también contribuir a la formación de nuevas especies moleculares. En nuestra Galaxia, aproximadamente unos 70 RSNs podrían estar interactuando físicamente con nubes moleculares (Chen et al., 2014). Estas interacciones pueden excitar máseres de OH (que emiten en 1720 MHz) y, como se verá más adelante, acelerar partículas hasta energías que se vuelven emisoras de rayos γ a través de interacciones hadrónicas. Tal como resume Slane et al. (2014), estas interacciones juegan un papel muy importante en la comprensión de la naturaleza física de los RSN.

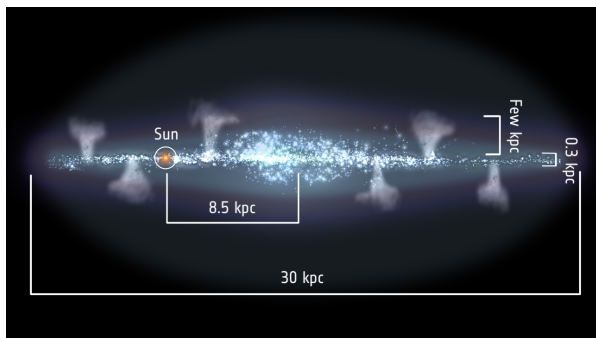


Fig. 2: Imagen artística representando fuentes galácticas de gas caliente emitiendo en rayos X en el halo de la Vía Láctea, creadas por la turbulencia inyectada por explosiones de SN en el medio interestelar. Crédito ESA.

2.3. Son la fuente de los rayos cósmicos de origen galáctico

Desde 1953 cuando Shklovskii especuló que los rayos cósmicos (RC) podrían ser acelerados en las nebulosas de los RSN, es un hecho aceptado por consenso general que los RSN son los candidatos favoritos como fuente de rayos

cósmicos galácticos, por lo menos con energías hasta la “rodilla” del espectro ($\sim 10^{15}$ eV). Históricamente esta afirmación se ha basado en tres argumentos: (1) las SN galácticas son suficientes como fuente de energía: la inyección de energía requerida para explicar la energía de los RC observados en Tierra es aproximadamente de un 10 a un 30 % de la energía cinética entregada al medio interestelar (MIE) por explosiones de SN; (2) la observación de radiación sincrotrónica en ondas de radio en los RSN implica que hay electrones acelerados a energías por lo menos hasta los GeV, y desde que se detectó radiación sincrotrónica en rayos X en los RSN: RXJ1713.7-3946, Vela Jr, RCW86 y SN1006, se sabe que los frentes de choque de RSN pueden acelerar electrones por lo menos hasta los TeV; no hay evidencia fuerte que se aceleren también iones, pero hay modelos viables; (3) un modelo simple de aceleración difusiva en choques (DSA por su sigla en inglés) en el límite de partícula de prueba, predice un espectro con la ley de potencia correcta. Si bien predice -2.0 y en Tierra tienen un exponente -2.7, la discrepancia puede explicarse con argumentos de tiempo de confinamiento de las partículas. Sin embargo, tras más de 100 años del descubrimiento de los RC todavía nos preguntamos acerca de su origen exacto y hasta su naturaleza misma (sobre todo para los de muy alta energía). Y cuanto más avanzan las investigaciones, más dudas surgen.

El principal desafío es identificar el origen de los iones acelerados (Butt, 2009). La manera más directa de encontrar sitios donde se aceleren partículas es buscar emisión γ coincidente o cerca de fuentes sospechadas de ser aceleradores. Si un objeto acelera RC, se espera que en la vecindad haya una superpoblación de partículas recién aceleradas. Esa nube de partículas energéticas puede interactuar con la materia y la radiación ambiente y producir rayos γ que vemos desde Tierra. El problema es que tanto iones como electrones en los rayos cósmicos producen un efecto parecido, y es extremadamente difícil determinar qué tipo de partículas produjo los rayos γ . Hay algunas evidencias de aceleración de iones de rayos cósmicos en RSN, por ejemplo la separación entre el frente de choque y la discontinuidad de contacto (o choque reverso) aparece considerablemente reducida en el RSN de Tycho y eso se explica porque se gastó una cantidad considerable de energía en acelerar iones de rayos cósmicos (Warren et al., 2005). Igualmente, de esa observación no se puede concluir que los RSN de nuestra Galaxia sean la fuente principal de RC.

Hay otras evidencias observacionales de aceleración de RC en algunos RSN viejos, como por ejemplo el RSN IC443 (Fig. 3), cuya emisión γ de origen hadrónico fue detectada con VERITAS (Acciari et al., 2009) y recientemente Ackermann et al. (2013) detectaron con Fermi LAT las evidencias características de protones acelerados como consecuencia del encuentro de los frentes de choque de los RSN IC443 y W44 con nubes moleculares del entorno.

¿Cuál es el problema con la descripción standard? Que los tres argumentos más fuertes: que los RSN son las únicas fuentes conocidas en la Galaxia con la energía suficiente, que el espectro es más o menos el correcto y que los RSN aceleran electrones, siguen siendo indirectos.

Habría otras fuentes en la Galaxia, por ejemplo la rotación galáctica (con reconexión magnética y ondas de densidad), *jets* de estrellas de neutrones y agujeros negros acretaando, pulsares, nebulosas de viento de pulsar, etc. Una propuesta con aceptación creciente es no tomar RSN aislados, sino aglomeraciones de ellos junto con estrellas masivas formando superburbujas (Binns et al., 2007).

Algunos aspectos pendientes de solución son: los electrones energéticos (≥ 100 GeV) pierden la energía mucho más rápido que los iones. Entonces si se los ve en Tierra, sus fuentes deben estar confinadas a unos pocos kpc del Sol, mientras que los iones pueden estar mucho más lejos. Así que las fuentes de electrones en RC pueden ser diferentes que las fuentes de iones. Además, las anomalías isotópicas observadas en RC no se corresponden con las anomalías observadas en RSN y sí en superburbujas. Y otro aspecto difícil de explicar es la muy leve anisotropía de los RC, que no se condice con la localización preferencial de los RSN. En resumen: probablemente los mecanismos de aceleración de iones en RSN son más complejos que los propuestos al presente, y aún si los RSN son los aceleradores de iones, no hay pruebas suficientes que RSN aislados sean la principal fuente de iones en RC.

2.4. Las SN y sus remanentes son fábrica de moléculas y de polvo

Un tema astrofísico de gran importancia es cuál es el origen del polvo en las galaxias, sobre todo en el Universo temprano. Frecuentemente se menciona que las SN son agentes que aportan polvo al MIE. Efectivamente, en una explosión de SN se inyectan unas $3 M_{\odot}$ de elementos pesados. De éstos $\sim 1\%$ se espera que esté en forma de polvo; si hay unas 3 SN cada 100 años (en galaxias tipo Vía Láctea), la tasa de formación de polvo por SN es $\sim 0.01 M_{\odot}/\text{año}$, comparable a la acción de estrellas gigantes rojas. La detección de 0.1 a $0.5 M_{\odot}$ de polvo en RSN cercanos sugiere que se forma polvo en los primeros años tras la explosión. Se calcula que un grano de polvo vive ~ 100 años y durante su vida es reciclado al menos 10 veces entre nube y medio internube, con una importante influencia de las SN en el reciclado (Micelotta & Dwek, 2013).

La mayoría de los elementos refractarios se producen durante explosiones de SN, pero no está claro cómo y dónde se condensan y crecen los granos de polvo, y cómo evitan su destrucción en un ambiente hostil como el entorno de SN y regiones de formación estelar. Gall et al. (2014) reportaron recientemente la formación rápida (entre los 40 y 240 días tras la explosión) de granos de polvo grandes en la SN2010j. La primera formación de polvo ocurre en una cáscara densa y fría detrás del frente de choque (en la eyecta es imposible porque está muy caliente). A tiempos tardíos (500 a 900 días después de la explosión) se observó un crecimiento acelerado de la masa de polvo, marcando la transición del medio circumestelar al eyecta. En ese momento el polvo se está formando en trozos de eyecta que viajan a unos 7500 km/s.

Observaciones muy recientes realizadas con ALMA

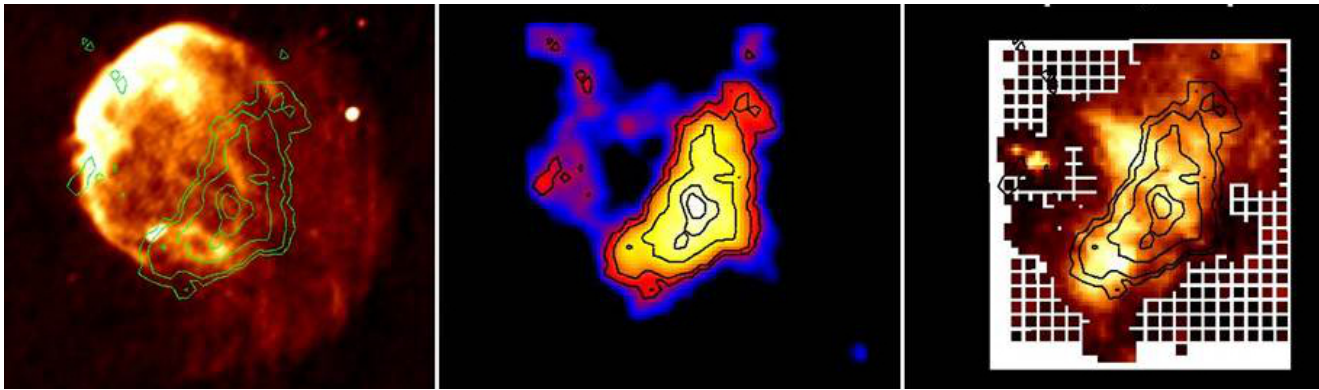


Fig. 3: Producción de rayos γ a través de interacción del RSN IC443 con una nube molecular. *Izquierda*: el RSN IC443 en radio a 330 MHz (Castelletti et al., 2011); *Centro*: emisión gamma en TeV detectada por VERITAS (Acciari et al., 2009); *Derecha*: emisión en CO (Zhang et al., 2010). En todos los casos los contornos muestran la localización de la emisión γ .

de SN1987A (Indebetouw et al., 2014) en 450 μm , 870 μm , 1.4 mm y 2.8 mm detectaron emisión de la mayor masa de polvo medida en un RSN (más de $0.2 M_{\odot}$). Por primera vez se demostró sin ambigüedades que el polvo se formó en la eyecta, los restos fríos del núcleo de la estrella que explotó. La emisión de polvo está concentrada en el centro del remanente, así que el polvo todavía no fue afectado por los choques. Si sobrevive una buena fracción de este polvo, y si SN1987A es típica, entonces se probaría que las SN son productores de polvo muy importantes en las galaxias.

Por otro lado hay que tener en cuenta que los RSN viejos son agentes muy importantes de destrucción de polvo interestelar vía “*grain sputtering*” detrás del choque. Los choques rápidos ($v \sim 300$ km/s) destruyen los granos pequeños, mientras que los choques lentos ($v \leq 200$ km/s) los vaporizan.

En conclusión, las SN jóvenes son muy eficientes para sintetizar polvo (en la fase temprana de expansión libre), pero al mismo tiempo representan el mayor agente responsable por su destrucción, durante la fase subsecuente del remanente.

Con respecto a la formación de moléculas, el descubrimiento reciente de líneas rotacionales de CO y SiO en la eyecta de SN1987A con ALMA (Kamenetzky et al., 2013), fue la primera vez que mostró tal emisión en un RSN. Detectaron unas $0.01 M_{\odot}$ de CO confinado en un volumen esférico que se está expandiendo a 2000 km/s. Antes, a los 192 días de la explosión se había observado CO, pero luego de los 600 días desapareció, cuando el gas se volvió muy frío para excitar transiciones vibracionales. Lo que se observa ahora es CO recién formado. En otras 8 supernovas se observó CO en los primeros años tras la explosión, así como en el RSN joven Cas A (Rho et al., 2012).

2.5. Los RSN pueden originar el nacimiento de estrellas nuevas

Se ha sugerido a menudo que los frentes de choque de RSN pueden desencadenar la formación de estrellas nuevas. Es cierto que en los alrededores de RSN muy frecuentemente se ven regiones de formación estelar. Eso

es lógico porque suelen convivir en el mismo vecindario, ya que los RSN que provienen de colapso gravitacional de estrellas de alta masa viven pocos años y no se apartan demasiado de la nube molecular madre en la que nacieron. Pero eso no implica que necesariamente estén causalmente conectados. Una región de formación estelar es una mezcla turbulenta de nubes de gas atómico, gas molecular y polvo, que interactúan bajo la influencia de campos magnéticos, campos de radiación, turbulencia y sobre todo gravedad (puede complicarse aún un poco más con rayos cósmicos, campos de radiación externos y ondas de choque). Se requiere un aumento de presión localizado para iniciar la formación de estrellas nuevas. Los cálculos teóricos muestran que choques a ~ 20 a 45 km/s pueden comprimir nubes moleculares y desencadenar la formación de grumos autogravitantes que eventualmente pueden terminar siendo estrellas. Pero choques más rápidos aumentan la turbulencia y hasta pueden destruir las nubes moleculares, y los RSN tienen la mayor parte de sus vidas velocidades de varios centenares de km/s y temperaturas mayores a 100 K. En la Figura 4 se muestra el caso del RSN Galáctico G18.8+0.3, cuya interacción física con una nube molecular densa y la existencia de regiones de formación estelar activa embebidas en dicha nube sugerían una posible conexión genética. Un estudio detallado realizado por Paron et al. (2012) mostró que el frente de choque del RSN aún no alcanzó a penetrar la nube y posiblemente el RSN y los objetos estelares jóvenes sean coetáneos.

Desai et al. (2010) realizaron un estudio muy completo de todos los RSN identificados en la Nube Mayor de Magallanes, investigando regiones de formación estelar en las inmediaciones. La muestra incluyó los 45 RSN identificados, y se buscaron objetos estelares jóvenes (YSOs por su sigla en inglés) en yuxtaposición con RSN. Una vez identificados RSN, nube molecular (NM) e YSO, investigaron la ubicación de frentes de ionización y evidencias de RSN interactuando con las nubes moleculares. De 45 RSN, encontraron: 7 (RSN + YSO + NM), 3 (RSN + YSO), 8 (RSN + NM). Entre los 10 SNR que tenían YSOs en las cercanías, 2 están en regiones con formación estelar activa, de modo que es difícil decidir la influencia efectiva de los RSN y en 4

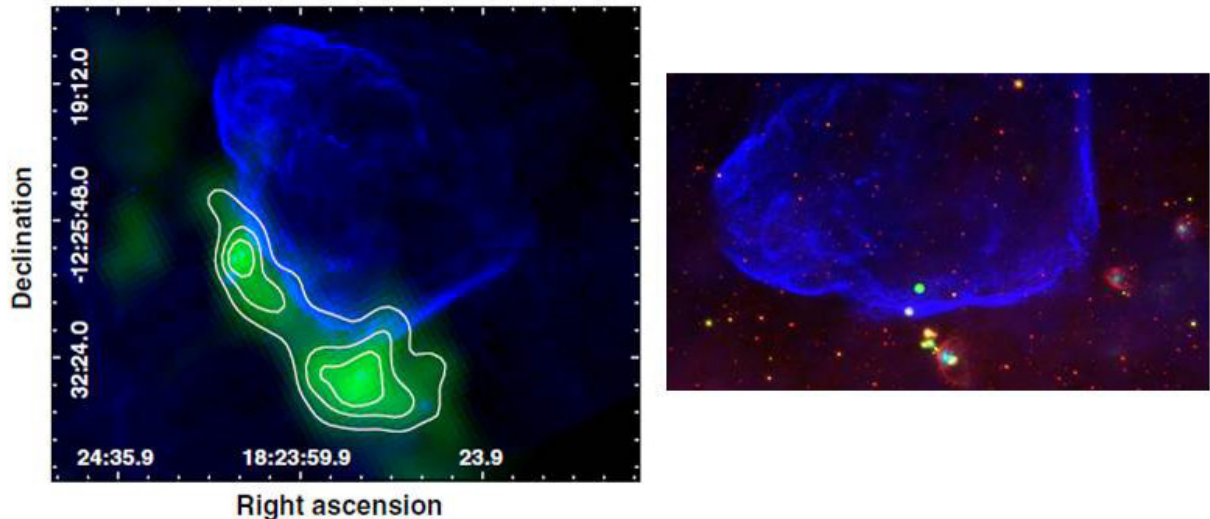


Fig. 4: *Izquierda:* El RSN G18.8+0.3 en ondas de radio (azul) está rodeado por nubes moleculares (verde) (Dubner et al., 1999) ; *Derecha:* Imagen (mostrada en coordenadas galácticas) de la emisión en radio combinada con datos *Spitzer* en infrarrojo en $8\mu\text{m}$ y en $24\mu\text{m}$ que muestra varias regiones de formación estelar embebidas en la nube (pequeñas burbujas rojas cerca del borde inferior y derecho del RSN). Estudios detallados de las mismas mostraron que la formación estelar no está relacionada con el RSN. (Paron et al., 2012)

casos los YSO están claramente fuera del borde de los RSN o la asociación es incierta. En los 4 casos restantes los YSO aparecen proyectados sobre el borde del RSN. Mirando en más detalle se encuentra que en 2 casos los YSO están asociados con regiones HII vecinas. En los últimos 2 casos, los tiempos son incompatibles (el tiempo desde que el RSN empezó a interactuar con la nube natal de los YSO es mucho menor que las escalas de tiempo de los YSO). Resultado: en la Nube Mayor de Magallanes los RSN no han actuado como formadores de estrellas nuevas en ningún caso.

Cuando los RSN envejecen y sus velocidades hayan disminuido por debajo de los 45 km/s (y los choques no sean destructivos) los YSO que se observan ahora ya van a ser estrellas más evolucionadas y sus frentes de ionización podrán a su vez estar desencadenando la formación de estrellas nuevas en el mismo vecindario, haciendo muy compleja la identificación de los distintos mecanismos en acción. Lo que sí se puede concluir es que en todos los casos los RSN alteran las propiedades físicas de los YSO, ya que ellos interceptan elementos pesados y elementos radioactivos, los cuales serán incorporados en las envolturas circumestelares y discos, tal como sucedió en la nebulosa solar.

2.6. Las SN pueden originar los objetos más compactos del Universo

En 1934, a sólo 2 años del descubrimiento del neutrón, Baade y Zwicky publicaron “*Con toda reserva podemos adelantar la impresión de que una supernova representa la transición de una estrella ordinaria a una estrella de neutrones, consistente principalmente de neutrones. Tal estrella puede ser de muy pequeño radio y extremada-*

mente alta densidad” (Baade & Zwicky, 1934). Desde entonces una gran cantidad de trabajos fueron perfeccionando el conocimiento de los mecanismos de colapso que llevan a la formación de estas estrellas y la ecuación de estado de la materia neutrónica que alcanza densidades del orden de 10^{11} g cm^{-3} . Sin embargo a la fecha estos son aún temas sujetos a intenso debate, y más aún cuando el objeto resultante es un agujero negro.

Se espera que aproximadamente un 85% de los RSN, los que provienen de SN de tipo Ib, Ic y II, dejen un objeto compacto. El catálogo más completo y actualizado de RSN* (Green, 2014) lista un total de 294 RSN en nuestra Galaxia. Desde la última versión (de 2009) se agregaron 21 nuevos remanentes descubiertos y se eliminó 1 que fue reclasificado como región HII. Por otra parte, el catálogo más completo de pulsares en su versión 2014**, lista 2328 pulsares, o sea estrellas de neutrones pulsantes con el haz dirigido hacia Tierra. A ellos se debe agregar toda la población de pulsares cuyo haz no apunta a la Tierra y/o no pueden ser detectados como objetos pulsantes en radio u otras bandas electromagnéticas, los objetos centrales compactos (CCOs), los *Anomalous X-ray pulsars (AXPs)*, los *Soft-Gamma Repeaters (SGRs)*, y una posible población de objetos compactos que no pulsan. Así que hay por lo menos un orden de magnitud de diferencia entre el número de RSN y el número de objetos compactos detectados en nuestra Galaxia. ¿Cómo se cierra esa discordancia?

Algunas explicaciones propuestas son: las estrellas de neutrones viven mucho más que los RSN. El tiempo de vida de un pulsar típico es de unos 10^{6-7} años, lo cual excede largamente el tiempo de vida de un RSN (del

* <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>

** <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>

orden de los 10^{4-5} años). También los pulsares escapan (velocidades transversales de entre 100 y 400 km/s) y no hay manera de asociarlos con su RSN original. Sin embargo aún siguen abiertas opciones como mecanismos explosivos que generen la formación de objetos compactos sin formar una nebulosa como RSN.

2.7. ¿ Y cuál sería el impacto de una explosión de SN sobre la ecología terrestre?

El flujo de rayos γ que se produce al momento de explotar una SN puede inducir una reacción química en la alta atmósfera convirtiendo N molecular en óxidos de N. Tal reacción llevaría a vaciar la capa de ozono, exponiendo la Tierra a la radiación UV nociva del Sol. Una SN de tipo Ib, Ic o II, tiene que producirse en algún punto más cerca que 26 años-luz para provocar la destrucción de la capa de ozono. Si se trata de cambio de una SN Ia, aún estando tan lejos como unos 3000 años-luz, ya sería suficiente para destruirla.

Se encontraron niveles elevados de nitratos en el hielo antártico que coincidirían con los eventos de SN1006 (que explotó a 7200 años-luz) y de la Nebulosa del Cangrejo que explotó en el año 1054 a 6300 años-luz. Posiblemente los rayos γ de esas explosiones alcanzaron la Tierra y aumentaron los niveles de óxidos de N, que quedaron atrapados en los hielos.

3. Conclusiones

Los restos de las explosiones de supernova son uno de los objetos más fascinantes del Universo, una poderosa fuente de energía muy localizada que puede generar una serie de fenómenos que los convierte en un laboratorio ideal para investigar la física de los extremos. Usualmente se invocan explosiones de SN y la expansión de sus frentes de choque cada vez que se requieren compresiones poderosas, aceleradores de partículas, grandes aportes de energía, etc. Sin embargo no todos estos roles están suficientemente probados. Los estudios más recientes confirman, por ejemplo, que los RSN pueden acelerar rayos cósmicos, pero probablemente no pueden formar estrellas nuevas como se ha afirmado por años. El estudio de los RSN está entre los objetivos científicos de todos los instrumentos de frontera, instalados y proyectados, ya que su conocimiento profundo puede servir para explicar desde la edad y forma del Universo hasta la presencia de vida en nuestro planeta.

Agradecimientos: Agradezco a los organizadores de la 57a. Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía (AAA) por haberme invitado a presentar esta revisión y por facilitar mi participación en la reunión. El trabajo se realizó con el apoyo de los subsidios PIP 0736/11 de CONICET y PICT 0571/2011 de ANPCyT. GD es miembro de la Carrera del Investigador Científico de CONICET.

Referencias

Acciari V. A., et al., 2009, ApJL, 698, L133
Ackermann M., et al., 2013, Science, 339, 807

Arnett D., 1996, Supernovae and nucleosynthesis. an investigation of the history of matter, from the Big Bang to the present
Baade W., Zwicky F., 1934, Proceedings of the National Academy of Science, 20, 254
Binns W. R., et al., 2007, Space Sci. Rev., 130, 439
Butt Y., 2009, Nature, 460, 701
Castelletti G., et al., 2011, A&A, 534, A21
Chen Y., et al., 2014, in Ray A., McCray R. A., eds, IAU Symposium Vol. 296 of IAU Symposium, Molecular Environments of Supernova Remnants. pp 170–177
Desai K. M., et al., 2010, AJ, 140, 584
Dubner G., et al., 1999, AJ, 118, 930
Gall C., et al., 2014, Nature, 511, 326
Green D. A., 2014, Bulletin of the Astronomical Society of India, 42, 47
Indebetouw R., Matsuura M., Dwek E., 2014, ApJL, 782, L2
Kamenetzky J., et al., 2013, ApJL, 773, L34
Micelotta E., Dwek E., 2013, in Proceedings of The Life Cycle of Dust in the Universe: Observations, Theory, and Laboratory Experiments (LCDU2013). Editors: A. Andersen, M. Baes, H. Gomez, C. Kemper, D. Watson . p. 19
Paron S., et al., 2012, A&A, 547, A60
Rho J., et al., 2012, ApJL, 747, L6
Slane P., et al., 2014, Space Sci. Rev.
Warren J. S., et al., 2005, ApJ, 634, 376
Zhang Z., Gao Y., Wang J., 2010, Science China Physics, Mechanics, and Astronomy, 53, 1357



A bi-fluid model to investigate the impact of cosmic rays over magnetohydrodynamic turbulence in the interstellar medium

C.D. Vigh^{1,2,3}, R. Cochet³ & A. Marcowith³

¹ *Departamento de Física, FCEyN, UBA, Pabellón I, Ciudad Universitaria 1428, Buenos Aires, Argentina*

² *Instituto de Física del Plasma, CONICET, Pabellón I, Ciudad Universitaria 1428, Buenos Aires, Argentina.*

³ *Laboratoire Univers et Particules de Montpellier -CNRS Université Montpellier II- Place Eugène Bataillon cc072 Bâtiment 13 34095 Montpellier France*

Contact/ CDV: carlosv@df.uba.ar

Resumen / La interacción entre los rayos cósmicos y flujos astrofísicos parcialmente ionizados están mediados por campos magnéticos. Los campos magnéticos en el medio interestelar son altamente turbulentos en el cual la turbulencia magnetohidrodinámica es anisótropa e intermitente. Para investigar la interacción mutua entre fluidos magnetizados y rayos cósmicos incorporamos en el código MHD RAMSES un módulo que acopla el forzado turbulento y la ecuación dinámica para los rayos cósmicos en las ecuaciones MHD. En este trabajo presentaremos algunos casos preliminares y discutiremos sobre la interacción entre campos magnéticos, gas del medio interestelar y la densidad de rayos cósmicos.

Abstract / The interaction between cosmic rays and partially-ionized astrophysical fluids is mediated by magnetic fields. Magnetic fields in the interstellar medium (ISM) are highly turbulent and the magnetohydrodynamic (MHD) turbulence is anisotropic and intermittent. To investigate the mutual interaction between magnetized fluids and cosmic rays (CR) we incorporated in the MHD code RAMSES one module that couples turbulence forcing and the dynamic equation for cosmic rays in MHD equations. We present some preliminar cases and discuss the interaction between magnetic field, ISM gas density and CR gas.

Keywords / MHD – turbulence – ISM: clouds, cosmic rays

1. Introduction

The interaction between cosmic rays and partially-ionized astrophysical fluids is mediated by magnetic fields. It is known that these magnetic fields in the interstellar medium are highly turbulent and that the MHD turbulence is anisotropic and intermittent. We investigated this mutual interaction using a bi-fluid approach considering pressure equilibrium in the ISM: $p_{cr} \sim p_{gas} \sim p_{mag}$. It is straightforward to include the effect of cosmic rays like a fluid and the forcing as a source into the velocity field to investigate the behavior of mean values as it is done in Schmidt et al. (2009). We had to adapt the code RAMSES (Teyssier, 2002), to study MHD flows where we implemented a module describing the evolution of a fluid of CRs. RAMSES is a grid-based hydro solver with adaptive mesh refinement. This code allows to modify a few routines to set more complex initial or boundary conditions. We worked essentially on the HYDRO module. We modified RAMSES incorporating two modules that include cosmic rays dynamics following the strategy of Commerçon et al. (2011), but with an explicit scheme, and we incorporated a turbulent forcing like as proposed in Schmidt et al. (2009).

2. Dynamical system

2.1. Bi-fluid approximation

The system of equations is derived from the work of Rasera & Chandran (2008) and Fromang et al. (2006):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} + p_t \mathbf{I} - \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial e_{cr}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} e_{cr}) = \nabla \cdot (\mathbf{F}_{cr}^d) - p_{cr} (\nabla \cdot \mathbf{u}) + Q_{cr} \quad (4)$$

$$\frac{\partial e_t}{\partial t} + \nabla \cdot [(e_t + p_t) \mathbf{u} - \mathbf{B}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{u})] = \nabla \cdot (\mathbf{F}_{cr}^d) \quad (5)$$

where ρ , \mathbf{u} , p , \mathbf{B} and Q are the density, velocity, pressure, magnetic field and sources; the index cr denotes cosmic rays and t , total. The diffusive cosmic rays flow is defined by:

$$\mathbf{F}_{cr}^d = \hat{\kappa} \nabla e_{cr} \quad (6)$$

where $\kappa_{ij} = k_{\perp} \delta_{ij} + (k_{\parallel} - k_{\perp}) n_i n_j$ is the diffusion tensor, $n_i = B_i/B$, $p_{cr} = (\gamma_{cr} - 1) e_{cr}$ is the equation

state for cosmic ray pressure and could be $\gamma = 4/3$ or $\gamma = 5/3$. Q_{cr} could be adapted to each particular system, in our case is zero.

2.2. Turbulent Forcing

To generate the turbulent ambient we used the following forcing in Fourier space proposed in a similar way than in Schmidt et al. (2009).

$$df = -f\zeta\frac{dt}{T} + \frac{c_s}{T}\sqrt{2A^2}\frac{dt}{T} \quad (7)$$

where f is the amplitude of the forcing in the first term which is the decay contribution, c_s the sound speed, A the perturbation factor, $T \equiv L/c_s$ the characteristic temporal scale, L a characteristic longitude scale. This forcing applied into the velocity field a contribution of the shape

$$\delta v \sim \frac{c_s}{T}\zeta\sqrt{2A^2}\frac{dt}{T} \quad (8)$$

$$\zeta = \frac{3}{1 - 2r + 3r^2} \quad (9)$$

The compressible case is for $r = 0$ and $r = 1$ incompressible. In the experiments typical times are of the order of $t = 20T$.

2.3. Active and passive cases

Due the fact that $p_t = p_{gas} + p_{cr}$. We rewrote the equation [2] to show explicitly the role of p_{cr} .

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u} \cdot \mathbf{u} + p_{gas} - \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) + \nabla \cdot p_{cr} = 0 \quad (10)$$

Both fluids are coupled via the third term of this equation. The fluids have a common velocity, using the advection-diffusion equation (4) independently the action of the diffusion tensor F_{cr}^d . In our case, we used the most simple scenario $k_{\perp} = k_{\parallel} = 0$ because in this way the influence of cosmic rays will be bigger, when $\kappa \neq 0$ the diffusive action of the magnetic field will be attenuate this effect and setting by convenience $Q_{cr} = 0$. Therefore, we distinguished two cases:

- **passive case:** is when the third term is not considered; the dynamical interaction between cosmic rays and the fluid are decoupled.
- **active case:** by opposite, when the third term is considered the coupling is activated.

3. Density Variance versus Mach number

We defined the **Mach Number** for the ISM gas and for the bi-fluid approximation:

$$M = \frac{u}{c_s} = \frac{u}{\sqrt{\gamma p/\rho}} \quad (11)$$

$$M^* = \frac{u}{c_{s^*}} = \frac{u}{\sqrt{(\gamma p + \gamma_{cr} p_{cr})/\rho}} \quad (12)$$

where M is the Mach number only for ISM gas and M^* for ISM + CR gas. We can compute the Probability Distribution Function (PDF) of a lognormal distribution, see Molina et al. (2012). Using these magnitudes, we can establish the relation between the density variance σ and the **Mach Number**.

3.1. Density variance-Mach Number relation

Federrath et al. (2010) modeled the ISM to study density and velocity fluctuations and related with the Mach Number for the purely hydrodynamic case and Molina et al. (2012) extended to the MHD case, we followed this strategy in our case.

Fitting procedure: Each point represents the average of histograms and fit to obtain σ taking values until ten percent of the peak to neglect numerical artifacts. In the case of Mach number we took directly the average for each interval, when Mach number fluctuations do not exceed ten percent around its mean value.

HD case:

$$\sigma_x^2 = \ln[1 + b^2 M^2] \quad (13)$$

where M is the Mach Number, σ is the PDF dispersion and

$$b = 1 + r\left(\frac{1}{D} - 1\right) \quad (14)$$

where D is the dimension and r controls the relative importance between solenoidal and compressible modes:

$$\begin{array}{ll} r = 0 & \text{compressible forcing} \\ r = 1 & \text{solenoidal forcing} \end{array}$$

MHD case:

We have three subcases:

- B independent of density ρ :

$$\sigma_x^2 = \ln[1 + b^2 M^2] \quad (15)$$

- $B \propto \rho^{1/2}$:

$$\sigma_x^2 = \ln[1 + b^2 M^2 \beta_0 / f] \quad (16)$$

- $B \propto \rho$:

$$\sigma_x^2 = \ln[1 + (1/2)(-f + \sqrt{f^2 + 4b^2 M^2 \beta_0})] \quad (17)$$

in both cases $f = \beta_0 + 1$ and $\beta_0 = (111 \pm 4)M^{-2}$. We are going to see how to change these fittings due to the presence of cosmic rays in the active and passive cases.

3.2. Experiments: $k_{\parallel} = k_{\perp} = 0$

We set a box with periodic boundary conditions with the following values: characteristic time and spatial scales, $L = \rho = p = 1$ and $c_s = L/T$ and $\tau = \alpha T$, where α is an arbitrary constant. For all the figures below we set $\gamma_{cr} = 5/3$ and $p_{mag} = B^2/2 = p_{gas}$. We made experiments for active and passive cases at different cosmic ray pressures using $T = 0.99995$ and $\alpha = 20$. In the Figures, we show the dispersion relation versus Mach Number for ISM gas (left panels) and bi-fluid Mach Number (right panels):

In the last case $p_{cr} = 3p_{gas}$ we added the lower resolution case (128^3) to see the trend because we have few points at 256^3 resolution.

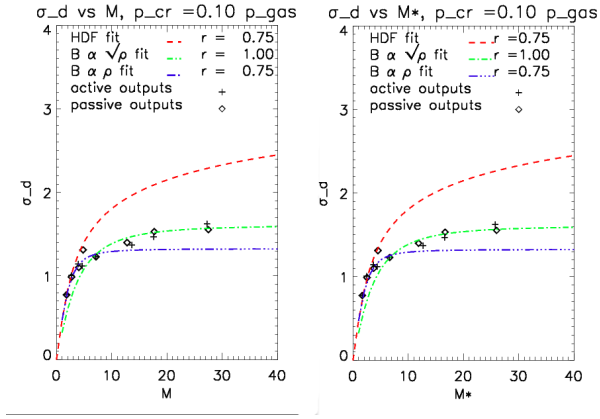


Fig. 1: case $p_{cr} = 0.1 p_{gas}$ Resolution 256^3 . The left panel shows the results for ISM Mach Number M case. The right panel shows the results in the bi-fluid Mach Number M^* case.

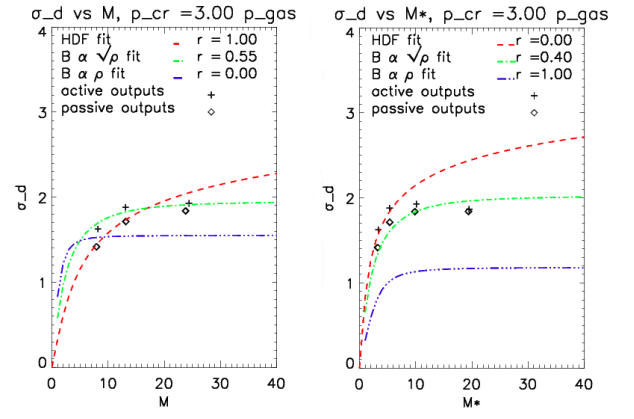


Fig. 4: case $p_{cr} = 3 p_{gas}$ Resolution 128^3 . The left panel shows the results for ISM Mach Number M case. The right panel shows the results in the bi-fluid Mach Number M^* case.

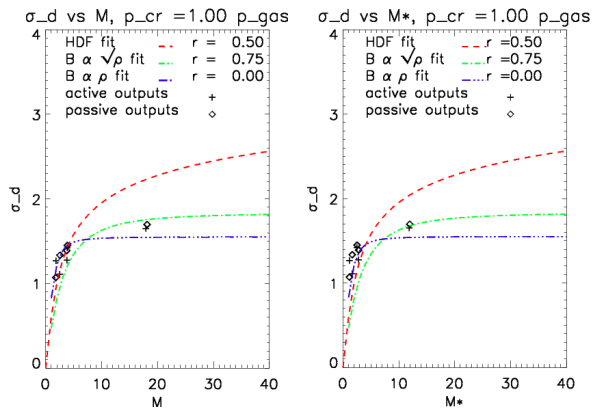


Fig. 2: case $p_{cr} = p_{gas}$ Resolution 256^3 . The left panel shows the results for ISM Mach Number M case. The right panel shows the results in the bi-fluid Mach Number M^* case.

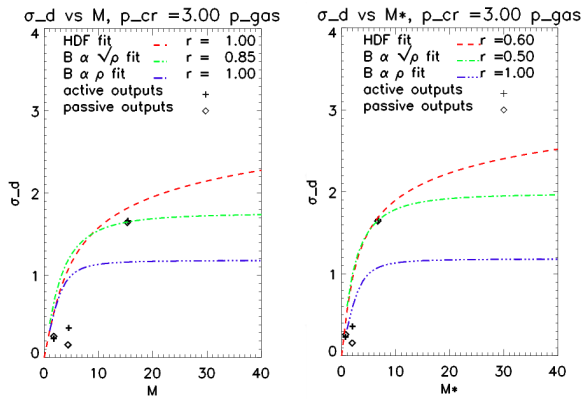


Fig. 3: case $p_{cr} = 3 p_{gas}$ Resolution 256^3 . The left panel shows the results for ISM Mach Number M case. The right panel shows the results in the bi-fluid Mach Number M^* case.

4. Conclusions and next steps

We presented an implementation in RAMSES of two modules, one to introduce a turbulent forcing and another to introduce the bi-fluid approximation for cosmic

rays. We studied the effect on the Mach Number due to the presence of Cosmic Rays into the ISM for active and passive cases in the non-diffusive cases. We did not see significant differences for the chosen values between active and passive cases. The case $p_{cr} = 0.1 p_{gas}$ corresponds to the case $B \propto \sqrt{\rho}$. The case $p_{cr} = p_{gas}$, corresponds to the case $B \propto \sqrt{\rho}$. However, if we compare with the previous case, the best fit changes r from 1 to 0.75. In the case $p_{cr} = 3 p_{gas}$, we need more points for higher Mach numbers, the simulations require higher computational time, as well as if we want to do experiments with higher values of p_{cr} . Our future work is to reproduce these experiments for relativistic cosmic rays ($\gamma_{cr} = 4/3$). Once we have finished to explore all these cases, we will investigate how the diffusive case works.

Acknowledgements: This work has been supported by the ANR COSMIS. CV is very grateful to IAFE, specially its Director Gloria Dubner, and to Gastón Giribet and Roberto Bocchichio for their help and temporary use of their offices.

References

- Commerçon B., et al., 2011, A&A, 529, A35
- Federrath C., et al., 2010, A&A, 512, A81
- Fromang S., Hennebelle P., Teyssier R., 2006, A&A, 457, 371
- Molina F. Z., et al., 2012, MNRAS, 423, 2680
- Rasera Y., Chandran B., 2008, ApJ, 685, 105
- Schmidt W., et al., 2009, A&A, 494, 127
- Teyssier R., 2002, A&A, 385, 337



Búsqueda de regiones de baja excitación en nebulosas planetarias

R.R. Vena Valdarenas^{1,2}, E.O. Schmidt², M.G. Volpe¹, W. Weidmann^{1,4} & A. Mudrik³

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba (UNC)

² Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE)

³ Facultad de Matemática, Astronomía y Física (UNC)

⁴ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)

Contacto/ WW: walter@mail.oac.uncor.edu

Resumen / Se presentan los primeros resultados de la observación con filtro de banda angosta ([NII], 6584 Å) de una muestra de nebulosas planetarias australes. Las observaciones se están realizando desde la Estación Astrofísica de Bosque Alegre. Los aspectos inherentes a la observación, serán tratados en detalle.

Abstract / We present early results from observations with narrow band filter ([NII], 6584 Å) for a sample of austral planetary nebulae. The observations are being made from Bosque Alegre Astrophysical Station. The observation inherent aspects will be treated in detail.

Keywords / (ISM:) planetary nebulae: general – Surveys

1. Introducción

Actualmente se conocen unas 3000 nebulosas planetarias (NP). La gran mayoría de ellas pobremente estudiadas, lo que conspira con el entendimiento de las etapas finales de la evolución estelar. Quizás el mayor interrogante en torno a estos objetos es: ¿cómo y por qué se produce la pérdida de masa?

La estrella central de la NP ioniza la cáscara gaseosa (previamente expulsada por la estrella progenitora) haciendo que ésta brille y sea visible. Sin embargo esta ionización no siempre es uniforme, dando lugar a zonas de baja excitación. Actualmente no se conoce la proporción de NP con esta característica o si existe alguna correlación entre la misma y la estrella central.

Para poder aportar evidencias en este sentido es necesario encarar un proyecto observacional, homogéneo y con una muestra representativa.

Si bien la imagen clásica de una NP es la de una estrella caliente envuelta por una cáscara gaseosa y esférica, actualmente se sabe que estos objetos suelen presentar microestructuras (Corradi et al., 1996), las cuales están asociadas a regiones de baja ionización, LIS (Low Ionization Structures, Gonçalves et al., 2001). Las regiones de baja ionización son estructuras que se manifiestan más prominentes en [NII], [SII] y [OII] que en [OIII] o $H\alpha$. Estas LIS manifiestan diferentes morfologías tales como: pares de nudos, filamentos, jets o estructuras aisladas. Las LIS están claramente asociadas a la pérdida de masa por parte de la progenitora de la NP, por lo que su estudio redundará en una mejor comprensión de las etapas finales de las estrellas de masa baja e intermedia ($0.6 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$). Actualmente se conocen 55 NPs en las que se han observado LIS (Gonçalves, 2004), considerando que hay unas 3000 NPs catalogadas en nuestra

Galaxias, se evidencia la necesidad de incrementar las observaciones en banda angosta tendientes a identificar nuevos objetos que revelen LIS. Este trabajo de relevamiento demanda mucho tiempo de observación, y el telescopio de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA) es un instrumento ideal para llevar adelante este ambicioso proyecto.

2. Descripción del sistema de observación y reducción

El proyecto se desarrolló íntegramente con el telescopio de 1.54 m de la EABA, configurado para observar en el foco newtoniano. El sistema de observación está equipado con un CCD APOGEE de 1024×682 pixeles, lo que resulta en un campo de $12' \times 8'$. Conforme al *seeing* del sitio, se redimensionó la cámara a 3×3 pixeles, lo que conduce a una escala de placa de $0.74''/px$.

Fueron asignadas al proyecto 28 noches oscuras entre febrero y noviembre de 2013, el 55% de estas no fueron útiles por razones climáticas. El *seeing* efectivo promedio (FWHM de 20 imágenes combinadas) fue de $2.7''$ (ver Figura 1), en tanto que la magnitud límite ($S/N > 5$) en la imagen final es de $r = 13.8$ (tomando como referencia el catálogo de Zacharias et al. 2004).

La reducción de las imágenes se hizo mediante el paquete IRAF, siguiendo la técnica estándar, sustrayendo ruido de lectura, corriente de oscuridad y aplanando de campo (con *flats* de cielo). Si bien la corriente de oscuridad no es de gran importancia, presenta estructuras, por lo que se consideró necesario aplicar esta corrección.

Un detalle importante del proceso de reducción fue el uso de una máscara con la posición de pixeles no lineales. Se vio que un 1.2% de los pixeles presentan esta

característica.

La primera etapa de este trabajo consiste en generar un catálogo de imágenes profundas en [NII]. La EABA cuenta con un set de filtros de banda angosta, en particular usamos aquel centrado en 6584 Å ([NII], FWHM=12 Å).

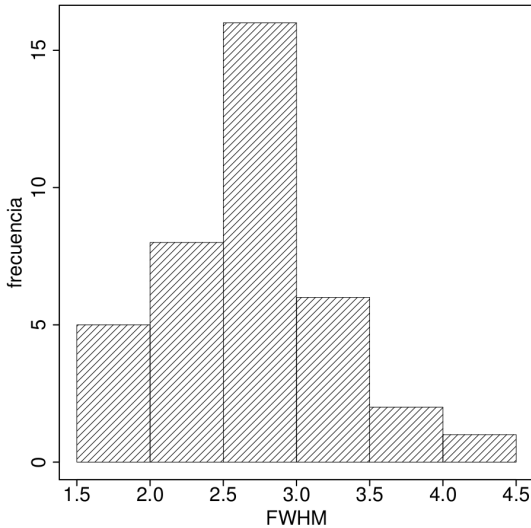


Fig. 1: Distribución de *seeing* en la EABA, filtro de banda angosta centrado en 6584Å.

3. Muestra y estrategia de observación

Hemos seleccionado una muestra de 50 NPs australes del catálogo de Acker et al. (1992) sin observaciones previas en [NII]. El tamaño angular de los objetos seleccionados es superior a 20", de manera que nos permita identificar la precencia de posibles regiones de baja excitación.

La estrategia de observación consistió en tomar 20 imágenes de 6 minutos (el telescopio tiene un excelente guiado en este lapso de tiempo), con el objeto a una distancia cenital baja ($z < 40^\circ$) de manera de disminuir los efectos de la extinción atmosférica. Posteriormente se combinan estas imágenes, eliminando los rayos cósmicos y aumentando la S/N.

4. Resultados

Hemos obtenido imágenes originales de NPs con filtro de banda angosta centrado en la emisión de [NII] (las NP más brillantes ya fueron observadas por otros autores), durante el 2013 se observó una muestra de 24 NPs (ver Tabla 1). En la Figura 2 se muestran algunas de las nebulosas más interesantes que hemos observado. En particular, es evidente que la distribución de NII es inhomogénea, mostrando grumos como en NGC 5189 o regiones vacías como en NGC 2899.

Hay objetos de la muestra inicial que no fueron detectados. No solo por su bajo brillo superficial sino también

Tabla 1: Muestra de nebulosas planetarias observadas durante el año 2013. N_{ic} indica el número de imágenes que fueron combinadas y z la distancia cenital media de la observación.

Nombre	AR	DEC	z	N_{ic}
PRTM 1	05 03 01.7	-39 45 43.9	22.6	20
M 1-16	07 37 18.9	-09 38 47.9	31.4	10
NGC 2818	09 16 00.5	-36 37 31.6	37.7	20
NGC 2899	09 27 03.5	-56 06 18.3	24.2	20
Hf 48	11 03 55.6	-60 36 05.6	29.9	20
NGC 3918	11 50 18.9	-57 10 51.4	25.9	20
He 2-76	12 08 26.0	-64 12 12.1	32.3	20
He 2-77	12 09 01.1	-63 07 05.9	32.4	20
NGC 5189	13 33 41.9	-65 58 28.9	36.3	20
He 2-99	13 52 31.0	-66 23 28.0	34.5	19
He 2-103	14 05 36.9	-64 40 57.0	34.1	20
He 2-111	14 33 18.3	-60 49 44.6	29.3	14
He 2-114	15 04 08.8	-60 53 21.2	40.1	20
ESO135-04	15 08 42.8	-61 44 03.9	37.6	20
He 2-119	15 10 39.9	-64 40 19.1	33.3	20
He 2-120	15 11 56.1	-55 39 51.1	33.1	15
He 2-146	16 10 40.9	-54 57 31.9	28.7	20
Mz 2	16 14 32.1	-54 57 04.0	23.0	20
He 2-163	16 29 30.3	-59 09 22.3	27.5	19
NGC 6153	16 31 30.9	-40 15 22.5	17.9	14
K 2-16	16 44 49.1	-28 04 05.4	3.30	17
He 2-207	17 19 32.5	-45 53 10.0	26.7	18
DeHt 3	19 17 04.6	-18 01 34.2	18.3	17
IC 5148	21 59 31.7	-39 22 36.2	27.4	20

por la baja intensidad de la emisión de NII.

Este relevamiento es más sensible para objetos de baja excitación, dato que no conocíamos de antemano (ya que muchos objetos no tienen espectros ópticos publicados), y que nos hubiese permitido armar una muestra de objetos con mayores posibilidades de ser detectados.

La siguiente etapa del proyecto es la observación en H α de estas NP, para de esta manera poder identificar las posibles regiones de baja excitación.

En agosto de 2014 se llevó a cabo el alumbrado del espejo primario del telescopio de 1.54 m de la EABA, lo que redundó en un significativo aumento de la magnitud límite. Se espera contar, para fines de 2014, con un nuevo set de filtros de banda angosta con un transmisión del 70%. Ambas mejoras permitirán observar objetos de menor brillo superficial.

Agradecimientos: Este trabajo está basado en observaciones obtenidas con el telescopio de 1.54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, dependiente de la Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.

Referencias

Acker A., et al., 1992, The Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae. Parts I, II.
 Corradi R. L. M., et al., 1996, A&A, 313, 913
 Gonçalves D. R., 2004, in Meixner M., Kastner J. H., Balick B., Soker N., eds, Asymmetrical Planetary Nebulae III: Winds, Structure and the Thunderbird Vol. 313 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Characterizing Low-Ionization Structures in PNe. p. 216
 Gonçalves D. R., Corradi R. L. M., Mampaso A., 2001, ApJ, 547, 302

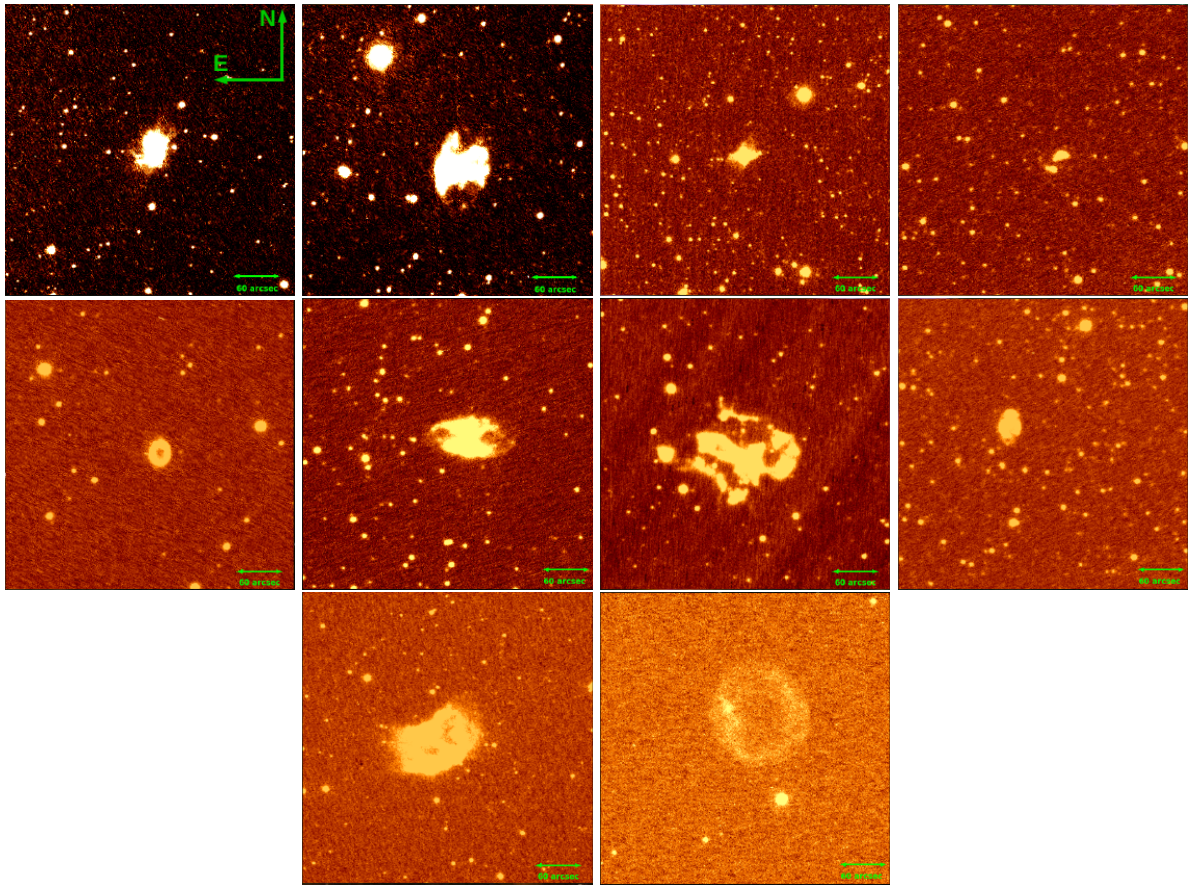


Fig. 2: Algunas imágenes originales en [NII] de NPs. De izquierda a derecha: He 2-111, He 2-119, Hf 48, He 2-207, He 2-120, NGC 2818, NGC 5189, Mz 2, NGC 2899 y IC 5148. La orientación indicada es la misma para todas las imágenes. El segmento verde indica 60 segundos de arco.

Zacharias N., et al., 2004, in American Astronomical Society Meeting Abstracts Vol. 36 of Bulletin of the American Astronomical Society, The Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD). p. 1418



Estudios interferométricos del campo magnético en regiones de formación estelar.

Observaciones milimétricas con *CARMA*.

M. Fernández López^{1,2}, I. Stephens³, D. Segura-Cox², R. Crutcher², L.W. Looney², W. Kwon⁴

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata (CONICET), C.C.5, 1894, Villa Elisa, Argentina

² University of Illinois at Urbana-Champaign, 1002 West Green Street, Urbana, IL 61801, USA

³ Institute for Astrophysical Research, Boston University, Boston, MA 02215, USA

⁴ SRON Netherlands Institute for Space Research, Landleven 12, 9747 AD Groningen, The Netherlands

Contacto/ MFL: manferna@gmail.com

Resumen / Actualmente, el papel que desempeña el campo magnético en los procesos de formación estelar es aún poco conocido. A pesar de las medidas realizadas usando observaciones de antena única, es necesario un mayor esfuerzo observacional que cubra los distintos objetos en todo el rango evolutivo y con mejor resolución angular. En este sentido, presentamos en esta contribución algunos resultados obtenidos a partir de observaciones polarimétricas realizadas con el interferómetro *CARMA* a 1.25 mm, tanto de continuo como de línea espectral. Los objetos de estudio son dos discos de acreción en torno a protoestrellas de Clase 0 (L1527) y T Tauri (HL Tau) y la región de formación de estrellas masivas W3OH. En los dos discos de acreción hemos podido resolver la estructura morfológica del campo magnético, mientras que en W3OH hemos logrado la primera detección de efecto *Zeeman* realizada con un interferómetro.

Abstract / Currently, the possible role of magnetic fields in star formation processes is not clear. Despite the efforts made through single-dish observations, a stronger observational effort is required in order to broaden the sample of detections and acquire more insight into the morphology of the magnetic field at high-angular resolution scales. Here we present some results obtained from *CARMA* 1.25 mm continuum and spectral line polarization observations. The target of these observations were two accretion disks around a Class 0 (L1527) and a T Tauri (HL Tau) protostar and the massive star-forming region W3OH. We resolved the morphology of the magnetic field in both disks and, in W3OH, we achieved the first *Zeeman* detection ever made with an interferometer.

Keywords / ISM: magnetic fields — stars: protostars — techniques: polarimetric — magnetic fields

1. Introducción

Los estudios y modelos teóricos de formación estelar (tanto los que se refieren a la formación y evolución de las nubes del medio interestelar, como los que se refieren a la formación de las estrellas en sí mismas) han involucrado en mayor o menor grado el efecto del campo magnético.

La distribución espacial del campo magnético es compleja y desconocida en muchos de los objetos del medio interestelar en escalas de menos de $\sim 10^3$ AU; la magnitud del campo magnético ha sido medida directamente sólo en regiones de escalas por encima de las $10^4 - 10^5$ AU. La falta de mediciones observacionales con resolución angular adecuada es un problema a la hora de completar la caracterización empírica de las propiedades del campo magnético en regiones de formación de estrellas tanto de alta como de baja masa.

Numerosos estudios muestran la distribución morfológica del campo magnético en escalas de 10^4 a 10^5 AU (e.g., Girart et al., 2006; Stephens et al., 2013; Hull et al., 2013). Sin embargo, este tipo de observaciones, realizadas con interferómetros que detectan la emisión

polarizada de continuo producida por el polvo en ondas (sub)milimétricas, no ha permitido hasta el momento la detección del campo en discos circunestelares, siendo el único resultado las cotas superiores impuestas a la fracción de polarización (Hughes et al., 2009, 2013). Sólo recientemente se ha logrado la detección y mapeo de la señal polarizada procedente del disco de una protoestrella muy joven, Clase 0 (Rao et al., 2014; Segura-Cox et al., 2014). En discos más evolucionados la polarización continúa sin detectarse.

Por otro lado, para hacer mediciones directas de la magnitud del campo magnético (en la línea de visión) en el medio interestelar hay que acudir a experimentos basados en el efecto *Zeeman*. En su revisión, Crutcher et al. (2009) reporta medidas realizadas fundamentalmente en experimentos de antena única en 27 nubes moleculares. El problema de estas medidas es que la baja resolución angular puede enmascarar inhomogeneidades del campo, por lo que no sirven para caracterizarlo en escalas de menos de 5×10^3 AU.

La presente contribución* da cuenta de algunos traba-

* Algunas figuras relevantes pueden encontrarse en las si-

jos relativos al campo magnético en zonas de formación estelar, que nuestro grupo ha realizado usando el *Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy (CARMA)*. En particular, la sección 2. trata cuestiones relativas a las observaciones presentadas. La sección 3. describe los principales resultados del estudio polarimétrico en el disco de acreción de HL Tau (Stephens et al., 2014). La sección 4. explica los resultados en el trabajo que realizamos en el disco de la protoestrella Clase 0 L1527 y las principales conclusiones a las que nos llevó su estudio (Segura-Cox et al., 2014). Finalmente, en la sección 5. reportamos la primera detección del efecto *Zeeman* realizada en W3 OH con un interferómetro milimétrico, inaugurando un nuevo tipo de experimentos que podrá ser explotados con *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA)*.

2. Polarimetría con *CARMA*

CARMA es un interferómetro heterogéneo que cuenta con 15 antenas para experimentos de polarización: seis con diámetros de 10.4 m y nueve con diámetros de 6.1 m. En total, *CARMA* cuenta con 105 líneas de base diferentes. Ubicado en Cedar Flat, en la Sierra Este de California, *CARMA* se encuentra a una altitud de 2200 m. El interferómetro dispone de receptores de polarización dual (Hull & Plambeck, 2015) que permiten medir dos productos de polarización circular: derecha e izquierda (R y L). Además, el correlador de línea espectral permite medir los cuatro productos de polarización cruzada (RR, LL, RL y LR) para cada una de las 105 líneas de base. Cada receptor tiene un *feed horn*, una guía de ondas a modo de polarizador circular, un transductor ortomodo (OMT), dos mezcladores heterodinos y dos amplificadores de ruido bajo. Los receptores están enfriados en un cámara *dewar* a unos 4 K. La señal del oscilador local (LO) y la señal del cielo se combinan usando un separador de polímero termoplástico conocido como *mylar*, que se coloca frente a la ventana del *dewar*. Hay que hacer notar que el polarizador circular está diseñado con dos retardadores girados entre sí de modo que pueden operar en un gran rango de frecuencias (210-270 GHz; Plambeck & Engargiola, 2010), convirtiendo los productos de polarización circular L y R en productos de polarización ortogonales X e Y. Más tarde, estos productos lineales son separados por el OMT (Navarrini et al. 2006) que posteriormente se mezclan y se amplifican en el correlador.

El sistema de polarización de *CARMA* permite medir la emisión polarizada de polvo, procedente de la emisión de continuo milimétrico. Esta emisión procede de la acción de los granos de polvo sobre la radiación. Los granos de polvo son alargados y se alinean preferentemente de forma perpendicular al campo magnético, polarizando linealmente una fracción de la radiación que puede ser usada para inferir la orientación y la morfología del campo magnético que permea el polvo. Se pueden construir así mapas de los cuatro parámetros de *Stokes* (I, Q, U, V) y, a partir de estos, subproductos como

siguientes publicaciones: Stephens et al. (2014); Segura-Cox et al. (2014).

mapas del ángulo de posición de la emisión polarizada $\chi = 0,5 \times \arctan(U/Q)$ y de la intensidad de polarización $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ (notar que en este tipo de estudios no se usa el *Stokes V*, ya que éste se refiere a luz circularmente polarizada, que no esperamos debido a la polarización lineal producida por los granos de polvo).

Como de costumbre, los datos de *CARMA* se redujeron usando el paquete *MIRIAD* (Sault et al. 1995). Para hacer la calibración de los cuatro productos de polarización en *CARMA* (modo *Full Stokes*), además de las calibraciones usuales en interferometría milimétrica (*bandpass*, fase y calibración de flujo absoluto), se deben calibrar también la fase relativa entre los productos X e Y (debida a diferencias en los retrasos o *delays* en la fase de los productos L y R) y la calibración del *leakage* o *goteo* (debido al acoplamiento entre las señales L y R causado por las imperfecciones de los polarizadores y los OMTs y otros acoplamientos que se puedan dar en el correlador). La fase XY se calibra girando una malla metálica situada en el camino óptico de cada uno de los telescopios de 10 m. La polarización vertical se obtiene al colocar la malla, la horizontal se obtiene al conectar una fuente de ruido tras la malla. Este proceso dura unos 10 segundos y se realiza incluso cuando el telescopio está siguiendo una fuente. La calibración del *leakage* requiere observaciones de una fuente brillante con un cubrimiento suficiente de ángulo paraláctico. En el caso de los experimentos de efecto *Zeeman*, los productos de polarización usados en el análisis posterior son los *Stokes I* y *V*. La reducción sigue un procedimiento análogo al explicado anteriormente, sólo que aplicada a la emisión de líneas espectrales.

3. Polarización en el disco de HL Tau

Las observaciones de polarización del continuo a 1.25 mm realizadas en HL Tau con *CARMA* (Stephens et al., 2014) suponen la primera medida espacialmente resuelta del campo magnético en el disco de acreción de una protoestrella T Tauri (Clase I – Clase II). Si bien se había inferido la intensidad del campo magnético en la parte más interna de estos discos mediante observaciones infrarrojas, la morfología e intensidad del campo en el disco de una T Tauri no se había observado hasta el momento. Las observaciones muestran cómo el campo magnético medido en escalas de 80 AU se alinea principalmente con el eje mayor del disco. De aquí concluimos que el campo magnético del disco no puede estar dominado por una componente vertical (poloidal), aunque tampoco un campo toroidal explica completamente los datos. Las inconsistencias entre observación y modelos sugieren que el papel del campo magnético en discos de acreción de estrellas T Tauri podría ser más complejo que lo entendido por los estudios teóricos.

4. Frenado magnético y discos en Clase 0

En discos sin turbulencia que tienen el eje de rotación alineado con el eje magnético, el *frenado magnético* puede tener un efecto significativo en la tasa de acreción de la protoestrella, dada su capacidad para remover

momento angular del disco (e. g., Mellon & Li, 2008). El incremento en la tasa de acreción podría conllevar la “desaparición” de los discos circunestelares jóvenes. La predicción es entonces que los discos entorno a protoestrellas de Clase 0 no tienen radios de más de ~ 15 AU. Además, estos discos no mostrarían movimientos Keplerianos y sólo alcanzarían radios de 100 AU al llegar a la fase de Clase II (e.g., Dapp & Basu, 2010). Sin embargo, recientemente se han descubierto objetos de Clase 0 que tienen discos de radios mayores a 15 AU (también hay otros con discos menores a 15 AU o en los que no se ha detectado un disco). Estas diferencias en el tamaño del disco podrían ser consecuencia de la orientación relativa entre el eje de rotación y el campo magnético en cada caso, ya que en teoría, cuanto menor es el alineamiento de estos dos, mayor sería el frenado magnético (Joos et al., 2012).

Las observaciones que nuestro grupo ha realizado en algunos objetos de Clase 0 con *CARMA* (L1157, Stephens et al. (2013) y L1527, Segura-Cox et al. (2014)), junto con un puñado de observaciones disponibles en la literatura, plantean la existencia de una posible tendencia empírica en este sentido: la diferencia en el tamaño de los discos podría estar relacionada con la orientación relativa entre campo magnético y eje de rotación del disco. Cuanto más alineados el campo magnético y el eje de rotación, más eficiente es el *frenado magnético* y menor es el disco.

5. Efecto Zeeman en la transición CN(2-1)

En presencia de un campo magnético, los niveles energéticos de moléculas y átomos se separan debido a la interacción entre el campo magnético y el momento dipolar magnético asociado al momento angular orbital. La separación de los niveles resulta en la separación de las líneas espectrales correspondientes a diferentes polarizaciones. Esto se conoce como efecto *Zeeman*, que es la única forma directa de medir la intensidad del campo magnético (a lo largo de la línea de visión) en nubes moleculares y núcleos densos (Crutcher et al., 2009).

La molécula de CN es capaz de trazar el efecto *Zeeman* (Hakobian & Crutcher, 2011) siendo además un buen trazador del gas denso, lo que la convierte en una buena herramienta para el estudio del campo magnético de las nubes más densas, en las que se forman las estrellas de alta masa. Anteriormente se habían obtenido detecciones de efecto *Zeeman* con observaciones de baja resolución angular (e.g., Falgarone et al., 2008).

Reportamos aquí el resultado de las nuevas observaciones hechas con tiempo comisionado por *CARMA* en la región de formación de estrellas masivas W3OH con resoluciones de $3''$ (ver Figura 1). Mediante la observación de nueve transiciones de CN(2-1) y el posterior ajuste del efecto de desdoblamiento en todas ellas de forma simultánea, logramos la primera detección interferométrica del efecto *Zeeman* en el núcleo denso de una nube molecular. El campo magnético en la línea de visión alcanza los 4 mG y muestra claras diferencias espaciales. La medida de 4 mG es cuatro veces mayor que la medida anteriormente realizada con IRAM 30-m ($\theta = 23''$) en la misma región (Falgarone et al., 2008).

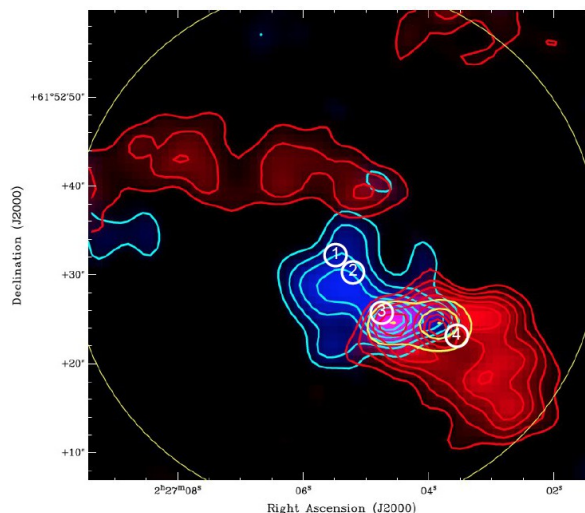


Fig. 1: Mapa de emisión integrada de CN(2 – 1) en W3OH. Los contornos rojos/azules muestran la emisión integrada de velocidad intermedia desplazada al rojo ($v = [0,5, 4,5]$ km s $^{-1}$) y al azul ($v = [-4,5, -0,5]$ km s $^{-1}$). Los contornos amarillos muestran la emisión de continuo. Los círculos muestran los cuatro lugares donde se ha detectado el efecto Zeeman.

6. Epílogo

Cada vez son más numerosos los estudios interferométricos del campo magnético. El desarrollo de instrumentos más sensibles, a la vez que capaces de producir imágenes de alta resolución, harán que nuestra comprensión del rol que desempeña el campo magnético en los procesos de formación estelar mejore sustancialmente en los próximos años.

Referencias

- Crutcher R. M., et al., 2009, ApJ, 692, 844
 Dapp W. B., Basu S., 2010, A&A, 521, L56
 Falgarone E., et al., 2008, A&A, 487, 247
 Girart J. M., Rao R., Marrone D. P., 2006, Science, 313, 812
 Hakobian N. S., Crutcher R. M., 2011, ApJ, 733, 6
 Hughes A. M., et al., 2013, AJ, 145, 115
 Hughes A. M., et al., 2009, ApJ, 704, 1204
 Hull C., Plambeck R., 2015, CARMA Memo #64, 64
 Hull C. L. H., et al., 2013, ApJ, 768, 159
 Joos M., Hennebelle P., Ciardi A., 2012, A&A, 543, A128
 Mellon R. R., Li Z.-Y., 2008, ApJ, 681, 1356
 Plambeck R. L., Engargiola G., 2010, CARMA Memo #54
 Rao R., et al., 2014, ApJL, 780, L6
 Segura-Cox D. M., et al., 2014, ApJ, submitted
 Stephens I. W., et al., 2014, Nature, 514, 597
 Stephens I. W., et al., 2013, ApJL, 769, L15



Panorámica del proyecto CLASSy. The CARMA Large Area Star Formation Survey.

M. Fernández-López^{1,2}, H.G. Arce³, L. Looney², L.G. Mundy⁴, S. Storm⁴, K.I. Lee⁴, P. Teuben⁴ & G. CLASSy⁵

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CCT-La Plata (CONICET), C.C.5, 1894, Villa Elisa, Argentina

² Department of Astronomy, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1002 West Green Street, Urbana, IL 61801, USA

³ Department of Astronomy, Yale University, P.O. Box 208101, New Haven, CT 06520-8101, USA

⁴ Department of Astronomy, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA

⁵ <http://carma.astro.umd.edu/classy/team.html>

Contacto/ MFL: manferna@gmail.com

Resumen / El proyecto “CARMA Large Area Star Formation Survey” (CLASSy) consiste en un mapeo de 5 campos que cubren unos 100 arcominutos cuadrados cada uno en las nubes moleculares de Perseus (3 campos) y Serpens (2 campos). CLASSy está basado en observaciones interferométricas en ondas milimétricas de alta resolución angular ($7''$), que son sensibles a estructuras de escalas espaciales que van desde los 1000 AU hasta los 3 pc. En particular, el análisis de la emisión molecular de $N_2H^+(1-0)$ de las estructuras filamentosarias encontradas en estas regiones de formación estelar, impone restricciones a los modelos teóricos que tratan de explicar su origen y evolución. Las observaciones cinemáticas del gas muestran gradientes de velocidad que sugieren alternativas para entender cómo se forman los filamentos. Por otra parte, a partir del análisis cinemático de estos datos, se han llevado a cabo estudios pioneros de la turbulencia en estas nubes.

Abstract / The “CARMA Large Area Star-formation Survey” (CLASSy) is a CARMA Key Project which is mapping 5 fields covering about 150 square-arcminutes each in the Perseus (3 fields) and Serpens (2 fields) Molecular Clouds. CLASSy consists of 3 mm interferometric observations with angular resolution $\theta \sim 7''$, being sensitive to spatial scales between 1000 AU to 3 pc. Particularly, the analysis of the $N_2H^+(1-0)$ molecular emission from the filamentary structures found in these star-forming regions constrain theoretical models explaining their origin and evolution. Gas kinematics observations show velocity gradients that suggest possible explanations on how filaments are formed. In addition, from the analysis of the kinematics we carried out a pioneer study of the turbulence in these clouds.

Keywords / ISM: clouds — ISM: kinematics and dynamics — ISM: structure — stars: formation

1. Introducción

Los procesos de formación estelar se extienden a través de un gran rango de escalas espaciales y de densidad. La mayor parte del gas que conforma las nubes moleculares, que se extienden por decenas de parsecs, es gas poco denso ($10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$). Dicho gas forma en su interior estructuras con tamaños de parsecs algo más densas, que adoptan por lo general una morfología filamentosaria. Gracias a exploraciones como la realizada por el satélite *Herschel* (e.g. André et al., 2010), ahora sabemos que las nubes moleculares forman redes de filamentos y que dentro de estos filamentos se forman núcleos con tamaños de unos 0.01-0.1 pc, con una densidad suficiente ($n > 10^5 \text{ cm}^{-3}$) como para comenzar el colapso gravitatorio que finalmente origina las estrellas, a veces aisladas, a veces formando parte de pequeños grupos y en ocasiones, formando grandes cúmulos. A pesar del conocimiento adquirido acerca de todos estos objetos del medio interestelar, las cuestiones relativas a su origen y evolución aún

no se comprenden por completo. El proyecto CLASSy (Storm et al., 2014) tiene así como objetivo inmediato el estudio de la formación de las estructuras filamentosarias y de su evolución y fragmentación en núcleos aún más densos, que son el germen de nuevos sistemas estelares. Para ello, se hacen necesarias (entre otras) observaciones de la emisión del gas y el polvo y un análisis de las características físicas y cinemáticas de las distintas estructuras de una nube molecular. Los procesos involucrados comprenden entre otros la acción de campos magnéticos, flujos turbulentos supersónicos y de la gravedad, pero se desconoce el papel que cada uno desempeña en las distintas escalas espaciales involucradas, así como en los distintos tipos de nubes moleculares (edad, actividad de formación de estrellas, etc). Para cubrir un amplio rango de escalas espaciales se necesitan observaciones de regiones de parsecs con la resolución angular suficiente como para mostrar detalles de ~ 1000 AU. Además, es necesario cubrir distintas nubes moleculares que muestren diferentes condiciones ambientales. El proyecto CLASSy

pretende ayudar a entender qué procesos controlan la tasa de formación estelar y contestar por qué la Función Inicial de Masa (*IMF*) tiene la forma que tiene y si esta forma depende de las condiciones ambientales de cada nube.

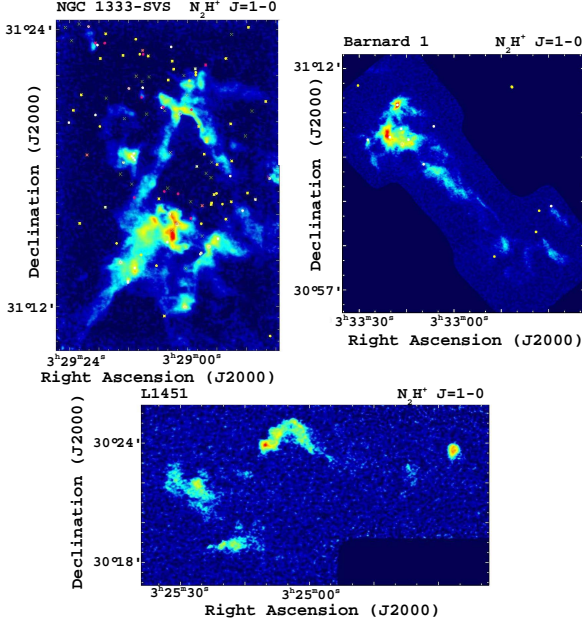


Fig. 1: Emisión integrada de N_2H^+ (1-0) en tres regiones de la nube molecular de Perseus (ver sección 3.1.).

En esta contribución exponemos una panorámica acerca del proyecto CLASSy y mostramos algunos de los primeros resultados obtenidos en el análisis de los datos.

2. Observaciones

Las observaciones de CLASSy se realizaron con el interferómetro milimétrico *Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy (CARMA)* en cinco extensas regiones de formación estelar con un coste en tiempo de unas 700 horas. Las regiones observadas en la nube molecular de Perseus (distancia 235 pc) son NGC1333 (Mundy, 2014), Barnard 1 (Storm et al., 2014) y L1451 y en la nube molecular de Serpens (distancia 415 pc) son Serpens Main (Lee et al., 2014) y Serpens South (Fernández-López et al., 2014). Tal vez la mayor novedad observacional del proyecto reside en el uso del modo *CARMA23* (que comprende seis antenas de 10.4 m, nueve de 6.1 m y ocho de 3.5 m), que incrementa la capacidad de imagen del telescopio por sobre el modo estándar *CARMA15*. CLASSy explota las posibilidades únicas de *CARMA*, al usar además los datos de las autocorrelaciones de los discos de 10.4 m para obtener información de *zero spacing* (que evitan el filtrado espacial inherente a las observaciones interferométricas) y ejecutar mosaicos rápidos para producir mapas más grandes. En cada una de las cinco regiones se observaron unas 700 posiciones, cubriendo en total unos 700

arcominutos cuadrados con una resolución de unos $7''$. El correlador en el modo *CARMA23* dispone de cuatro bandas espectrales. CLASSy sintoniza tres bandas a la frecuencia de las transiciones $J = 1 \rightarrow 0$ N_2H^+ , HCO^+ y HCN con una resolución espectral de 0.16 km s^{-1} y una cuarta banda ancha para calibración y detección de continuo a 92.8 GHz. Estas tres moléculas trazan diversas condiciones físicas del gas denso dentro de una nube. Con todo, los datos de CLASSy ofrecen una perspectiva del gas a gran escala dentro de la nube molecular, mostrando a la vez el detalle de los núcleos densos en los que se forman nuevas estrellas.

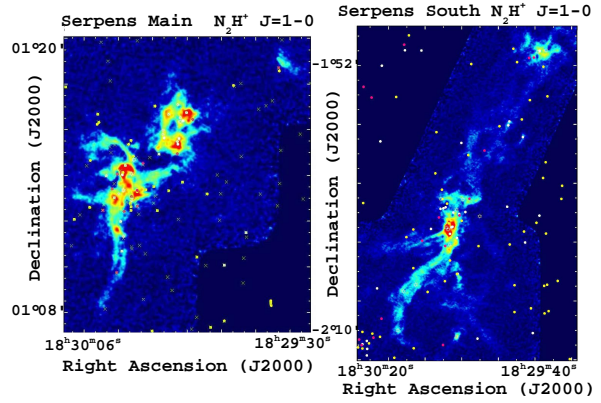


Fig. 2: Emisión integrada de N_2H^+ (1-0) en dos regiones de la nube molecular de Serpens.

3. Resultados

3.1. Mapas moleculares

Las Figs. 1 y 2 muestran los mapas de la emisión integrada de la molécula de N_2H^+ , junto con la distribución de varios tipos de YSOs detectados con Spitzer (Jørgensen et al. 2006; Harvey et al. 2006; Gutermuth et al. 2008) en las cinco regiones observadas por CLASSy. En la Fig. 1, NGC 1333 muestra una gran actividad de formación estelar pasada y actual; B1 (Barnard 1) muestra actividad de formación estelar actual hacia el norte pero no en la parte central o hacia el sur; L1451 es una región en la que no se han detectado YSOs, por lo que se piensa que se encuentra en una fase muy temprana de formación estelar o que su actividad es muy baja. En la Fig. 2, tanto Serpens Main como Serpens South contienen regiones de mayor y menor actividad de formación estelar.

Excepto L1451, todas las regiones muestran una intrincada red de filamentos y regiones más densas en las que se están formando activamente estrellas. A partir de los mapas de emisión integrada hemos podido caracterizar físicamente estos filamentos (morfología de las estructuras, tamaños, densidad columnar, temperatura de excitación, etc) y, comparando los mapas de emisión

integrada de las tres moléculas observadas, hemos detectado cambios en la composición química. Hay por ejemplo estructuras como los flujos moleculares, que se ven en unas y no en otras moléculas (Lee et al., 2014). No obstante, la gran diferencia de nuestros datos con respecto a los que aportan exploraciones como *Herschel* en infrarrojo u observaciones de antena única (e.g., en Serpens South Kirk et al., 2013), es sin duda, la información cinemática unida a la gran resolución angular que proveen los datos espectrales. Para cada región hemos producido mapas del centroide y la dispersión de velocidad ajustando Gaussianas al espectro de cada pixel (Figuras 3 y 4).

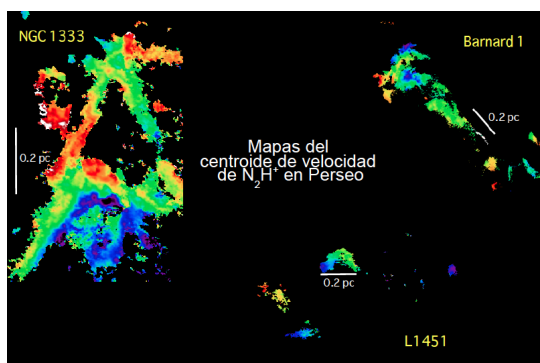


Fig. 3: Centroide de velocidad radial del N_2H^+ (1-0) en tres regiones de la nube molecular de Perseus. La escala de color coincide con material desplazado hacia el azul y el rojo.

3.2. Primeros resultados

A partir del estudio de la emisión de N_2H^+ en Serpens South (Fernández-López et al., 2014) comprobamos que dicha emisión traza la estructura filamentaria del medio interestelar y que la anchura de los filamentos podría ser menor que la anchura medida a partir de la emisión de polvo de los mismos (Arzoumanian et al., 2013). Además, algunos filamentos parecen correr paralelos en algunas porciones, reforzando la idea de que los filamentos podrían estar compuestos por grupos de *fibras* también filamentarias (Hacar et al., 2013). Tal vez lo más importante del estudio en Serpens South sea el descubrimiento de gradientes de velocidad perpendiculares a algunos filamentos. Estos gradientes podrían suponer un indicio para averiguar cómo se forman los filamentos. A este respecto, nuestro grupo está desarrollando simulaciones numéricas indagando un posible mecanismo de formación de filamentos del medio interestelar: la formación de filamentos por el efecto de la gravedad de un gas previamente comprimido por dos flujos convergentes (Chen & Ostriker, 2014).

En el estudio de Barnard 1 (Storm et al., 2014) mostramos el análisis de los datos de N_2H^+ a través de la técnica de dendrogramas no-binarios desarrollada para descomponer espacialmente la emisión del gas denso y explorar la cinemática de las estructuras dentro de las nubes

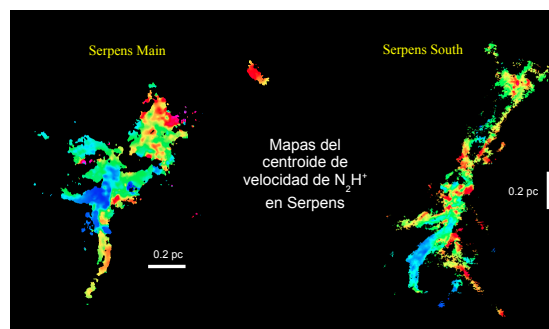


Fig. 4: Centroide de velocidad radial del N_2H^+ (1-0) en dos regiones de la nube molecular de Serpens.

moleculares. Usando las propiedades espacio-cinemáticas de las estructuras identificadas por el dendrograma, pudimos hacer una estimación de la profundidad de Barnard 1: $\sim 0,15$ pc. Esta estimación procede de comparar dos relaciones tamaño vs. ancho de línea: i) una que usa el promedio de la dispersión de velocidades no-térmicas, que es sensible a la profundidad de la nube y ii) otra que usa la variación de la velocidad radial dentro de cada estructura, que es sensible al tamaño proyectado en el plano del cielo de la nube. La técnica de dendrogramas (Houllahan & Scalo, 1992) permite también comparar la turbulencia en nubes diferentes que pueden estar en diferentes fases evolutivas.

En el estudio de Serpens Main (Lee et al., 2014) mostramos, además del análisis de dendrogramas de la nube, la identificación de los filamentos en esta nube. La investigación de las propiedades físicas de estos filamentos sugiere que las diferencias podrían deberse a diferencias evolutivas entre los filamentos. Es más, algunos de estos filamentos, que comparten características similares y son próximos espacialmente, podrían estar asociados, y ser parte de estructuras de mayor tamaño.

Agradecimientos: La construcción de *CARMA* fue apoyada por los estados de California, Illinois y Maryland, las fundaciones J. McDonnell, G. y B. Moore, K. T. y E. L. Norris, la U. de Chicago, CalTech, y NSF. El desarrollo actual de *CARMA* y sus operaciones son financiados por la NSF bajo el acuerdo cooperativo (AST 08-38226) y por el consorcio de universidades de *CARMA*.

Referencias

- André P., et al., 2010, *A&A*, 518, L102
 Arzoumanian D., et al., 2013, *A&A*, 553, A119
 Chen C.-Y., Ostriker E. C., 2014, *ApJ*, 785, 69
 Fernández-López M., et al., 2014, *ApJL*, 790, L19
 Gutermuth R. A., et al., 2008, *ApJL*, 673, L151
 Hacar A., et al., 2013, *A&A*, 554, A55
 Harvey P. M., et al., 2006, *ApJ*, 644, 307
 Houllahan P., Scalo J., 1992, *ApJ*, 393, 172
 Jørgensen J. K., et al., 2006, *ApJ*, 645, 1246
 Kirk H., et al., 2013, *ApJ*, 766, 115
 Lee K. I., et al., 2014, *ArXiv e-prints*
 Mundy L. G. e., 2014, in preparation
 Storm S., et al., 2014, *ApJ*, 794, 165



Star forming regions towards Gum 31: distribution of the molecular gas

M.M. Vazzano¹, C.E. Cappa^{1,2}, J. Vasquez^{1,2} & M. Rubio³

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET)

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

³ Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile

Contact/ MMV: mvazzano@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Se analiza la distribución del gas molecular asociado a fuentes IRAS y 2MASS, objetos estelares jóvenes asociados a la región HII Gum 31, en base a observaciones obtenidas con el telescopio APEX, ubicado en el norte de Chile. Para llevar a cabo este estudio se utilizaron observaciones de líneas de diversos isótopos de monóxido de Carbono, CS(7-6) y HCO⁺(4-3). Las fuentes se ubican en el borde de la región HII Gum 31 cuyo frente de choque afecta sustancialmente la morfología del medio molecular de las mismas. Las observaciones revelan que en el entorno de las fuentes hay emisión molecular asociada a la nebulosa, que se evidencia en la emisión del ¹²CO, con pequeños grumos de alta densidad detectados en C¹⁸O.

Abstract / We analyze the distribution of the molecular gas associated with IRAS and 2MASS sources, young stellar objects linked to the HII region Gum 31. We based our studies on observations obtained with the APEX telescope, located in the north of Chile. We used observations of different CO isotopologues, CS(7-6) and HCO⁺(4-3) lines. The sources are located on the edge of the Gum 31 HII region, whose shock front substantially affects the morphology of their molecular environs. The observations revealed that in the surroundings of the sources there is molecular gas associated with the nebula, which is shown by the ¹²CO(3-2) emission, with small high density clumps detected in C¹⁸O(3-2).

Keywords / ISM: individual objects (Gum 31) – ISM: molecules – stars: formation

1. Introduction

Expanding HII regions usually appear surrounded by molecular and dust envelopes which are potential sites for the formation of new stars, mainly through the *Radiatively Driven Implosion* (RDI, see Lefloch & Lazareff 1994) and the *collect and collapse* processes (Elmegreen & Lada, 1977). The last one proposes the fragmentation of the dense molecular envelopes in clumps, which in turn may collapse and form new stars, as the result of the expansion of the ionized region. Many studies have revealed the presence of Young Stellar Objects (YSOs) along the dense envelope (see Deharveng et al. 2003; Pomarès et al. 2009 and references therein).

One of these cases is the HII region Gum 31, located at 2.5 ± 0.5 kpc in the Carina region. ¹²CO(1-0) data taken with the NANTEN telescope have revealed the presence of an almost complete molecular shell detected in the velocity interval -27 to -14 km s⁻¹, encircling the ionized region. Many YSO candidates are found to be located towards this envelope (Cappa et al. 2008, Ohlendorf et al. 2013).

Here we report on the results of an intermediate angular resolution (20-30'') molecular line study towards the infrared sources IRAS 10351-5816, IRAS 10349-5824, and 2MASS J10365763-5844052. These sources are projected towards the Gum 31 molecular envelope, and have been catalogued as candidate YSOs based on photometric

criteria (Cappa et al. 2008). Our aim is to investigate the characteristics of its associated molecular material and determine its parameters.

2. Data

To accomplish this study we mapped the molecular emission using the Atacama Pathfinder EXperiment (APEX), located in the north of Chile, in regions centered at the sources positions. The data have an angular resolution between 20'' and 30'' and a velocity resolution between 0.05 and 0.22 km s⁻¹. In Table 1 we show the lines observed towards each region. Figure 1 shows the regions observed with the APEX telescope, superimposed on the optical image of Gum 31. In the next sections we describe the main results of this study. Complementary data at 3.6, 4.5 and 8 μm (IRAC-GLIMPSE), 24 μm (MIPSGAL) and 870 μm (LABOCA) were used for comparison and analysis.

3. IRAS 10351-5816

We find a dense clump (clump 1) of molecular gas detected in ¹²CO and C¹⁸O at velocities of about -21 km s⁻¹, near the central position of the IRAS source. This clump spatially coincide with a cold dust clump detected at 870 μm by Duronea et al. (2014).

Table 1: Molecular data taken using the APEX telescope.

Source	Data cubes	On source observations
IRAS 10351-5816	$^{12}\text{CO}(3-2)$, $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$	$^{13}\text{CO}(3-2)$, $\text{HCO}^+(4-3)$
IRAS 10349-5824	$^{12}\text{CO}(2-1)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	—
2MASS J10365763-5844052	$^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	—

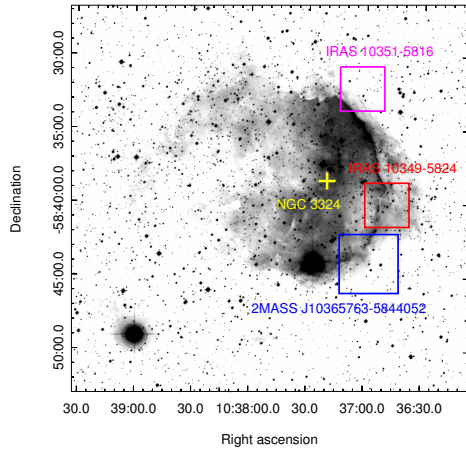


Fig. 1: The squares show the observed regions in Gum 31.

Figure 2 shows in red the emission at $24\ \mu\text{m}$ indicating the presence of warm dust. We indicate in blue lines the $870\ \mu\text{m}$ emission and in green lines the C^{18}O emission. Note that the densest part of this clump spatially coincides with a point like source detected in $24\ \mu\text{m}$ and with a WISE source classified as Class I.

HCO^+ emission is also detected in the direction of the center of the map, which marks the presence of a high density region, since the critical density of the HCO^+ line is $10^5\ \text{cm}^{-3}$. Consequently H_2 densities of this order should be present in the cloud for that emission to be detected. Figure 3 shows the HCO^+ (red) and the C^{18}O (black) profiles taken towards the central position of the map.

From the derived excitation temperature of 16 K, and following Vazzano et al. (2014), we estimate a molecular mass of $30\ M_{\odot}$ linked to the clump and an H_2 ambient density of about $4 \times 10^3\ \text{cm}^{-3}$.

4. IRAS 10349-5824

Figure 4 shows the contours corresponding to the ^{12}CO emission superimposed to the $\text{H}\alpha$ image from the Hubble telescope. The spatial distribution of the molecular material reveals the presence of three clumps projected onto the observed region, two of them behind the ionization front, delineating the HII region edge.

We identify several WISE sources classified as Class II. Two of them coincides with the $24\ \mu\text{m}$ emission from warm dust, surrounded by the $8\ \mu\text{m}$ emission from PAHs which indicates the position of the PDR. Besides, these sources coincide with $4.5\ \mu\text{m}$ emission which indicates the presence of shocked gas, and is typical from Young Stellar Objects (YSOs) (see Cyganowski et al. 2008).

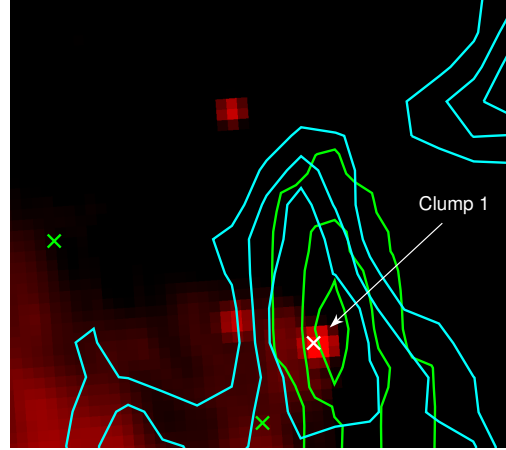


Fig. 2: IRAS 10351-5816: $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ contours (green) corresponding to dense gas having velocities in the range -22.3 to $-21.0\ \text{km s}^{-1}$, superimposed to the $24\ \mu\text{m}$ image (in red). Note that the C^{18}O clump spatially coincides with a clump detected at $870\ \mu\text{m}$ (blue contours). Crosses mark the position of the WISE sources Class I (white) and Class II (green).

The molecular gas coincides with the position of the PDR. We find that the sources, along with the emission at 4.5 and $24\ \mu\text{m}$, are in a region in which molecular gas is lacking, suggesting that the sources have disrupted their molecular environment.

1; 1 10351-5816 C18O(3-2) AP-H301-F101 -4.9 -5.2 Eq 93286. 1

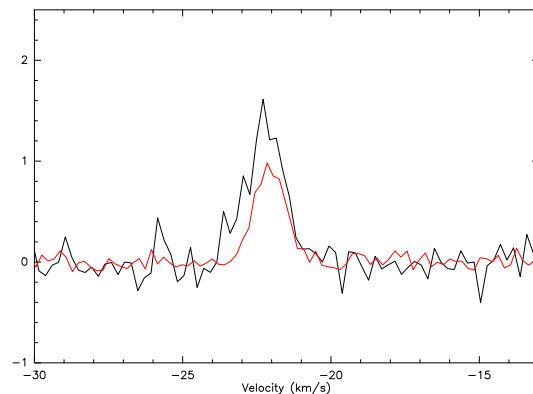


Fig. 3: $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ (black) and $\text{HCO}^+(4-3)$ (red) spectra towards the central position of IRAS 10351-5816. Main-beam brightness temperatures are indicated in the ordinates.

Figure 5 is a composite image showing the Spitzer-IRAC images at $24\ \mu\text{m}$ (red) and $4.5\ \mu\text{m}$ (green), and DSSR2 (blue). The blue cross indicates the position of WISE J103648.97-584010.7, while the red crosses mark

the position of the other class II candidate sources.

For an excitation temperature of 20 K, we calculate masses of 67, 53 and 27 M_{\odot} for Clump 2, 3 and 4, respectively. Estimated ambient densities are in the range $(2-4) \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ for the three clumps. Masses, ambient densities and radii, the distribution of the 24 μm and 8 μm emission, and the presence of IR sources agree with typical star forming regions.

5. 2MASS J10365763-5844052

We focus on the denser clumps, which are detected at C^{18}O . We took into account the emission above 30σ (0.76 K), where $\sigma = 0.025 \text{ K}$. In Figure 6 we show in yellow lines the region considered to calculate the mass involved in the clump and the ambient density. Clump masses and H_2 ambient densities are 65 M_{\odot} and 550 cm^{-3} , and 430 M_{\odot} and 10^3 cm^{-3} for clumps 5 and 6 respectively.

We also estimate the molecular gas parameters throughout the whole region displayed in Fig. 6, from the ^{13}CO emission. Assuming an excitation temperature $T_{exc} = 25 \text{ K}$, we find a molecular mass of 1600 M_{\odot} and an ambient density of 400 cm^{-3} .

6. Conclusions

From Cappa et al. (2008), we choose three YSO candidates to be studied in molecular lines with intermediate angular resolution, and in cold dust emission. It was found that the YSO candidates coincide with dense clumps or are projected on its edges. Based on $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ and HCO^+ line observations, and millimeter continuum at 870 μm obtained with the APEX telescope, and near and mid infrared data, we analyzed the spatial distribution and the main physical parameters of the molecular gas and the cold dust associated with a dense clumps linked to the IRAS and 2MASS sources located in the environs of the HII region Gum31 at $2.5 \pm 0.5 \text{ kpc}$. Star formation is very active in the molecular shell around Gum 31, probably through Collect and Collapse mechanism (Cappa et al., 2008).

Acknowledgements: This project was partially financed by CONICET of Argentina under project PIP 0356 and UNLP under project 11/G120, and CONICYT of Chile through grant No. 1140839.

References

- Cappa C., et al., 2008, A&A, 477, 173, (CNAV08)
 Cyganowski C. J., et al., 2008, AJ, 136, 2391
 Deharveng L., et al., 2003, A&A, 399, 1135
 Elmegreen B. G., Lada C. J., 1977, ApJ, 214, 725
 Lefloch B., Lazareff B., 1994, A&A, 289, 559
 Ohlendorf H., et al., 2013, A&A, 552, A14
 Pomarès M., et al., 2009, A&A, 494, 987
 Vazzano M. M., et al., 2014, A&A, 570, A109

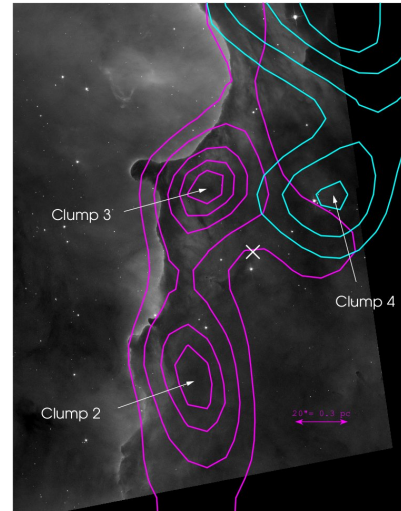


Fig. 4: IRAS 10349-5824. $^{12}\text{CO}(3-2)$ emission at two different velocities: -22.2 km s^{-1} (blue lines) and -23.2 km s^{-1} (magenta lines).

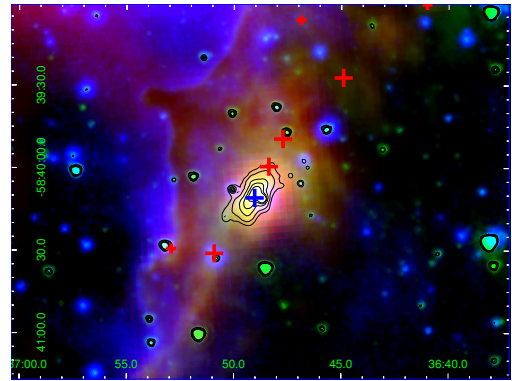


Fig. 5: IRAS 10349-5824. Composite image showing the Spitzer-IRAC images at 24 μm (red) and 4.5 μm (green), and the DSSR2 image (blue). Contours correspond to 4.5 μm (10.0, 12.0, 16.0, 20.0, and 24.0 MJy/sr). Crosses mark the position of the WISE sources.

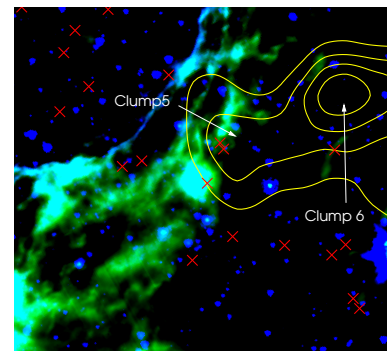


Fig. 6: 2MASS J10365763-5844052. $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ contours (yellow) corresponding to dense gas having velocities in the range -24.4 to -21.3 km s^{-1} , superimposed to the 8 μm (green) and 3.6 μm (blue) images. Crosses mark the position of the 2MASS sources classified as YSO. The image, of $4' \times 4'$ in size, is centered at the source position.



Astrofísica de altas energías de objetos compactos

J.A. Combi^{1,2}

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR-CONICET)

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

Contacto/ JAC: jcombi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En este trabajo se resumen los diferentes aspectos relacionados a la fenomenología que se deriva de la evolución y actividad de objetos compactos (enanas blancas, estrellas de neutrones y agujeros negros) que emiten a altas energías. Inmediatamente surgen 2 preguntas fundamentales: cómo se forman y cómo la materia se comporta bajo el efecto de sus campos gravitacionales, magnéticos y de radiación extremas. La clave para responder algunas de estas cuestiones surge del estudio de estrellas de neutrones aisladas, estrellas de neutrones acrentantes y/o agujeros negros en sistemas binarios. En la última década, la nueva generación de satélites de rayos X/gamma ha impulsado diferentes tipos de investigaciones asociadas a este tipo de objetos hasta niveles sin precedentes y ha permitido reunir importante conocimiento relacionado a su emisión a altas energías. Otros aspectos relacionados a desarrollos instrumentales y futuras misiones orbitales de rayos-X/gamma son también descriptos al final del artículo.

Abstract / This paper summarizes the different aspects related to phenomenology derived from the evolution and activity of compact objects (white dwarfs, neutron stars and black holes) that emit at high energies. The fundamental questions regarding compact objects are how they form, and how material behaves in their extreme gravitational, magnetic and radiation fields. The answers to these questions lie in the study of isolated and/or accreting neutron stars and black holes in binary systems. In the last decade, the new generation of X/Gamma-ray satellites has boosted research in high energy astrophysics of objects of this type, to unprecedented levels. Other issues related to instrumental and future developments of orbital X-ray/gamma missions are also described at the end of the article.

Keywords / radiation mechanisms: general — X-rays: binaries — gamma rays: stars — stars: black holes — accretion, accretion disks

1. Introducción

Los objetos compactos (OCs), representan el punto final de la evolución estelar. Son responsables de algunos de los fenómenos más exóticos que ocurren en el Universo, tales como las explosiones de supernovas, los púlsares emisores de radio, fuentes brillantes de rayos-X, magnetares o estallidos de rayos-gamma. El estudio de objetos compactos es muy importante desde el punto de vista de la física fundamental, ya que sus altas densidades y potentes campos magnéticos permiten estudiar física bajo condiciones extremas, y además, sus fuertes campos gravitacionales proveen un escenario ideal para explorar las consecuencias de la relatividad general.

Una estrella normal brilla y por lo tanto consume su reserva de combustible nuclear en un tiempo finito. Cuando ha consumido toda su energía (lo que se llama muerte estelar), la presión del gas en el interior caliente no puede soportar el peso de la estrella, y por lo tanto, esta colapsa a un estado más denso: se forma así una estrella compacta. Por definición podemos decir que son objetos cuya velocidad de escape $V_{esc}=(2GM/R)^{1/2}$ se aproxima a la velocidad de la luz, o cuyo radio R no es mucho mayor que el radio de Schwarzschild $R_{SC}=2GM/c^2$ (el cual es de unos 2.95 km para objetos de $1 M_{\odot}$). Podemos pensar entonces a una estrella compacta, como una enana blanca (White dwarf - WD) o una estrella de

neutrones (Neutron star - NS) como un estado sólido, a diferencia de una estrella normal que tiene un interior gaseoso. En contraste a esto, el interior de un agujero negro (Black hole - BH) es muy enigmático. Su superficie está formada por un tipo de membrana semipermeable prohibida a toda emisión clásica desde su superficie. La fuente del campo gravitacional de un BH es un tipo de singularidad de curvatura, la cual está oculta detrás de esta membrana (para más detalles ver Shapiro & Teukolsky, 1983).

Una estrella normal puede considerarse como un objeto totalmente Newtoniano, en el sentido de que campo gravitacional es una mera solución de la Ecuación de Poisson. La gravedad de un objeto compacto, por otro lado, depende de los conceptos del espacio-tiempo y debe ser descripta por la Relatividad General. Los objetos compactos como las WDs y las NSs tienen densidades extremadamente altas, que no pueden ser creadas en laboratorios terrestres e involucran fases de la materia que aún no son muy bien entendidas.

En el caso de las NSs, por ejemplo, la relación masa-radio, permite investigar la ecuación de estado a densidades supranucleares y puede revelar en el futuro la existencia de "quarks" de materia en una de sus fases de superconductor (Camenzind, 2007). Una medida exacta de sus masas puede obtenerse de sistema binarios, es-

pecialmente aquellos que contienen radio pulsares. Una medida de sus radios es más difícil de obtener, pero puede ser posible a través de estudios del redshift gravitacional”, enfriamiento de NS o del estudio de la dinámica del gas cerca de la órbita circular más interna, que predice la Relatividad General.

Con el advenimiento de la nueva generación de satélites orbitales de rayos-X/gamma como XMM-Newton, Chandra y Fermi o telescopios con base terrestre que detectan rayos-gamma con energías de TeV, como HESS y Magic, nuestro conocimiento de las características, comportamiento y evolución de objetos compactos, se incrementó considerablemente. A continuación se desarrolla una breve reseña histórica del descubrimiento y estudios de los OCs, se describen sus propiedades, los avances desde el punto de vista de la Astrofísica de altas energías de los diferentes tipos de objetos y las misiones futuras que ayudarán a descentrañar fenómenos que involucran a la gravedad relativista.

2. Clases de objetos compactos

2.1. Breve reseña histórica

El estudio de OCs tiene sus inicios con el descubrimiento de las WDs y la descripción exitosa de sus propiedades a través de la estadística de Fermi-Dirac, asumiendo que el colapso gravitatorio se puede evitar por la presión de electrones degenerados (no es un problema moral), una idea propuesta inicialmente por Fowler (1926). Más tarde, la masa máxima que podía poseer una WD fue introducida por Chandrasekhar (1931) teniendo en cuenta los efectos relativistas. En 1932 Chadwick descubre el neutrón. Inmediatamente, las ideas inicialmente sugeridas para los electrones se generaliza para los neutrones. Se predice así, la existencia de una nueva clase de estrella compacta - las estrellas de neutrones. El primer modelo para NSs, en el cual se describe la materia de tal estrella como un gas de neutrones degenerados fue realizado por Oppenheimer & Volkoff (1939). Sus cálculos también mostraron la existencia de una masa máxima, como en el caso de las WDs, por encima de la cual la estrella no es estable y colapsa a un BH. La masa máxima estable sería de $0.75 M_{\odot}$ (Oppenheimer & Volkoff, 1939). Unos 30 años más tarde, en 1967, se descubre la primera NS - un objeto pulsante en la banda de radio (o radio pulsar). En 1974, el pulsar PSR 1913+16 fue observado por primera vez en un sistema binario, lo que permitió obtener medidas exactas de su masa, la cual fue de $1.44 M_{\odot}$. Así el escenario simple de un gas ideal fue descartado y surgió la necesidad de que debían introducirse las interacciones entre los nucleones para explicar la masa medida.

2.2. Propiedades de objetos compactos

El estudio de los OCs comienza al final de la evolución estelar de una estrella normal. La Figura 1 muestra el tipo de objeto compacto resultante, dependiendo de la masa inicial de la estrella. Estrellas con $M \leq 8 M_{\odot}$ tendrán como resultado una WD, mientras que estrellas con $M \geq 8 M_{\odot}$ podrán dar como resultado una NS o un

BH.

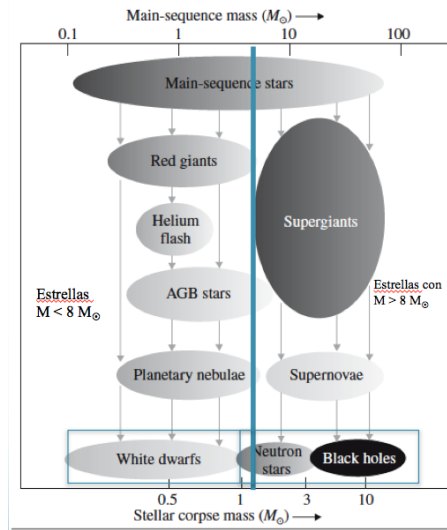


Fig. 1: Estrellas compactas como resultado del punto final de la evolución estelar en función de la masa inicial.

Todos estos objetos difieren de las estrellas normales en al menos 2 aspectos:

- No queman combustible nuclear, y por lo tanto no detienen el colapso gravitacional por medio de presión térmica. Mientras las WDs balancean el empuje de la gravedad por medio de la presión de electrones degenerados, las NSs lo hacen por la presión de neutrones degenerados y quarks. Solo los BHs son estrellas totalmente colapsadas formadas por fuerzas auto-gravitantes. Estos objetos pueden ser considerados como un tipo de solución de las ecuaciones de Einstein.
- La segunda propiedad característica es su tamaño compacto. Son mucho más pequeñas que las estrellas normales y por lo tanto el campo gravitacional en su superficie es mucho más potente.

2.3. Enanas blancas

Las WDs son estrellas de $1 M_{\odot}$ y un radio característico de 5000 km, lo cual corresponde a una densidad media de 10^6 g cm^{-3} . La formación de estos cuerpos es progresiva y lenta. En las estrellas evolucionadas las capas más externas están muy expandidas en sus transformaciones a estrellas de la rama asintótica gigante y poco a poco se desprenden de su núcleo agotado. Cuando ya no tienen lugar las reacciones de fusión, el núcleo se contrae y se calienta, pero sin llegar a la T de ignición de la siguiente fase. Antes de llegar a dicha T los electrones degenerados detienen el proceso. Se forma así una enana blanca con una temperatura inicial en su núcleo de entre 10^2 y 2×10^3 grados que se irá enfriando paulatinamente. El material desprendido da lugar a una nebulosa planetaria en cuyo centro estará la enana blanca.

Durante el siglo XIX, las técnicas para medir la posición de estrellas se volvieron lo suficientemente precisas

como para poder detectar cambios muy pequeños en la posición de algunas de ellas. En 1844, Friedrich Bessel, utilizando estas técnicas percibió que las estrellas Sirio (α Canis Majoris) y Procyon (α Canis Minoris) estaban variando sus posiciones, por lo que dedujo que estos cambios de posición eran debidos a una estrella invisible hasta entonces. Bessel estimó que el período de dicha estrella era de aproximadamente unos 50 años. Más tarde en 1851, C.H.F. Peters calculó una órbita para dicha estrella. La estrella mencionada no era otra que Sirio B, también conocida como el Cachorro, la segunda enana blanca hasta ese momento descubierta.

La Figura 2, muestra una comparación entre Sirio A y Sirio B. La enana blanca Sirio B es el punto diminuto situado en la parte inferior izquierda de la imagen. La estrella mucho más brillante es Sirio A, una estrella de secuencia principal. Generalmente las WDs no emiten a altas energías y por eso se las conoce como estrellas compactas frías.

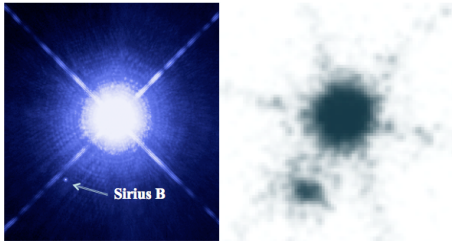


Fig. 2: Izquierda: Imagen tomada por el Telescopio espacial Hubble. Derecha: imagen tomada con el telescopio de rayos-X Chandra.

2.4. Estrellas de neutrones

Las NSs son objetos que poseen masas $M \sim 1,4 M_{\odot}$ y radios $R \sim 10$ km, por lo que su densidad promedio es de 7×10^{14} g cm⁻³. La estructura de las estrellas de neutrones puede dividirse en cuatro capas: atmósfera, envoltura, corteza y núcleo (Haensel et al., 2007). La Figura 3 muestra un esquema de su estructura.

La atmósfera es una capa delgada de unos (0.1-10) cm de espesor, compuesta por un plasma que cumple el rol de la fotosfera de una estrella normal, la cual es responsable de producir el espectro de radiación térmica, y está determinado por la temperatura y gravedad superficiales, composición química e intensidad y geometría del campo B . Por debajo de la atmósfera se encuentra la envoltura que está compuesta por un plasma de iones y un gas de electrones degenerados. Aquí las densidades crecen de 10^4 a 10^6 g cm⁻³ y el gas de electrones degenerados se vuelve ultra-relativista. La corteza se extiende desde la densidad a la cual la envoltura se solidifica ($10^8 - 10^9$ g cm⁻³) hasta la aparición del núcleo (10^{14} g cm⁻³). Tiene un espesor típico de 1 km y está dividida en externa e interna. La corteza externa tiene un espesor típico de 0.1 km y está formada por una red cristalina de iones con número atómico Z creciente hacia el interior y un gas de electrones degenerado relativista que proporciona la presión. Hacia el interior, a medida que la densidad

aumenta, la captura electrónica por parte de los iones enriquece en neutrones los núcleos hasta que, en la interface entre la corteza externa e interna, a la densidad $\rho_{ND} \sim 4 \times 10^{11}$ g cm⁻³, los neutrones comienzan a desligarse de los núcleos (Camenzind, 2007). A partir de aquí, con un espesor de 1 km, se extiende la corteza interna. Por último, el núcleo el cual también se divide en una parte externa que está presente en todas las estrellas de neutrones, y una parte interna que sólo es contenida por las estrellas de neutrones de mayor masa. La parte externa, de unos pocos kilómetros de espesor, está compuesta por materia nuclear, es decir un gas eléctricamente neutro de protones, neutrones, electrones y, eventualmente muones. La composición de la parte interna del núcleo es desconocida. Se piensa que podría estar compuesta fundamentalmente por nucleones, hiperones o incluso quizás por una fase de quarks libres.

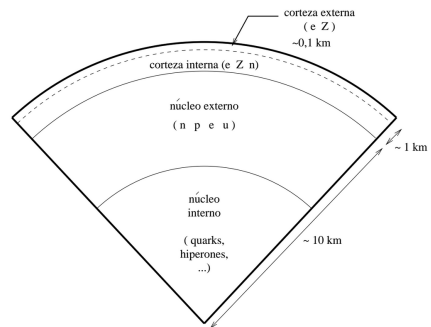


Fig. 3: Representación esquemática de la estructura de una estrella de neutrones (Haensel et al., 2007).

2.5. Agujeros negros

Un BH puede definirse como una región finita del espacio en cuyo interior existe una concentración de masa lo suficientemente elevada como para generar un campo gravitatorio tal que ninguna partícula material (ni siquiera la luz), puede escapar de ella. En este caso, la velocidad de escape es igual a la velocidad de la luz c . La gravedad de un agujero negro, o "curvatura del espacio-tiempo", provoca una singularidad envuelta por una superficie cerrada, llamada horizonte de sucesos. La Figura 4, muestra la estructura de un BH.

En la próxima Sección, se describen los resultados observacionales obtenidos a altas energías, por telescopios de rayos-X/gamma, principalmente de NSs y BHs de masa estelar.

3. Emisión de alta energía de objetos compactos

La Astrofísica de altas energías es el estudio de objetos astronómicos en la banda de los rayos-X y los rayos gamma, como así también el estudio de neutrinos y rayos cósmicos. En general, involucra investigaciones en cualquier banda del espectro electromagnético que brinde información sobre procesos de altas energías, en los

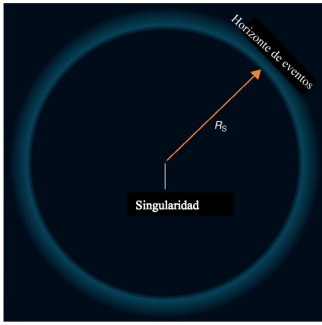


Fig. 4: Estructura de un BH de Schwarzschild.

cuales las partículas alcanzan velocidades cercanas a la de la luz o la presencia de plasmas con temperaturas mayores a 10^6 K. En lo que sigue, se describen los resultados obtenidos a altas energías de objetos compactos (en particular que emiten rayos-X o rayos-gamma) que se encuentran aislados o en sistemas binarios.

3.1. Estrella de neutrones aisladas

Con el descubrimiento de la primera fuente de rayos-X extrasolar (Sco X-1) por Giacconi et al. (1962), se genera un fuerte interés por el estudio de NSs. Principalmente, porqué las observaciones realizadas a altas energías brindan información vital asociadas a la fenomenología de NSs aisladas, las cuales son extremadamente importantes en física fundamental. A partir de 1968, comienzan a desarrollarse una gran cantidad de trabajos teóricos sobre propiedades de NSs, los cuales fueron además estimulados por el descubrimiento de fuentes de rayos-X compactas pulsantes, detectadas por el telescopio UHURU en 1971.

Una NSs aislada no está asociada a un resto de SN ni forma parte de un sistema binario. Aunque se detectan principalmente por su emisión en ondas radio, algunas han sido descubiertas originalmente en rayos X y/o rayos gamma. Su radiación a altas energías puede ser de origen térmico (producida en la superficie de la estrella), consecuencia de la alta temperatura generada en el momento de su formación, o de origen no-térmico producida en la magnetósfera (plasma magnetizado) del objeto.

3.2. Nebulosas de vientos de pulsar

Las nebulosas de vientos de púlsares (o Pulsar Wind Nebula - PWN), están asociadas a restos de SN y se generan por la energía rotacional de un pulsar. En este viento, las partículas se mueven a velocidades relativistas (cercanas a las de la luz) y están unidas a campos magnéticos intensos. Las partículas del viento se alejan del pulsar radialmente, todas con la misma energía, hasta que llegan a una onda de choque donde sus direcciones se vuelven aleatorias y su distribución de energía adopta la forma de una ley de potencias, con índice fotónico del tipo $\Gamma \sim 2-4$, que se vuelve más "blando," medida que nos alejamos del objeto central. Sólo a partir de esa onda de choque las partículas empiezan a emitir radiación, que se observa desde frecuencias de radio a rayos gamma. En

general, a esta estructura se la conoce como "plerión", la cual tiene una región terminal formada por otra onda de choque, que lo separa del medio interestelar. Esta radiación se produce por mecanismo sincrotrón de las partículas de alta energía del viento y por partículas que se aceleran en la propia onda de choque. En algunos pleriones se ha observado también una segunda componente de radiación de más alta energía (rayos gamma) que se produce por efecto Compton Inverso, producto de la interacción de estas mismas partículas con fotones ópticos. La Figura 5, muestra la parte interna del pulsar de Crab. Como puede verse, en la parte central se encuentra el pulsar, una estructura del tipo "jetz un toroide formado por la energía rotacional del pulsar. En relación a este tipo de objetos es importante mencionar que recientemente, una nueva candidata a PWN fue descubierta en el cielo del hemisferio sur por García et al. (enviado a A&A), usando observaciones de rayos-X obtenidas con el telescopio XMM-Newton. La Figura 6, muestra una imagen donde coexisten una fuente puntual (el pulsar) y otra extendida (la PWN). Aunque aún no se ha podido confirmar que el pulsar se mueve a gran velocidad, la morfología y características espectrales de la emisión de rayos-X sugieren fuertemente este tipo de escenario.

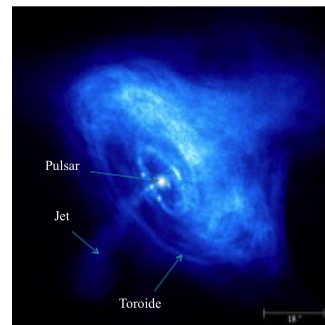


Fig. 5: Imagen Chandra del pulsar de Crab en el rango de energía de 0.5-10 keV.

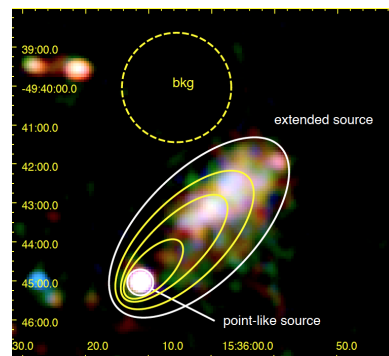


Fig. 6: Imagen XMM-Newton de la recientemente descubierta PWN en el rango de energía de 0.5-10 keV (García et al. 2015, enviado a A&A)

3.3. Objetos compactos centrales

Los objetos compactos centrales (CCOs) son NSs de muy bajo campo magnético ($B \leq 10^{10-11}$ G), conocidos como anti-magnetares, que se encuentran en la región central de sólo algunos remanentes de supernovas (SNRs). Ya que son objetos asociados a SNRs, se pudo discernir que son objetos jóvenes, o sea, con edades $\leq 10^4$ años. Al presente sólo se conoce una lista de unos 10 CCOs confirmados (Pavlov et al. 2006) y unos 4 posibles candidatos (Combi et al. 2010). En general, son objetos que no presentan una PWN y por lo tanto no están asociados a pulsares energéticos. Tienen una serie de características típicas que incluye: ausencia de radio emisión, emisión débil en la banda de los rayos-X, cuyo espectro puede modelarse con un modelo de cuerpo negro (Blackbody- BB) con temperatura $kT \sim 0.4$ keV y luminosidades $L_X = 10^{33-34}$ ergs s^{-1} . En algunos casos, también se ha observado que su espectro puede ser del tipo ley de potencia. Por esta razón, la emisión de rayos-X es aún un tema no muy bien conocido. Este tipo de objetos se han encontrado en por ejemplo: Cas A, Pup A y G347.4-0.5. La Figura 7 muestra el CCO descubierto en G344.7-0.1 por Combi et al. (2010), usando observaciones combinadas de XMM-Newton y Chandra.

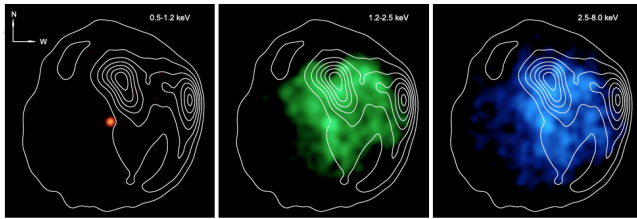


Fig. 7: Imágenes Chandra del SNR G344.7-0.1 en 3 rangos de energía. Panel izquierdo: rayos-X blandos (0.5-1.2 keV) en rojo. Medio: Energías de rayos-X medios (1.2-2.5 keV) en verde. Derecha: rayos-X duros (2.5-8 keV) en azul. Contornos de radio a 843 MHz son indicados en blanco Whiteoak & Green (1996).

3.4. Binarias de rayos-X

La detección de fuentes de rayos-X muy brillantes en los años 60s, cambió por completo el panorama de varios problemas en Astrofísica de altas energías. Hasta ese momento ningún fenómeno conocido era capaz de generar las enormes luminosidades observadas en la banda de los rayos-X. Las identificaciones ópticas de fuentes muy intensas emisoras de rayos-X como Sco X-1 y Cyg X-2, estimuló a teóricos y observadores por igual a investigar más en profundidad a este tipo de estrellas. Surgieron enseguida las siguientes preguntas: ¿Qué generaba la emisión de rayos-X tan intensa? y ¿Por qué estas fuentes de rayos-X extremadamente potentes estaban asociadas a objetos detectados en la banda óptica?.

La respuesta a estas preguntas llegó con la puesta en órbita del satélite Uhuru en 1971. Poco después de su lanzamiento, se descubrieron 2 fuentes de rayos-X que presentaban pulsos regulares, con períodos preci-

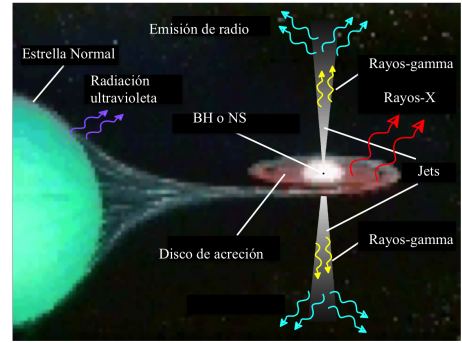


Fig. 8: Componentes de un sistema binario y los tipos de radiación que se originan en sus diferentes regiones.

sos (Giacconi et al., 1971). Ambas fuentes presentaban desplazamientos Doppler y eclipses de rayos-X (Schreier et al., 1972). Inmediatamente se pudo inferir que ambos objetos deberían ser sistemas binarios (formados por una estrella normal y un objeto compacto), donde el objeto compacto era una NS que gira a alta velocidad. Un período tan corto indicaba que las dos componentes debían estar muy cerca y por lo tanto interactuando. Esto sugería la existencia de intercambio de materia y que la fuente de rayos-X era la gravedad. En este caso, la materia se transfiere de la componente normal al objeto compacto, liberando por lo tanto una gran cantidad de energía gravitacional en forma de rayos-X. La región donde se genera la emisión de rayos-X, dependerá de las características del sistema binario.

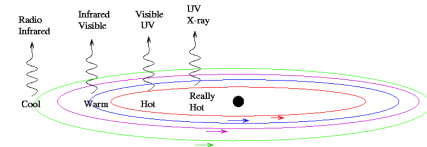


Fig. 9: Regiones del disco de acreción asociadas a radiación originada en diferentes bandas del espectro electromagnético.

Existen dos tipos de sistemas binarios de rayos-X (XRBs): los de baja masa (LMXB) en el que la estrella compañera es del tipo espectral menor a B y los de alta masa (HMXB) con tipo espectral del tipo OB. En ambos sistemas el mecanismo de transferencia de masa al objeto compacto (una NS o un BH) es diferente. La Figura 8 muestra los diferentes componentes de una XRB y los tipos de radiación originados en sus diferentes regiones. Como puede verse, la emisión de alta energía se genera en el disco de acreción y en las diferentes partes del jet. La estrella normal emite en el óptico y ultravioleta, mientras la emisión de radio esta asociada a la parte terminal de los jets, cuando éstos chocan con el medio interestelar.

Uno de los aspectos más importantes de la emisión originada a altas energías ocurre en el disco de acreción. La Figura 9 muestra como las diferentes regiones están asociadas a radiación detectada en diferentes bandas del espectro electromagnético. Como puede verse, la emisión de alta energía esta relacionada con las partes

más internas del disco de acreción, donde se origina radiación de rayos-X.

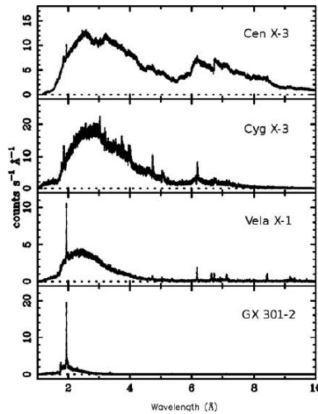


Fig. 10: Espectros en la banda de los rayos-X de sistemas binarios con distintos grados de absorción debida a el material situado entre el la fuente y el observador.

En estos sistemas, la absorción producida por la densidad columnar (N_H) producida por el material situado en la línea de la visual entre el observador y el objeto, juega un papel fundamental. La Figura 10 muestra varios ejemplos de como N_H afecta al espectro observado en rayos-X. En Cen X-3, el bajo valor de N_H permite inferir que las líneas de emisión son débiles y que el continuo, en este caso es dominante. En Cyg X-3, los altos valores de N_H permiten ver que existen potentes líneas de emisión. En Vela X-1 el continuo está mucho más absorbido en la parte "dura" (hacia la izquierda de la imagen). En la parte "blanda" las líneas son más fuertes, lo que permite inferir que no están afectadas por el mismo material absorbente. Finalmente, en GX 301-2 vemos que la emisión-X de líneas y continuo en la parte "blanda" están fuertemente absorbidas y solo la línea de Fe es dominante. Un espectro de rayos-X típico (sin corrección por absorción) de una NS en el sistema binario de baja masa NGC6205 (Gendre et al., 2003), observado por ROSAT y XMM, se muestra en la Figura 11.

3.5. Disco de acreción y la línea de Fe

Una de las investigaciones más importantes que involucra a objetos compactos, es el estudio de la línea de Fe observada en el espectro de sistemas binarios, cuyo objeto compacto es un BH de masa estelar. Ya que en estos objetos es imposible detectar cualquier tipo de radiación que se origine en su superficie, sólo de manera indirecta podemos obtener información relacionada a sus propiedades físicas como la masa M o el momento angular L . Estos dos parámetros determinan completamente la escala y naturaleza del espacio-tiempo entorno del objeto, la cual viene descrita por la métrica de Schwarzschild. En este caso las órbitas estables son solo permitidas hasta un radio mínimo $R=6GM/c^2$, conocido como el radio de la órbita circular estable más interna (innermost stable circular orbit, ISCO). Este radio

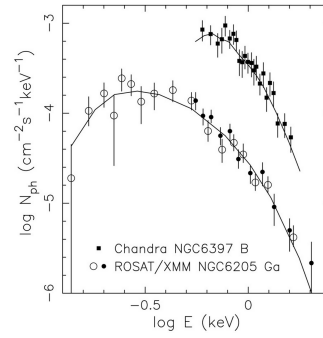


Fig. 11: Espectro de rayos-X de una NS observado por ROSAT y XMM.

R_{ISCO} depende del momento angular o "spin" del BH. Información vital sobre este parámetro puede obtenerse de la deformación producida en la línea de Fe de un espectro de rayos-X, la cual se produciría por irradiación sobre un disco débilmente ionizado, de una fuente de rayos-X duros originados en una corona Comptonizada. La Figura 12 muestra la situación.

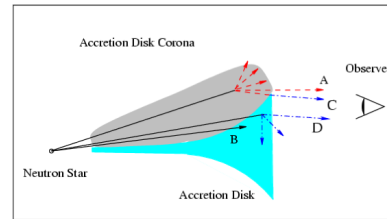


Fig. 12: Origen de la línea de Fe en un disco de acreción. El esquema muestra cómo el disco de acreción es irradiado por una corona Comptonizada.

Electrones del nivel K del Fe son excitados y el subsecuente decaimiento produce la línea de Fe K-alfa observada a 6.4 keV. En este caso dos tipos de espectros posibles pueden observarse, dependiendo del grado de deformación o ensachamiento. Para un BH que no esta en rotación (o de Schwarzschild) la deformación de la línea es menor que la de un BH en rotación (o de Kerr). En ambos casos, el efecto Doppler y redshift gravitacional presentan diferentes grados de deformación. La Figura 13 muestra los dos tipos de líneas de Fe en los espectros de rayos-X. En ambos casos se puede observar que existe un ensanchamiento de la línea, dos picos y la amplificación del pico mayor.

3.6. Microcuasares y púlsares no-acretantes

Con respeto de las investigaciones más actuales que involucra la presencia de objetos compactos, vale mencionar el estudio de Microcuasares y pulsares no-acretantes. Estos dos escenarios intentan explicar la detección de emisión de rayos-X asociada a emisión de rayos-gamma con energías de GeV/TeV observada con los telescopios Fermi, MAGIC y HESS en diferentes sistemas binarios de rayos-X o de pulsares no-acretantes. Entre los casos mas representativos de este tipos de objetos están Cy-

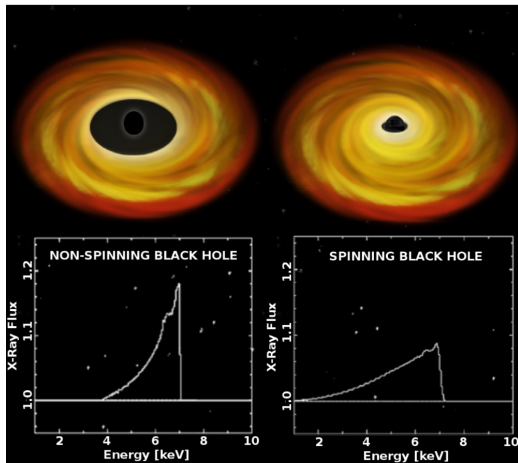


Fig. 13: Ejemplos de la línea de Fe en espectros de rayos-X para BH de Schwarzschild y de Kerr

gnus X-1 y Cygnus X-3 (microcuasares) y PSR B1259-63 (pulsar no acretante).

En los microcuasares hay disco de acreción que se forma por transferencia de masa y presenta jets bipolares de plasma relativista observables en la banda de radio. Los electrones del jet producen radiación sincrotrón cuando interactúan con los campos magnéticos y la emisión gamma de alta energía se produce por radiación Compton inversa cuando partículas del jet colisionan con fotones UV o por procesos hadrónicos por interacciones pp+ con iones acelerados en el viento de la estrella (Romero et al. (2003); Bosch-Ramon et al. (2006); Paredes et al. (2006)). La Figura 14, panel izquierdo muestra la situación.

En los pulsares no acretantes en cambio, el viento relativista de un pulsar es contenido por el viento estelar de la estrella, la aceleración de partículas en la parte terminal genera emisión sincrotrón y Compton Inversa. Más allá del shock terminal se forma una nebulosa de partículas aceleradas detrás del pulsar. En este caso, la forma cometaria de la nebulosa es similar al caso de pulsares aislados moviéndose a través del medio interestelar (Sierpowska-Bartosik & Torres, 2007). La Figura 14, panel derecho muestra la configuración descripta.

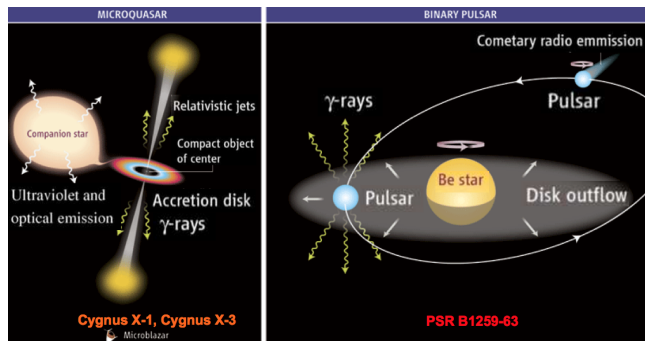


Fig. 14: Configuración para dos posibles escenarios astrofísicos que involucra a un microcuasar o un pulsar no acretante.

4. Futuras misiones

Finalmente es importante mencionar que dos de las misiones de rayos-X actualmente en operabilidad: NuSTAR y el telescopio de rayos X MAXI de la Agencia Espacial Japonesa (JAXA), cuentan con un instrumental en órbita con características sin precedentes. NuSTAR es el primer telescopio capaz de localizar rayos-X con energías de 6 a 79 keV. Mientras que MAXI ha sido diseñado para realizar un monitoreo continuo de todo el cielo en busca de fuentes variables. Fundamentalmente, de objetos que muestren comportamientos conocidos como transitorios, descubrir nuevos candidatos a BHs, y pulsares con episodios de alta actividad en la banda de los rayos-X asociados a estallidos de rayos-gamma observados con otros instrumentos. Esto permitirá conformar un escenario astrofísico unificado que involucre objetos de este tipo y observar por primera vez el instante en que un BH engulle a una estrella.

4.1. Agradecimientos

Agradecimientos: Agradezco al Lic. Federico García por leer detenidamente el manuscrito. Agradezco también al Comité Organizador Local de la 57 Reunión de la AAA por la ayuda recibida durante la reunión. J.A.C. es investigador de CONICET. El autor agradece la financiación de la DGI del Ministerio de Educación y Ciencia español bajo los proyectos AYA2004-07171-C02-02 y FEDER del Plan Andaluz de Investigación de la Junta de Andalucía como grupo de investigación FQM322.

Referencias

Bosch-Ramon V., Romero G. E., Paredes J. M., 2006, *A&A*, 447, 263
 Camenzind M., 2007
 Chandrasekhar S., 1931, *ApJ*, 74, 81
 Combi J. A., et al., 2010, *A&A*, 522, A50
 Fowler R. H., 1926, *MNRAS*, 87, 114
 Gendre B., Barret D., Webb N., 2003, *A&A*, 403, L11
 Giacconi R., et al., 1971, *ApJL*, 167, L67
 Giacconi R., et al., 1962, *Physical Review Letters*, 9, 439
 Haensel P., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G., eds, 2007, *Neutron Stars 1 : Equation of State and Structure Vol. 326 of Astrophysics and Space Science Library*
 Oppenheimer J. R., Volkoff G. M., 1939, *Physical Review*, 55, 374
 Paredes J. M., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2006, *A&A*, 451, 259
 Romero G. E., et al., 2003, *A&A*, 410, L1
 Schreier E., et al., 1972, *ApJL*, 178, L71
 Shapiro S. L., Teukolsky S. A., 1983, *Journal of the British Astronomical Association*, 93, 276
 Sierpowska-Bartosik A., Torres D. F., 2007, *ApJL*, 671, L145
 Whiteoak J. B. Z., Green A. J., 1996, *A&AS*, 118, 329



Electromagnetic cascades propagating from low-redshift blazars

M. Orellana^{1,2}, L.J. Pellizza^{2,3}, G.E. Romero^{2,3}, M. Tueros^{2,3}, M.C. Medina^{2,3} & S. Pedrosa^{2,4}

¹ *Sede Andina de la Universidad Nacional de Río Negro*

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

³ *Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)*

⁴ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE, CONICET-UBA)*

Contact/ MO: morellana@unrn.edu.ar

Resumen / Se ha establecido que la radiación extragaláctica de fondo atenúa los fotones de muy alta energía emitidos por blazares a través del proceso de creación de pares. Los pares son desviados por el campo magnético extragaláctico (EGMF) y se enfrían por dispersión Compton Inversa con los fotones del fondo cósmico de microondas mientras desarrollan cascadas electromagnéticas. El EGMF también puede extraer energía de los pares en forma de radiación sincrotrón. El espectro originalmente emitido, la extensión de la fuente y el tiempo de arribo de los fotones resultantes se ven modificados por tales procesos. Para estudiar este problema hemos considerado que la emisión originada por los blazares sigue una ley de potencias con un corte exponencial, y seguimos la trayectoria tridimensional de cada partícula y fotón de la cascada. En este trabajo describimos los resultados obtenidos a partir de las simulaciones considerando la propagación a lo largo de distancias del orden de unos 100 Mpc. Se pone el énfasis en la construcción de la distribución espectral final resultado de la conservación de la energía, que por tanto combina la información de los diferentes canales de pérdidas. La forma de la distribución espectral cambia al variar el valor del campo magnético asumido.

Abstract / It has been established that the Extragalactic Background Light attenuates the very high-energy photons emitted by blazars through pair production. The pairs are deflected by the Extragalactic Magnetic Field (EGMF) and cooled down by Inverse Compton scattering with the Cosmic Microwave Background (CMB) photons while they develop an electromagnetic cascade. The EGMF may also take out energy from the pairs in the form of synchrotron radiation. The originally emitted spectrum, the source extent and the arriving time of the photons are modified by such cascades. In order to study this problem we assume the blazar original emission to follow a power-law with exponential cutoff, and track the three-dimensional trajectories of each particle and photon in the cascade. In this work we describe the results of numerical simulations regarding the γ -ray propagation through ~ 100 Mpc scales, making focus on the construction of the outcoming spectrum which results from the energy conservation and thus combines the information from the different channels of energy losses. Different spectra arise when varying the EGMF strength.

Keywords / gamma rays: diffuse background — (galaxies:) BL Lacertae objects: general — radiative transfer

1. Interaction distances

Diffuse radiation fields permeate the Universe at all wavelengths. The diffuse light spanning the UV to far-IR wavelengths, known as the Extragalactic Background Light (EBL), is the result of the radiation by all the stars which have ever existed in the observable Universe, and the dust absorption and reradiation.

The EBL is a source of the very high-energy (VHE) gamma-ray opacity that results in e^\pm pair creation. This is a largely studied problem (e.g Gould & Schreder, 1967), and one of present relevance evolving along with the growth of the high and VHE observational capabilities (Biteau, 2013, and references therein). Over a wide energy range the pairs produced by the γ absorption interact with the Cosmic Microwave Background (CMB), as it is denser than the EBL and there is no threshold energy for the Inverse Compton (IC) scattering.

Several models have been proposed for the EBL spectra Franceschini et al. (2008); Finke et al. (2010); Gilmore

et al. (2012) among others. The Fermi satellite has confirmed (Ackermann et al., 2012) the EBL imprint in connection with blazars, i.e. active galactic nuclei that expels relativistic jets of magnetized plasma in our direction. The EBL has a complex time evolution therefore the interaction distances of the γ -ray are redshift dependent. For testing purposes of our code we study a closely blazar as the primary photon source, and approximate the EBL density for its spectrum at $z \ll 1$.

The intergalactic medium is also a magnetic, turbulent place. Observational evidence for the presence of the Extragalactic Magnetic Field (EGMF or Intergalactic, IGMF in some references) constraints its strength to be $\geq 10^{-17}$ G (Neronov & Vovk, 2010). This field deflects the pairs from their initial directions thus a 3D treatment of the electromagnetic cascade is mandatory. In this work we assume a coherence length $\lambda_B \sim 1$ Mpc as the characteristic distance over which the magnetic field direction changes. We follow the topology proposed

by Elyiv et al. (2009). Figure 1 shows a comparison between the mean free paths for e^\pm and their gioradii for extreme values of the EGMF. If the EGMF were stronger the cascade may result in an extended isotropic emission or halo Ando & Kusenko (2010).

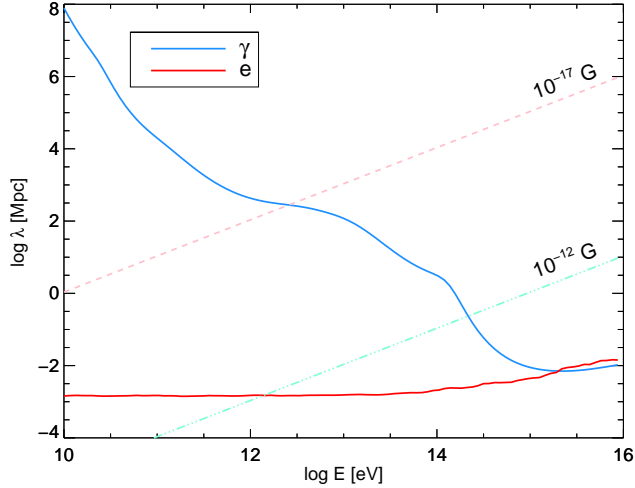


Fig. 1: Typical distances for the cascade development: the mean free paths and gioradii. The EBL model (Gilmore et al., 2012) corresponding to $z = 0.025$ was considered. Two values of the EGMF are shown for illustration purposes.

Our numerical simulations regarding the γ -ray propagation through ~ 100 Mpc scales were run with the code presented in Pellizza et al. (2010); Orellana et al. (2013) for solving the trajectory equations of the particles through Markov Chain Monte Carlo and molecular dynamic techniques. These methods are combined as to avoid simplifying assumptions by including the exact expressions of the involved cross sections. In addition, full temporal and spatial descriptions are achieved.

2. Simple jet model

Figure 2 shows results from monoenergetic injected photons of 100 TeV cascading from a source located at $d = 600$ Mpc, confined within a 6 degree jet-like cone. We recover all the photons at a distance greater than d crossing a plane perpendicular to the jet direction, i.e. on-axis. A detailed study of the angular and temporal properties will be presented in a forthcoming paper.

In order to consider a more realistic initial scenario, we have studied the reprocessing of VHE photons from a putative blazar located at 600 Mpc, similar to the blazar 1ES 0229+200. In recent years this blazar has become one of the primary sources used to put constraints on the EBL as it was detected by HESS, and has a weak Fermi detection. We assume the intrinsic spectrum to be a cut-off power-law with photon index $\Gamma = -1.5$ and $E_{\text{cut}} = 10$ TeV, similar to the study performed by Vovk et al. (2012). The injected and emerging spectral energy distributions are shown in Figure 3 for a case with same

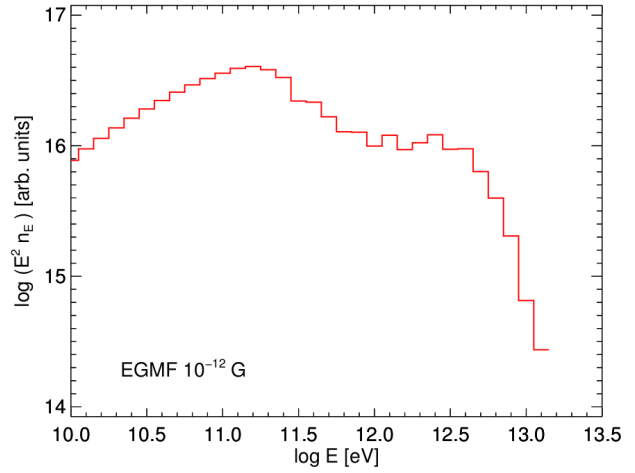


Fig. 2: Outcoming spectral energy distribution (SED) from a monoenergetic injection of 100 TeV photons, considering an aperture of the initial emission of 6 degrees. Energy binning of 0.1 dex was used.

initial direction for all the photons. The cascade and absorbed SED match at energies above ~ 400 GeV.

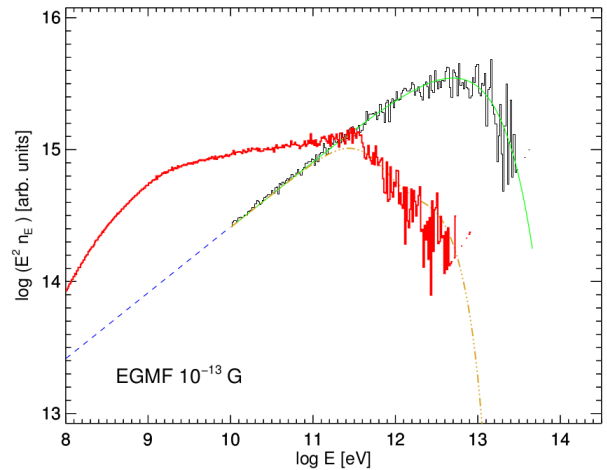


Fig. 3: Cascade processed spectrum. The theoretically injected correspond to a photon index $\Gamma = -1.5$ and 10 TeV cut-off. A large number of primaries ($\sim 10^4$) was tracked in the simultaion. The primary SED is shown in black and theoretical in green. The pure absorbed SED, with the same model as in Figure 1 is in dotted-line. The red continuous line was obtained after the simulation and a synthetic component at low energies was added, indicated by the blue dashed line.

In the simulation runs for Figure 3 the outcome as synchrotron emission was negligible. In Table 1 we show the total energy conservation.

The usual power-law injected spectra (negative photon index, i.e. $\Gamma < 0$) overproduces low-energy primary photons. At energies where $\tau(E) \ll 1$ we have added their contribution to the input and output spectra as a synthetic one. This is not a requirement, but helps to the program performance by avoiding the cpu time

Table 1: Total energy conservation for the example of Figure 3. All the energies are expressed in eV. Note the accuracy reached. Here the low-energy photons have $E < 100$ MeV.

Energy injected by primaries	1.401932×10^{16}
Energy injected by targets	1.396942×10^9
Energy lost via synchrotron	2.477848
Energy lost via leptons	6.221365×10^{15}
Energy via low-energy photons	1.162669×10^{14}
Energy via high-energy photons	7.681694×10^{15}

that would require to generate and follow them, and focus all the resources in the injection at higher energies where the number of photons is smaller. Even with this precaution the final SED is expected to be more noisy at the highest energies considered where the number of photons is smaller*. If a larger number of initial photons were considered, that noise is expected to be reduced.

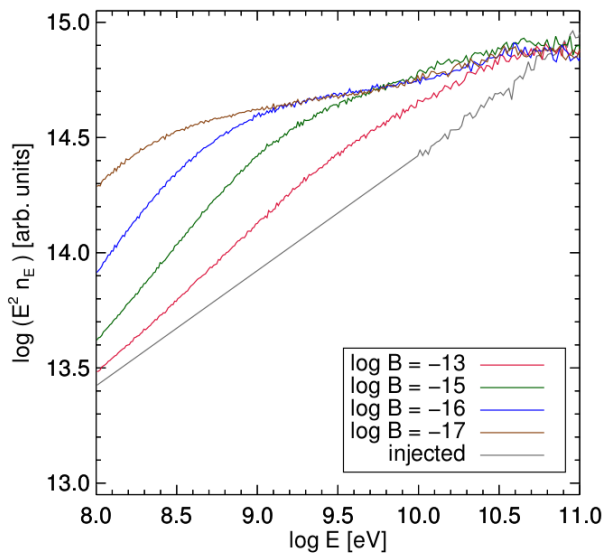


Fig. 4: Cascade from a power-law injection: detail at low energies. A 100 Mpc distance was considered in this case. Colour figures are provided in the electronic edition of the Bulletin.

The cooling of leptons through synchrotron radiation is responsible of the variation of the spectral distribution at GeV energies with the magnetic field strength. Results from other testing runs in Figure 4 illustrate this effect.

3. Conclusions

In order to construct the SED the outcoming photons are binned in energy, being also possible to consider their

* The automatic bin size routine chooses a number of bins (initially, $\sqrt{2N}$). If this leads to a histogram in which $> 1/5$ of the central 50% of the bins are empty, it decreases the number of bins and tries again. See NASA IDL Astronomy User's Library.

temporal or spatial distributions. Total energy conservation allows to plot in a consistent way the injected and cascade processed SEDs.

IC scattering in the Thomson regime make the VHE pairs to emit HE photons (i.e. photons with significantly lower energy). If we consider many decades in energy, as in the SEDs shown here, those HE photons cannot be disregarded (see also Aharonian et al., 1994). But, in terms of computing time, we have found a better performance when adding the HE photons as a synthetic component to the injected and the outcoming spectrum. Such procedure is admissible at energies where the opacity is $\tau \ll 1$. The trends of our analysis are consistent with Oikonomou et al. (2014) or Vovk et al. (2012), i.e. a similar variation of the overall SEDs with EGMF strength is found.

The properties of the extended emission around extragalactic gamma-ray sources could be used to reveal the presence of extremely weak magnetic fields in the intergalactic medium, as well as to study the jet configuration and blazar initial spectrum.

Future observations with ground-based Cherenkov telescopes, such as MAGIC Stereo, HESS 2 and CTA, will dramatically improve the measurements of blazar spectra below 100 GeV, allowing much better constraints on the EGMF and EBL. According to these expectations we are currently engaged in the tune of our code for the investigation of VHE radiation reprocessing. The code will allow the simulation of the spectrum of gamma-ray sources in arbitrary environments, using ab-initio computations, eliminating as many simplifying assumptions as possible. We plan to use this tool to simulate different astrophysical sources.

References

- Ackermann M., et al., 2012, *Science*, 338, 1190
 Aharonian F. A., Coppi P. S., Voelk H. J., 1994, *ApJL*, 423, L5
 Ando S., Kusenko A., 2010, *ApJL*, 722, L39
 Biteau J., 2013, in Cambresy L., Martins F., Nuss E., Palacios A., eds, *SF2A-2013, Constraining gamma-ray propagation on cosmic distances*. pp 303–312
 Elyiv A., Neronov A., Semikoz D. V., 2009, *PhysRevD*, 80, 023010
 Finke J. D., Razzaque S., Dermer C. D., 2010, *ApJ*, 712, 238
 Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M., 2008, *A&A*, 487, 837
 Gilmore R. C., et al., 2012, *MNRAS*, 422, 3189
 Gould R. J., Schreder G. P., 1967, *Phys.Rev.*, 155, 1408
 Neronov A., Vovk I., 2010, *Science*, 328, 73
 Oikonomou F., Murase K., Kotera K., 2014, *A&A*, 568, A110
 Orellana M., Pellizza L., Romero G. E., 2013, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía*, 56, 333
 Pellizza L. J., Orellana M., Romero G. E., 2010, *International Journal of Modern Physics D*, 19, 671
 Vovk I., et al., 2012, *ApJL*, 747, L14



Ensemble fluctuations of the cosmic ray energy spectrum and the magnetic field of the intergalactic medium

A. D. Supanitsky¹ & G. Medina-Tanco²

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

² *Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM, Circuito Exterior S/N, Ciudad Universitaria, México D. F. 04510.*

Contact/ ADS: supanitsky@iafe.uba.ar

Resumen / El espectro de energías de los rayos cósmicos ultra energéticos depende de la distribución espacial de las fuentes. Dado un valor de densidad de fuentes, distintas realizaciones de su distribución espacial generan flujos con distintas formas. A las energías más altas ($E \gtrsim 4 \times 10^{19}$ eV) sólo fuentes cercanas a la Tierra contribuyen significativamente al flujo observado debido a la interacción de los rayos cósmicos con los campos de radiación presentes en el medio intergaláctico. Por lo tanto, en este rango de energías las fluctuaciones son más grandes. Se cree que el medio intergaláctico está permeado por un campo magnético. A pesar de que se sabe poco sobre su naturaleza existen cotas observacionales para su intensidad y longitud de coherencia. En este trabajo se estudia la influencia del campo magnético intergaláctico sobre las fluctuaciones de conjunto del flujo de rayos cósmicos para una dada configuración del campo magnético y para diferentes valores de la densidad de fuentes.

Abstract / The energy spectrum of the ultra high energy cosmic rays depends on the spatial distribution of their sources. Given a value of the density of sources, different realizations of the source distribution generate different spectral shapes. At the highest energies ($E \gtrsim 4 \times 10^{19}$ eV) only sources that are close to the Earth contribute significantly to the observed flux due to the interaction of the cosmic rays with the radiation fields present in the intergalactic medium. Therefore, in this energy region the fluctuations are larger. It is believed that the intergalactic medium is permeated by a magnetic field. Although it is poorly known, its strength and coherence length are constrained by observations. In this work we study the influence of the intergalactic magnetic field on the ensemble fluctuations of the cosmic ray flux for a given configuration of the magnetic field and for different values of the density of sources.

Keywords / Cosmic rays — magnetic fields — intergalactic medium

1. Introducción

The sources of the ultra high energy cosmic rays are not identified yet. Also there are just lower limits for its density. It is well known that different spatial configuration of the sources lead to different spectral shapes. Recently, these ensemble fluctuations have been studied in detail in Ahlers et al. (2013) but neglecting the effects of the intergalactic magnetic field (IGMF) on the propagation of the particles. In this work we study the influence of a non null IGMF on the ensemble fluctuations of the flux for different values of the density of sources compatible with the more recent lower limits.

2. Ensemble fluctuations

The IGMF is poorly known. Therefore, a common approach is to assume that the intergalactic medium is filled with a turbulent and homogeneous magnetic field. The simulation of the magnetic field is done following Tautz & Dosch (2013). It is assumed that the turbulence is of Kolmogorov type with a coherence length of $L_c = 0.2$ Mpc (the maximum length scale of the turbulence is $L_{max} = 1$ Mpc). The root mean square of the field is taken as $B_{rms}^2 = \langle \mathbf{B}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{B}(\mathbf{x}) \rangle = 10$ nG. Note that the field configuration assumed here is commonly

used in the literature (see for instance Globus et al. 2008 and Harari et al. 2014).

The propagation of the cosmic rays in the intergalactic medium is done by using the CRPropa (version 2.0.4) program (Kampert et al., 2013). Besides the implementation of a complete set of interactions suffered by the cosmic ray during propagation, the program allows to propagate particles in presence of an IGMF which can be provided externally. In this work a 10 Mpc side cubic simulation box is used to inject the cosmic ray particles. The particles are uniformly distributed in the whole volume. The simulation box is filled with a turbulent magnetic field calculated following the method described above. The 3D option is used for the simulation in which the trajectories of charged particles that deviate in the magnetic field are calculated numerically by solving the corresponding differential equations. Periodic boundary conditions are used for the simulations. The particles are followed for a time of 4000 Mpc/c (where c is the speed of light). A sphere of 1 Mpc around the observer is used, i.e. a particle is recorded every time it enters to the sphere (see Kampert et al. 2013 for details on the detection algorithm).

The injection spectrum of the cosmic rays considered is given by a power law with an exponential cut-

off, $\phi(E) = C_0 E^{-\gamma} \exp(-E/E_{cut})$, where C_0 is a constant, γ is the spectral index, and E_{cut} is the cut-off energy. From the CRPropa simulations it is possible to obtain the number of particles of type A that reach the observer per unit of energy E . It is denoted as $F(E, A|r, E_{cut}, \gamma, A_0, \mathbf{B})$, where r is the injection distance, A_0 is the type of particles injected by the sources (proton or iron in this work) and \mathbf{B} is the magnetic field under consideration.

The flux corresponding to a given distribution of sources and density can be calculated as,

$$J_{A,m}(E) = C \sum_{i=1}^{N_s} \frac{F(E, A|r_{m,i}, E_{cut}, \gamma, A_0, \mathbf{B})}{r_{m,i}^2}, \quad (1)$$

where C is a normalization constant, N_s is the number of sources in the volume under consideration, and $r_{m,i}$ is the distance of the i -th source of the sample m ($m = 1, \dots, M$ where M is the number of samples considered). Here a constant density of sources, n_s , is considered. Therefore, N_s is obtained by taking at random a value from Poisson distribution with mean value $\mu = 4\pi n_s (R^3 - r^3)/3$, where $R = 4000$ Mpc. The distance of a source is sampled from a r^2 distribution but for sources such that $r \in [r_{min}, R]$, where r_{min} is the minimum source distance allowed (Ahlers et al., 2013).

Figure 1 shows a sample of energy spectra (multiplied by E^3) for sources injecting only protons in the intergalactic medium for the case of a null IGMF. The injection spectrum is such that $\gamma = 2.2$ and $E_{cut} = 10^{21}$ eV. The density of sources is $n_s = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$ (Abreu et al., 2013) and $r_{min} = 3$ Mpc (Ahlers et al., 2013). Note that all the spectra present a suppression at high energies which is due to the photopion interactions of the protons with the cosmic microwave background photons. As expected, it can be seen that the fluctuations at higher energies are larger.

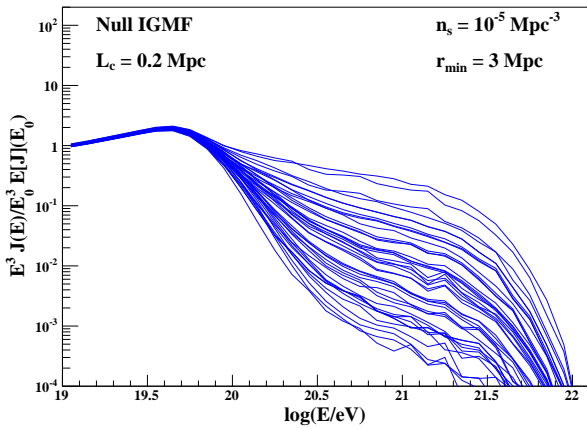


Fig. 1: Cosmic ray energy spectra multiplied by E^3 as a function of the logarithm of energy for a null IGMF. The spectra multiplied by E^3 are normalized to the mean value at $E_0 = 10^{19}$ eV multiplied by E_0^3 .

From a sample of energy spectra it is possible to estimate the mean value, $E[J](E)$, and the relative standard deviation, $\varepsilon[J](E) = \sigma[J](E)/E[J](E)$, where $\sigma[J](E)$ is

the standard deviation of the spectrum. Figure 2 shows the relative standard deviation as a function of energy corresponding to the above case compared to the result obtained in Ahlers et al. (2013a, 2013b). From the figure it can be seen that the relative standard deviation obtained in this work for a null IGMF is compatible with the one obtained in Ahlers et al. (2013a, 2013b). However, at low energies, $E \in [10^{19}, 10^{19.8}]$ eV, both calculations differ in less than $\sim 18\%$. For energies larger than $10^{19.8}$ eV the difference between both calculations increases reaching values of $\sim 70\%$.

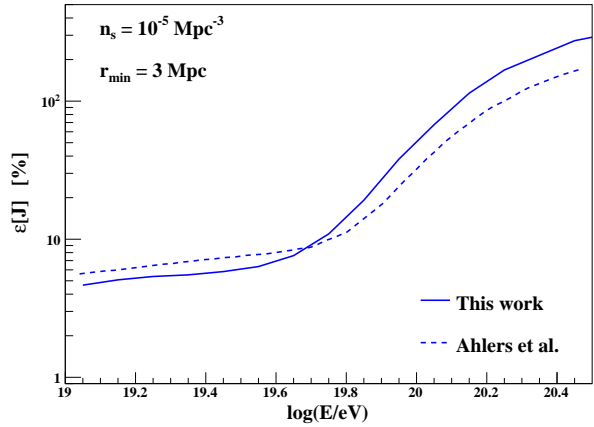


Fig. 2: Comparison between the relative standard deviation of the flux as a function of the logarithm of energy obtained in this work and in Ahlers et al. (2013,?). The sources inject only protons.

When the IGMF is included in the simulations it is found that, for the case of protons, the spectra and the relative standard deviation are practically not affected. Just a small increase on the relative standard deviation appears in the energy range from 10^{19} eV to $10^{19.4}$ eV. The shadowed region in the top panel of figure 3 shows the relative standard deviation for values of the density of sources from 10^{-5} to 10^{-4} Mpc^{-3} . The lower limit of the region corresponds to 10^{-4} Mpc^{-3} and a null IGMF while the upper limit corresponds to 10^{-5} Mpc^{-3} and non null IGMF.

The situation is quite different for the case in which the sources inject only iron nuclei in the intergalactic medium. The shadowed regions in the bottom panel of figure 3 correspond to the relative standard deviation as a function of the logarithm of energy for a null IGMF ($B_{rms} = 0$) and for a non null IGMF ($B_{rms} = 10$ nG). In this case the injection spectrum has a spectral index $\gamma = 2$ and a cut-off energy $E_{cut} = 10^{21}$ eV. Each shadowed region corresponds to the density of sources ranging from 10^{-5} to 10^{-4} Mpc^{-3} . From the figure it can be seen that at $E \sim 10^{19}$ eV the relative standard deviation for $B_{rms} = 10$ nG is more than one order of magnitude larger than for $B_{rms} = 0$. The relative standard deviation regions for a non null IGMF get closer to the regions corresponding to a null IGMF when the energy increases. That is in such a way that for $E \gtrsim 10^{20}$ eV the differences are small.

The increase of the fluctuations at low energies can

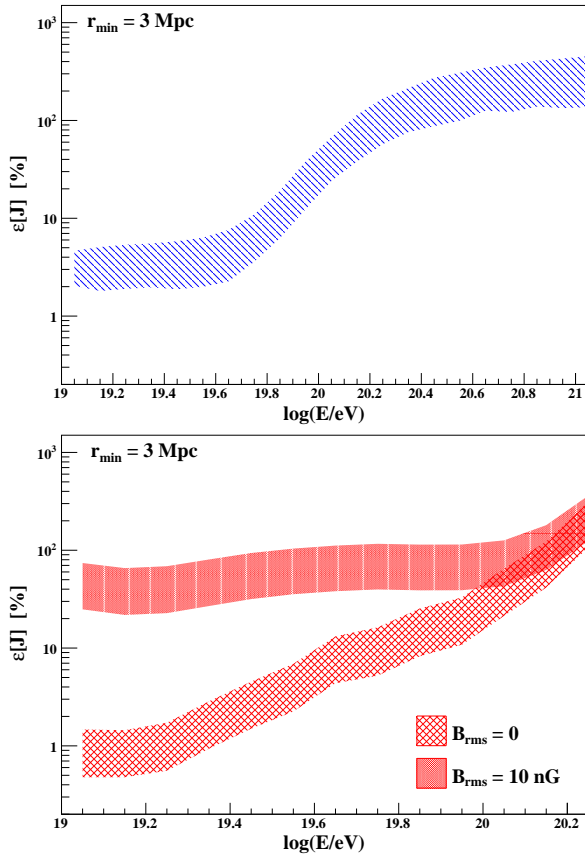


Fig. 3: Relative standard deviation of the flux as a function of the logarithm of energy for the case in which the sources inject only protons (top panel) and only iron nuclei (bottom panel). The shadowed regions correspond to the density of sources ranging from 10^{-3} to 10^{-4} Mpc^{-3} .

be understood from the fact that in presence of a non null IGMF, cosmic rays travel larger distances before reaching the observer due to the deviations suffered by their interaction with the magnetic field. Therefore, the sources that can contribute to the flux observed at Earth are closer than in the case of a null IGMF. The sources closer to the observer introduce large fluctuations. The number of sources between two spherical shells of radii r and $r + \delta r$ is $4\pi n_s r^2 \delta r$ and then the relative Poisson fluctuations are $1/\sqrt{4\pi n_s r^2 \delta r}$, which means that the relative fluctuations decrease with r . Figure 4 shows the distribution of source distance D corresponding to cosmic rays that reach the observer for sources that inject only iron nuclei into the intergalactic medium. The distributions corresponding to $B_{rms} = 0$ and $B_{rms} = 10$ nG, for $E \in [10^{19}, 10^{19.5}]$ eV, are shown. It can be seen that the distribution for $B_{rms} = 10$ nG is strongly peaked at ~ 40 Mpc and then goes to zero quite fast. While for the case of a null IGMF the distribution is quite flat allowing distant sources to contribute to the spectrum. Although not shown in the figure, for $E \geq 10^{20}$ eV both distributions have a maximum at $D = 0$ and goes to zero quite fast. However, the one corresponding to $B_{rms} = 10$ nG is more concentrated around zero, which means that also in this case the sources that dominate the spectrum

for $B_{rms} = 10$ nG are closer than for the case of a null IGMF. Note that in this case the difference is smaller compared to the case corresponding to lower energies. This is due to the fact that charged particles of larger energies are less affected by the IGMF.

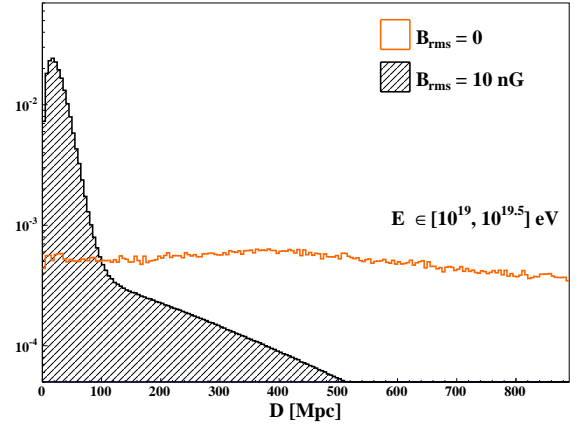


Fig. 4: Distribution of source distance for a null IGMF and for $B_{rms} = 10$ nG. The sources inject only iron nuclei and the energy is in the interval $[10^{19}, 10^{19.5}]$ eV.

The minimum distance for a source r_{min} is unknown. In particular, larger values of r_{min} reduce the ensemble fluctuations. As mentioned before, the reason for that is that sources close to the observer introduce large fluctuations. Therefore, when sources closer to the observer are removed the fluctuations decrease. The simulations show that increasing r_{min} from 3 Mpc to 10 Mpc the fluctuations are reduced in a factor of ~ 2 for all scenarios considered in this work. Note that the value of $r_{min} = 3$ Mpc is motivated by the distance of the radio galaxy Centaurus A and the starburst galaxy NGC 253.

It is worth mentioning that, given the values of the density of sources considered in this work the average distance between sources is larger than the characteristic length scale of the IGMF considered. Therefore, the shape of the energy spectrum, for a given configuration of the position of the sources, depends on the IGMF, which makes the shape of the variance of the flux also to depend on the IGMF.

References

- Abreu P., et al., 2013, JCAP, 5, 9
- Ahlers M., et al., 2013, Proceeding of 33rd ICRC, Rio de Janeiro, Brasil, arXiv:1306.0910
- Ahlers M., Anchordoqui L. A., Taylor A. M., 2013, Phys. Rev. D, 87, 023004
- Globus N., Allard D., Parizot E., 2008, A&A, 479, 97
- Harari D., Mollerach S., Roulet E., 2014, Phys. Rev. D, 89, 123001
- Kampert K.-H., et al., 2013, Astroparticle Physics, 42, 41
- Tautz R. C., Dosch A., 2013, Physics of Plasmas, 20, 022302



Extended gamma-ray emission from blazars: prospect of detection with future Cherenkov telescopes

M. Fernandez Alonso¹, A.D. Supanitiky¹ & A.C. Rovero¹

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

Contact/ MFA: mateofa@iafe.uba.ar

Resumen / Los rayos gamma de muy alta energía (>100 GeV) provenientes de blazares pueden interactuar con fotones de la Luz Extragaláctica de Fondo (LEF) generando una cascada electromagnética. Dependiendo de la intensidad del Campo Magnético Intergaláctico (CMIG), esta cascada puede resultar en una emisión isotrópica de fotones alrededor de la fuente (*halo*), o en un ensanchamiento del haz de emisión. La detección de alguno de estos efectos puede contribuir a acotar los valores de la intensidad del CMIG y la densidad de la LEF, de gran relevancia en modelos cosmológicos. En este estudio se utilizan simulaciones Monte Carlo de las cascadas para construir la distribución angular y espectral de fotones provenientes de una fuente a una dada distancia. Se considera el caso particular de una fuente monocromática emitiendo fotones de 100 TeV a un corrimiento al rojo $z=0.129$, y se desarrolla un método para estudiar la factibilidad de detectar el efecto, asumiendo un modelo simplificado para futuros telescopios Cherenkov.

Abstract / Very high energy (VHE) gamma rays coming from blazars can produce pairs when interacting with the Extragalactic Background Light (EBL), generating an electromagnetic cascade. Depending on the Intergalactic Magnetic Field (IGMF) intensity, this cascade may result in an extended isotropic emission of photons around the source (*halo*), or in a broadening of the emission beam. The detection of these effects may lead to important constrains both on the IGMF intensity and the EBL density, quantities of great relevance in cosmological models. We use Monte Carlo simulations of these cascades to build the angular and spectral distributions of photons coming from a source at a given redshift. We consider the particular case of a monochromatic source emitting 100 TeV photons at a redshift $z=0.129$ and develop a method to study the feasibility of detecting the effect, assuming a simplified model for a future Cherenkov telescope system.

Keywords / astroparticle physics — galaxies: active — methods: statistical

1. Introduction

The Universe is opaque for gamma rays in the very high energy (VHE: >100 GeV) range. Photon absorption in the intergalactic (IG) photon backgrounds is energy dependent and starts to become substantial at TeV energies (Gould & Schröder, 1966). In particular, VHE gamma rays from jets of active galactic nuclei (AGN) can interact with photons in the IR-UV range present in the Extragalactic Background Light (EBL), producing electron-positron pairs. These pairs carry most of the energy from the original photons, and can interact as well with IG photons via Inverse Compton, promoting them to energies in the HE (>100 MeV) to VHE range and making them able to produce pairs in the IG backgrounds again. This cascade process converts the initial VHE photons into photons of lower energy which can travel further. Moreover, depending on the intensity (B) of the Intergalactic Magnetic Field (IGMF), the bending effect on the electron-positron pair trajectories can result into different emission scenarios. For a *strong* IGMF intensity ($B > 10^{-7}$ G) synchrotron cooling becomes dominant and no secondary gamma rays are produced (Gould & Rephaeli, 1978). For a *moderate* IGMF (10^{-12} G $< B < 10^{-7}$ G) the electron and positron pair trajectories are isotropised around the

source eventually giving rise to an extended isotropic emission of photons around the source, or *halo*, which take much longer to reach the observer than the direct photons from the source (Aharonian et al., 1994). For a *weak* IGMF ($B < 10^{-14}$ G) the cascade develops almost exclusively in the forward direction, although there is a broadening of the original emission beam, even for very small IGMF intensities. The extension of this emission depends on the IGMF intensity and should be clearly distinguished from the halo emission because in this case the broadening takes place along the jet direction, not in an isotropic way (Abramowski et al., 2014). Since this effect was proposed, several groups have tried unsuccessfully to observe it using multiple methods (Aharonian et al., 2001; Aleksić et al., 2010; Fallon, 2010; Fernandez Alonso, 2014; Abramowski et al., 2014). All these studies were done using blazars, a subtype of AGN that has one jet pointing towards the Earth, which are therefore extremely luminous objects, perfect candidates to perform this type of studies. The detection of the halo, or the magnetic broadening, may lead to important constrains both on the IGMF intensity and the EBL density, quantities that currently remain uncertain and are of great importance in cosmological models. In this work we use Monte Carlo simulations of intergalactic cascades

together with a simplified model of the response of future Cherenkov telescope systems and develop a method to test the feasibility of detection of extended emission around a given source.

2. Simulation and telescope response

We use the ELMAG program (Kachelrieß et al., 2012) to simulate the intergalactic electromagnetic cascades. This simulation takes into account pair production, inverse Compton scattering on EBL photons, synchrotron losses, and deflections of the charged particles in the extragalactic magnetic field. We study the particular case of a monochromatic source emitting 100 TeV photons with luminosity $L_0 = 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ at redshift $z = 0.129$ and a IGMF intensity of 10^{-12} G . We also consider the emission to be collimated in a cone of 6° (Dolag et al., 2011), which is a more realistic treatment of blazar emission than previous approaches. Using these simulations we calculate the spectral and angular distribution of photons arriving at Earth within the energy range from 25 GeV to 170 TeV (Figure 1).

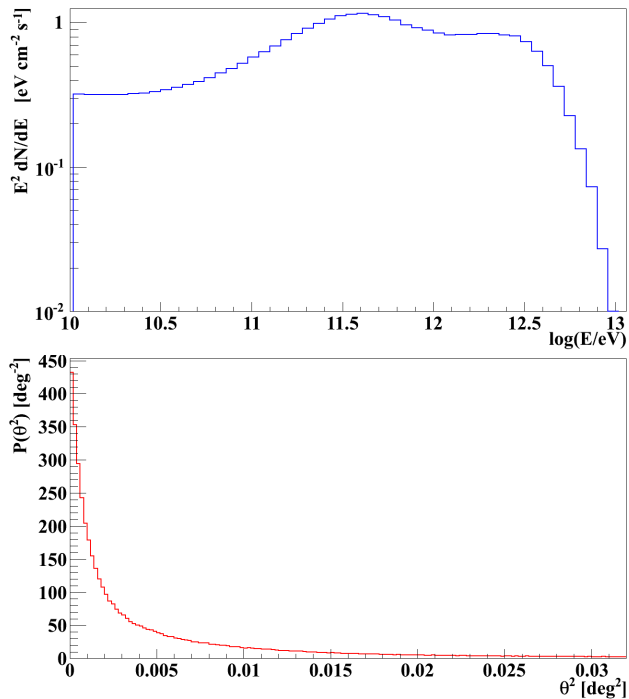


Fig. 1: Spectral energy (top-blue) and angular (bottom-red) distributions of photons arriving at Earth generated by the simulation.

As mentioned before, there have been several attempts to observe the effect, in all cases only upper limits could be obtained. Detection was not possible because the effect is either non-existent, or too weak to be detected with present instruments. Future generation Cherenkov telescopes will enhance their sensitivity and angular resolution improving chances of detection. In this study we adopt the generic performance curves

proposed by Charbonnier et al. (2011):

$$S = -13.1 - 0.33 X + 0.72 X^2 \quad (1)$$

$$A = 6 + 0.46 X - 0.56 X^2 \quad (2)$$

$$\psi_{68} = 0.038 + \exp[-(X + 2.9)/0.61] \quad (3)$$

where $X = \log(E/\text{TeV})$, S is the differential sensitivity in $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, A is the effective area in square meters and ψ_{68} is the 68% containment radius of the point spread function (PSF) in degrees. We also use the PSF shape proposed for H.E.S.S. by Aharonian & Akhperjanian (2006),

$$\psi(\theta) = C \left[\exp\left(\frac{-\theta^2}{2\sigma_1^2}\right) + C_{\text{rel}} \exp\left(\frac{-\theta^2}{2\sigma_2^2}\right) \right] \quad (4)$$

where $C_{\text{rel}} = 0.15$ and C is a global normalization factor. We combine this PSF shape with ψ_{68} from equation (3) to construct the PSF corresponding to a future Cherenkov telescope. The resulting PSF is energy dependent and, as expected, narrower than the original in all the energy range considered in this study. For an event energy of 1 TeV the new function is ~ 4 times narrower (Figure 2) than that corresponding to H.E.S.S.. A narrower

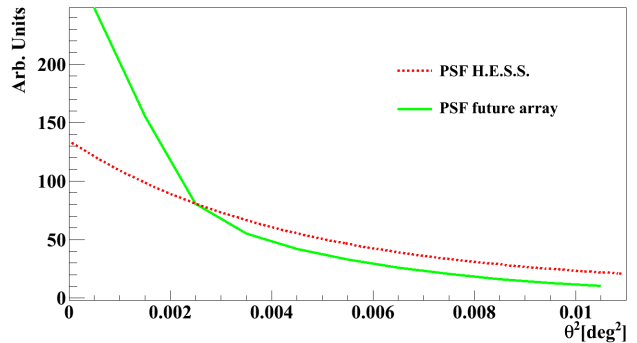


Fig. 2: PSF for H.E.S.S. (red-dashed) and the estimated here for a future array (green-solid) for $E_\gamma = 1 \text{ TeV}$.

PSF means better angular resolution, which increases the telescope capability of distinguishing an extended component.

3. Method and results

There are several possible ways for searching extended emission, most of them involve comparing the source angular distribution (θ^2) with the one corresponding to a point source, i.e. the telescope PSF. Any significant difference between these two distributions would indicate the existence of extended emission. The ELMAG simulation code generates the θ^2 distribution of gamma-rays from the source when they reach the Earth, but in order to compare it with the telescope PSF we need the θ^2 distribution as seen by the telescope. To do this we develop an algorithm that calculates the angular distribution of the averaged number of gamma-rays per unit of θ^2 detected by the telescope, $(\frac{d\langle N_\gamma \rangle}{d\theta^2})$, for a given luminosity

(L) and observation time (T_{obs}). This is achieved by using the effective area and the PSF for the future array calculated in section 2.

A Cherenkov telescope not only detects events from gamma-rays but also from cosmic-rays, which are the most important source of contamination, or background. The background rate (b) per unit of θ^2 and energy is calculated by using the signal (N_γ) to noise (N_{back}) ratio equation,

$$\frac{N_\gamma}{\sqrt{N_{\text{back}}}} = \frac{\phi(E) A(E) \Delta E T_{\text{obs}}}{\sqrt{b(E) \psi_{68}^2(E) \Delta E T_{\text{obs}}}}, \quad (5)$$

where E is the energy, $\phi(E)$ is the gamma-ray flux, $A(E)$ is the effective area, and ΔE is the energy bin width. The ability to discriminate background events together with the technical requirements to establish a source detection determine the sensitivity of a telescope system. By definition, if $N_\gamma/\sqrt{N_{\text{back}}} = 5$, then the gamma-ray flux $\phi(E)$ corresponds to the sensitivity $S(E)/E^2$. Therefore, we have:

$$b(E) = \left[\frac{(S(E)/E^2) A(E)}{5 \psi_{68}(E)} \right]^2 \Delta E T_{\text{obs}}. \quad (6)$$

The total background rate (b_T) is obtained combining Eqs. (1), (2), (3) and (6) and integrating in the energy range from 25 GeV to 170 TeV.

Having the distribution of both the gamma-rays from the source and the background rate, the next step is to construct the distributions corresponding to the ON and OFF source observations that allow to compute the significance of the simulated observation. To construct the ON distribution the number of events in the i -th θ^2 bin is obtained by taking a random value from a Poisson distribution with mean $\mu_i = \frac{d(N_\gamma)}{d\theta^2}(\theta_i^2) \times \Delta\theta^2$, where θ_i^2 is the center of the bin and $\Delta\theta^2$ is the bin width. The background in each θ^2 bin is calculated also by taking a random value from a Poisson distribution with mean $b_T \times \Delta\theta^2$. Then, the ON distribution is obtained by adding the background to each θ^2 bin.

In a real observation, ON and OFF are taken from the same data set when it is realized in ‘‘wobble’’ mode, in which the source is placed off the center of the camera allowing to have more than one region in the sky where to compute the OFF (Daum et al., 1997). Once obtained, this background is extracted from the ON distribution to get the excess distribution (ON–OFF).

The next step is the comparison between the point source distribution and the excess distribution. The PSF is energy dependent, so the comparison is done with the integrated PSF weighted by the source energy spectrum. The integration is performed over the corresponding energy range, from 25 GeV to 170 TeV.

Given a sample, the χ^2 statistic used in the test is,

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_{\text{ex},i} - N_{\text{PSF},i})^2}{N_{\text{PSF},i}}, \quad (7)$$

where $N_{\text{ex},i}$ is the excess in the i -th θ^2 bin and $N_{\text{PSF},i}$ is calculated from the weighted PSF integrated also in the i -th bin. Note that the test is applied after both

distributions are scaled so that the total number of events match to each other ($\sum_i N_{\text{PSF},i} = \sum_i N_{\text{ex},i}$).

We take the non-existence of an IGMF as the null hypothesis. Therefore, for a fixed source luminosity the test allows to reject the null hypothesis for a fraction of samples of the excess distribution. This fraction depends on the rejection probability which in this work is taken as 95 %. Figure 3 shows the fraction of samples for which the null hypothesis is rejected as a function of the source luminosity in units of L_0 . As expected the fraction increases with luminosity saturating to one for luminosities larger than a given value. Results in figure 3 also show that the fraction increases faster for longer observation times, reaching saturation at smaller luminosities.

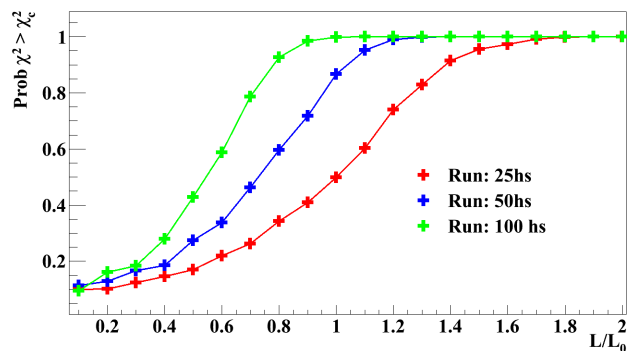


Fig. 3: Fraction of samples that overpass the rejection threshold (χ_ν) for different luminosities and run durations.

In this work we have developed a method to evaluate how likely it is to reject the hypothesis of a null IGMF by applying the χ^2 test to the θ^2 excess distribution when compared to the telescope PSF. This method has been applied to a unrealistic situation of a monochromatic source. The next step is to complete the study by exploring a realistic source spectra, different IGMF configurations, and source redshifts.

References

- Abramowski A., et al., 2014, A&A, 562, A145
- Aharonian F., Akhperjanian A., 2006, A&A, 457, 899
- Aharonian F., et al., 2001, A&A, 366, 746
- Aharonian F., Coppi P., Voelk H., 1994, ApJL, 423, L5
- Aleksić J., et al., 2010, A&A, 524, A77
- Charbonnier A., et al., 2011, MNRAS, 418, 1526
- Daum A., et al., 1997, Astroparticle Physics, 8, 1
- Dolag K., et al., 2011, ApJL, 727, L4
- Fallon L., 2010, in 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics. Searching for extended Pair Halo emission
- Fernandez Alonso M., 2014, ArXiv e-prints
- Gould R., Rephaeli Y., 1978, ApJ, 225, 318
- Gould R., Schröder G., 1966, Physical Review Letters, 16, 252
- Kachelrieß M., Ostapchenko S., Tomàs R., 2012, Computer Physics Communications, 183, 1036



Hadronic models for the energy spectrum of the HESS J1818-154/SNR G15.4+0.1 system

A.D. Supanitsky¹, L. Supan¹ & G. Castelletti¹

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

Contact/ ADS: supanitsky@iafe.uba.ar

Resumen / Desde su descubrimiento, la fuente TeV HESS J1818–154 ha sido vinculada al remanente de supernova G15.4+0.1. Los mecanismos de Compton inverso y el decaimiento de piones neutros han sido usados para explicar el flujo de rayos gamma observado a energías del TeV. El primero de estos dos mecanismos ha sido invocado debido a la detección de emisión de rayos X en una región compatible con la fuente HESS, mientras que el descubrimiento de gas molecular denso interactuando con el remanente de supernova ha sido considerado como un argumento en favor de un escenario hadrónico. En este trabajo presentamos dos escenarios alternativos que explican la porción gamma de la distribución espectral de energía utilizando un modelado hadrónico de los datos.

Abstract / Since its discovery, the TeV source HESS J1818–154 has been linked to the supernova remnant G15.4+0.1. Both inverse Compton and neutral pion decay mechanisms were used to explain the observed TeV gamma-ray flux. The former was invoked since the detection of X-ray emission from a region compatible with the extended HESS source, while the discovery of dense molecular gas interacting with the supernova remnant was considered an argument to favour a hadronic scenario. In this work we present two alternative scenarios that explain the gamma-ray portion of the spectral energy distribution using a hadronic modelling of the data.

Keywords / ISM: supernova remnants — radiation mechanisms: non-thermal — ISM: clouds

1. Introduction

The TeV source HESS J1818–154 ($\sim 8'.5$ in size) is associated with the supernova remnant (SNR) G15.4+0.1 ($\sim 14'.5$ in size) (Hofverberg et al., 2011; Castelletti et al., 2013). Two scenarios for the origin of the gamma rays have been proposed. In the first one, the emission at TeV energies is generated in the pulsar wind nebula (PWN) of a hypothetical pulsar placed in the interior of the remnant (Abramowski et al., 2014). In this case the gamma rays are produced via inverse Compton of accelerated electrons in the cosmic microwave background (CMB). The second possibility is that the gamma rays are generated due to collisions of accelerated protons with ambient protons, specially the ones present in high density target material interacting with G15.4+0.1 (Castelletti et al., 2013). In this work we present hadronic models for the spectral energy distribution (SED) of the HESS J1818–154/SNR G15.4+0.1 system, which take into account either a non-thermal or a thermal origin of the X-rays.

2. Models for the spectral energy distribution

The gamma-ray spectra originated by the decay of neutral pions generated in proton-proton interactions are calculated by using the *ppfrag* program (Kachelrieß & Ostapchenko, 2012). The energy distribution of the accelerated protons is described by a broken power law (BPL), $\phi(E) = K E^{-\Gamma_1} (1 + E/E_b)^{\Gamma_1 - \Gamma_2}$. Figure 1 shows the

fits to the H.E.S.S. data (Abramowski et al., 2014). The spectral indexes Γ_1 and Γ_2 are fixed but the normalization K and the energy of the break E_b are free during the fitting procedure. The parameter Γ_1 ranges from 1.6 to 2.5 in steps of 0.1 and Γ_2 is fixed to 3 in all cases (see for instance Cardillo et al., 2014). The upper limits obtained by *Fermi*-LAT at 99 % CL (Acero et al., 2013) are also shown. They just limit the possible values of the spectral index to $\Gamma_1 < 2.5$. More data, specially in the energy range of *Fermi*-LAT, are required to further constraint the fit of both spectral indexes. We note that a fit to the gamma-ray flux assuming a power law with an exponential cut-off for the energy spectrum of the accelerated protons is also possible (Supan et al., 2015). Therefore, more data at very high energies would be needed in order to decide between both models.

Observations with *XMM-Newton* revealed that most of the X-ray flux comes from the interior of G15.4+0.1, and it was considered that this emission is of a non-thermal origin (Abramowski et al., 2014). However, a thermal origin cannot be discarded (see below). In our discussion we first analyze a model assuming a non-thermal nature for the X-rays. Figure 2 shows the SED of the source. The radio data are taken from Brogan et al. (2006) and Supan et al. (2015). A fit to the X-ray data with a power law taken from Abramowski et al. (2014) is also included in the plot. In this model it is assumed that the whole X-ray flux and part of the radio emission are produced by synchrotron radiation of electrons in the turbulent magnetic field of the region interior to the

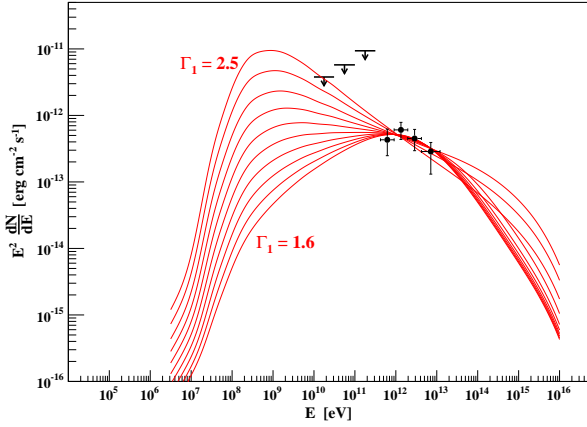


Fig. 1: Fits to the spectral high-energy distribution. Filled circles with error bars correspond to the H.E.S.S. data and arrows pointing downwards are upper limits obtained by *Fermi*-LAT at 99 % CL.

SNR shell, i.e. the PWN proposed in Abramowski et al. (2014). This zone is called Region I in the current work. The remaining part of the radio flux is also generated by synchrotron radiation but corresponding to a different population of electrons which are placed in the shell, called hereafter Region II. The energy spectrum of the accelerated electrons is taken as a power law with an exponential cut-off, $\phi(E) = C E^{-\Gamma_e} \exp(-E/E_{cut})$. The synchrotron radiation produced by electrons is calculated following Aharonian et al. (2010) and references therein. The inverse Compton on the CMB is calculated following Jones (1968). The electron-electron and electron-ion Bremsstrahlung are calculated following Baring et al. (1999) and Koch & Motz (1959), respectively.

Figure 2 shows the fit to radio and X-ray fluxes for the scenario described above. The corresponding contribution of each population of electrons to the SED due to the inverse Compton process in the CMB are included. Also shown is the flux due to the Bremsstrahlung radiation, in this case it is assumed that only the shell region has enough density to produce a non negligible flux. The parameters of the fits are reported in Supan et al. (2015). The average value of the ambient proton density, used in this calculation, is $n = 6.4 \text{ cm}^{-3}$. Note that, as discussed in Supan et al. (2015), it is possible to reduce even more the inverse Compton and Bremsstrahlung contributions by reducing the values of the cut-off energy of both populations of electrons and incrementing the magnetic field intensity of Region I adequately. This freedom in the parameter space makes possible scenarios in which the gamma-ray emission is purely of hadronic origin. On the other hand, the line labelled as π_0 in Fig. 2 corresponds to the BPL fit for the case in which the parameter Γ_1 is fixed to 2.16, the spectral index corresponding to the electron component of the shell region. Also in this case the ambient proton density is $n = 6.4 \text{ cm}^{-3}$. The fitted energy of the break is $\log(E_b/\text{eV}) = (14.42 \pm 0.73)$. This analysis demonstrates that a model in which the X-ray emission has a non-thermal origin and the gamma-ray flux is dominated by a hadronic component is compatible with the experimental data.

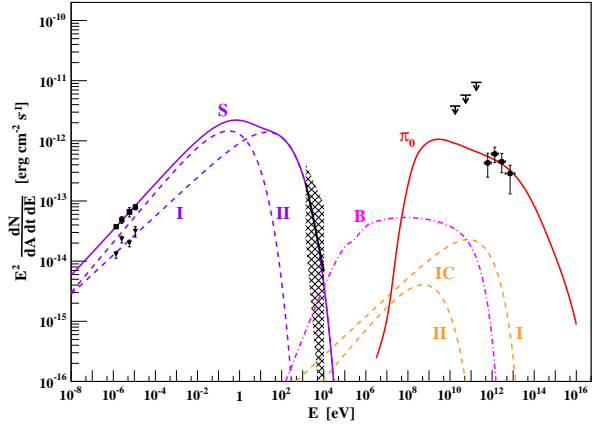


Fig. 2: Model for the spectral energy distribution of the HESS J1818–154/SNR G15.4+0.1 system. The filled squares correspond to the radio flux integrated over the whole SNR, while triangles are flux estimates over Region I. The shaded region encompassing a solid line corresponds to the fitted power law and the one sigma region of the X-ray data. The curves labelled as **S**, **IC**, **B**, and π_0 correspond to synchrotron radiation by electrons, inverse Compton on the CMB, Bremsstrahlung, and PWN gamma rays produced by the decay of neutral pions generated in proton-proton interactions, respectively.

Since the non-thermal nature of the X-rays observed inside G15.4+0.1 is not conclusive and the search for periodic emission in both radio and X-ray bands does not shed light on the existence of a pulsar (Abramowski et al., 2014; Supan et al., 2015), we re-analyzed the X-ray observations by testing a thermal model to fit the spectrum. This analysis permits us to further investigate the broadband spectrum of the HESS J1818-154/SNR G15.4+0.1 system and is complementary to that presented above.

The data from the three EPIC instruments (i.e. the MOS1, MOS2, and pn cameras), were reduced using SAS, version 13.5.0. The background contribution was estimated from a region where no X-ray emission was detected. The spectral analysis was performed using the XSPEC package, version 12.8.2.

The observed X-ray spectrum in the energy band from 0.7 to 7.0 keV is represented by the data points in Fig. 3. To fit the data from the three EPIC cameras it was used a thermal plasma model (**nei**), modified by a low-energy absorption model (**wabs**) that corresponds to photoelectric absorption. The best-fit to the X-ray data from each EPIC camera is shown separately in Fig. 3. The spectra suggest a hint of a Si XIII emission line at $\sim 1.85 \text{ keV}$ (at 2σ). If the Si line were real, it would support a thermal component of the X-ray emission. Nevertheless, the limited statistics of the data prevents a further detailed study of the abundances of each single ion. The derived parameters from the spectral fitting are summarized in Table 1. Metallic abundances were fixed at solar values according to Anders & Grevesse (1989). We also estimated the absorbing column density ($N_{\text{HI}} + 2N_{\text{H}_2}$) in the direction of G15.4+0.1 by using the HI and CO data (Castelletti et al., 2013; Supan et al., 2015) and obtaining the value $(0.99 \pm 0.37) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, which turns out to be in agreement with the value obtained

from the fit to the X-ray spectrum.

We also reviewed the possibility of fitting the X-ray data by using an absorbed power-law model similar to that presented in Abramowski et al. (2014). Despite this model yields a satisfactory fit to the data ($\chi^2/\text{d.o.f.}=1.4$) as the thermal one, it reproduces an unusual low value for the absorbing column density of about $N_{\text{H}} \sim 0$, which cannot be considered a reasonable solution for a 0.7-7.0 keV spectrum. The photon index in this case is determined to be $\Gamma = 1.37 \pm 0.27$.

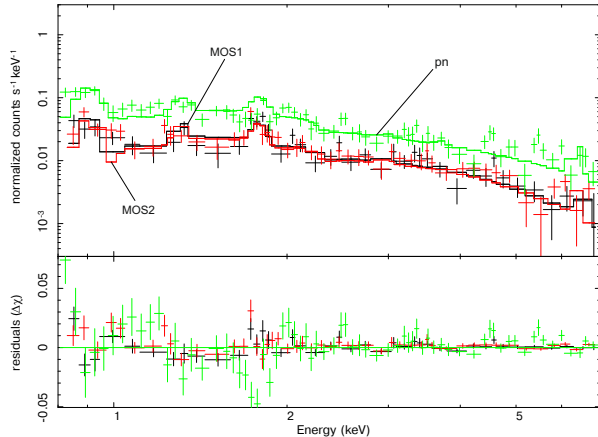


Fig. 3: EPIC spectra of the X-ray emission detected in SNR G15.4+0.1 (MOS1 in black, MOS2 in red, and pn in green). Best-fit to the data obtained with a thermal model (`nei`) plus a low energy absorption model (`wabs`).

Table 1: Best-fit parameters of the X-ray spectrum of G15.4+0.1. τ is the ionization timescale and the normalization parameter is defined as in Arnaud (1996).

	Parameter	Value
wabs	N_{H}	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^{22} \text{ cm}^2$
	kT	$6.91 \pm 0.50 \text{ keV}$
nei	τ	$(1.5 \pm 0.1) \times 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}$
	Norm	$(8.40 \pm 0.24) \times 10^{-4}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	1.47/299
	Flux	$(8.30 \pm 0.49) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Taking into account our analysis of the X-ray spectrum, we considered a second scenario in which the X-ray component has a thermal origin and then there is no PWN in the interior of the remnant. In this case only one population of accelerated electrons is considered. The magnetic field intensity and the cut-off energy are taken as $B = 60 \mu\text{G}$ and $\log(E_{\text{cut}}/\text{eV}) = 11.5$, respectively. Also in this case the contribution of the inverse Compton and Bremsstrahlung components (determined by using a power law model, see above) can be reduced by diminishing the cut-off energy of the accelerated electrons, making possible scenarios in which the gamma-ray flux is completely dominated by the hadronic component. The fitted spectral index is $\Gamma_e = 2.23 \pm 0.06$. As in our previous model, the spectral index Γ_1 is taken equal to the one corresponding to the electron population, which

in this case is 2.23. Again, it is assumed that $\Gamma_2 = 3$. The free fit parameters are K and E_b . The fitted SED is shown in Fig. 4 and the fitted value of the energy break is $\log(E_b/\text{eV}) = (14.7 \pm 1.1)$.

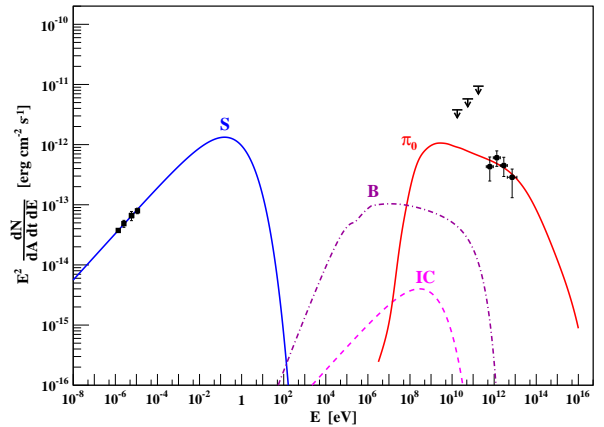


Fig. 4: Broadband fit to the radio and gamma-ray observations of the HESS J1818-154/SNR G15.4+0.1 system. In this case it is considered that the X-ray data is dominated by a thermal component.

Although more data are required to understand the origin of the radiation coming from the HESS J1818-154/SNR G15.4+0.1 system, we conclude that, regarding the modelling of the SED, a hadronic origin of the gamma-ray component is plausible. The same conclusion holds for both alternatives considered about the origin of the X-ray radiation.

References

- Abramowski A., et al., 2014, *A&A*, 562, A40
 Acero F., et al., 2013, *ApJ*, 773, 77
 Aharonian F. A., Kelner S. R., Prosekin A. Y., 2010, *Phys. Rev. D*, 82, 043002
 Anders E., Grevesse N., 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
 Arnaud K. A., 1996, in Jacoby G. H., Barnes J., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* Vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, XSPEC: The First Ten Years. p. 17
 Baring M. G., et al., 1999, *ApJ*, 513, 311
 Brogan C. L., et al., 2006, *ApJL*, 639, L25
 Cardillo M., et al., 2014, *A&A*, 565, A74
 Castelletti G., et al., 2013, *A&A*, 557, L15
 Hofverberg P., et al., 2011, *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference*, in Beijing, China., 7, 248
 Jones F. C., 1968, *Physical Review*, 167, 1159
 Kachelrieß M., Ostapchenko S., 2012, *Phys. Rev. D*, 86, 043004
 Koch H. W., Motz J. W., 1959, *Reviews of Modern Physics*, 31, 920
 Supan L., et al., 2015, arXiv:1502.01224, in press



Lepto-hadronic model for the broadband emission of Cygnus X-1: preliminary results

C. Pepe¹, G.S. Vila¹ & G.E. Romero^{1, 2}

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

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

Contact/ CP: carolina@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Distintos autores han enfocado sus esfuerzos en explicar la emisión del microcuásar Cygnus X-1 a través del desarrollo de modelos radiativos para el jet. Sin embargo, se han considerado solo modelos leptónicos a pesar de que la presencia de protones en el *jet* permitiría explicar algunas características de la emisión de altas energías en esta fuente, y de que existe fuerte evidencia de contenido hadrónico en los jets de otras binarias de rayos X. En este trabajo se presenta la aplicación de un modelo lepto-hadrónico para el espectro electromagnético multifrecuencia de Cyg X-1. En dicho modelo, la inyección de partículas relativistas ocurre en una región extendida del jet y se calcula su contribución al espectro electromagnético a través de varios procesos radiativos. Además, se incluye la contribución de las partículas secundarias (piones, muones y pares electrón-positrón) así como los efectos de autoabsorción de los fotones creados en el jet. Por último, se estudian los aspectos radiativos de la interacción del viento de la estrella compañera con el jet.

Abstract / Different authors have made efforts to explain the emission of the microquasar Cygnus X-1 by means of radiative models for the jet. However, so far, only leptonic models have been considered despite the fact that the presence of protons in the jet would explain some features of the high-energy emission of this source. Additionally, there is strong evidence of hadronic content in the jets of other X ray binaries. In this work we present the application of a lepto-hadronic model to the broadband electromagnetic spectrum of Cyg X-1. In such model, the injection of relativistic particles occurs in an extended region of the jet and we calculate the contribution of all particles species (including secondary particles) to the jet emissivity by several radiative process. Also, the effects of self-absorption due to the photons created inside the jet itself are considered as well as the radiative output due to the interaction between the jet and the wind of the donor star.

Keywords / black hole physics — relativistic processes — radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

Cygnus X-1 is the Galactic X-ray binary with the highest probability of hosting a black hole. The system is composed of a black hole candidate of $14.8 M_{\odot}$ and a high-mass stellar companion of $\sim 20 M_{\odot}$ (Orosz et al., 2011). Being most of the time in the hard spectral state, Cyg X-1 has been observed in a wide range of the electromagnetic spectrum (for a compilation of the data see Zdziarski et al., 2014).

As far as content is concerned, the presence of a non-thermal leptonic component in the jets of microquasars is generally approved. However, hadrons have only been detected in two microquasars: SS 433 (Migliari et al., 2002) and 4U 1630C47 (Díaz Trigo et al., 2013). In the case of Cyg X-1, from the study of the effects of the jet in the interstellar medium it has been suggested that the jet should carry a significant amount of energy in cold protons (Gallo et al., 2005). Furthermore, since there seems to exist a correlation between the accretion and ejection of matter in microquasars (Mirabel et al., 1998), assuming the same composition for accreted and ejected matter would be a reasonable guess. Hence, the presence of protons in the jets of microquasars appears quite likely.

In this work, we apply and extend the model developed in Vila et al. (2012). In this scenario, the jet is composed of both, leptons and hadrons. They are injected in an spatially extended and inhomogeneous region of the jet and the effects of propagation and cooling of these particles on the radiative output is considered. In addition to the several radiative process considered in that previous work, the interaction between the relativistic particles and the radiation and matter fields of the stellar companion are also taken into account since, unlike low-mass X-ray binaries, in Cyg X-1 it is a massive and evolved star with strong winds. All the secondary particles injected by the internal and external cooling processes of the primary particles also contribute to the radiative output of the source. In section 2. we summarize the main features of the model of Vila et al. (2012). The reader is referred to this article for details on the calculations. Finally, in section 3. we present our results and summarize our conclusions.

2. The model

2.1. Basic scenario

The jet model we adopt is extensively described in Vila et al. (2012). In Fig. 1 we show a basic sketch of both, the binary system and the jet. The massive companion star is located 3.2×10^{12} cm away from the black hole. With a termination wind velocity of 2500 km s^{-1} , it is an important source of matter and radiation. The jet is launched perpendicularly to the accretion disk at a distance z_0 from the black hole and propagates up to z_{end} . It is assumed that a diffusive shock acceleration mechanism operates on the relativistic particles*. Table 1 summarizes the relevant parameters of the model.

2.2. Radiative processes and particle cooling

Several processes contribute to the particle cooling since they can interact with the magnetic, radiation and matter fields. The cooling rate for the process i is defined as

$$t_i^{-1} = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \Big|_i, \quad (1)$$

where E is the particle energy. The synchrotron, Bremsstrahlung and inverse Compton (IC) cooling rates for leptons in the jet interacting with both, magnetic field and low-energy radiation, respectively, are detailed in Vila et al. (2012). The synchrotron radiation of primary electrons provides the target field for internal IC. Note that all secondary leptons cool via these three processes. IC scattering between relativistic leptons and low-energy photons radiated from the accretion disk is also considered. On the other hand, protons cool via proton-photon and proton-proton interactions, injecting pions in the jet. The decay of neutral pions, subsequently, injects photons while the charged pions inject electron-positron pairs and neutrinos**. The cross-section of pion-proton interactions is $\sim 2/3$ of that for proton-proton collisions (Gaisser, 1990), and the same approximation is applied for pion-photon collisions. All cooling rates are calculated in the jet frame except the proton-proton cooling rate, for which calculations are simpler in the observer frame (Vila et al., 2012).

Since the stellar photon distribution is not isotropic in the jet frame, we must use the full cross sections whenever necessary. The treatment of the interaction with the low-energy photons coming from the companion star follows that of Vila et al. (2012) for the accretion disk. To this purpose, we assume the star radiates as a black body of $T_{\star} = 2.8 \times 10^4 \text{ K}$. On the other hand, as the proton-proton cooling rate is calculated in the observer frame, we only need to estimate the stellar wind density. This is achieved by means of the continuity equation

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r), \quad (2)$$

* The acceleration rate depends on an acceleration efficiency parameter, η .

** However, we do not include the treatment of the evolution of neutrinos in this work. See Reynoso & Romero (2009) for a work on this subject.

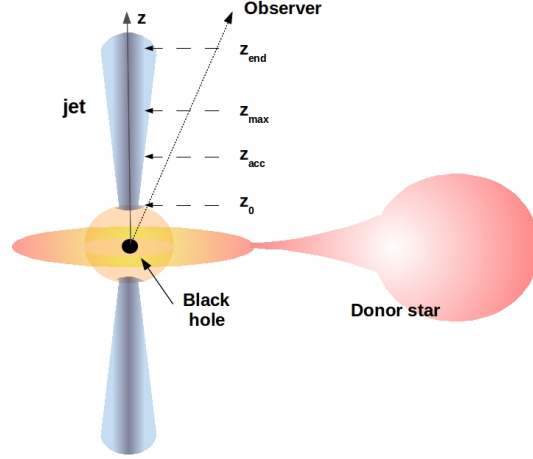


Fig. 1: Basic sketch of the microquasar. Details of the jet and the acceleration region (not to scale) are also shown.

Table 1: Relevant parameters of the model

BH mass (M_{BH})	$27 M_{\odot}$
Orbital separation (a_{\star})	3.2×10^{12} cm
Star temperature (T_{\star})	2.8×10^4 K
Terminal wind velocity (v_{∞})	2500 km s^{-1}
Star mass loss rate (\dot{M}_{\star})	$10^5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
Penetration factor (χ)	0.105
Jet bulk Lorentz factor (Γ_{bulk})	1.25
Spectral Index (Γ)	1.8
Acceleration efficiency (η)	0.07
Begin acceleration region (z_{acc})	6×10^8 cm
End acceleration region (z_{max})	5×10^{13} cm
Protons to leptons power ratio (a)	80

where r is the distance to the center of the star, and ρ and v , its density and velocity, respectively. Since the velocity profile for massive stars is known (Lamers & Cassinelli, 1990), the particle density profiles results,

$$n(z) = \frac{\dot{M}_{\star}}{4\pi(a_{\star}^2 + z^2)v_{\infty}m_p} \left(1 - \frac{R_{\star}}{\sqrt{a_{\star}^2 + z^2}}\right)^{-1}, \quad (3)$$

where a_{\star} is the binary separation, R_{\star} the star radius, $\dot{M} = 1 \times 10^{-5} M_{\odot}$ is the mass loss rate of the companion star and z is the distance along the jet to the black hole. We account for the mixing of the jet-wind system by means of a phenomenological penetration factor of the wind into the jet, χ (the estimation of this parameter is based on the simulations of Perucho et al., 2010). Finally, photomeson production is not considered because the stellar photons do not have enough energy to reach the threshold energy of this process and, for the same reason, photopair production is neglected since it does not contribute significantly to the radiative output of the jet.

2.3. Distribution of particles

The injection function of primary electrons and protons is parametrized as a power-law in energy multiplied by

an exponential cutoff

$$Q(E, z) = Q_0 E^{-\Gamma} \exp[-E/E_{\max}(z)] f(z). \quad (4)$$

The cutoff energy E_{\max} is calculated by balancing the energy-loss rate and the acceleration rate and it depends on the height z . The step-like function $f(z)$ accounts for the acceleration region extension

$$f(z) = 1 - \frac{1}{1 + \exp[-(z - z_{\max})]}. \quad (5)$$

Finally the value of the normalization constant Q_0 is obtained from the total power injected in each particle species. The power injected in relativistic protons and electrons are related as $L_p = aL_e$, with a a free parameter. See the references in Vila et al. (2012) for the complete expressions of the injection function of secondary particles.

Once the injection function is known, we calculate the isotropic, steady-state particle distribution $N(z)$ in the jet reference frame by solving a transport equation of the form (e.g. Khangulyan et al., 2008)

$$v_{\text{conv}} \frac{\partial N}{\partial E} + \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{dE}{dt} \Big|_{\text{tot}} N \right) + \frac{N}{\tau_{\text{dec}}(E)} = Q(E, z), \quad (6)$$

where $v_{\text{conv}} \sim v_{\text{jet}}$ is the convection velocity and $\tau_{\text{dec}}(E)$ is the mean lifetime of decaying particles. From left to right, the three terms in Eq. 6 account for the changes in $N(E, z)$ caused by particle convection along the jet, energy losses and decay.

3. Results and conclusions

We calculate the radiative spectrum of all particle species produced by the interaction processes described in Section 2.2.. The spectra are first obtained in the comoving frame and then transformed to the observer frame whenever necessary (see Vila et al., 2012, for details). The emission spectrum must be corrected for absorption caused by photon-photon annihilation

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-. \quad (7)$$

To this aim, two different target fields of low-energy photons are considered: the isotropic synchrotron radiation from primary electrons and the beamed stellar radiation. The latter is the dominant absorption effect up to distances of order of $\sim a_{\star}$. Because of the non-isotropic nature of this radiation field, special considerations regarding the geometry have been taken into account.

In Fig. 2 we show the resulting spectrum for the parameters listed in Table 1. These result as the best-fit parameters from a wide scanning of parameter values. In addition to the radiative processes listed in Section 2.2., the star, disk and corona luminosity are also calculated. The radio emission of the jet is synchrotron radiation although it does not quite explain the MeV tail of the spectrum (see Romero et al., 2014, for a different origin of this emission). The dominant channel for IC emission is the interaction with the low-energy stellar photons. This highlights the need to include such a target field

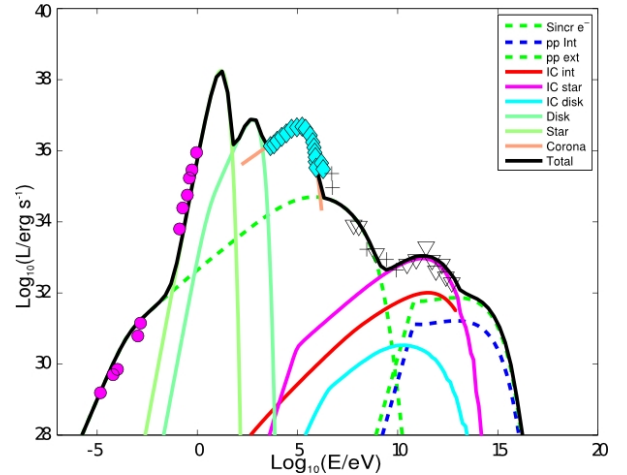


Fig. 2: Best-fit spectral energy distribution for the broadband data of Cygnus X-1. The data are taken from the references listed in Zdziarski et al. (2014).

for a comprehensive model. Although most of the energy is transferred to relativistic protons ($a = 80$), the hadronic contribution to the spectrum is not significant up to $\sim TeV$. However, the proton-proton luminosities (internal and external) are responsible for the ultra-high energy emission of the source. This is also consequence of the effective mixing of the jet-wind system ($\chi \sim 0.105$) which strongly constrains the dynamics of the jet-wind interface. Nonetheless, dynamical considerations are left for forthcoming works.

In this work we present an inhomogeneous model for the broadband emission of high-mass microquasars. The main difference with the model developed in Vila et al. (2012) is the interaction with both, the radiation and matter fields of the companion star. The model was applied to the source Cygnus X-1. For the first time, a hadronic model is applied to this source and it predicts that pp interactions can explain the still undetected ultra-high energy emission of this source.

References

- Díaz Trigo M., et al., 2013, *Nature*, 504, 260
 Gaisser T. K., 1990, *Cosmic rays and particle physics*
 Gallo E., et al., 2005, *Nature*, 436, 819
 Khangulyan D., Aharonian F., Bosch-Ramon V., 2008, *MNRAS*, 383, 467
 Lamers H. J. G. L. M., Cassinelli J. P., 1990, *Introduction to stellar winds*
 Migliari S., Fender R., Méndez M., 2002, *Science*, 297, 1673
 Mirabel I. F., et al., 1998, *A&A*, 330, L9
 Orosz J. A., et al., 2011, *ApJ*, 742, 84
 Perucho M., Bosch-Ramon V., Khangulyan D., 2010, *A&A*, 512, L4
 Reynoso M. M., Romero G. E., 2009, *A&A*, 493, 1
 Romero G. E., Vieyro F. L., Chaty S., 2014, *A&A*, 562, L7
 Vila G. S., Romero G. E., Casco N. A., 2012, *A&A*, 538, A97
 Zdziarski A. A., et al., 2014, *MNRAS*, 442, 3243



Loop observations and the coronal heating problem

M. C. López Fuentes¹, J. A. Klimchuk²

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA), CC 67, Suc. 28, 1428 Buenos Aires, Argentina*

² *NASA Goddard Space Flight Center, Code 671, Greenbelt, MD 20771, USA*

Contact/ lopezf@iafe.uba.ar

Resumen / El calentamiento de la corona continúa siendo uno de los problemas fundamentales de la física solar. En los últimos años, los avances instrumentales y la amplia disponibilidad de datos de observatorios espaciales han permitido grandes progresos en la comprensión del problema, imponiendo restricciones a los modelos propuestos. Sin embargo, dado que los procesos físicos se producen en escalas por debajo de la resolución instrumental actual, respuestas definitivas al problema se encuentran aún pendientes. Debido a que la corona solar se halla fuertemente dominada por el campo magnético, el plasma en las regiones activas se encuentra confinado en estructuras cerradas en forma de arcos. Estos son los bloques básicos observables de la corona, por lo que el análisis de su estructura y evolución resulta indispensable para comprender los mecanismos de calentamiento. En este informe dirigido principalmente a astrónomos no necesariamente familiarizados con el tema, repasaremos algunos de los modelos propuestos y prestaremos especial atención al conjunto, a veces confuso y aparentemente contradictorio, de observaciones de arcos coronales. Discutiremos las consecuencias de dichas observaciones en el marco de algunos de los modelos de calentamiento más usados, en particular los basados en eventos impulsivos conocidos como nanofulguraciones.

Abstract / Coronal heating continues to be one of the fundamental problems of solar physics. In recent years, instrumental advances and the availability of data from space observatories produced important progress, imposing restrictions to the models proposed. However, since the physical processes occur at spatial scales below the present instrumental resolution, definitive answers are still due. Since the corona is strongly dominated by the magnetic field, active region plasma is confined in closed structures or loops. These are the basic observable blocks of the corona, so the analysis of their structure and evolution is essential to understand the heating. In this report, mainly addressed to astronomers not necessarily familiarized with the subject, we review some of the proposed heating models and we pay special attention to the sometimes confusing and apparently contradictory observations of coronal loops. We discuss the consequences of these observations for some of the heating models proposed, in particular those based on impulsive events known as nanoflares.

Keywords / Sun: activity — Sun: corona — Sun: magnetic fields

1. Introduction

Until 1940 very little was known about the thermal structure of the solar atmosphere above the visible photosphere. The presence of initially unidentified spectral lines in coronal observations obtained during solar eclipses, led scientists to propose the existence of a new element called “Coronium”. These lines were later identified (Grotrian, 1939; Edlén, 1943) as produced by ions of Fe and other elements at very high temperatures ($\sim 10^6$ K). The improvement of the observations and the availability of space telescopes, in combination with refined modeling, provided a picture of the solar atmospheric structure separated in regions with different physical characteristics, as indicated in Table 1 (see e.g., Priest, 2014)). The most salient feature of this structure is the sudden increase of temperature (by three orders of magnitude!) between the chromosphere and the corona across a thin layer of approximately 100 km called the transition region. Since the plasma temperature is expected to decrease with distance from the nuclear burning core of the sun, some alternative source of energy (other than the radiative output from the solar

surface) must be producing the observed heating.

It is widely accepted that coronal heating is due to the transformation of kinetic energy from the convective layers at and below the photosphere into thermal energy at the chromosphere and corona. The magnetic field is thought to be the medium for the energy transfer and release (see e.g., the review by Klimchuk (2006)). X-ray and Extreme Ultraviolet (EUV) observations of the solar corona show that it is strongly dominated by the magnetic field (see Figure 1). This is expected. Given the frozen-in condition of the plasma and the field, and the low plasma β in the corona, the plasma is confined to move along magnetic flux tubes. Figure 1-(a) shows a full-disk image of the solar corona obtained with the Atmospheric Imaging Assembly (AIA, Lemen et al., 2012) on board the Solar Dynamics Observatory (SDO) in the 171 Å channel. The image shows the structuring of the coronal plasma in thin elongated tubes that are known as coronal loops. Loops are particularly prominent in the brighter areas associated with active regions (ARs). Figure 1-(b) shows a close-up of the AR inside the white box of panel (a). The fact that hotter and denser loops appear in regions of stronger magnetic fields confirms

Table 1: Structure of the solar atmosphere. The magnitudes shown in the columns correspond to approximate height range (H) with respect to the base of the photosphere, temperature (T) and particle density (n) associated with each region.

Region	H (km)	T (K)	n (cm^{-3})
Photosphere	0-500	6000	10^{17}
Chromosphere	500-2000	4500-20000	10^{12}
Transition region	$\Delta H \approx 100$		
Corona	>2000	10^6	10^9

the relevant role of the field in the heating mechanism. Unfortunately, the present instrumental resolution is not high enough to resolve the heating mechanisms directly at work. Any theory proposed to explain the heating must then be consistent with the observed properties of coronal loops. Here lies the importance of coronal loop observations to understand the problem.

The path that connects coronal heating theory with loop observations is not direct, and it can be separated in four main areas of study:

I) *Coronal heating models*. These are models that provide possible mechanisms for the conversion of mechanical (or any other kind of) energy into thermal energy in the corona. In order to be comparable with observations, the models must provide among their predictions: energy inputs, localization of the release, temporal and spatial scales, and scale laws between observable parameters of the system (Mandrini et al., 2000).

II) *Plasma response and evolution*. Since the above models do not necessarily include the response of the loop plasma to the heating, sometimes it is necessary to model it separately. Given the confinement of the plasma along the magnetic field, it can be decoupled from the field and be analyzed as a uni-dimensional hydrodynamic system (Reale, 2014).

III) *Radiative emission*. How the evolving loop emits electromagnetic radiation and how this emission translates into observed data is a very complex problem that includes emission models, atomic physics, spectroscopy, radiative transfer and instrumental response (Phillips et al., 2012).

IV) *Observations*. Historically, the solar corona could be seriously studied only during solar eclipses, when it was observable by the scattering of visible light emitted from the solar surface. Direct emission from the corona is in the Ultraviolet and Soft X-ray spectra. These wavelengths are only accessible with instrumentation located outside Earth’s atmosphere. It was only after the 1960s, with the advent of space exploration, that this kind of observations became available. The last 25 years have seen enormous advances in the quantity and quality of solar coronal data. The combination of the data with the plasma diagnostic techniques can be used to infer the physical conditions of the plasma in the loops.

The main aim of this article is to provide a review of the role that loop observations have in the solution of the coronal heating problem. The target reader is an astronomer/physicist who is not necessarily familiarized with solar physics. In Section 2. we focus with some generality on the subjects of the above items I), II) and III). In Section 3. we analyze what the observations tell

us about the physics of loops, and what restrictions they impose on the models. To put these observations in a particular theoretical frame, in Section 4. we present a simple model of coronal loops based on nanoflare heating, which has been one of the most popular mechanisms in recent years. We show that the proposed model can explain the main observed properties of loops. We present a few conclusions in Section 5..

2. Models

The origin of the energy that heats the corona is ultimately the plasma motions at the outer layers of the solar convection zone. The energy is somehow transported by the magnetic field to higher regions of the atmosphere, where it is released. It is estimated that the input necessary to heat the coronal plasma in ARs is approximately $10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Withbroe & Noyes, 1977). No other mechanisms are able to explain this transfer of energy besides the magnetic field. What is still being investigated is the particular mechanism by which the magnetic field transports and releases the energy in the chromosphere and corona. Below we separate the most important mechanisms proposed in two general categories:

Magnetic stress dissipation. Sometimes called “DC heating” (Klimchuk, 2006). The magnetic field is slowly deformed and stressed by photospheric motions. This stress is transferred to the corona, where the conditions are propitious for magnetic reconnection. When the stress between neighbor magnetic structures reaches a threshold, reconnection of the fields occurs and heats the plasma. In some of these models a precise localization of the release is identified, e.g., at the current sheet interface between thin elementary magnetic flux tubes or “strands” with different inclinations (Parker, 1988; Priest, 2011; López Fuentes & Klimchuk, 2010). In other “ab initio” MHD models, the system is represented by a box, in which magnetic energy is injected by motions at the base (the photosphere) and released by ohmic dissipation at coronal heights (Gudiksen & Nordlund, 2005). Others are based on the turbulent interplay between the velocity and magnetic fields (Gomez et al., 2000).

MHD waves dissipation. Also commonly known as “AC heating”. In this case, rapid plasma motions at the photosphere produce disturbances that propagate along the field as magnetic waves. Given the proper conditions these waves dissipate at given atmospheric layers (depending on the particular process proposed) transferring their energy into plasma heating. Among the most popular mechanisms are resonant absorption (O’Neill & Li, 2005) and phase mixing (Nakariakov et al., 1997; De Moortel et al., 2000). See also, more recently Asgari-Targhi et al. (2014).

The models described above must be able to predict loop conditions which are consistent with the observations (Klimchuk, 2009). In principle, they must provide the necessary energy to produce a coronal plasma at the observed temperatures and densities. One very important prediction of the heating models is the localization of the energy deposition. In particular, is the energy injected at the chromospheric base of the loops or is it

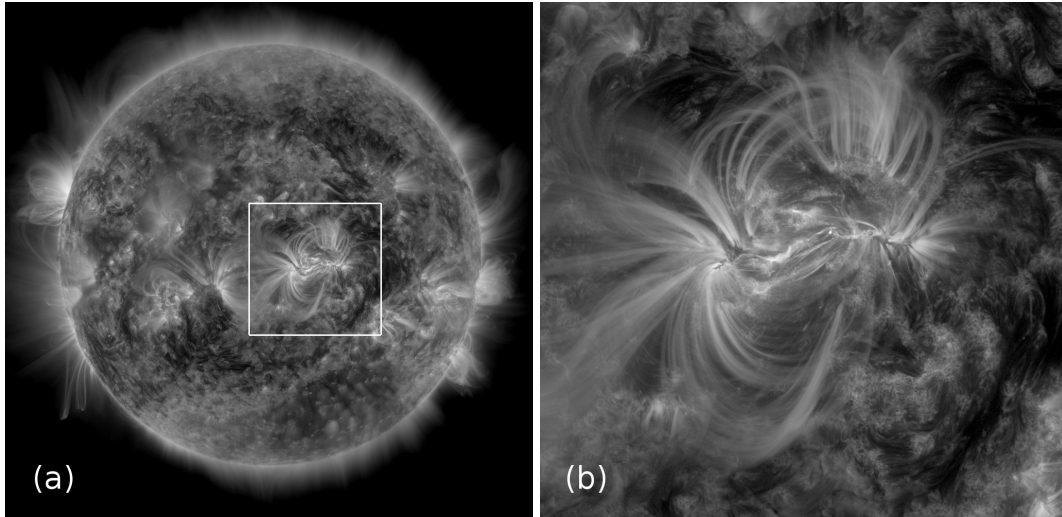


Fig. 1: a) Full disk EUV image of the solar corona obtained with the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on board the Solar Dynamics Observatory (SDO) in the 171 Å channel. The date of the image is 2015 Jan 5, 18:00 UT. (b) Close-up of the active region inside the white box shown in panel (a). Coronal loops can be identified as the elongated structures containing plasma that is denser than the surrounding environment.

released *in situ* in the corona? As we show in following sections, this has direct implications for the observed structure and evolution of loops.

Most of the models described above only provide a source of energy and a heating rate. In general, the consequent evolution of the plasma must be analyzed separately. As mentioned in Section 1. in the solar corona the cross field motions and transport mechanisms are strongly diminished (Golub & Pasachoff, 2009). The magnetic field has characteristic evolution times which are orders of magnitude longer than those of the plasma, except perhaps in energy release location (i.e., around current sheets). Therefore, in normal conditions the plasma circulates along the field as through fixed pipes or tubes, and it can be approximated as a one-dimensional fluid. The set of equations that are commonly used to analyze the evolution are the equations of mass, momentum and energy conservation (see e.g., (Aschwanden, 2005)). These equations are usually accompanied by an equation of state, for which a full ionized Hydrogen plasma is often assumed. The input for the equations is the heating rate, $H(s, t)$, and the main outputs are the temperature, $T(s, t)$, density, $n(s, t)$, and plasma velocity, $v(s, t)$, where s is the spatial coordinate along the loop.

The final step to compare models with observations requires knowledge of how the physical conditions (T , n , and v) of the evolving plasma translate into observable signals. This is a very complex process that involves atomic physics, spectroscopy and, in the case of the chromosphere, radiative transfer modeling to obtain the emission in each wavelength band for different physical conditions of the plasma. As we described in Section 1. the corona is observed in emission in Soft X-rays (SXR) and EUV. The temperature of plasmas emitting SXRs is typically 3 MK or more, and corresponds to the wavelength band between a few to several tens of Å. EUV emission corresponds to transition lines primarily from

ions of Fe, He and Si (Phillips et al., 2012, Landi et al., 2013). EUV imagers observe with filters in narrow bands that include some of these prominent lines.

3. Loop observations

A number of plasma diagnostic techniques exist to infer the physical conditions (T , n and v) of the plasma in the loops from observations (see e.g. López Fuentes et al., 2007; Schmelz & Pathak, 2012; Warren et al., 2012; Young et al., 2012; Tripathi et al., 2012). The basic classification of coronal loops according to their physical properties inferred from observations in different wavelengths is presented in Table 2 (Reale, 2014). In the 1970s, the solar telescopes on board Skylab (Reeves et al., 1972) provided for the first time detailed observations of coronal loops. Rosner et al. (1978) found that X-ray observations were consistent with loops in static or quasi-static equilibrium. That means that though the physical conditions in the loops may be changing in the long term, there is at any instant a near equilibrium between the energy gains and losses. This can be expressed as:

$$H = n^2 \Lambda(T) - \kappa \frac{d}{ds} \left(T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right), \quad (1)$$

where H is the heating rate and the first and second terms on the right side of the equation are the radiative and conductive losses, respectively (κ is the thermal conductivity and $\Lambda(T)$ is the radiative function). Using an analytical model Rosner et al. (1978) inferred the following scale laws: $T_{max} \propto (pL)^{1/3}$ and $H \propto p^{7/6} L^{-5/6}$, where T_{max} is the temperature at the top of the loop, p is the pressure and L is the loop length. Vesecky et al. (1979) demonstrated that in quasi-static equilibrium the three terms in Equation 1 are roughly equal. Using an appropriate expression for the radiative function, $\Lambda(T)$,

Table 2: Typical properties of coronal loops according to the usual classification as “hot” or “warm”.

	Hot loops	Warm loops
Observed wavelengths	Soft X-rays	EUV
Temperature	> 2 MK	~ 1.2 MK
Density	10^8cm^{-3}	10^9cm^{-3}
Location	AR cores	AR periphery

it can be shown that in those conditions: $n \propto T^2$ (López Fuentes & Klimchuk, 2015). The previous relations are useful to determine if, according to their observed properties, loops are close to or far from equilibrium. The temperature and density of hot loops (see Table 2) are consistent with quasi-static equilibrium if one allows for a filling factor less than unity (Kano & Tsuneta, 1996; Porter & Klimchuk, 1995).

When high resolution and high cadence EUV data from instruments like TRACE (Handy et al., 1999) became available, detailed analysis of the physical properties of warm loops showed that they were far from static or quasi-static equilibrium. Their densities and scale heights were too high for their temperatures (Aschwanden et al., 2001; Winebarger et al., 2003). Among the mechanisms proposed to explain this discrepancy, the two more important are:

1) Heating is steady or quasi-steady, but it is concentrated very low in the loop leg, near the chromospheric base. It has been shown that this kind of heating leads to thermal nonequilibrium (Müller et al., 2004; Karpen et al., 2006). The plasma seeks an equilibrium that does not exist and in the process produces extreme asymmetries and condensations. The observed high densities can be reproduced (Klimchuk et al., 2010; Lionello et al., 2013), but the predicted intensity profiles along the loops are apparently inconsistent with observations (see discussion below).

2) Impulsive heating *in situ* in the corona may also produce the observed densities, but it predicts evolutions that are much more dynamic than actually observed. One possibility is that loops are made of unresolved elementary flux tubes that evolve impulsively. In that case, when we observe macroscopic structures that we define as coronal loops we may actually be observing the summed contribution of the emission of unresolved magnetic strands that evolve independently in a more dynamic fashion. It has been proposed (see e.g. Parker, 1988; Cargill, 1994) that the strands are heated by short duration energy release events called nanoflares. One of the observational consequences of this model is that loops should be multithermal. These loops would have wide emission measure (EM) distributions corresponding to the contribution of emitting plasmas at a broad range of temperatures (see e.g. Schmelz et al., 2009)). As we discuss below and in the next Section, one advantage of the hypothesis based on multistranded nanoflare-heated loops is that it can also explain hot loops (Warren et al., 2002; Cargill & Klimchuk, 2004).

In what follows we discuss different aspects of the observational consequences of the above mechanisms and review some studies in which we have analyzed them.

We recently studied the intensity variation along EUV (TRACE) coronal loops to compare them with models of loops in thermal non-equilibrium (López Fuentes & Klimchuk, 2013). One of the most important problems for the analysis of the intrinsic intensity of loops is the treatment of the background contribution. We follow a careful procedure to subtract this effect. We found that in most of the analyzed loops the obtained intensity profiles consist of fluctuations around an approximately constant level. We think that part of these fluctuations are due to a residual effect of the background subtraction. Of the 20 analyzed cases only 3 are consistent with the profiles predicted by models of loops in thermal non-equilibrium (see e.g. Klimchuk et al., 2010; Lionello et al., 2013). Such cases present a strong intensity asymmetry between the two ends of the loops. Clearly, further analysis including a larger number of loops and different background subtraction methods is necessary.

Another important observational feature to compare with models is the temporal evolution of loops. In López Fuentes et al. (2007) we studied the evolution of loops observed with the Soft X-ray Imager (SXI, Hill et al., 2005) on board the geostationary GOES satellite. Given its orbital characteristics this instrument had the advantage of observing the sun in a continuous way, allowing us to observe coronal loops during their full evolution. We found that the intensity of the studied loops had evolutions that could be separated in three clear phases: rise, main and decay. We found that the evolution times are much longer than the characteristic times associated with the cooling of the plasma by conduction and radiation. We concluded that this was consistent with two possible scenarios: A) loops are monolithic and evolve quasi-statically, meaning that they approximately follow Equation 1 at all times, in which case the observed intensity is directly proportional to the heating rate, or B) loops are formed by multiple strands that are heated impulsively by nanoflares. In the latter case, the observed intensity is proportional to a changing rate of nanoflare production.

The loops studied in López Fuentes et al. (2007) are hot, and any of these two scenarios (A or B) may apply to them. However, the situation would be different for warm loops, as we have seen before, their density and temperature are not consistent with scenario A) (quasi-static evolution). Here we discuss physical arguments that suggest how scenario B) may include both kinds of loops in a same physical framework. Consider the characteristic cooling times associated with the processes of conduction and radiation. Dividing the thermal energy density of the plasma by the conductive and radiative rates, it can be shown that (see López Fuentes et al., 2007):

$$\tau_{cond} \approx \frac{21}{4} \frac{k_B}{\kappa_0} \frac{pL^2}{T^{7/2}} \quad ; \quad \tau_{rad} \approx \frac{6k_B}{\Lambda(T)} \frac{T^2}{p} \quad (2)$$

It can be demonstrated that choosing a proper $\Lambda(T)$ for the corresponding loop temperatures, the conductive cooling dominates for hot loops ($\tau_{cond} < \tau_{rad}$) while radiative cooling dominates for warm loops ($\tau_{cond} > \tau_{rad}$). For loops near thermal equilibrium, $\tau_{cond} \approx \tau_{rad}$. This

is nicely summarized in Figure 2, originally published by Klimchuk (2006) (and reproduced here from López Fuentes et al., 2007). The log-log plot shows the ratio of the radiative to conductive cooling times vs. temperature. We add labels indicating where warm (TRACE), hot (Yohkoh/SXT) and intermediate (SXI) loops lie in the plot. Klimchuk (2006) showed that a single strand heated impulsively could physically evolve through a path that tracks the cluster of points in the plot from hot to warm, suggesting that all observed loops could be the manifestation of combined sets of strands heated by nanoflares at different phases of their evolution. We study this in more detail in the next Section.

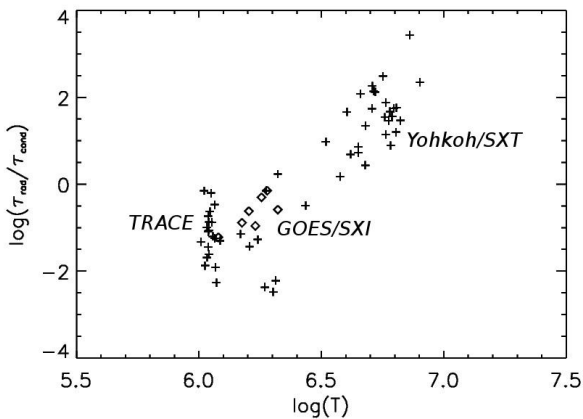


Fig. 2: Log-log plot of the ratio of radiative to conductive cooling times vs. temperature for EUV (TRACE) and SXR (Yohkoh/SXT and GOES/SXI) loops. Adapted from López Fuentes et al. (2007)

4. Nanoflare heating

The idea that the solar corona is heated by energy release events of scales many orders of magnitude smaller than regular flares, was proposed by Eugene Parker in the 1980’s (Parker, 1988). The model assumes that loops are composed by multiple magnetic strands which are tangled and stressed by continuous photospheric motions. When neighbor strands reach a critical misalignment, reconnection occurs and energy is released heating the plasma. These reconnection events are called nanoflares (Cargill, 1994). The existence of a critical or “switch-on” condition for the reconnection to take place is supported by numerical studies (see Dahlburg et al., 2005).

In a recent paper (López Fuentes & Klimchuk, 2015) we proposed a simple cellular automaton (CA) model based on the above ideas. In it, the evolution of the strands that form the loops are represented by points that move and interact in a two-dimensional mesh following a given set of rules. The model is a more sophisticated version of the model presented in López Fuentes & Klimchuk (2010). The details are thoroughly explained in the paper. The model provides a set of nanoflares that heat the plasma in the strands. To simulate the plasma response to the heating we use the hydrodynamic code,

Enthalpy-Based Thermal Evolution of Loops (EBTEL, Klimchuk et al., 2008; Cargill et al., 2012). This 0D code provides the evolution of the average temperature, density and velocity of the plasma along a strand. As a last step, we compute the expected response of a given instrument to simulate observations. In a following paper, which is in preparation, we compare synthetic observations obtained with the model with real observations of coronal loops. Preliminary results (see López Fuentes & Klimchuk, 2012a,b) show that the model can reproduce the main statistical properties of observed lightcurves. In particular, we found that the skewness of the distribution of intensities, for both modeled and observed loops, is consistent with the widespread presence of cooling plasmas as found in other works (Terzo et al., 2011). The relative size (10-15 %) and typical duration (1000-2000 s) of the fluctuations are compatible with observed values (Ugarte-Urra & Warren, 2014).

To illustrate the implications of the nanoflare model for the physics of coronal loops discussed in Section 3., let us analyze the evolution of a single strand that is heated by a nanoflare. Figure 3-(a), shows the heating rate vs. time for a nanoflare modeled as a triangular function of 500 s duration. The total energy density provided by this nanoflare is 1 erg cm^{-3} . Assuming a strand of 100 Mm length we use the EBTEL code to obtain the evolution of the temperature (T), density (n) and velocity (v) of the plasma in the strand. This is shown in panels (b), (c) and (d). At the beginning of the evolution, as the heating rate increases the temperature rises. During this phase energy losses are dominated by thermal conduction. Density increases as material is “evaporated” into the loop, slowly at first and then more quickly as the downward heat flux grows. Temperature then decreases as the heating rate diminishes. Thermal conduction continues to cool the plasma and drive further evaporation. Radiative cooling becomes stronger at the lower temperatures and higher densities, and eventually it takes over from thermal conduction as the dominant cooling mechanism. At this point the plasma starts to drain and density decreases. Notice that at the maximum temperature $T_{max} = 5 \text{ MK}$, $n \approx 2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. These are the typical T and n of hot loops (see Table 2). During the radiative cooling phase, T and n have typical values of warm loops. This is consistent with the discussion of Section 3.. Regarding velocities, v is positive (upward) during the increase of n due the injection of material from the chromosphere, and negative (downward) when n decreases. The average velocities of the upward ($\approx 50 \text{ km s}^{-1}$) and downward ($\approx 10 \text{ km s}^{-1}$) phases are consistent with the typical velocities obtained from observations of plasmas at the same corresponding temperatures (see Winebarger et al., 2013; Tripathi et al., 2012).

We remind the reader that in the nanoflare model an observed loop is the summed contribution of the independent evolutions of multiple strands as the one analyzed above. Then, it is expected that when a loop structure is observed in SXR (the “hot band”) only those strands that are in the hot phase of the evolution will contribute to that spectral range. Similarly for strands that are in their cooler phases when the loop is observed in the EUV range. This would imply that SXR and EUV

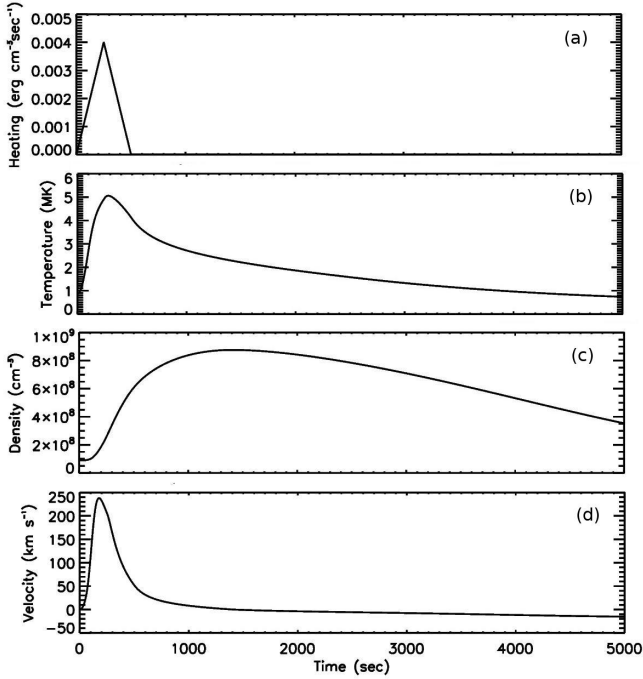


Fig. 3: Evolution of heating rate, temperature, density and velocity of the plasma for a single strand using the EBTEL model.

loops should be spatially correlated. This is sometimes but not always the case. Some hot loops do not have corresponding warm emission. One possible explanation for such loops is that nanoflares occur at such a high rate that strands are rarely allowed to cool to temperatures below 2 or 3 MK. As soon as a nanoflare starts to decay a new one is triggered, reheating the plasma. In this case, the waiting time between nanoflares is shorter than the plasma cooling time. This could be because short duration nanoflares repeat in rapid succession or because the nanoflare duration is comparable to the repetition interval. This is known as the “high-frequency” nanoflare regime. Analogously, there is a “low frequency” regime where the waiting time between nanoflares is much longer than a cooling time.

A physical way to analyze if an observed loop is in the high or low frequency regimes is to reconstruct and analyze its differential emission measure (DEM) from observations in different wavelengths. The DEM distribution indicates the amount of plasma that contributes to the emission in each temperature range. Therefore, it can be used to determine the proportion of plasma that reaches low temperatures, and therefore, how important is the low-frequency nanoflare contribution to the heating. One parameter that has been recently used to quantify this contribution is the slope of the DEM distribution between 1 MK and the temperature peak (see Bradshaw et al., 2012; Schmelz & Pathak, 2012; Warren et al., 2012). The steeper the slope the smaller the proportional contribution of the low-frequency heating.

In López Fuentes & Klimchuk (2015) we analyzed how the nanoflare frequency depends on relevant parameters of the CA+EBTEL model described at the beginning of

Table 3: Average slope indexes of DEM distributions for modeled loops with different lengths.

L (Mm)	40	60	80	100	120	140
DEM slope index	1.68	1.9	2.3	2.46	2.78	3.13

this Section. To illustrate the discussion of the previous paragraph here we analyze DEM distributions obtained with the model. To obtain DEMs with different slopes, we use a reasonable set of loop parameters (as those studied in López Fuentes & Klimchuk, 2015) and leave the loop length as the only variable parameter. The example shown in Figure 4 corresponds to a DEM distribution obtained with the model for a loop of 100 Mm length. The thick line indicates the approximate slope of the distribution between 1 MK and the temperature of the peak at ~ 4 MK. The slope is indicated in the panel. In Table 3 we present average DEM slopes computed for modeled loops with the indicated lengths. The obtained values are consistent with the typical ranges obtained from observations (Schmelz & Pathak 2012, Warren et al. 2012). This is further studied in an upcoming paper (López Fuentes & Klimchuk, in preparation).

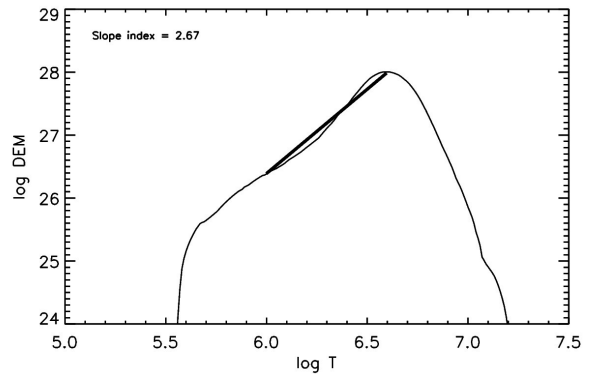


Fig. 4: DEM distribution for a loop modeled as described in the text. The thick line indicates the approximate slope of the distribution between 10^6 MK and the temperature at the peak of the distribution (~ 4 MK).

5. Conclusions

In this review we studied the role of loop observations for the solution of the coronal heating problem. Since the fundamental processes occur at spatial scales below the present instrumental resolution, the combined analysis of models and observations is essential. Observations in different wavelengths, sometimes apparently contradictory, must be reconciled in a physically consistent way. Despite important advances in recent years, key questions remain and definitive answers are still due (Klimchuk, 2014). One of the mechanisms that received particular attention is based on the impulsive heating of unresolved magnetic strands by nanoflares (Parker, 1988). Here, we reviewed some results obtained with a simple model based on these ideas (López Fuentes & Klimchuk, 2015). The intensity distribution, relative

size and duration of the fluctuations, and the slope of the DEM distribution obtained with the model are consistent with observations analyzed by us and by other authors (see Terzo et al., 2011; Ugarte-Urra & Warren, 2014; Bradshaw et al., 2012; Schmelz & Pathak, 2012; Warren et al., 2012).

Acknowledgements: MLF is member of the Carrera del Investigador Científico (CONICET). MLF thanks the Organizing Committees of the 57 Annual Meeting of the Asociación Argentina de Astronomía for the invitation to give the talk associated to this article.

References

- Aschwanden M. J., 2005, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions* (2nd edition)
- Aschwanden M. J., Schrijver C. J., Alexander D., 2001, *ApJ*, 550, 1036
- Asgari-Targhi M., van Ballegooijen A. A., Imada S., 2014, *ApJ*, 786, 28
- Bradshaw S. J., Klimchuk J. A., Reep J. W., 2012, *ApJ*, 758, 53
- Cargill P. J., 1994, *ApJ*, 422, 381
- Cargill P. J., Bradshaw S. J., Klimchuk J. A., 2012, *ApJ*, 752, 161
- Cargill P. J., Klimchuk J. A., 2004, *ApJ*, 605, 911
- Dahlburg R. B., Klimchuk J. A., Antiochos S. K., 2005, *ApJ*, 622, 1191
- De Moortel I., Hood A. W., Arber T. D., 2000, *A&A*, 354, 334
- Edlén B., 1943, *Zeitschrift für Astrophysik*, 22, 30
- Golub L., Pasachoff J. M., 2009, *The Solar Corona*
- Gomez D. O., Dmitruk P. A., Milano L. J., 2000, *Sol. Phys.*, 195, 299
- Grotian W., 1939, *Naturwissenschaften*, 27, 214
- Gudiksen B. V., Nordlund Å., 2005, *ApJ*, 618, 1031
- Handy B. N., et al., 1999, *Sol. Phys.*, 187, 229
- Hill S. M., et al., 2005, *Sol. Phys.*, 226, 255
- Kano R., Tsuneta S., 1996, *Publ. Astron. Soc. of Japan*, 48, 535
- Karpen J. T., Antiochos S. K., Klimchuk J. A., 2006, *ApJ*, 637, 531
- Klimchuk J. A., 2006, *Sol. Phys.*, 234, 41
- Klimchuk J. A., 2009, in Lites B., Cheung M., Magara T., Mariska J., Reeves K., eds, *The Second Hinode Science Meeting: Beyond Discovery-Toward Understanding Vol. 415 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Coronal Loop Models and Those Annoying Observations!* (Keynote). p. 221
- Klimchuk J. A., 2014, *ArXiv e-prints*, 1410.5660
- Klimchuk J. A., Karpen J. T., Antiochos S. K., 2010, *ApJ*, 714, 1239
- Klimchuk J. A., Patsourakos S., Cargill P. J., 2008, *ApJ*, 682, 1351
- Landi E., et al., 2013, *ApJ*, 763, 86
- Lemen J. R., et al., 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17
- Lionello R., et al., 2013, *ApJ*, 773, 134
- Lopez Fuentes M., Klimchuk J. A., 2013, *Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina*, 56, 399
- López Fuentes M., Klimchuk J. A., 2015, *ApJ*, 799, 128
- López Fuentes M. C., Klimchuk J. A., 2010, *ApJ*, 719, 591
- López Fuentes M. C., Klimchuk J. A., 2012a, in Mandrini C. H., Webb D. F., eds, *IAU Symposium Vol. 286 of IAU Symposium, A cellular automaton model for coronal heating*. pp 433–436
- López Fuentes M. C., Klimchuk J. A., 2012b, *Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina*, 55, 103
- López Fuentes M. C., Klimchuk J. A., Mandrini C. H., 2007, *ApJ*, 657, 1127
- Mandrini C. H., Démoulin P., Klimchuk J. A., 2000, *ApJ*, 530, 999
- Müller D. A. N., Peter H., Hansteen V. H., 2004, *A&A*, 424, 289
- Nakariakov V. M., Roberts B., Murawski K., 1997, *Sol. Phys.*, 175, 93
- O'Neill I., Li X., 2005, *A&A*, 435, 1159
- Parker E. N., 1988, *ApJ*, 330, 474
- Phillips K. J. H., Feldman U., Landi E., 2012, *Ultraviolet and X-ray Spectroscopy of the Solar Atmosphere*
- Porter L. J., Klimchuk J. A., 1995, *ApJ*, 454, 499
- Priest E., 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*
- Priest E. R., 2011, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73, 271
- Reale F., 2014, *Living Reviews in Solar Physics*, 11, 4
- Reeves E. M., Noyes R. W., Withbroe G. L., 1972, *Sol. Phys.*, 27, 251
- Rosner R., Tucker W. H., Vaiana G. S., 1978, *ApJ*, 220, 643
- Schmelz J. T., et al., 2009, *ApJ*, 691, 503
- Schmelz J. T., Pathak S., 2012, *ApJ*, 756, 126
- Terzo S., et al., 2011, *ApJ*, 736, 111
- Tripathi D., et al., 2012, *ApJL*, 754, L4
- Ugarte-Urra I., Warren H. P., 2014, *ApJ*, 783, 12
- Vesecky J. F., Antiochos S. K., Underwood J. H., 1979, *ApJ*, 233, 987
- Warren H. P., Winebarger A. R., Brooks D. H., 2012, *ApJ*, 759, 141
- Warren H. P., Winebarger A. R., Hamilton P. S., 2002, *ApJL*, 579, L41
- Winebarger A., et al., 2013, *ApJ*, 767, 107
- Winebarger A. R., Warren H. P., Mariska J. T., 2003, *ApJ*, 587, 439
- Withbroe G. L., Noyes R. W., 1977, *ARA&A*, 15, 363
- Young P. R., O'Dwyer B., Mason H. E., 2012, *ApJ*, 744, 14



Morfología y evolución de una eyección coronal de masa polar

I. Cabello^{1,2}, H. Cremades^{1,2}, L. Balmaceda^{3,4} & I. Dohmen¹

¹ Universidad Tecnológica Nacional - Facultad Regional Mendoza, Argentina

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

³ Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), Brasil

⁴ Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE) - CONICET, Argentina

Contacto/ IC: icabello@mendoza-conicet.gob.ar

Resumen / Las vistas estereoscópicas de STEREO/SECCHI, en combinación con las de SOHO/LASCO y SDO/AIA, permiten estudiar por primera vez simultáneamente las perspectivas lateral y axial de la configuración tridimensional de una eyección coronal de masa. Además de verificar la observación de ambas perspectivas, este estudio muestra que el ancho angular lateral (l) y la altura crecen linealmente con el tiempo, mientras que el ancho angular de la perspectiva axial (d) solo presenta este comportamiento desde la baja corona hasta $\approx 5 R_{\odot}$, frenándose a continuación. La relación $l/d \approx 1.4$ entre ambas dimensiones del ancho angular es consistente con mediciones anteriores de l y d efectuadas a partir de eventos ostentando sólo una de las dos perspectivas.

Abstract / The stereoscopic views of STEREO/SECCHI, combined with SOHO/LASCO and SDO/AIA, allow us to study for the first time simultaneously the lateral and axial perspectives of the three-dimensional configuration of a coronal mass ejection. In addition to the verification of the observation of both perspectives, this study shows that the lateral angular width (l) and height grow up linearly with time, while the angular width of the axial perspective (d) presents only this behaviour from the low corona to $\approx 5 R_{\odot}$, then it slows down. The ratio $l/d \approx 1.4$ between both dimensions of the angular width is consistent with previous measurements of l and d performed on events exhibiting only one of the perspectives.

Keywords / Sun: corona — Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: activity

1. Introducción

Las eyecciones coronales de masa (CMEs, del inglés *Coronal Mass Ejections*) son grandes cantidades de plasma expulsado desde el Sol; éstas constituyen el principal agente modificador del clima espacial y las condiciones de la heliósfera. Desde su primera detección han sido intensamente estudiadas, incrementándose además el estudio de su efecto en la Tierra y en todo el Sistema Solar. Sin embargo, su morfología y evolución, aspectos clave para su entendimiento general, aún no están completamente comprendidos.

A partir del estudio de una gran cantidad de eventos, Cremades & Bothmer (2004) propusieron una configuración tridimensional con simetría cilíndrica a lo largo de un eje principal de longitud l y diámetro de la base d para describir la estructura de las CMEs. Fundamentalmente, por efecto de la rotación diferencial solar sobre la orientación de la línea neutra de una región activa, cuando la fuente solar de una CME se encuentra próxima al limbo oeste (este) su línea neutra resulta paralela (perpendicular) a éste y, en consecuencia, se puede observar la perspectiva lateral (axial). Esto es más notorio cuanto más extensas son sus polaridades y mayor es la distancia de la región activa respecto del ecuador solar. Debido a que las CMEs son expulsadas en cualquier dirección y desde cualquier posición del disco solar, y a que los co-

ronógrafos solo nos muestran la proyección de las CMEs en el plano del cielo, es muy difícil ver simultáneamente las dos perspectivas. Si bien de Cremades & Bothmer (2004) se desprende que una CME puede exhibir dos perspectivas bien diferenciadas dependiendo de su punto de vista, hasta ahora no había sido posible observar las dos perspectivas de una misma CME a la vez. Las imágenes estereoscópicas de la misión STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory; Kaiser et al., 2008), en combinación con la vista terrestre de SOHO (Solar and Heliospheric Observatory; Domingo et al., 1995) y SDO (Solar Dynamics Observatory; Pesnell et al., 2012), hacen posible un estudio simultáneo desde diferentes perspectivas visuales. Sin embargo, no cualquier combinación entre las posiciones de las naves y la dirección de propagación y orientación de la CME posibilita ver ambas a la vez. En el mejor de los casos, con al menos dos de estas naves separadas $\approx 90^{\circ}$ (i.e. en cuadratura), las CMEs que se dirigen a cualquiera de ellas solo podrán ser visibles en una de sus perspectivas desde una o dos naves, y como de tipo halo en las otras (ancho angular de 360° , i.e. cuando la CME viaja hacia el observador). La distribución más favorable para poder observar ambas perspectivas simultáneamente es aquella en la que se observa una CME aproximadamente polar, con al menos dos de las naves en cuadratura, de forma que el eje de

simetría de la CME posea la misma dirección que la línea que une el Sol con una de las naves (ver Figura 1).

2. Datos analizados

Los datos utilizados en este trabajo han sido proporcionados fundamentalmente por SECCHI (Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation; Howard et al., 2008) a bordo de las naves STEREO A y B (ST-A y ST-B); principalmente, por los coronógrafos COR1 y COR2 de ambas naves. Para sustraer la mayor parte de la corona F y la luz dispersada en el instrumento, se han utilizado las imágenes de fondo (*background*), obtenidas de forma similar al procedimiento indicado en Thompson et al. (2010). Se han utilizado también datos de los coronógrafos C2 y C3 del instrumento LASCO (Large Angle Spectroscopic Coronagraph; Brueckner et al., 1995) a bordo de SOHO.

Con el fin de identificar la región fuente, se han utilizado datos de los instrumentos EUVI (Extreme Ultraviolet Imager) de SECCHI, en las líneas 195 Å y 304 Å. El rastreo de la región fuente también se llevó a cabo a partir del análisis de imágenes de la baja corona obtenidas por el instrumento AIA (Atmospheric Imaging Assembly; Lemen et al., 2012) en 193 Å, a bordo de la nave SDO. Además, se consultaron datos de H α obtenidos por el coronógrafo del *Pic Du Midi Observatory* (<http://bass2000.obspm.fr/>), y por el *New Halpha Patrol Telescope* del *Big Bear Solar Observatory* (<http://www.bbso.njit.edu/>).

Para resaltar la estructura y evolución de las CMEs en una secuencia de imágenes, se ha recurrido a la técnica de imágenes diferencia, bien restando a cada imagen su anterior, bien restando a todas la misma imagen previa al evento. En las imágenes diferencia resultantes se exhiben regiones brillantes y regiones oscuras correspondientes a incrementos y reducciones de densidad, respectivamente.

3. Identificación del evento

La búsqueda de eventos que proporcionen los dos tipos de perspectivas se realizó para las fechas en las que las naves ST-A, ST-B y SOHO estaban en cuadratura, ya fuera con $\approx 180^\circ$ (2010-2011) o $\approx 90^\circ$ (2008-2009 y 2012-2013) entre las dos primeras. Se localizó un evento polar dirigido hacia el sur para el día 28 de marzo de 2013, cuando las naves ST-A y ST-B distaban un ángulo de $\approx 86^\circ$. En la Figura 1 se presentan las imágenes diferencia para COR2 de ambas naves de STEREO y C2 de LASCO, en las que se observa el evento estudiado. En la imagen de ST-B se aprecia claramente la perspectiva axial de la CME, mientras que en la de ST-A se muestra la perspectiva lateral. La imagen de LASCO presenta una perspectiva intermedia.

El análisis de las imágenes de la baja corona no permitió identificar la región fuente claramente, debido principalmente al efecto de perspectiva. La existencia de filamentos de tipo *polar crown* en imágenes de H α de varios días anteriores al evento estudiado, sugiere que posiblemente estos estén relacionados con el mismo.

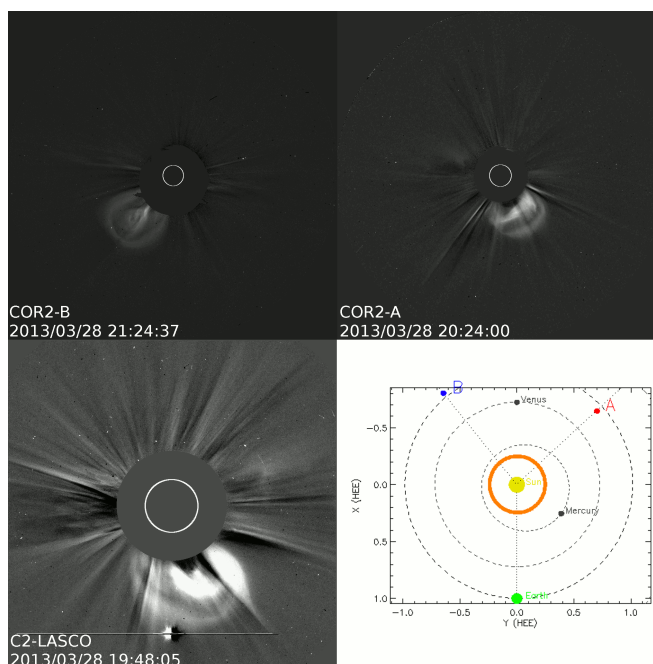


Fig. 1: Imágenes diferencia de la CME del evento estudiado desde tres puntos de vista. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: perspectiva axial mostrada por COR2 desde ST-B, perspectiva lateral por COR2 desde ST-A, perspectiva intermedia por C2 desde LASCO y esquema de la posición relativa de las naves y la CME en la fecha del evento, visto desde el polo norte de la eclíptica.

4. Modelo de reconstrucción 3D

A partir de los resultados de Cremades & Bothmer (2004), Thernisien et al. (2006) propusieron el modelo “*graduated cylindrical shell*”, que más tarde dio lugar al modelo “*forward*” (Thernisien et al., 2009) para generar la morfología de una CME en base a un tubo de flujo retorcido con forma de resorte. En este modelo, la envoltura de las CMEs se diseña a partir de una estructura tubular alrededor de un eje principal, sujeta a dos conos, y el conjunto adquiere forma de “*medialuna*”. Mediante este modelo se han generado tres perspectivas de la CME estudiada, que se ajustan notablemente a las imágenes obtenidas a partir de los coronógrafos COR2 de ST-B y ST-A, y C2 de LASCO, tal como se muestra en la Figura 2. Considerando una distribución de electrones, este modelo permite obtener, además, las imágenes sintéticas en luz blanca para cada una de las naves STEREO, suponiendo una dispersión Thomson.

5. Expansión

Las imágenes diferencia correspondientes a distintos instrumentos de las naves STEREO han permitido estudiar la evolución temporal del ancho angular (AA) y de la altura (A). El AA se calculó como $AA = AP_2 - AP_1$, donde AP_1 y AP_2 son los ángulos de posición (AP) en los dos bordes externos de la CME proyectada en el plano del cielo en sentido antihorario desde el norte solar ($AP=0^\circ$), con el origen de giro en el centro del Sol. La dependencia del AA con el tiempo se presenta en el

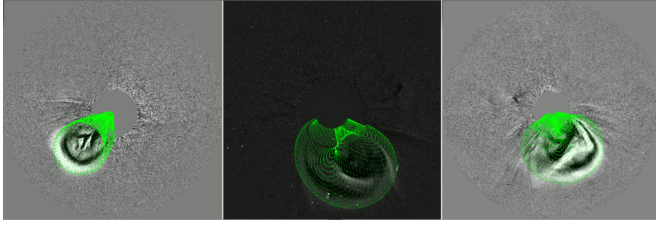


Fig. 2: A ambos lados, perspectivas obtenidas mediante el modelo “forward” de Thernisien et al. (2009) para COR2 desde ST-B (izquierda) y ST-A (derecha) y, en medio, para C2 de LASCO.

panel superior de la Figura 3 a partir de los resultados obtenidos para ST-B (izquierda) y ST-A (derecha). La gráfica de ST-B posee, no solo valores de COR1 y COR2, sino también de EUVI en 195 Å, a diferencia de la de ST-A, debido a la imposibilidad de observar claramente los bordes de la estructura en sus imágenes. El AA de la perspectiva axial observada por ST-B presenta un crecimiento lineal desde la baja corona hasta $\approx 5 R_{\odot}$, a partir de donde se ralentiza su expansión, obedeciendo entonces su comportamiento a una función de segundo grado. La perspectiva lateral, vista por ST-A, muestra una tendencia lineal (coeficiente de correlación, $cc = 0.99$) del AA con el tiempo para los valores obtenidos con COR1 y COR2, en el rango observable por estos instrumentos.

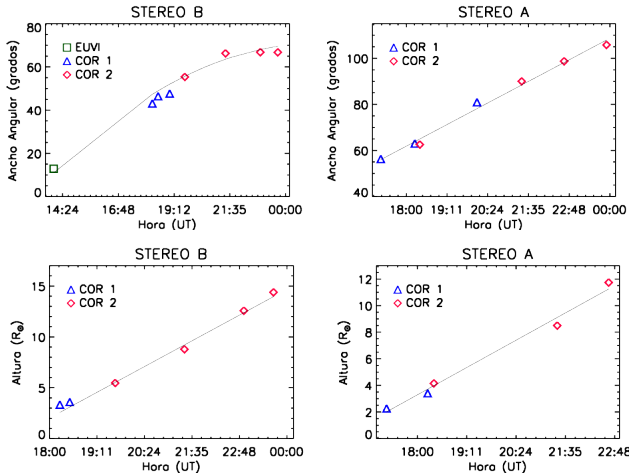


Fig. 3: Dependencias temporales del ancho angular (panel superior) y la altura (panel inferior) de la CME estudiada para ST-B (izquierda) y ST-A (derecha).

Los valores del AA tomados de ST-B y ST-A corresponden respectivamente a los parámetros d y l de la configuración tridimensional propuesta por Cremades & Bothmer (2004). El cociente entre las dimensiones lateral y axial de varias medidas realizadas para aproximadamente el mismo instante por sendas naves resulta en $l/d \simeq 1.4$, que es coherente con resultados anteriores obtenidos para eventos distintos (e.g. $l/d = 1.6$ en Cremades & Bothmer, 2005).

Por otra parte, midiendo la posición del frente exte-

rior de la estructura, se estimó la variación de la altura A con el tiempo, tal como se presenta en el panel inferior de la Figura 3 para ST-B (izquierda) y ST-A (derecha). Esta variación es lineal ($cc = 0.99$) para ambas naves a partir de los valores proporcionados por COR1 y COR2. Estas medidas no son posibles en las imágenes de EUVI porque el frente no es discernible en ellas.

6. Conclusiones

La verificación de la configuración propuesta por Cremades & Bothmer (2004) para la estructura tridimensional de las CMEs es posible mediante la observación de las diferentes perspectivas simultáneas para un mismo evento. Esto es posible gracias a las observaciones estereoscópicas de STEREO y las vistas terrestres de SOHO y SDO. Considerando la posición en cuadratura de las naves, las CMEs que permiten visualizar las dos perspectivas son aquellas que surgen de las regiones polares con dirección de propagación perpendicular a la línea Sol-observador. Para la fecha del evento seleccionado las naves STEREO se encontraban a $\approx 86^\circ$ entre sí. Las imágenes muestran claramente las perspectivas lateral y axial y han permitido un análisis temporal de su expansión y altura. La expansión en la dimensión axial experimenta un comportamiento lineal creciente desde la baja corona hasta $\approx 5 R_{\odot}$, ralentizándose luego; mientras que la dimensión lateral, así como ambas perspectivas de la altura, muestran un aumento lineal constante en el rango observable. La relación $l/d \approx 1.4$, obtenida a partir de las medidas del ancho angular, es consistente con valores obtenidos en estudios previos.

En un futuro será posible la observación de ambas perspectivas simultáneamente para CMEs ecuatoriales, gracias a la misión Solar Orbiter, con lanzamiento previsto para julio de 2017.

Agradecimientos: IC agradece una beca postdoctoral de CONICET. HC y LB son miembros de la Carrera del Investigador Científico de CONICET. Se agradece a los consorcios SOHO/LASCO y STEREO/SECCHI por los datos proporcionados y al revisor por sus valiosas sugerencias.

Referencias

- Brueckner G. E., et al., 1995, *Sol. Phys.*, 162, 357
- Cremades H., Bothmer V., 2004, *A&A*, 422, 307
- Cremades H., Bothmer V., 2005, in Dere K., Wang J., Yan Y., eds, *Coronal and Stellar Mass Ejections* Vol. 226 of IAU Symposium, Geometrical Properties of Coronal Mass Ejections. pp 48–54
- Domingo V., Fleck B., Poland A. I., 1995, *Sol. Phys.*, 162, 1
- Howard R. A., et al., 2008, *Space Sci. Rev.*, 136, 67
- Kaiser M. L., et al., 2008, *Space Sci. Rev.*, 136, 5
- Lemen J. R., et al., 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17
- Pesnell W. D., Thompson B. J., Chamberlin P. C., 2012, *Sol. Phys.*, 275, 3
- Thernisien A., Vourlidis A., Howard R. A., 2009, *Sol. Phys.*, 256, 111
- Thernisien A. F. R., Howard R. A., Vourlidis A., 2006, *ApJ*, 652, 763
- Thompson W. T., et al., 2010, *Sol. Phys.*, 262, 213



La región trans-neptuniana

R. Gil-Hutton^{1,2}

¹ Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO - CONICET)

² Universidad Nacional de San Juan

Contacto/ RGH: rgilhutton@casleo.gov.ar

Resumen / Nuestro conocimiento sobre la dinámica y física de los objetos que pueblan la región externa a la órbita de Neptuno se ha incrementado notoriamente en los últimos 20 años a partir del descubrimiento de (15760) 1992 QB_1 , el primer objeto transneptuniano descubierto después de (134340) Plutón y su satélite Caronte. Durante este período se ha comprendido buena parte de la dinámica de la región y se han descubierto interesantes características físicas de estos objetos. En este informe se presenta un resumen de los conocimientos actuales sobre esta población y se presta especial atención a la descripción de algunas propiedades físicas de estos objetos.

Abstract / Our knowledge on the dynamics and physics of the objects that populate the region beyond Neptune's orbit has increased significantly over the last 20 years beginning with the discovery of (15760) 1992 QB_1 , the first trans-neptunian object discovered after (134340) Pluto and its satellite Charon. During this period it was possible to understand much of the dynamics of this region and find interesting physical characteristics of these objects. This report summarizes our current understanding of this population paying special attention to the description of some physical properties of these objects.

Keywords / Kuiper belt: general — comets: general — minor planets, asteroids: general

1. Introducción y reseña histórica

Los objetos en la región transneptuniana son cuerpos primordiales que han sobrevivido casi inalterados a la evolución física y dinámica del Sistema Solar, y su estudio nos permite obtener valiosa información sobre estos procesos. Hasta el momento se conocen más de 1000 objetos trans-neptunianos gracias a proyectos de búsqueda dedicados a encontrar estos objetos.

La historia de cómo se postuló teóricamente la existencia de esta región comenzó mucho antes del descubrimiento del primer objeto trans-neptuniano. Luego del descubrimiento de Neptuno por Johann Galle el 23 de Septiembre de 1846 las observaciones indicaban importantes diferencias entre la posición observada del planeta y la predicha por su órbita. Estas anomalías en la órbita de Neptuno llevan a Lowell y Pickering a proponer la existencia de un planeta externo como responsable de estos efectos y, en consecuencia, al inicio de programas de búsqueda para detectarlo.

Desde su observatorio en Flagstaff, Arizona, Lowell financia uno de estos programas de búsqueda que queda a cargo de Clyde Tombaugh. En el marco de ese programa Tombaugh descubre en Marzo de 1930 un objeto que parecería orbitar más lejos que Neptuno, conclusión que fue confirmada poco después al disponer de más observaciones y lograr una solución orbital que indicaba que ese objeto estaba a $41 UA$ de la Tierra en una órbita con inclinación de 17° . Este nuevo miembro del Sistema Solar fue denominado Plutón y durante muchos años fue considerado como el noveno planeta a pesar de que su pequeño tamaño.

Algunos años después, Kenneth Edgeworth desarrolla

nuevamente la vieja idea de Kant referida a que la formación de planetas es una consecuencia de la acumulación de cuerpos pequeños en un disco protoplanetario que se extendía mucho más allá de las órbitas de los planetas conocidos. En su trabajo publicado en 1943 (Edgeworth, 1943) hace la primera propuesta de la posible existencia de un enorme número de objetos en un anillo entre las órbitas de Neptuno y Plutón, y muestra que a distancias heliocéntricas mayores la disponibilidad de material para acretar nuevos objetos decrece rápidamente. Por otra parte, Edgeworth consideraba que Plutón era un objeto pequeño para ser considerado un planeta y que podría ser un satélite perdido de Neptuno.

Independientemente del trabajo de Edgeworth, Kuiper (1951) consideró la existencia de un anillo de material que se extendería hasta una distancia próxima al afelio de la órbita de Plutón ($\approx 50 UA$). Dado que la temperatura en esta región del Sistema Solar es baja y permite que el agua, metano y amoníaco se condense, se formarían pequeños cuerpos que crecerían por acreción y que en aproximadamente 10^9 años el tamaño medio de los objetos sería de algunos kilómetros de diámetro (Kuiper, 1956). Estos objetos helados coinciden con el modelo de cometa que Whipple propuso algo antes (Whipple, 1950) y Kuiper creía que por perturbaciones gravitatorias era posible que ingresaran al Sistema Solar interior y se convirtieran en cometas.

Esto llevo naturalmente a prestar mayor interés al problema sobre el origen de los cometas de corto período, denominados usualmente como cometas de la familia de Júpiter. En esa época se creía que estos objetos eran cometas que ingresaban al Sistema Solar en órbitas casi parabólicas los cuales al aproximarse a Júpiter sufrían un

proceso de captura que afectaba su órbita y los retenía en órbitas de corto período. Este proceso no lograba producir el número suficiente de cometas de corto período para obtener la población observada y resultaba necesario proponer un mecanismo más efectivo.

Para explicar la existencia de esta población Everhart (1972) propuso un proceso de difusión de la energía orbital que era considerablemente más complejo: si un objeto en órbita casi parabólica tiene una aproximación a un planeta y es perturbado por éste, el perihelio de la órbita original se convierte en el afelio de la nueva órbita, la cual necesariamente reduce su semieje mayor. Si este proceso se repite una y otra vez para un objeto cuya órbita inicial era externa a la de Neptuno y los perturbadores son sucesivamente los planetas de Neptuno a Júpiter, el objeto termina en una órbita de corto período interna a la de Júpiter como un cometa de corto período (Everhart, 1976, 1977). Lamentablemente, este nuevo mecanismo no resultaba suficiente para reproducir la población de cometas de la familia de Júpiter: para obtener la población efectivamente observada era necesario una lluvia casi permanente de cometas en órbitas casi parabólicas, pero de todos modos tampoco se reproducía la distribución de elementos orbitales (Fernandez, 1980). En particular, era casi imposible reproducir la distribución de bajas inclinaciones de las órbitas de los cometas de corto período a partir de una distribución isotrópica de inclinaciones correspondiente a los cometas con órbita casi parabólica.

Para solucionar esta situación Fernandez (1980) propuso que los cometas de corto período ingresaban desde un anillo de material helado que se encontraba entre 35 y 50 UA del Sol mediante el proceso de difusión propuesto por Everhart. Este anillo debía ser relativamente plano para producir la distribución de inclinaciones observadas y suficientemente masivo como para mantener una población final de cometas estable en el tiempo. Es importante mencionar que como consecuencia de este trabajo Fernández encuentra que este proceso dinámico produce un intercambio de energía y momento angular entre los cuerpos que ingresan desde el disco al Sistema Solar interior y los planetas gigantes, lo que resulta en un significativo cambio de los semiejes mayores de los planetas desde su posición original de formación (Fernandez & Ip, 1984).

Unos años más tarde, Duncan et al. (1988) demuestra que la captura a partir de una población con flujo isotrópico y órbitas casi parabólicas tendería a producir un rango de inclinaciones mucho más amplio que el observado, lo cual confirmaría que la población de cometas de la familia de Júpiter debería provenir desde una región con una población de baja inclinación en coincidencia con lo propuesto por Fernandez y establecía a partir de ese momento la existencia de una región transneptuniana.

En forma más o menos simultánea con estos descubrimientos se iniciaron diferentes trabajos de búsqueda para encontrar objetos en las regiones más externas del Sistema Solar. El primer descubrimiento importante fue el del centauro (2060) Chiron (Kowal & Gehrels, 1977; Kowal, 1979, 1989) durante un proyecto de búsqueda de 6400 $grados^2$ realizado entre Diciembre de 1976 y Febrero de 1985. Fue necesario esperar unos años más para

que se descubriera (15760) 1992 QB_1 , el primer objeto transneptuniano descubierto después de (134340) Plutón y su satélite Caronte (Jewitt et al., 1992).

El conocimiento sobre la región transneptuniana se ha incrementado notoriamente durante los últimos años, tanto desde el punto de vista dinámico como físico, y el número de objetos conocidos ha crecido significativamente. En este informe se presentará una descripción general sobre las características dinámicas de la región y se prestará especial atención en la descripción de algunas de las propiedades físicas de estos objetos.

2. La clasificación dinámica y la nomenclatura

El problema principal de cualquier clasificación dinámica de la región trans-neptuniana es que las poblaciones de objetos se mezclan lentamente y los límites entre una y otra se hacen borrosos. Diferentes autores han propuesto clasificaciones para los objetos de la región trans-neptuniana (por ejemplo, Morbidelli & Brown, 2004; Elliot et al., 2005; Chiang et al., 2007; Lykawka & Mukai, 2007) pero todas ellas presentan problemas a la hora de incluir objetos nuevos o que inicialmente no fueron considerados para definir las diferentes clases. En este informe trataré de dar una clasificación general sin entrar en detalles muy específicos pero intentando que la misma resulte suficiente para comprender las diferencias dinámicas entre las distintas poblaciones.

Los objetos trans-neptunianos residen principalmente en dos regiones: el cinturón trans-neptuniano propiamente dicho con semiejes mayores de $30 < a < 48 UA$ y excentricidades moderadas, y el disco disperso con $a > 48 UA$ y excentricidades altas (Fig. 1). En ambos casos el rango de inclinaciones es similar ($i < 48 deg$). Algunos objetos también se encuentran en resonancias de movimiento medio con Neptuno, siendo las más pobladas la resonancias 3 : 2 (39,4 UA), 5 : 3 (42,3 UA), y 2 : 1 (47,8 UA) (Duncan & Levison, 1997), incluyendo algunos objetos “Trojanos” en resonancia 1 : 1 con Neptuno. A todos estos objetos se los denomina generalmente como “Resonantes”. Entre los objetos resonantes se incluyen los “Plutinos” que ocupan la resonancia de movimientos medios 3 : 2 con Neptuno y denominados de este modo porque (134340) Plutón pertenece a este grupo. El origen de la población de objetos resonantes se atribuye principalmente a la captura de planetesimales por el barrido de resonancias sobre la región producido por la migración de Neptuno (Hahn & Malhotra, 2005).

Los objetos con semiejes mayores entre 42 y 47,5 UA y que no se encuentran en resonancias de movimientos medios llevan la denominación de “Clásicos” por ser en esa región donde se encontró (15760) 1992 QB_1 . Esta región es bastante compleja y parecería que en ella se puede encontrar objetos de dos poblaciones diferentes: la población “Fría” y la población “Caliente” con inclinaciones menores o mayores a 4 deg, respectivamente (por ejemplo, Duncan et al., 1995; Chiang et al., 2007).

Los objetos del “Disco Disperso” son aquellos que han sufrido cambios orbitales importantes producto de acercamientos a Neptuno (Morbidelli & Brown, 2004).

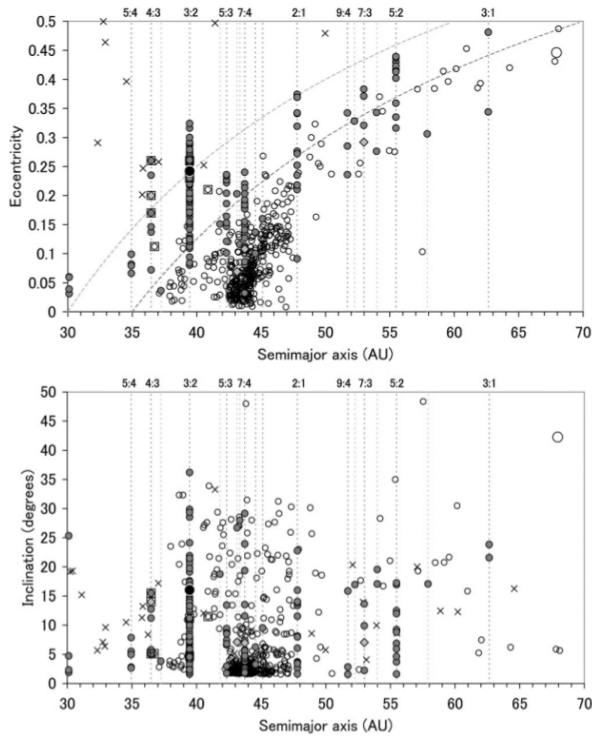


Fig. 1: Distribución orbital de objetos trans-neptunianos en semieje mayor y excentricidad (arriba) y semieje mayor e inclinación (abajo). Los diferentes símbolos corresponden a distintas poblaciones y se incluyen sólo objetos observados en dos o más oposiciones: (134340) Plutón se indica con un círculo negro, los Centauros con cruces, los Resonantes (Clásicos y Dispersos) con círculos grises y los que están sufriendo algún tipo de proceso de dispersión con cuadrados blancos. Las resonancias de movimiento medio con Neptuno se indican con líneas verticales y las curvas punteadas corresponden a objetos que alcanzan distancias perihélicas $q = 30 \text{ UA}$ y $q = 35 \text{ UA}$. Figuras extraídas de Lykawka & Mukai (2007).

Diferentes estudios dinámicos indican que los objetos no resonantes con una distancia perihélica $q > 37 \text{ UA}$ no han tenido muchos encuentros con Neptuno en un período similar a la edad del Sistema Solar y no se verían muy afectados dinámicamente. Si bien la mayoría de estos objetos tienen $a > 48 \text{ UA}$ y se habrían formado en las regiones más externas del Sistema Solar, una pequeña parte puede provenir de la población de objetos resonantes que escapan después de una evolución dinámica de algunos miles de años (Morbidelli, 1997). Un caso especial de la población del disco disperso son aquellos objetos con $a > 48 \text{ UA}$ y $q > 40 \text{ UA}$ los cuales nunca han tenido un acercamiento a Neptuno y por lo tanto formarían otra población a la cual se la denomina como “Desacoplada” (Delsanti & Jewitt, 2006).

Finalmente, también incluiremos aquí a la población de “Centauros” que son los objetos dispersados por Neptuno con distancias perihélicas $5,2 < q < 30,1 \text{ UA}$ (Tiscareno & Malhotra, 2003). Estos objetos tienen vidas dinámicas medias muy cortas como consecuencia de que cruzan las órbitas de los planetas gigantes y serían los predecesores de los cometas de corto período formando

una población intermedia entre éstos y los objetos de la región trans-neptuniana, pero al ser una población más cercana nos permite estudiar algunas de sus propiedades físicas más fácilmente.

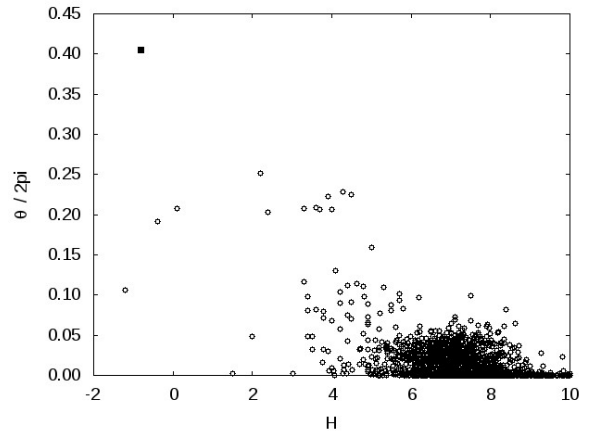


Fig. 2: Fracción de la órbita observada desde su descubrimiento para 1447 objetos trans-neptunianos con magnitudes absolutas $H < 10$. En la parte superior izquierda de la figura se indica con un cuadrado (134340) Plutón.

Hasta el momento unos 1000 objetos trans-neptunianos y centauros tienen órbitas suficientemente conocidas como para que se puedan recuperar oposición tras oposición, pero hay un número mayor de objetos cuyas órbitas no son bien conocidas o que directamente se han perdido. Esto es una consecuencia de la dificultad que existe en determinar con suficiente precisión la órbita de un objeto en el Sistema Solar exterior cuyo período orbital es superior a los 250 años. En la Fig. 2 se muestra la fracción de la órbita observada para los 1447 objetos trans-neptunianos con magnitud absoluta $H < 10$ con y sin órbita definitiva. Si se excluye (134340) Plutón, se observa un conjunto de sólo 11 objetos con arcos de órbita conocidos del 20 – 25 % mientras que la mayoría se encuentra por debajo del 10 % con una gran concentración en arcos menores al 5 %. Indudablemente, esto hace difícil conseguir una buena definición de la órbita y complica la recuperación del objeto en sucesivas oposiciones.

3. La distribución de tamaños

Una propiedad fundamental de la población de objetos que residen en la región trans-neptuniana es su masa total. Si bien es posible estimar la masa de un objeto de tamaño conocido estimando su densidad media, obtener esta información para la población requiere algunos pasos previos entre los que se encuentra conocer su distribución de tamaños, la que también nos informa sobre cómo actuó la evolución colisional en esa población.

Si bien hay diferentes formas de representar la distribución de tamaños de una población, la más utilizada es mediante un distribución acumulativa en ley de potencia:

$$N(> r) = Kr^{-q}, \tag{1}$$

donde $N(> r)$ es el número de objetos con radio mayor que r , q es el exponente de la distribución y K es una constante de proporcionalidad. Para obtener la masa total de la población utilizando esta distribución es necesario asumir una densidad media, cambiar la variable independiente de radio a masa mediante la expresión $M = 4\pi\rho r^3/3$, e integrar. Por supuesto, en una población típica la distribución de tamaños no necesariamente debe ser única ya que por razones evolutivas puede cambiar su pendiente para diferentes rangos de radios. Los primeros que intentaron estudiar la distribución de tamaños de la región trans-neptuniana fueron Davis & Farinella (1997) quienes aplicaron estos métodos, tradicionalmente utilizados para estudiar el cinturón principal de asteroides, a esta población. Lamentablemente, el número de objetos conocido en aquella época no era muy grande y los resultados obtenidos permitieron sólo estimaciones de orden de magnitud.

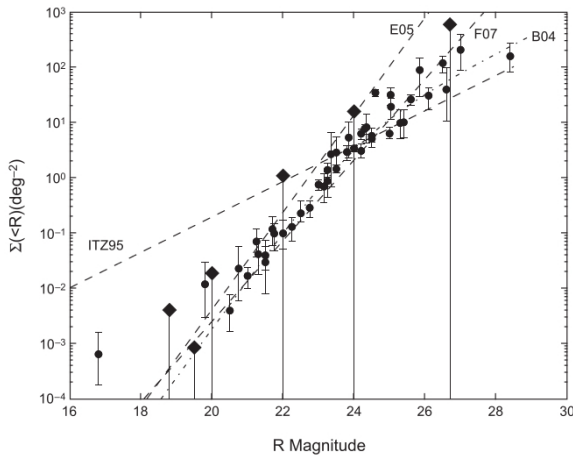


Fig. 3: Distribución acumulativa de luminosidad para la población de objetos en la región trans-neptuniana. Los círculos representan resultados obtenidos por proyectos de búsqueda, los diamantes el límite superior fijado por la no detección de objetos, y las líneas de rayas las funciones de luminosidad de menor pendiente (ITZ95, Irwin et al., 1995), la de mayor pendiente (E05, Elliot et al., 2005), y una de las más aceptadas para $R < 25$ (F07, Fraser et al., 2008). La línea indicada como “B04” corresponde al trabajo de Bernstein et al. (2004) que propone un cambio de pendiente a partir de $R = 24,5 - 25,0$. Figura extraída de Petit et al. (2008).

En realidad, obtener la distribución de tamaños de la población de objetos en la región trans-neptuniana es muy difícil debido a los pocos objetos conocidos con órbita confiable y en la práctica se utiliza en su lugar la distribución acumulativa de luminosidad:

$$\Sigma(< m) = 10^{\alpha(m-m_0)}, \quad (2)$$

donde $\Sigma(< m)$ es el número de objetos con magnitud menor a m por grado cuadrado en el cielo, α es el exponente de la distribución, y m_0 es el valor de magnitud para el cual $\Sigma(< m) = 1$. La ventaja de utilizar este tipo de distribución en lugar de la anterior es que se pueden usar los datos de descubrimientos obtenidos por los diferentes proyectos de búsqueda, los cuales son independientes de

si se conoce o no la órbita final del objeto, y si asumimos que la magnitud observada es proporcional al radio (lo que implica un albedo medio constante) los exponentes de ambas distribuciones están relacionados por:

$$\alpha = \frac{q-1}{5}. \quad (3)$$

En la Fig. 3 se muestran los resultados de diferentes proyectos de búsqueda (ver Petit et al., 2008, para una descripción completa de los mismos) y algunas funciones de luminosidad de referencia. Los resultados obtenidos indican que los parámetros más aceptados para la función de luminosidad son $\alpha = 0,73$ y $m_0 = 23,55$ para la banda R, lo que resulta en un exponente para la distribución de tamaños de $q = 4,6$ (por ejemplo, Fraser et al., 2008), pero estos valores cambian si consideramos sólo Plutinos, Clásicos u objetos del disco disperso y no la población total. Las distribuciones de tamaños que se obtienen en los diferentes proyectos de búsqueda indican que la masa total en la región varía entre $0,1 M_{\oplus}$ (Gladman et al., 2001) y $0,2 M_{\oplus}$ (Chiang & Brown, 1999), pero el valor final puede variar fuertemente si existiera un cambio en la pendiente de la distribución para los tamaños pequeños como el propuesto por Bernstein et al. (2004) o Gil-Hutton et al. (2009). Este cambio en la pendiente estaría avalado físicamente ya que cualquier distribución de tamaños con $q > 4,0$ implica una divergencia en la masa total de la población, por lo cual es necesario un cambio de pendiente para reducir la masa final que hay en la población de objetos más pequeños.

4. Composición y taxonomía

En la región trans-neptuniana residen objetos de composición primordial que pueden aportar información básica sobre las condiciones existentes en el inicio del Sistema Solar y su posterior evolución. El estudio de las propiedades superficiales de los objetos trans-neptunianos está fuertemente limitado por el bajo brillo de estos objetos que acota significativamente las técnicas observacionales a utilizar y los objetos a estudiar.

Para compensar en parte las limitaciones que pone el bajo brillo de estos objetos se ha utilizado intensamente la fotometría para estudiar sus propiedades superficiales. Los diferentes programas de observación fotométrica proveen al día de hoy información de unos 150 objetos y muestran que existe una notoria diversidad de colores (Doressoundiram et al., 2008). Por otra parte, estos estudios han permitido encontrar algunas correlaciones en sub-grupos de la población. Por ejemplo, los objetos clásicos fríos tienen colores significativamente más rojos que el resto de la población (Doressoundiram et al., 2002; Trujillo & Brown, 2002) y, además, sus colores están correlacionados con la inclinación y la dispersión de la velocidad orbital (Stern, 2002). Como la gran mayoría de bandas espectrales debidas a compuestos aparecen en la región infrarroja del espectro y casi no afectan la región visible, esta diversidad de colores indica que también existe una variedad de pendientes en el rango visible del espectro con valores que varían entre $-5\%/100 \text{ nm}$ y $45\%/100 \text{ nm}$. En la Fig. 4 se muestra la distribución de gradientes espectrales para los objetos Clásicos, del

disco disperso, Plutinos y Centauros donde es posible identificar significativas diferencias, particularmente es notoria la dispersión y los colores muy enrojecidos en la población de Centauros que podrían indicar algún proceso de evolución superficial que diferencia estos objetos de los que se encuentran en las zonas más externas de la región.

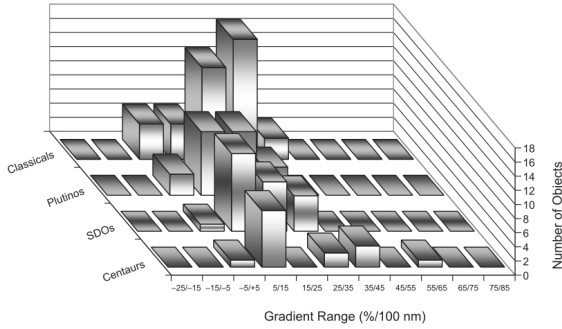


Fig. 4: Histogramas de los gradientes espectrales de diferentes sub-poblaciones de los objetos trans-neptunianos. Figura extraída de Doressoundiram & Boehnhardt (2003).

De todos modos, los colores pueden utilizarse con éxito para clasificar los objetos transneptunianos en grupos. Particularmente, (Barucci et al., 2005; Fulchignoni et al., 2008) propusieron una taxonomía basada en los colores (B-V), (V-R), (V-I), (V-J), (V-H), y (V-K) realizando un análisis mediante componentes principales y modo G (Coradini et al., 1977). Esta taxonomía identifica cuatro grupos denominados BB, BR, IR y RR (ver Fig. 5), que corresponden a objetos con colores neutros, levemente enrojecidos, enrojecidos y muy enrojecidos, respectivamente.

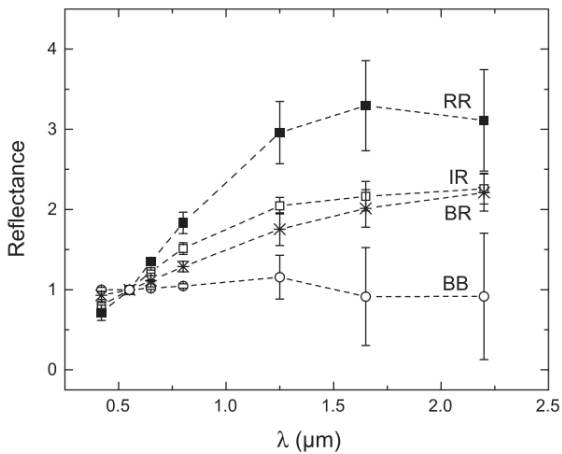


Fig. 5: Valores medios para los colores utilizados para definir los cuatro tipos taxonómicos, normalizados a los colores solares y a la banda V. Figura extraída de Fulchignoni et al. (2008).

El significado físico de la diversidad de colores es

aun poco clara, aunque resulta razonable suponer que pueden reflejar composiciones intrínsecamente diferentes o diferencias en la historia evolutiva de cada objeto.

Si bien la fotometría provee información importante sobre las propiedades superficiales de estos objetos, lamentablemente esta información es limitada en lo que respecta a la composición ya que los colores también se ven afectados por otras características como, por ejemplo, los procesos de dispersión en el regolito y por el ángulo de fase en el momento de la observación. Entonces, la única técnica que provee información detallada sobre la composición de los objetos trans-neptunianos es la espectroscopía en el rango visible e infrarrojo (0,4 – 2,5 μm) que es donde se observan las bandas espectrales más características de los silicatos y hielos que se observan en estos objetos. Lamentablemente, la mayoría de los objetos transneptunianos son muy débiles para obtener información espectroscópicas y sólo se puede utilizar la espectroscopía en los objetos de mayor tamaño.

Hasta el momento se han observado espectroscópicamente mas de 50 objetos transneptunianos, pero sólo unos pocos tienen espectros de buena calidad en el rango visible e infrarrojo. En la Fig. 6 se muestran ejemplos de espectros de objetos transneptunianos donde se puede ver diferentes comportamientos producto de la diferente composición de cada uno de ellos. Como se mencionó previamente, la región visible no muestra características destacables más allá de una variedad notoria en la pendiente espectral. Por otra parte, la región infrarroja es la que provee mayor información y permite identificar diferentes hielos en la composición de estos objetos: bandas correspondientes al hielo de agua se observan en 1,5, 1,65 y 2,0 μm y aparecen también bandas correspondientes a CH₄ (1,7 y 2,3 μm), CH₃OH (2,27 μm) o NH₃ (2 y 2,25 μm).

5. Otras características físicas

Una de las propiedades superficiales más relevantes es el albedo geométrico que mide la fracción de la luz incidente que es reflejada por el objeto. Una determinación correcta del albedo evita la necesidad de trabajar con albedos medios y permite una correcta determinación del tamaño. En el año 2009 comenzó un programa de observación de objetos transneptunianos para determinar sus albedos utilizando el Telescopio Espacial Herschel (Müller et al., 2009, 2010) combinando los datos infrarrojos obtenidos con información de buena calidad de la magnitud absoluta de los objetos.

En la Fig. 7 se muestran las pendientes espectrales en el visible obtenidas de diferentes fuentes (ver Lacerda et al., 2014, y sus referencias) en función de los albedos obtenidos para 109 objetos transneptunianos. En la figura se pueden identificar dos grupos principales que corresponden a bajas pendientes espectrales y bajos albedos (indicado en azul), y grandes pendientes espectrales y altos albedos (indicado en rojo), respectivamente. Estos grandes grupos pueden ser la consecuencia de la composición primordial, los efectos del proceso de evolución colisional, el resultado de la interacción con partículas cargadas presentes en el espacio interplanetario (el llamado clima espacial), o una combinación de

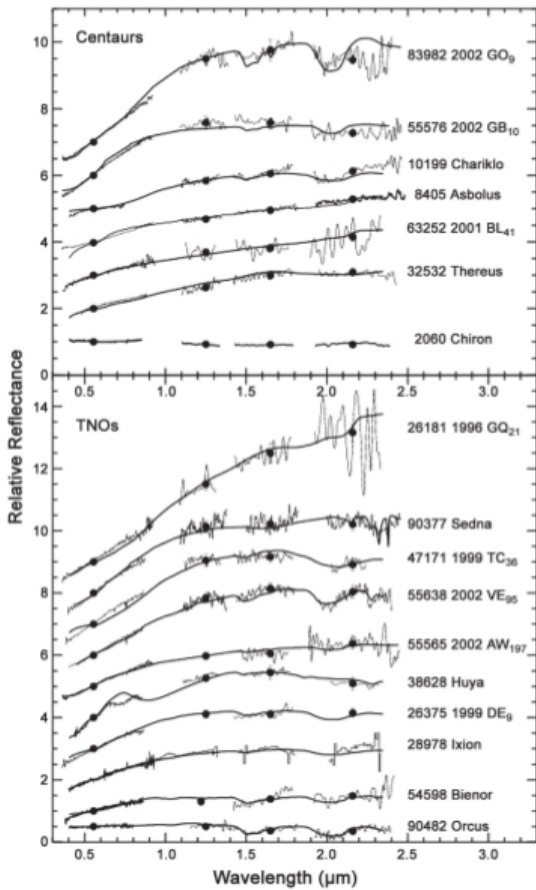


Fig. 6: Espectros visibles y cercano infrarrojo de objetos transneptunianos. Los puntos negros indican observaciones fotométricas en las bandas V, J, H y K. Las líneas superpuestas a los espectros corresponden al modelo que mejor ajusta las observaciones. Figura extraída de Barucci et al. (2008).

todos ellos.

En la figura se observa que los objetos de gran tamaño se agrupan en la región de colores neutros y alto albedo ya que por su tamaño son los únicos que pueden retener una gran fracción de volátiles en su superficie (Schaller & Brown, 2007) que los convierte en buenos reflectores si esos volátiles se presentan en una fase sólida. En particular, el transneptuniano (136199) Eris es un objeto del tamaño de (134340) Plutón que posee actualmente un albedo del 96% y que en la Fig. 7 corresponde al punto más a la derecha. Este albedo puede deberse a que actualmente Eris se encuentra próximo al afelio de su órbita (97,65 UA) y debido a la baja temperatura su atmósfera de N_2 posiblemente se encuentre solidificada cubriendo toda o gran parte de la superficie resultando en un reflector casi perfecto (Sicardy et al., 2011).

La presencia de hielos en la composición de estos objetos es la razón por la cual presentan actividad en los casos en que terminan su evolución dinámica como cometas de la familia de Júpiter, pero en muchos casos se ha detectado actividad cuando aun pertenecen al grupo de los Centauros y reciben incluso designación de cometas: por ejemplo, al centauro (60558) Echeclus

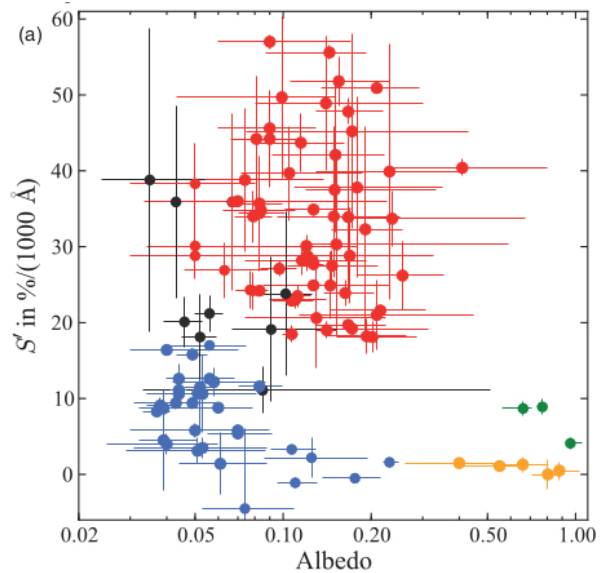


Fig. 7: Pendientes espectrales en función del albedo para los objetos transneptunianos. Los objetos de colores neutros y de bajo albedo se indican en azul mientras que los de colores enrojecidos y alto albedo en rojo. Los objetos indicados en negro y amarillo - verde son objetos cuya clasificación es indefinida y aquellos que son de gran tamaño, respectivamente. Figura extraída de Lacerda et al. (2014).

se lo conoce ahora como 174P/Echeclus. Las razones por las cuales comienzan a mostrar actividad bastante más allá de la órbita de Júpiter no está clara aun, pero debido a la baja temperatura difícilmente se deba a la sublimación de hielo de agua y posiblemente sea la consecuencia de la sublimación de CO o CO_2 (Jewitt, 2009).

Una característica importante de la región transneptuniana es el alto número de objetos binarios que se han descubierto y, particularmente, la alta proporción de binarios entre los objetos clásicos fríos en comparación con cualquier otro grupo de la región (22% contra 5% para los otros grupos, Noll et al., 2008). Por otra parte, es importante destacar que entre los binarios de la región transneptuniana existe una altísima proporción con componentes de tamaños similares en comparación con el cinturón principal de asteroides y los asteroides cercanos a la Tierra (Noll et al., 2006). Estos resultados necesariamente deben ser consecuencia de procesos de formación y evolución diferentes a los de otras poblaciones de cuerpos menores en el Sistema Solar, pero aun no se cuenta con una explicación satisfactoria a pesar de que en la literatura se han discutido diferentes posibilidades (por ejemplo, Weidenschilling, 2002; Funato et al., 2004; Stephens & Noll, 2006).

Por último, es importante mencionar el descubrimiento de anillos alrededor del centauro (10199) Chariklo (Braga-Ribas et al., 2014) que fue descubierto gracias a la observación de una ocultación estelar desde varios observatorios en América del Sur. La ocultación reveló dos anillos de aproximadamente 7 y 3 km de ancho, con radios de 391 y 405 km , respectivamente, y compuestos principalmente por hielo de agua. La actual orientación

de los anillos coincide con una visión de canto durante el año 2008, lo que resulta en una explicación razonable para la caída en su brillo en los años anteriores a esa fecha (Belskaya et al., 2010) y por la gradual pérdida de las bandas de absorción debidas al hielo de agua en su espectro (Guilbert et al., 2009; Guilbert-Lepoutre, 2011). Recientemente, se detectó un posible anillo alrededor del centauro (2060) Chiron (Ortiz et al., 2015) lo que indicaría que el fenómeno que produce los anillos sería más común de lo que se pensaba inicialmente.

Para finalizar es importante recordar que en este informe invitado me he limitado a mencionar algunas de las propiedades y características más relevantes de la población de objetos que residen en la región trans-neptuniana, las cuales fueron seleccionadas en base a mi criterio particular, ya que por cuestiones de espacio no es posible cubrir todos los temas referidos a la región. En especial, han quedado sin mencionar algunas propiedades físicas importantes como las variaciones espectrales con la rotación, la existencia de al menos dos poblaciones con propiedades polarimétricas diferentes, los procesos de evolución colisional, las densidades observadas, y las características más relevantes de las atmósferas que se observan en algunos objetos. De todos modos, si bien hubiera sido importante desarrollar estos temas los interesados pueden encontrarlos fácilmente realizando una búsqueda en la literatura especializada.

Agradecimientos: El autor desea agradecer al Comité de Organización Local y al Comité Científico de la última Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía por la invitación para presentar este informe invitado.

Referencias

- Barucci M. A., et al., 2005, *AJ*, 130, 1291
 Barucci M. A., et al., 2008, En *The Solar System Beyond Neptune*. The University of Arizona Press, Tucson, pp 143–160
 Belskaya I. N., et al., 2010, *Icarus*, 210, 472
 Bernstein G. M., et al., 2004, *AJ*, 128, 1364
 Braga-Ribas F., et al., 2014, *Nature*, 508, 72
 Chiang E., et al., 2007, *Protostars and Planets V*, pp 895–911
 Chiang E. I., Brown M. E., 1999, *AJ*, 118, 1411
 Coradini A., et al., 1977, *Computers and Geosciences*, 3, 85
 Davis D. R., Farinella P., 1997, *Icarus*, 125, 50
 Delsanti A., Jewitt D., 2006, En *Solar System Update*. Springer, Berlin, p. 267
 Doressoundiram A., Boehnhardt H., 2003, *Comptes Rendus Physique*, 4, 755
 Doressoundiram A., et al., 2008, En *The Solar System Beyond Neptune*. The University of Arizona Press, Tucson, pp 91–104
 Doressoundiram A., et al., 2002, *AJ*, 124, 2279
 Duncan M., Quinn T., Tremaine S., 1988, *ApJL*, 328, L69
 Duncan M. J., Levison H. F., 1997, *Science*, 276, 1670
 Duncan M. J., Levison H. F., Budd S. M., 1995, *AJ*, 110, 3073
 Edgeworth K. E., 1943, *Journal of the British Astronomical Association*, 53, 181
 Elliot J. L., et al., 2005, *AJ*, 129, 1117
 Everhart E., 1972, *Astrophys. Lett.*, 10, 131
 Everhart E., 1976, *NASA Special Publication*, 393, 445
 Everhart E., 1977, in Delsemme A. H., ed., *IAU Colloq. 39: Comets, Asteroids, Meteorites: Interrelations, Evolution and Origins The evolution of comet orbits as perturbed by Uranus and Neptune*. pp 99–104
 Fernandez J. A., 1980, *MNRAS*, 192, 481
 Fernandez J. A., Ip W.-H., 1984, *Icarus*, 58, 109
 Fraser W. C., et al., 2008, *Icarus*, 195, 827
 Fulchignoni M., et al., 2008, En *The Solar System Beyond Neptune*. The University of Arizona Press, Tucson, pp 181–192
 Funato Y., et al., 2004, *Nature*, 427, 518
 Gil-Hutton R., et al., 2009, *A&A*, 500, 909
 Gladman B., et al., 2001, *AJ*, 122, 1051
 Guilbert A., et al., 2009, *A&A*, 501, 777
 Guilbert-Lepoutre A., 2011, *AJ*, 141, 103
 Hahn J. M., Malhotra R., 2005, *AJ*, 130, 2392
 Irwin M., Tremaine S., Zytkov A. N., 1995, *AJ*, 110, 3082
 Jewitt D., 2009, *AJ*, 137, 4296
 Jewitt D., Luu J., Marsden B. G., 1992, *IAUCs*, 5611, 1
 Kowal C. T., 1979, En *Asteroids*. The University of Arizona Press, Tucson, pp 436–439
 Kowal C. T., 1989, *Icarus*, 77, 118
 Kowal C. T., Gehrels T., 1977, *IAUCs*, 3129, 1
 Kuiper G. P., 1951, *Proceedings of the National Academy of Science*, 37, 1
 Kuiper G. P., 1956, *JRASC*, 50, 158
 Lacerda P., et al., 2014, *ApJL*, 793, L2
 Lykawka P. S., Mukai T., 2007, *Icarus*, 189, 213
 Morbidelli A., 1997, *Icarus*, 127, 1
 Morbidelli A., Brown M. E., 2004, En *Comets II*. The University of Arizona Press, Tucson, pp 175–191
 Müller T. G., et al., 2009, *Earth Moon and Planets*, 105, 209
 Müller T. G., et al., 2010, *A&A*, 518, L146
 Noll K. S., et al., 2008, En *The Solar System Beyond Neptune*. The University of Arizona Press, Tucson, pp 345–363
 Noll K. S., et al., 2006, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #38 Vol. 38 of Bulletin of the American Astronomical Society, The Relative Sizes of Kuiper Belt Binaries*. p. 546
 Ortiz J. L., et al., 2015, *A&A*
 Petit J.-M., et al., 2008, En *The Solar System Beyond Neptune*. The University of Arizona Press, Tucson, pp 71–87
 Schaller E. L., Brown M. E., 2007, *ApJL*, 659, L61
 Sicardy B., et al., 2011, *Nature*, 478, 493
 Stephens D. C., Noll K. S., 2006, *AJ*, 131, 1142
 Stern S. A., 2002, *AJ*, 124, 2297
 Tiscareno M. S., Malhotra R., 2003, *AJ*, 126, 3122
 Trujillo C. A., Brown M. E., 2002, *ApJL*, 566, L125
 Weidenschilling S. J., 2002, *Icarus*, 160, 212
 Whipple F. L., 1950, *AJ*, 55, 83



Análisis morfológico de comas cometarias

E. García Migani^{1,2}, R. Gil-Hutton^{1,2}

¹ Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)

² Universidad Nacional de San Juan (UNSJ)

Contacto/ EGM: egarciamigani@casleo.gov.ar

Resumen / Las características morfológicas que observamos en las comas y colas cometarias están determinadas por el nivel de actividad del cometa, por su composición, distancia heliocéntrica, relación gas-polvo y el ambiente interplanetario en el que se mueve el cometa. El uso de filtros digitales para realzar imágenes cometarias nos permite determinar en estos objetos detalles morfológicos muy sutiles que no pueden ser detectados en una primera instancia. De esta manera se logra tener un mayor conocimiento del nivel de actividad y se mejora la precisión en la determinación de algunos parámetros físicos del cometa. En este trabajo se muestran los resultados de la aplicación de algunos filtros digitales a imágenes de cometas adquiridas en el Complejo Astronómico El Leoncito.

Abstract / The morphological features seen in cometary comas and tails are determined by the level of activity of the comet, its composition, heliocentric distance, gas-dust ratio and the interplanetary environment where the comet moves. The use of digital filters to enhance cometary images allows us to determine the presence of subtle morphological details in these objects that can not be detected initially. In this way the use of digital filters allow to reach a greater understanding of the level of activity and the accuracy in the determination of some physical parameters of the comet is improved. In this paper we present the results of the application of some digital filters to comets images acquired at the Complejo Astronómico El Leoncito.

Keywords / Comets: general - techniques: image processing

1. Introducción

Los cometas nos pueden brindar información sobre la formación y evolución del Sistema Solar. Si pensamos en los cometas como los residuos o remanentes de la formación de los planetas, estos nos pueden dar pistas sobre la composición química de la nebulosa solar y de los planetas gigantes ya que estos son los planetesimales que sobrevivieron a la formación planetaria y se mantiene aun en un estado casi primordial.

Al aproximarse al Sol los cometas se vuelven activos al producirse la sublimación de los hielos que lo componen generando un arrastre del polvo que se encuentra en su superficie. Esta mezcla de gas y polvo forma la coma cometaria que rodea al núcleo y las correspondientes colas. La densidad de partículas, la forma y el número de regiones activas en el núcleo cometario dependerá de múltiples factores pero su estudio nos permite obtener información sobre el grado de actividad y estado de rotación del cometa.

El procesamiento digital de imágenes de comas y colas cometarias es un instrumento fundamental para el estudio de estas estructuras y desempeña un papel clave en su análisis morfológico (Samarasinha & Larson, 2011). Gran cantidad de algoritmos de procesamiento de imágenes se usan para realzar características sutiles, o de muy bajo contraste entre las comas o colas de los cometas y sus zonas adyacentes, incluyendo subestructuras dentro de la coma o cola. Por ejemplo, Samarasinha et al. (2011) analizaron la morfología de la coma del cometa 103P/Hartley 2 aplicando ciertos filtros digita-

les y caracterizaron el estado de rotación del núcleo del cometa demostrando que se encuentra en un estado dinámicamente excitado.

Existe una gran cantidad de métodos y filtros que pueden ser utilizados y es igualmente amplia la variedad de formas y estructuras que puede presentar una coma cometaria; lógicamente no todos los algoritmos se comportan de igual manera: algunos objetos responden mejor a cierta clase de algoritmos que a otros debido a sus características morfológicas favoreciendo a un cierto tipo de filtros. En este sentido Larson & Slaughter (1991) evaluaron y compararon distintos algoritmos para mejorar la visibilidad de la morfología de comas cometarias usando para este análisis imágenes de los cometas 23P/Brosen-Metcalf y 1P/Halley. El trabajo compara la efectividad de diversos filtros para procesar imágenes de cometas.

En este trabajo se presentan resultados del estudio morfológico de las comas de algunos cometas mediante la aplicación de filtros digitales, pero también se hacen un análisis de los algoritmos y filtros utilizados destacando sus puntos fuertes y débiles.

2. Observaciones

Las observaciones se realizaron en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) en los meses de Enero y Mayo del año 2012. Se utilizó el telescopio "Jorge Saha-de" de 2.15 m con un reductor focal con el que se logra una escala de 33,9"/mm y un campo útil circular de 9' de diámetro. Todas las observaciones se realizaron con

el filtro R del sistema UBVRI de Johnson & Morgan.

Se observó en total una gran cantidad de cometas para este proyecto pero por una cuestión de espacio disponible en este trabajo se muestran los resultados sólo para cuatro de ellos que se observaron la noche del 26 de Enero de 2012. Los tiempos de exposición de las imágenes individuales fueron calculados de acuerdo a la velocidad angular de cada objeto ya que el del telescopio está fijado sólo para contrarrestar el movimiento sidero. Luego de esto las imágenes individuales se co-adicionaron para obtener una mejor relación S/R. Esta información se encuentra detallada en la Tabla 1. Por otro lado, en la Tabla 2 se listan los cuatro cometas seleccionados y se especifica para cada uno de ellos la distancia heliocéntrica (r), la distancia geocéntrica (Δ) y el ángulo de fase (ángulo Sol-Objeto-Tierra, α) para el momento en el que fueron observados.

Los datos como las velocidades angulares de los cometas (para calcular los tiempos de exposición), posiciones, etc. se obtuvieron del sitio del *JPL*.

Tabla 1: Información de las observaciones.

Cometa	Fecha de inicio de la obs. [TU]	Número de imágenes [-]	Tiempo total de exp. [min.]
C/2010 G2	2012-01-26.042	9	18
29P/SW 1	2012-01-26.296	12	12
246P/NEAT	2012-01-26.300	9	18
49P/A-R	2012-01-26.341	6	6

Tabla 2: Cometas que se analizan en este trabajo.

Cometa	r [UA]	Δ [UA]	α [°]
C/2010 G2	2.62	2.36	22.00
29P/SW 1	6.26	5.84	8.45
246P/NEAT	3.43	3.01	15.91
49P/A-R	1.78	1.03	27.30

3. Algunos filtros utilizados

A continuación se describen algunos de los filtros utilizados en este trabajo:

- *Filtro laplaciano*: el filtro laplaciano se aplica mediante el uso de máscaras o *kernels* y consiste en el cálculo punto a punto del laplaciano de la imagen. Este filtro realza o destaca las regiones de la imagen donde hay un cambio abrupto en la intensidad y es un filtro de los denominados “pasa-altos” o filtros de realce. En imágenes cometarias este filtro puede destacar estructuras cercanas al núcleo, como por ejemplo un *jet*, o subestructuras dentro de la coma que pudieran ser producto de un *outburst* o incluso algún proceso de desconexión en la cola.
- *Gradiente rotacional*: este filtro permite resaltar estructuras que se distribuyen radialmente al núcleo.

Particularmente, la combinación del movimiento radial de las partículas alejándose del núcleo del cometa y la rotación de éste producen estructuras típicas de forma espiralada que se detectan idealmente con este tipo de filtros. El filtro inicialmente consiste en restar a la imagen inicial la misma imagen pero rotada un cierto ángulo respecto al núcleo del cometa. Existe una variante a este método que también se basa en la aplicación de derivadas rotacionales, y es conocido como el método de Sekanina & Larson (1984). Se basa en obtener dos imágenes rotadas un mismo ángulo pero en direcciones opuestas.

- *Renormalización acimutal*: este filtro renormaliza el brillo de la imagen en un cierto punto de la imagen con el valor medio del anillo centrado en el núcleo del cometa que lo contiene. La imagen resultante tiene el contraste muy mejorado y permite detectar estructuras más o menos brillantes teniendo en cuenta el cambio general de brillo a medida que nos alejamos del núcleo del cometa.

4. Resultados

En todas las imágenes la línea amarilla hacia el asterisco indica la dirección del Sol.

En la Figura 1 se muestra una imagen del cometa C/2010 G2 procesada por diferentes filtros. Arriba a la izquierda se muestra una imagen del cometa sin ningún tipo de procesamiento más que la reducción básica por *bias* y *flats*. Arriba a la derecha se muestra la imagen original después de haber sido procesada con el filtro de renormalización acimutal, abajo a la izquierda se muestra el resultado de haber aplicado el filtro de Laplace y por último abajo a la derecha se muestra el resultado del gradiente rotacional.

Los filtros de renormalización acimutal y el gradiente rotacional en este caso arrojan resultados distintos, aunque ambos evidencian el mismo fenómeno, un *jet* principal que aparentemente es el que da origen a la extensa coma que manifiesta el cometa. En esta imagen el filtro laplaciano deja ver también este *jet* (indicado con una \cdot^A en la imagen) y la parte interior a la coma cercana al núcleo que tiene una intensidad muy por encima del resto de la coma.

En la Figura 2 se muestran una imagen del cometa 29P/Schwassmann-Wachmann 1 procesada con los mismos filtros aplicados al cometa C/2010 G2. En este caso pueden observarse tres *jets*, dos se observan con claridad y un tercero más débil con dirección al Oeste (izquierda en la imagen), esto es visible tanto con el filtro de renormalización acimutal como con el gradiente rotacional. En esta última imagen se señalan los tres *jets* mencionados como \cdot^A , “Bz C”.

En la Figura 3 muestra las imágenes del cometa 246P/NEAT procesadas de la misma manera que las anteriores. Los resultados obtenidos son similares a los obtenidos para el cometa 49P/Arend- Rigaux. Nuevamente los filtros de renormalización acimutal y el gradiente rotacional muestran resultados similares ya que ambos dejan ver un *jet* en dirección Sur (derecha en la imagen). Este *jet* aparece altamente concentrado y en dirección diferente a la que tiene la cola, lo que estaría

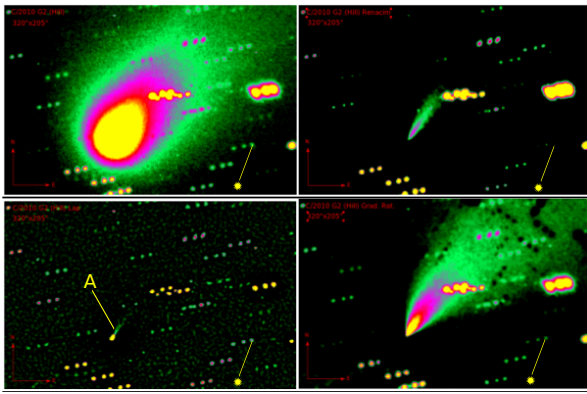


Fig. 1: Cometa C/2010 G2. Arriba a la izquierda imagen con reducción básica. Arriba a la derecha, la imagen con la aplicación del filtro de renormalización acimutal. Abajo a la izquierda se observa el resultado del filtro laplaciano, y abajo a la derecha el del filtro de gradiente rotacional. El campo angular de las imágenes es de 320" x 205".

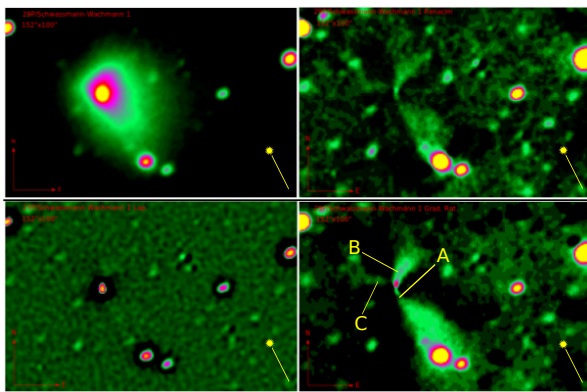


Fig. 2: Cometa 29P/Schwassmann-Wachmann 1. Los filtros son los mismos que se utilizaron en la Figura 1 y las imágenes están dispuestas de la misma manera. El campo de las imágenes es de 152" x 100".

indicando un proceso de rotación del núcleo del cometa. El *jet* se observa como una estructura muy delgada en la región próxima al núcleo para después ensancharse probablemente por los efectos combinados de rotación y presión del viento solar. El filtro laplaciano también permite observar esto. El fenómeno mencionado se señala con la letra *A*, en la imagen del filtro de renormalización acimutal.

Finalmente, en la Figura 4 se muestran imágenes procesadas del cometa 49P/Arend-Rigaux utilizando los mismos filtros que en los casos anteriores. Nuevamente los filtros de renormalización acimutal y el gradiente rotacional arrojan resultados similares aunque el último deja ver con más claridad un *jet* principal (indicado con una letra *A*, en esta imagen) en una dirección levemente diferente a la dirección de la cola de polvo presionada por el viento solar. La aplicación del filtro laplaciano deja ver, aunque sutilmente, un *jet* que coincide con la posición de lo que muestran los otros filtros.

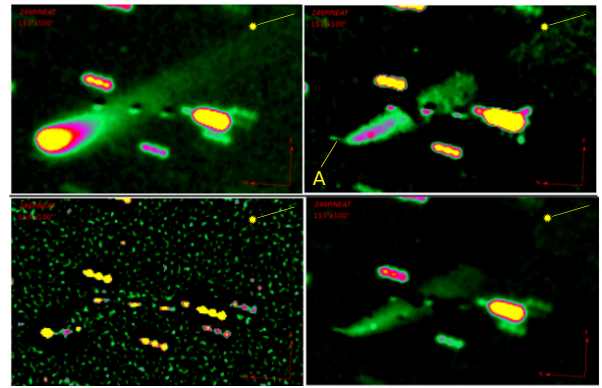


Fig. 3: Cometa 246P/NEAT. Los filtros son los mismos que se utilizaron en las figuras anteriores y las imágenes están dispuestas de la misma manera. El campo de las imágenes es de 152" x 100".

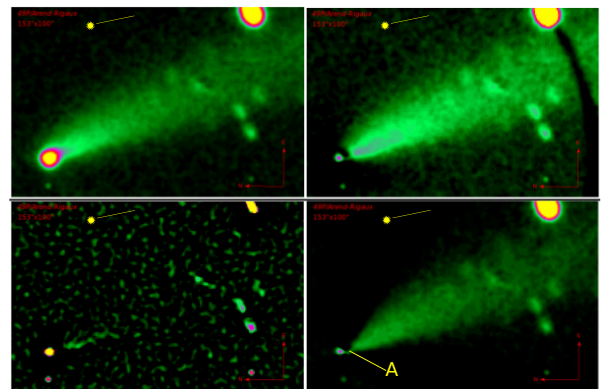


Fig. 4: Cometa 49P/Arend-Rigaux. Los filtros son los mismos que se utilizaron en las figuras anteriores y las imágenes están dispuestas de la misma manera. El campo de las imágenes es de 152" x 100".

5. Conclusiones

Podemos concluir que los filtros permiten realzar características morfológicas y detalles en zonas interiores a la coma de los mismos, imperceptibles en las imágenes sin procesar.

En particular, el filtro de renormalización acimutal y el gradiente rotacional permiten destacar los *jets* que desencadenan la actividad observada en los cometas. El filtro laplaciano destaca la alta intensidad en la zona de la coma cercana al núcleo, ya que mayor intensidad se traduce en mayor densidad de polvo.

Referencias

Larson S. M., Slaughter C. D., 1991, LPI Contributions, 765, 131
 Samarasinha N. H., Larson S. M., 2011, in EPSC-DPS Joint Meeting 2011 Comparison of image enhancement techniques for cometary comae. p. 1400
 Samarasinha N. H., et al., 2011, ApJL, 734, L3
 Sekanina Z., Larson S. M., 1984, AJ, 89, 1408



Chemical composition of Earth-like planets

M.P. Ronco^{1,2}, A. Thiabaud³, U. Marboeuf³, Y. Alibert^{3,4}, G.C. de Elía^{1,2} & O.M. Guilera^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica La Plata, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas - Universidad Nacional de La Plata, Argentina*

³ *Physics Institute and Center for Space and Habitability, University of Bern, Switzerland*

⁴ *Observatoire de Besançon, France*

Contact/ MPR: mpronco@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los modelos de formación planetaria se enfocan principalmente en el estudio de los procesos de acreción y evolución dinámica de los planetas sin tener en cuenta su composición química. En este trabajo, calculamos la secuencia de condensación de los diferentes elementos químicos para un disco protoplanetario de baja masa alrededor de una estrella tipo solar. Incorporamos esta secuencia de elementos químicos (materiales refractarios y moléculas volátiles) en nuestro modelo semianalítico de formación planetaria que calcula el proceso de formación de un sistema planetario durante su etapa gaseosa. Los resultados de este modelo, distribución final de embriones y planetesimales, son utilizados como condiciones iniciales para desarrollar simulaciones de N cuerpos que computan la formación postoligárquica de planetas tipo terrestres. Los resultados de nuestras simulaciones indican que la composición química de los planetas que permanecen en la zona de habitabilidad presenta características similares a la composición química de la Tierra aunque existen diferencias que pueden deberse al ambiente dinámico en el cual se formaron.

Abstract / Models of planet formation are mainly focused on the accretion and dynamical processes of the planets, neglecting their chemical composition. In this work, we calculate the condensation sequence of the different chemical elements for a low-mass protoplanetary disk around a solar-type star. We incorporate this sequence of chemical elements (refractory and volatile elements) in our semi-analytical model of planet formation which calculates the formation of a planetary system during its gaseous phase. The results of the semi-analytical model (final distributions of embryos and planetesimals) are used as initial conditions to develop N-body simulations that compute the post-oligarchic formation of terrestrial-type planets. The results of our simulations show that the chemical composition of the planets that remain in the habitable zone has similar characteristics to the chemical composition of the Earth. However, differences exist that can be associated to the dynamical environment in which they were formed.

Keywords / Planets and satellites: terrestrial planets — formation — composition

1. Introduction

Alibert et al. (2005, 2013) developed a model to calculate the structure and evolution of a protoplanetary disk solving the vertical structure of the disk at each radial distance from the central star. Defining the mass of the central star, the mass of the disk, and the initial surface density profile, this model allows us to calculate the initial radial profiles of the temperature and pressure of the disk. These thermodynamic parameters are then used to calculate the condensation sequence of the different chemical elements assuming chemical equilibrium*. The distribution of chemical elements includes information about the abundance of the most important elements, the formation of refractory material and the condensation of volatile molecules, as H₂O, CO, CO₂, CH₄, H₂S, N₂, NH₃ and CH₃OH, along the disk. All this information is incorporated in our semi-analytical model of planet formation (Brunini & Benvenuto, 2008;

Guilera et al., 2010), which calculates the formation of a planetary system, considering the *in situ* formation of the embryos, during the gaseous phase of the disk. The final distributions of embryos and planetesimals calculated by the semi-analytical model are used as initial conditions to carry out N-body simulations to compute the post-oligarchic formation of terrestrial-type planets. The results of the N-body simulations allow us to study the collisional history of each body in the system and thus, we can determine the final chemical composition of each planet, specially those that remain in the habitable zone (HZ).

2. Initial conditions

Following our previous work (Ronco & de Elía, 2014), we adopted a disk of mass $M_d = 0.03 M_\odot$ with an initial gas surface density profile given by

$$\Sigma = \Sigma_0^g \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-(R/R_c)^{(2-\gamma)}}, \quad (1)$$

* To do this we used the commercial software HSC Chemistry for refractory species and the cooling curve of the disk (Marboeuf et al., 2014) for volatile molecules.

where $R_c = 50$ AU is a characteristic radius of the disk, $\gamma = 1.5$ is the slope of the profile and Σ_0^g is a constant of normalization which is function of γ , R_c and the mass of the disk.

Using Eq. 1, the model of Alibert et al. (2005) calculated the initial radial profiles of the temperature and the pressure. The thermodynamic profile allowed us to calculate the condensation sequences of refractory and volatile elements assuming that the disk is initially chemically homogeneous everywhere (see Figure 1). Assuming that the chemical composition of the planetesimals is given by the condensation sequences, we thus computed the initial planetesimal surface density. It is worth noting that in this work, the snow line is shifted a little bit outside (3 AU according to Marboeuf et al. (2014)) compared to our previous work (2.7 AU according to Hayashi 1981). The amount of solid material due to the condensation of water beyond the snow line is lower (about 1.75) compared to our previous work (4 following Hayashi 1981).

We incorporated these initial surface density profiles (gas and planetesimals) in our semi-analytical model of planet formation and we calculated the initial distribution of embryos: the first embryo is located at the inner radius of the disk (0.5 AU) and the rest of the embryos are separated by 10 mutual Hill radii (the mutual Hill radius between two bodies of semimajor axis a_1 and a_2 and masses M_1 and M_2 is defined by $R_{H,m} = 0.5(a_1 + a_2)[(M_1 + M_2)/(3M_\odot)]^{1/3}$) until they reached 5 AU; the mass of each embryo is the corresponding to the transition mass between runaway and oligarchic growth (Ida & Makino, 1993). Then, the system evolves until the gas has disappeared (3 Myr). As in de Elía et al. (2013) and in a new work in preparation, embryos grow by the accretion of other embryos (when the distance between two embryos becomes lower than 3.5 mutual Hill radii we consider perfect merging) and planetesimals. Since embryos are formed in situ, their chemical composition will be, for simplicity, the same composition of the accreted planetesimals at a given distance from the central star. Therefore, after 3 Myr of evolution, we obtain the distributions of embryos and planetesimals when the gas in the disk is dispersed (Figure 2). These final distributions are considered as initial conditions for the N-body simulations to calculate the post-oligarchic growth of the system. From these initial conditions, we generated four simulations distributing randomly the orbital elements of the embryos and planetesimals. We used the MERCURY code (Chambers, 1999) using an integration time-step of 6 days in order to calculate with enough precision the most inner orbit. Since terrestrial planets in our solar system might have formed in 100 Myr - 200 Myr we integrated each simulation for at least 200 Myr.

3. Results

All our simulations present planets in the optimistic HZ (Kopparapu et al., 2013) with masses ranging from $1.52M_\oplus$ to $4M_\oplus$. The planets incorporate between 6.37% and 16.41% of volatile material according to their total mass. Water is the most abundant specie, with

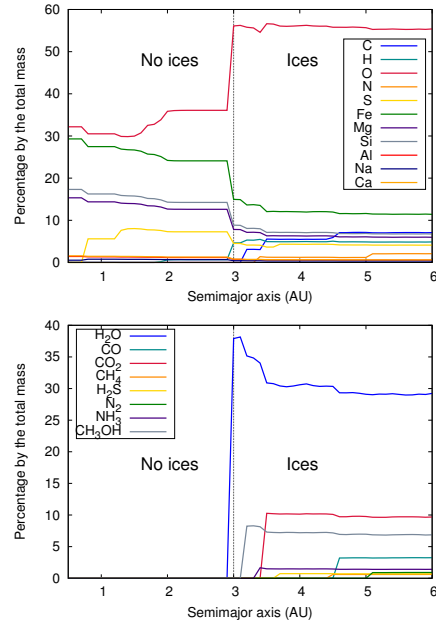


Fig. 1: Top panel: Total abundances of the most significant chemical elements that result from the condensation sequence. Bottom panel: Distribution of the most significant volatile molecules (in percentage by mass) product of the condensation sequence. The solid material necessary to complete the total of the mass at each radial distance remains in refractory material. This means that there are not condensed volatile molecules in the inner region delimited by the snow line (located at ~ 3 AU and represented by the dashed line).

values ranging from 4.29% to 13.19% by mass (Figure 3). In general, the final abundances of the chemical elements obtained in the HZ planets are similar to those derived by Kargel & Lewis (1993) (see Table 1) for the Earth. However, the planets that remain in the optimistic HZ show a mark deficit in the final amount of iron as well as an excess of oxygen and carbon.

It is interesting to analyze both, similarities and differences, obtained in the final abundances of chemical elements between the resulting HZ planets in our simulations and the Earth. On the one hand, the equivalences obtained may suggest similarities in the initial distribution of chemical elements in the protoplanetary disk. On the other hand, the differences could be attributed primarily to discrepancies associated with the dynamic

Table 1: Planetary abundances in % by mass of Mercury and Venus (Morgan & Anders, 1980), the Earth (Kargel & Lewis, 1993), Mars (Lodders & Fegley, 1997) and the range of values for the planets in the HZ in our simulations.

	Mercury	Venus	Earth	Mars	Simulations
Fe	64.47	31.17	32.04	27.24	21.34 - 24.70
O	14.44	30.9	31.67	33.75	35.23 - 41.93
Mg	6.5	14.54	14.8	14.16	11.17 - 12.93
Al	1.08	1.48	1.43	1.21	1.03 - 1.19
Si	7.05	15.82	14.59	16.83	12.61 - 14.59
Ca	1.18	1.61	1.6	1.33	0.56 - 0.65
C	0.0005	0.05	0.004	0.29	0.55 - 1.03
Na	0.02	0.14	0.25	0.57	1.14 - 1.31

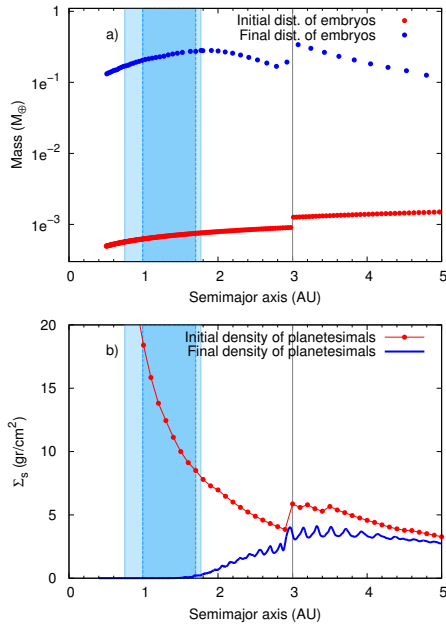


Fig. 2: a) Initial (red points) and final (blue points) distributions of embryos calculated with our semi-analytical model. b) Initial (red line-points) and final (blue line) planetesimal surface densities obtained with our semi-analytical model. In both plots, the clear light-blue zone represents the optimistic HZ (between 0.75 AU and 1.77 AU) while the light-blue zone represents the conservative HZ (between 0.99 AU and 1.7 AU) according to Kopparapu et al. (2013).

environment in which planets are formed. Indeed, unlike what happens with the terrestrial planets in the Solar System, the planets in our simulations are formed in the absence of gas giants. These differences naturally lead to distinct dynamical histories for terrestrial planets formed in both systems, so it is expected to obtain differences in the final abundances of chemical elements. Moreover, the abundances of planets formed in our simulations were obtained assuming that collisions are perfectly inelastic. Thus, a more realistic treatment of collisions could provide us with a more accurate calculation of the final abundances.

The abundances of chemical elements of the planets that remain in the optimistic HZ (Figure 4) are also similar to those typical abundances found by Thiabaud et al. (2014) for rocky planets around a solar-type star. However, a comparative analysis between both works should be carried out carefully since the abundances computed for planets in our simulations are obtained after the dissipation of the gas in the system, and Thiabaud et al. (2014) analyzed the formation processes of terrestrial planets until the dissipation of the gaseous component in the disk.

4. Conclusions

Starting from initial conditions obtained with a semi-analytical model, we performed planetary systems with terrestrial planets within the optimistic HZ. After 200 Myr of evolution, the final masses and chemical abun-

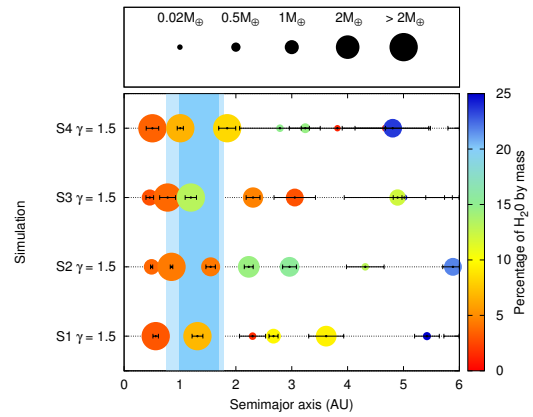


Fig. 3: Final configuration of the 4 N-body simulations. The color scale represents the fraction of water of the planets relative to their masses, the shaded regions, the optimistic and conservative HZ. The eccentricity of each planet is shown over it, by its radial movement over an orbit. All the simulations present planets within the optimistic HZ and their water contents range from 4.29% to 13.19% by mass.

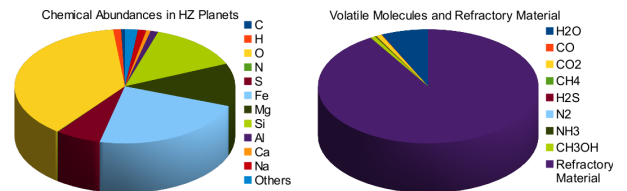


Fig. 4: Average chemical abundances and condensed volatile molecules in the final HZ planets.

dances of these planets give similar results to that of the Earth. However, exist differences associated to the dynamical environment in which they are formed. In general, the characteristics of the planets that remain in the HZ, particularly their masses and amounts of water, indicate that they would be potentially habitable planets.

References

- Alibert Y., et al., 2013, *A&A*, 558, A109
- Alibert Y., et al., 2005, *A&A*, 434, 343
- Brunini A., Benvenuto O. G., 2008, *Icarus*, 194, 800
- Chambers J. E., 1999, *MNRAS*, 304, 793
- de Elía G. C., Guilera O. M., Brunini A., 2013, *A&A*, 557, A42
- Guilera O. M., Brunini A., Benvenuto O. G., 2010, *A&A*, 521, A50
- Hayashi C., 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35
- Ida S., Makino J., 1993, *Icarus*, 106, 210
- Kargel J. S., Lewis J. S., 1993, *Icarus*, 105, 1
- Kopparapu R. K., et al., 2013, *ApJ*, 765, 131
- Lodders K., Fegley B., 1997, *Icarus*, 126, 373
- Marboeuf U., et al., 2014, *A&A*, 570, A35
- Morgan J. W., Anders E., 1980, *Proceedings of the National Academy of Science*, 77, 6973
- Ronco M. P., de Elía G. C., 2014, *A&A*, 567, A54
- Thiabaud A., et al., 2014, *A&A*, 562, A27



Distribución superficial de impactos en Iapetus originada por el remanente de una colisión

F.A. Zoppetti¹, A.M. Leiva¹ & C.B. Briozzo²

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC-UNC)

² Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF-UNC)

Contacto/ FAZ: federicozoppetti@gmail.com

Resumen / Mediante el Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido Saturno–Iapetus se analizan posibles distribuciones de impactos sobre la superficie de Iapetus, originadas a partir de considerar una población de baja energía generada como remanente de un evento colisional, ocurrido en el pasado sobre la superficie de este satélite. Los resultados se analizan con el objetivo de aportar un nuevo enfoque para explicar el origen de la dicotomía de albedo que se observa sobre Iapetus.

Abstract / By means of Circular Restricted Three Body Problem Saturn–Iapetus, we analyze potential impact distributions on the surface of Iapetus, originated from considering a low-energy population generated as remnants of a collisional event occurred in the past on the surface of this satellite. The results are analyzed in order to offer a new approach to explain the origin of the albedo dichotomy observed on Iapetus.

Keywords / planets and satellites: individual (Iapetus) — planets and satellites: surfaces

1. Introducción

Iapetus es un satélite natural de Saturno que se encuentra en rotación sincrónica. La peculiar dicotomía de albedo superficial que éste presenta ha sido un tema muy controversial desde que dicho satélite fuera descubierto en 1671. El hemisferio trasero de Iapetus (opuesto al ápex de movimiento, considerando su traslación orbital), presenta las características superficiales típicas de un satélite helado, con un albedo de $\sim 0,5$. En cambio, el hemisferio delantero (en dirección al ápex de movimiento), es prácticamente oscuro con valores de albedo de $\sim 0,04$. La región oscura sobre este hemisferio se denomina *Región Cassini* y presenta algunas características muy particulares, entre las que se destacan su particular morfología, su frontera notablemente abrupta y el hecho de estar centrada en dirección del ápex de movimiento.

Una gran diversidad de mecanismos han sido propuestos para explicar la dicotomía de albedo pero ninguno ofrece una explicación completa. El modelo actualmente más aceptado es el de Spencer & Denk (2010), donde se propone que el patrón de albedo observado actualmente es el resultado de la *segregación térmica global*, un mecanismo complejo de migración y redépósito del hielo superficial que sería particularmente efectivo en Iapetus. Sin embargo, para que este mecanismo actúe, es necesario asumir una dicotomía inicial de albedo, cuyo origen no se discute en dicho trabajo. Más recientemente, con un enfoque puramente dinámico, Leiva & Briozzo (2013) estudiaron las distribuciones de colisiones sobre Iapetus originadas por trayectorias de baja energía en el Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido Saturno–Iapetus-partícula (PC3CR). Estos impactos presentan una distribución espacial con características similares a

las condiciones iniciales asumidas por Spencer & Denk (2010) pero, como contraparte, las partículas deberían provenir de una población prácticamente coorbital con Iapetus, lo cual parece improbable. Sin embargo, tomando como punto de partida grandes cráteres de algunos satélites de Saturno e implementando modelos de eyección para generar las condiciones iniciales, Alvarellos et al. (2005) realizan un estudio numérico de la evolución dinámica de material eyectado desde la superficie después de ocurrida una fuerte colisión. Ellos encuentran que el material eyectado que logra escapar genera una población de baja energía prácticamente coorbital al satélite analizado, el cual, en la mayor parte de los casos, reimpacta sobre el satélite fuente en algunos cientos de años.

Estos resultados permiten suponer que la dicotomía inicial que desencadenó los procesos de segregación térmica en Iapetus pudo, en parte, haber sido originada como acreción de este tipo de poblaciones de baja energía. Esta hipótesis es además reforzada por la presencia de varias estructuras de impacto mayores sobre la superficie del satélite (ver Figura 1).

En este trabajo, con el objetivo de evaluar el rol que pudo haber jugado este tipo de acreción en la formación del patrón de albedo sobre Iapetus, se presentan resultados preliminares que se obtienen de realizar un estudio dinámico del material eyectado desde uno de estos cráteres, haciendo énfasis en distribuciones que originan las trayectorias que reimpactan con el satélite luego de ser eyectadas.

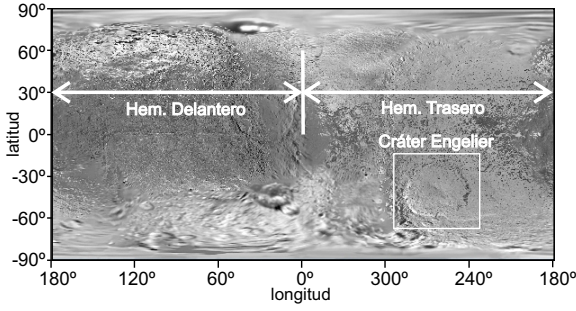


Fig. 1: Superficie de Iapetus (2008). Crédito de la imagen: NASA/JPL/SpaceScienceInstitute(imagen PIA11116).

2. Eyecciones a partir de un gran impacto

Un cráter de impacto es una estructura que resulta de la colisión de un proyectil cósmico con la superficie de algún cuerpo celeste. Inmediatamente después de ocurrido el impacto, se genera una onda de choque que interactúa fuertemente con el material, produciendo la excavación y posterior eyección de una cantidad importante de material hacia el exterior de la cavidad. Así, rápidamente se constituirá la cavidad principal conocida como *cráter transitorio* el cual, principalmente por acción de la gravedad, cambiará lentamente (escalas geológicas de tiempo) hasta alcanzar el *estado final*.

Como es de esperar, el tamaño y la velocidad de las partículas eyectadas dependen principalmente de las características particulares del impacto y, además, de la composición y estructura del material en el lugar del evento.

Cuando los detalles del impacto son secundarios (aproximación de campo lejano) y se asume que la superficie es poco compacta, de tal manera que la resistencia propia del material sea despreciable frente a la gravedad (modelo de escombros), la velocidad de eyección puede determinarse según Housen et al. (1983):

$$V_e(x) = 0,62 (g R_t)^{0,5} \left(\frac{\rho_i}{\rho_t} \right)^{0,2} \left(\frac{x}{R_t} \right)^{-1,77} \quad (1)$$

donde g y ρ_t son la gravedad superficial y la densidad del satélite, respectivamente, R_t es el radio del cráter transitorio, ρ_i es la densidad del objeto impactor y x es la distancia sobre la superficie donde ocurre la eyección desde el centro del impacto.

Por otra parte, en la literatura, es posible encontrar ajustes empíricos de algunos parámetros del impacto que resultan de interés, en función de las características del cráter final (cráter observado), obtenidos en base a simulaciones numéricas o experimentos de laboratorio. En este sentido, Zahnle et al. (2003) derivan las siguientes expresiones para el diámetro del cráter transitorio D_t en función del tamaño del objeto impactor d y su relación con el diámetro del cráter final D_f cuando se analizan estructuras mayores:

$$D_t = 1,1 \left(\frac{U^2}{g} \right)^{0,217} \left(\frac{\rho_i \cos(\psi)}{\rho_t} \right)^{0,333} d^{0,783}; \quad (2)$$

$$D_f = 0,7 D_t^{1,13} \quad (3)$$

donde ψ es la dirección del impacto respecto de la vertical local y U la velocidad heliocéntrica del impactor en el momento de la colisión. A partir de analizar numéricamente la dinámica de gran cantidad de cometas eclípticas, estos autores además derivan una expresión para dicha velocidad:

$$U = \sqrt{3} V_{orb} (1 + 0,9 \cos(\beta))^{0,35} \quad (4)$$

donde V_{orb} es la velocidad orbital de Iapetus y β es la distancia angular del impacto al ápex de movimiento.

3. Integraciones numéricas

Para simular la eyección producida por un gran impacto se escogió el cráter Engelier cuyo centro se encuentra a una latitud $\delta = -40,5^\circ$ y una longitud $\lambda = 264,7^\circ$ * (Fig. 1). Se trata de un cráter complejo con su típica forma de *plato*, además de las fronteras escalonadas y la elevación central, con un diámetro $D_f \simeq 504$ km.

Siguiendo los lineamientos presentados por Alvarellos et al. (2005), se asumió para la densidad superficial de Iapetus el valor de $\rho_t = 0,9$ g/cm³ consistente con los valores comunmente utilizados para los satélites helados Mimas, Tethys y Rhea. Para la gravedad superficial se asumió el valor de $g = 0,224$ ms⁻². Para el impactor se adoptó el valor $\rho_i = 1,638$ g/cm³ correspondiente al valor estimado para el satélite irregular Phoebe, el cual presenta disrupciones y se encuentra en una órbita retrógrada externa, por lo que constituye una fuente *natural* de impactores. Mediante las ecuaciones (2) a (4) y asumiendo un impacto perpendicular a la superficie ($\psi = 0^\circ$), se determinó el diámetro del impactor $d \sim 54$ km y se construyeron 1000 anillos concéntricos a partir del centro del cráter, desde un valor de radio mínimo $r_{min} = d/2$ hasta una distancia máxima dada por $r_{max} = D_t/2$. El ancho de cada anillo de eyección se computó de manera tal que todos tengan la misma área y, por lo tanto, se eyecte desde cada uno la misma cantidad de material. Para cada radio intermedio de los anillos de eyección se calculó la expresión para la velocidad a partir del modelo de eyección asumido (ec. (1)) y se agregó la velocidad de rotación intrínseca del satélite. Finalmente, cada anillo de eyección fue dividido en 1440 segmentos angulares, lanzando una partícula de cada segmento a 45° respecto de la dirección de la vertical local (Alvarellos et al. (2005)). Para cada una de las 1 440 000 condiciones iniciales se reconstruyó numéricamente la trayectoria bajo el modelo PC3CR Saturno-Iapetus-partícula con una rutina en lenguaje Fortran90 que implementa un integrador de paso variable Burlisch-Stoer de precisión 10^{-12} y, para evoluciones exteriores al sistema (*órbita suaves*), adapta un integrador Runge-Kutta de orden 8 (Press et al. (1992)). Se tuvo especial cuidado en ajustar los pasos de integración cuando las trayectorias se aproximan al satélite de manera tal de poder computar los impactos. En todos los casos las integraciones se realizaron hasta registrar:

- una colisión con Iapetus, asumiendo para el radio del satélite el valor de 735 km.

* <http://astrogeology.findthebest.com/1/16126/Engelier>

- un extremo acercamiento a Saturno, fijando como cota una distancia de 0,05 unidades sinódicas ($\sim 178\,000$ km).
- un escape del sistema, considerando las partículas que se alejan a más de 3 unidades sinódicas ($\sim 10\,682\,500$ km) del centro de masa del sistema.
- una evolución simple durante un tiempo equivalente a 3000 años.

Para determinar los puntos de reimpacto con Iapetus se implementó el método de la bisección con alta precisión.

4. Resultados preliminares y discusión

Un análisis preliminar de la evolución del material eyectado muestra que la mayor parte de las partículas reimpactan con Iapetus rápidamente o quedan orbitando el sistema por más de 3000 años. Siguiendo el enfoque del trabajo de Leiva & Briozzo (2013), para determinar las distribuciones de reimpactos se realizó el recuento de colisiones sobre la superficie utilizando la proyección cartográfica cilíndrica de *Gall-Peters* normalizada, con un ángulo estándar $\alpha = \pi/4$, y dividiendo la totalidad del mapa del satélite en 200 celdas de igual área. Mediante esta proyección, la superficie queda representada por el plano cartesiano (X_{GP}, Y_{GP}) que se relaciona con las coordenadas angulares latitud δ y longitud λ mediante la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} X_{GP} &= \lambda \cos(\alpha) = \lambda/\sqrt{2} \\ Y_{GP} &= \sin(\delta)/\cos(\alpha) = \sqrt{2}\sin(\delta). \end{aligned} \quad (5)$$

Según la evolución de las trayectorias de impacto, se clasificaron las colisiones en tres tipos; Tipo A: Trayectorias que evolucionaron en una vecindad próxima de Iapetus, sin escapar de su influencia a través de los puntos lagrangianos $L1$ y $L2$; Tipo B: Trayectorias que después de cierto tiempo logran alcanzar la zona exterior del sistema a través de $L2$ para luego reimpactar y Tipo C: Trayectorias de transferencia entre las masas primarias que no alcanzan la región exterior. Estas trayectorias escapan a través de $L1$ pero después de un tiempo retornan a una vecindad próxima a Iapetus. La Figura 2 muestra las distribuciones de impactos obtenidas en cada caso. Se observa una distribución peculiar para las trayectorias tipo A, con un aumento de colisiones en el antípoda del cráter de impacto. Respecto de la trayectorias que en algún momento logran escapar de la influencia de Iapetus (tipos B y C) las distribuciones de colisiones muestran un máximo sobre el hemisferio delantero, característica que se presenta más acentuada para las trayectorias de tipo C. Por otro lado, la mayoría de las trayectorias de colisión se corresponden con valores de energías bajas que coinciden, en parte, con los valores de energías analizados por Leiva & Briozzo (2013). Así, nuestros primeros resultados presentan cierto acuerdo con los publicados por estos autores. Un análisis más riguroso y detallado será realizado en trabajos futuros.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba (Proyecto 05/B351).

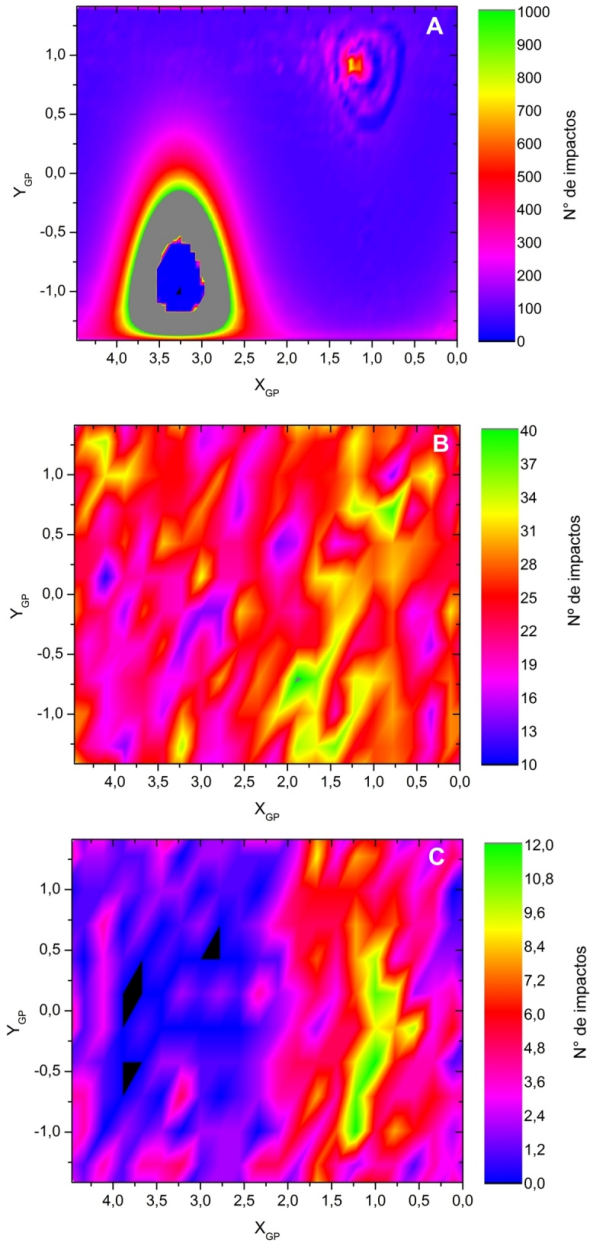


Fig. 2: Distribuciones de reimpactos obtenidas para cada tipo de trayectorias (A, B, C).

Referencias

- Alvarellos J. L., et al., 2005, *Icarus*, 178, 104
 Housen K. R., Schmidt R. M., Holsapple K. A., 1983, *JGR*, 88, 2485
 Leiva A. M., Briozzo C. B., 2013, *MNRAS*, 430, 858
 Press W. H., et al., 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*
 Spencer J. R., Denk T., 2010, *Science*, 327, 432
 Zahnle K., et al., 2003, *Icarus*, 163, 263



Polarimetría de las atmósferas de Urano y Neptuno

C. López Sisterna^{1,2} & R. Gil-Hutton^{1,2}

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

² *Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO-CONICET)*

Contacto/ CLS: clopezsisterna@casleo.gov.ar

Resumen / En este trabajo presentamos las observaciones polarimétricas de Urano y Neptuno, tomadas con el telescopio de 2.15 m de CASLEO. Los patrones de polarización, para ambos planetas, resultan ser centro-simétricos; en contraste con los resultados observados en Júpiter y Saturno. Sin embargo los parámetros de Stokes introducen grandes errores en el grado de polarización, debido a esto se calcularon los parámetros de Stokes radiales. Se encontró que la polarización radial del limbo es aproximadamente de 0.20%. También, se obtuvieron los valores de polarización corregidos por *seeing*, y los resultados se compararon con modelos analíticos de atmósferas de Rayleigh para capa semi-infinita y finita. La comparación muestra que la polarización detectada es compatible con lo que se espera para una atmósfera de Rayleigh semi-infinita.

Abstract / We present imaging polarimetry for Uranus and Neptune, the observations were taken with the 2.15 m telescope at CASLEO. The patterns observed for both planets turn to be centro-symmetric; unlike the observations on Jupiter and Saturn. However, the Stokes parameters introduce large errors on the degree of polarization, and the radial Stokes parameters are used instead. We obtain that the radial limb polarization is about 0.20%. Further, we corrected the parameters for *seeing*, and compared the results with analytical models of semi-infinite and finite Rayleigh scattering atmospheres. From this comparison we conclude the polarization agrees with the semi-infinite Rayleigh scattering atmosphere.

Keywords / techniques: polarimetric — planets and satellites: atmospheres - gaseous planets

1. Introducción

La luz solar reflejada por las atmósferas planetarias se encuentra polarizada debido a los diversos procesos de dispersión. Esta propiedad básica de los planetas, permite obtener información sobre la estructura atmosférica y las características de las partículas dispersoras. Los estudios polarimétricos de la atmósfera de Venus permitieron determinar la composición y tamaño de las partículas en las nubes (Dollfus & Coffeen, 1970; Hansen & Hovenier, 1974). Asimismo, las naves espaciales Pioneer y Galileo brindaron imágenes polarimétricas de Júpiter y Saturno para ángulos de fase próximos a 90° (Smith & Tomasko, 1984; Tomasko & Doose, 1984; Braak et al., 2002) encontrando que la polarización es de hasta un 50% en los polos y solo de un 5% cerca del ecuador del planeta para la banda R. La polarización es grande en los polos debido a que la radiación es reflejada por las partículas dispersoras, mientras que en el limbo ecuatorial son principalmente las nubes las que reflejan la luz solar. Kemp (1974), encontró para Júpiter que la polarización circular es apenas del orden de 0.01% o menor. En referencia a Saturno, los resultados de las observaciones son similares a los obtenidos para Júpiter, salvo que el grado de polarización es menor (Tomasko & Doose, 1984; Gisler & Schmid, 2003).

Sin embargo, para Urano y Neptuno todavía no se han realizado observaciones espaciales similares a las obtenidas para Júpiter y Saturno. En consecuencia la única

forma de estudiar polarimétricamente sus atmósferas, es a través de imágenes (tomadas desde tierra) de los discos planetarios; las imágenes permiten analizar el efecto de polarización del limbo. Para entender este fenómeno, debemos imaginarnos una situación de retrodispersión en el limbo de una esfera donde localmente hay una configuración de incidencia y emergencia rasante para los fotones en una atmósfera de capas plano-paralelas. Luego, en una atmósfera de Rayleigh, el ángulo de polarización del momento dipolar inducido en las partículas es perpendicular a la dirección de propagación del fotón incidente (usualmente paralelo al limbo), lo que implica que la polarización será perpendicular al limbo (van de Hulst, 1980).

En 1977, Michalsky & Stokes obtuvieron que la polarización integrada del disco de Urano era menor que el 0.1%. Más recientemente, Schmid et al. (2006) encontraron que la polarización lineal del limbo para los gigantes de hielo es del orden de un 1% para un ángulo de fase $\alpha = 2^\circ$. En contraste con los patrones de polarización de Júpiter y Saturno, las observaciones revelaron que la polarización del limbo es aproximadamente uniforme.

Para este trabajo se tomaron imágenes polarimétricas de Urano y Neptuno con el instrumental de CASLEO (Sección 2). En la sección 3, se explica cómo se obtienen los parámetros de Stokes, se muestran los resultados de la corrección por *seeing* y se comparan los resultados con modelos de atmósferas.

2. Observaciones

Las observaciones se realizaron durante el mes de Junio de 2013, con el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO). El telescopio se usó en conjunto con un detector CCD de 1024x1024 pixeles y una unidad polarizadora, llamada CASPOL. Delante del detector CCD se instaló el instrumento CASPOL, compuesto por un obturador mecánico, una rueda de filtros, una regleta de filtros neutros, una lámina retardadora y una placa Savart. La lámina retardadora puede rotar en pasos de $22,5^\circ$ y la placa Savart produce dos imágenes polarizadas ortogonalmente (imagen ordinaria y extraordinaria) separadas por 0.9 mm, equivalentes a $\sim 10.2''$ en el cielo. La escala de la imagen es de $0.27''$ por pixel.

En la Tabla 1 se muestran los parámetros relevantes de Urano y Neptuno al momento de la observación. Además para poder corregir las imágenes por polarización instrumental y compensar las diferencias entre el sistema instrumental y el estándar se tomaron imágenes de estrellas estándares de polarización cero y alta polarización, respectivamente.

Para efectuar la reducción polarimétrica y compensar variaciones de transparencia del cielo, es necesario adquirir imágenes para un mínimo de 4 posiciones de la lámina de media onda a intervalos de $22,5^\circ$, logrando mayor precisión para un número superior de posiciones. Por último, todas las imágenes se tomaron en el filtro R.

Tabla 1: Parámetros para las observaciones polarimétricas de Urano y Neptuno para el 09 de Junio de 2013. Los datos fueron tomados del JPL (*Jet Propulsion Laboratory*) de la NASA. Para el filtro usado se especifica la longitud de onda central λ_c .

Planeta	Diámetro Angular [$''$]	Ángulo de Fase [$^\circ$]	λ_c [nm]
Urano	3.44	2.65	700
Neptuno	2.29	1.89	700

3. Resultados

Inicialmente, se generaron imágenes de intensidad para encontrar los parámetros de Stokes normalizados Q/I y U/I en cada pixel de las imágenes. En la Figura 1 se observa el patrón de polarización del limbo (limitado por *seeing*) para Urano y Neptuno. Q es positivo en los limbos Norte y Sur, lo que significa que el vector eléctrico es perpendicular al plano de dispersión, mientras que Q es negativo en los limbos Este y Oeste. Para el parámetro de Stokes U es esencialmente el mismo patrón rotado 45° .

El cálculo del grado de polarización lineal, a partir de los parámetros de Stokes Q y U , puede introducir errores sistemáticos, debido a que estos son sumados cuadráticamente y por ende sus errores también. Para evitar estos problemas, se calculan los parámetros de Stokes radiales (Figura 2) que permiten encontrar valores

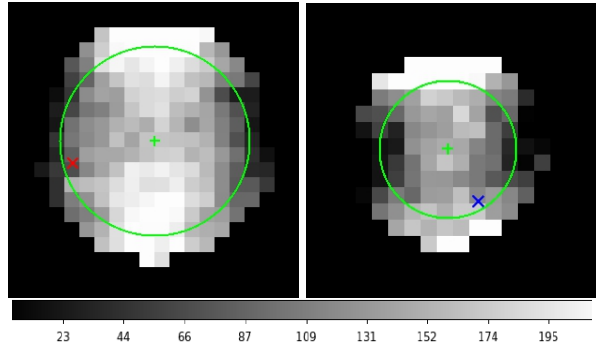


Fig. 1: Parámetro de Stokes Q para (a) Urano y (b) Neptuno. El círculo verde representa el límite del disco del planeta cuyo centro es representado por una cruz verde; también se marca el polo Norte para Urano (cruz roja) y el polo Sur para Neptuno (cruz azul). (c) Escala de grises, normalizada para cubrir el rango $-0,5\%$ (negro) a $0,5\%$ (blanco).

promedios para la polarización (radial) del limbo :

$$Q_r = +Q\cos 2\phi + U\sin 2\phi, \quad (1)$$

$$U_r = -Q\sin 2\phi + U\cos 2\phi, \quad (2)$$

donde ϕ es el ángulo polar de una posición dada (x,y) en el disco planetario aparente (con centro (x_0, y_0)) con respecto a la dirección Norte:

$$\phi = \tan^{-1} \frac{x - x_0}{y - y_0}. \quad (3)$$

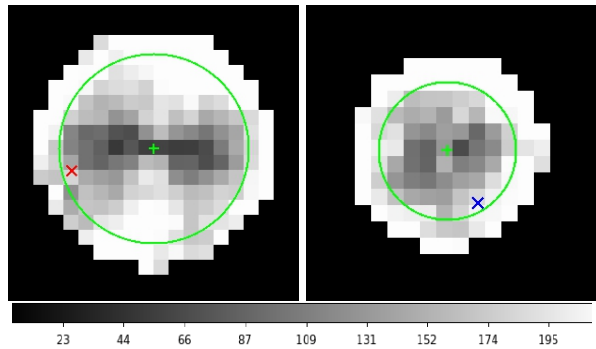


Fig. 2: Parámetro de Stokes Q_r para (a) Urano y (b) Neptuno. El círculo verde representa el límite del disco del planeta cuyo centro es representado por una cruz verde; también se marca el polo Norte para Urano (cruz roja) y el polo Sur para Neptuno (cruz azul). (c) Escala de grises, normalizada para cubrir el rango $-0,5\%$ (negro) a $0,5\%$ (blanco).

Si $Q_r > 0$ es equivalente a una polarización perpendicular al limbo, mientras que si es negativa implica una componente de polarización tangencial. U_r describe la polarización en las direcciones $\pm 45^\circ$ con respecto a la dirección radial.

El promedio de la polarización radial sobre todo el disco $\langle Q_r/I \rangle$, es un buen parámetro para caracterizar la polarización del limbo de un planeta. Debido a que Q_r o

bien es positivo o es próximo a cero en cualquier región del disco, donde no hay ningún efecto de compensación. Asimismo, $\langle Q_r/I \rangle \gg \langle U_r/I \rangle \approx 0$, por lo tanto se puede aproximar:

$$\langle p_r \rangle = \sqrt{\langle Q_r/I \rangle^2 + \langle U_r/I \rangle^2} \approx \langle Q_r/I \rangle. \quad (4)$$

En la Tabla 2, se muestran los valores obtenidos de estas ecuaciones. Sin embargo, estos se encuentran afectados por el *seeing* de la noche de observación, que produce la superposición de las componentes de polarización opuestas $+Q$ y $-Q$ y por ende una disminución de la polarización. Por supuesto que este efecto es más fuerte en Neptuno que en Urano, a causa del pequeño diámetro angular aparente del primero.

Schmid et al. (2006) adoptaron un modelo de atmósfera de Rayleigh semi-infinita, para calcular los diferentes patrones de polarización de acuerdo a diferentes condiciones de *seeing*. Los valores corregidos por *seeing* se muestran en la Tabla 2.

Además se compararon estos valores de polarización radial promedio $\langle Q_r/I \rangle$, con los resultados para los modelos de atmósferas semi-infinita y finita con dispersión de Rayleigh derivados en el trabajo de Schmid et al. (2006). Según los modelos esto indicaría que la profundidad óptica de la capa de Rayleigh es de 0.10 para Urano y 0.15 para Neptuno. De esta forma se concluyó que la estratósfera y la parte superior de la tropósfera son ópticamente finas para la banda R. Los fotones pueden penetrar profundo en la atmósfera y ser luego reflejados por las nubes.

Tabla 2: Valores promedios de los parámetros de Stokes radiales Q_r/I y U_r/I ; parámetro corregido por *seeing*.

Planeta	$\langle Q_r/I \rangle$ [%]	$\langle U_r/I \rangle$ [%]	$\langle Q_r/I \rangle_{corr}$ [%]
Urano	0.25	0.01	0.62
Neptuno	0.23	0.05	1.04

4. Conclusión

En este Trabajo, se presentó la polarimetría del disco para Urano y Neptuno en la región roja del espectro adquirida con el telescopio de 2.15 m de CASLEO y la unidad polarizadora CASPOL. Para ambos planetas se observa el patrón de polarización del limbo, de la misma forma en que antes había sido reportado por Schmid et al. (2006) para una atmósfera de Rayleigh.

A pesar de la baja resolución de las observaciones es posible asegurar, al menos en primera aproximación, que la polarización del limbo es centro-simétrica. Esto difiere mucho de los patrones de polarización de Júpiter y Saturno donde la polarización del limbo solo se observa en los polos, y no en el ecuador (Gisler & Schmid, 2003).

Para evitar introducir errores sistemáticos en la reducción, se calculan los parámetros de Stokes radiales y sus valores promedios. Los valores radiales promedios corregidos por *seeing* son 0.62% para Urano y 1.04% para Neptuno. Estos valores son más bajos a los encontrados

por Schmid et al. (2006), probablemente debido a las diferentes geometrías de las observaciones. Además, la polarización del limbo para Neptuno es aproximadamente el doble de la encontrada para Urano.

De la comparación de las observaciones realizadas, con los modelos analíticos resueltos por Schmid et al. (2006) para Urano y Neptuno para el filtro R, se llega a la conclusión que la polarización para ambos planetas es menor que la esperada para una atmósfera semi-infinita. Este resultado podría deberse a una capa de dispersión de Rayleigh por encima de una capa de nubes reflectoras ópticamente gruesa.

Sin embargo los modelos considerados, representan una estructura atmosférica muy simplificada y desprecian algunos procesos importantes como la dispersión por partículas de niebla, absorción de la luz en una capa finita de dispersión de Rayleigh, o la dispersión de Raman.

Referencias

- Braak C. J., et al., 2002, *Icarus*, 157, 401
 Dollfus A., Coffeen D. L., 1970, *A&A*, 8, 251
 Gisler D., Schmid H. M., 2003, *Solar Polarization*, 307, 58
 Hansen J. E., Hovenier J. W., 1974, *Exploration of the Planetary System*, 65, 197
 Kemp J. C., 1974, in Gehrels T., ed., *IAU Colloq. 23: Planets, Stars, and Nebulae: Studied with Photopolarimetry Circular Polarization of Planets*. p. 607
 Michalsky J. J., Stokes R. A., 1977, *ApJL*, 213, L135
 Schmid H. M., Joos F., Tschan D., 2006, *A&A*, 452, 657
 Smith P. H., Tomasko M. G., 1984, *Icarus*, 58, 35
 Tomasko M. G., Doose L. R., 1984, *Icarus*, 58, 1
 van de Hulst H. C., 1980, *Multiple light scattering. Vols. 1 and 2.* Academic Press, New York, NY (USA)

Sistemas exoplanetarios múltiples: estadísticas y clasificación

M.J. Hobson^{1,2}, M. Gómez^{2,3}

¹ Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF-UNC)

² Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC)

³ CONICET

Contacto/ MJH: mhobson@oac.uncor.edu

Resumen / Actualmente se conocen 459 sistemas planetarios múltiples, de los cuales 50 poseen cuatro o más planetas. Presentamos análisis estadísticos de las propiedades físicas tanto de las estrellas que los albergan como de los planetas que los componen, y de las configuraciones orbitales de estos sistemas. Dedicamos especial atención a los 50 sistemas más numerosos, realizando un análisis de metalicidad de las estrellas huéspedes, y medidas de la compactez de cada uno de los sistemas. Investigamos si los planetas están ordenados preferentemente por tamaño en sus sistemas. Analizamos la diversidad de los sistemas planetarios múltiples actualmente conocidos en relación al Sistema Solar.

Abstract / 459 multiplanet systems are currently known, of which 50 possess four or more planets. We present statistical analyses of the physical properties of both the host stars and the planets, and of the orbital configurations of these systems. We devote special attention to the 50 most populated systems, performing a metallicity analysis of the host stars, and a measure of the compactness of each system. We investigate if the planets are ordered preferentially by size in their systems. We analyse the diversity of the known multiplanet systems with relation to the Solar System.

Keywords / (stars:) planetary systems — methods: statistical

1. Introducción

Hasta agosto de 2014 se conocían 459 sistemas planetarios múltiples, de los cuales 50 poseen cuatro o más planetas (Figura 1). Aquí analizamos las propiedades físicas de las estrellas y los planetas de estos sistemas, y sus configuraciones orbitales. Para ello, los separamos en sistemas chicos (2 o 3 planetas) y grandes (4 o más planetas), dedicando especial atención a éstos últimos; se buscan criterios de clasificación que permitan compararlos entre sí, con el Sistema Solar y con los sistemas planetarios chicos. Estos criterios incluyen: metalicidad de las estrellas huéspedes, cuán compactos son los sistemas y cómo varía el tamaño de sus planetas. Además, investigamos si los planetas están ordenados preferentemente por tamaño en sus sistemas. Todos los datos estelares y planetarios (salvo que se indique lo contrario) se obtuvieron de The Extrasolar Planet Encyclopaedia*.

2. Análisis y resultados

2.1. Metalicidad

Fischer & Valenti (2005) reportaron que la presencia de planetas sería más frecuente en estrellas más metálicas que el Sol. Sin embargo otros trabajos (ej. Udry & Santos 2007) sugieren que tal relación se limita a estrellas con planetas de tipo Hot Jupiter (masa $\gtrsim 0,5M_J$, semieje $\lesssim 0,1$ UA).

* www.exoplanet.eu

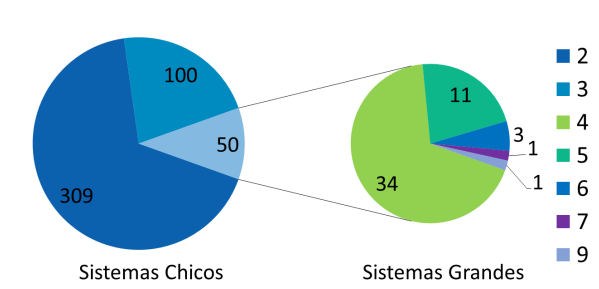


Fig. 1: Sistemas exoplanetarios múltiples según cantidad de planetas.

Analizamos la metalicidad estelar para sistemas chicos, grandes, y con Hot Jupiters, en base a datos de Rowe et al. (2014), Adibekyan et al. (2012), y Maldonado et al. (2012). En la Figura 2 se presentan las distribuciones acumuladas de metalicidad para las tres categorías. Según el test Kolmogorov-Smirnov, las distribuciones acumuladas de metalicidades de sistemas grandes y chicos no se diferencian significativamente, siendo sus estrellas, en promedio, ligeramente menos metálicas que el Sol. Los Hot Jupiters (que casi siempre están solos en su sistema) se diferencian de ambos, siendo sus estrellas en promedio más metálicas que el Sol. En la Figura 2 también puede notarse que el 60% de las estrellas que albergan sistemas tanto chicos como grandes tienen metalicidades menores que 0, comparadas con solo el 40% de las estrellas que

albergan Hot Jupiters.

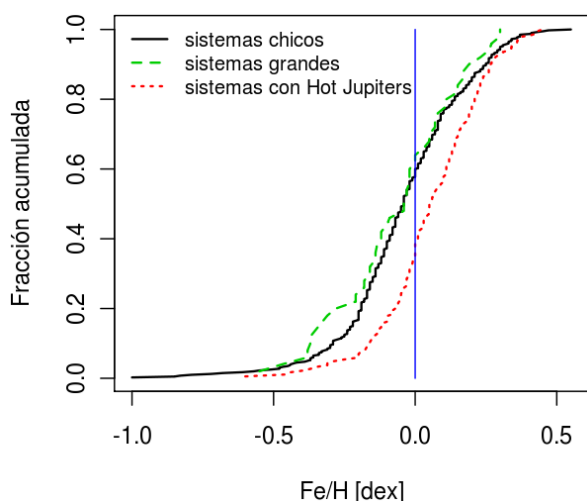


Fig. 2: Distribuciones acumuladas de metalicidad para sistemas chicos, grandes y con Hot Jupiters. El 60% de las estrellas que albergan sistemas tanto chicos como grandes, y el 40% de las que albergan Hot Jupiters, son menos metálicas que el Sol.

2.2. Orden preferencial por tamaño

Se ha reportado un orden preferencial de tamaño para planetas Kepler (Ciardi et al. 2013), siendo el planeta interno generalmente de menor tamaño que el externo. Analizamos esta posibilidad en toda la muestra de sistemas multiplanetarios conocidos, discriminando en sistemas chicos y grandes y calculando cocientes de masas o de radios según la información disponible. En todos los casos, se encontró evidencia de orden preferencial, respetándolo el 65% – 70% de los pares planetarios. En las Figuras 3, 4 se muestran las distribuciones acumuladas de cocientes para los distintos grupos.

2.3. Compactez y razón de tamaños

Definimos los siguientes parámetros para sistemas grandes:

- Razón de tamaños de un sistema: el cociente entre las masas del planeta menos masivo del sistema, y el planeta más masivo (o análogamente con los radios planetarios).
- Compactez de un sistema: el cociente entre los semiejes de las órbitas del planeta más cercano a la estrella, y el planeta más alejado.

En la Figura 5 se muestran todos los sistemas grandes, en cuatro grupos de creciente compactez. Se puede apreciar que el grupo de sistemas más compactos (panel inferior derecho) presenta planetas de tamaño más homogéneo que el grupo de sistemas menos compactos (panel superior izquierdo). Globalmente, compactez y razón de tamaño se relacionaron lineal y significativamente (Figura 6).

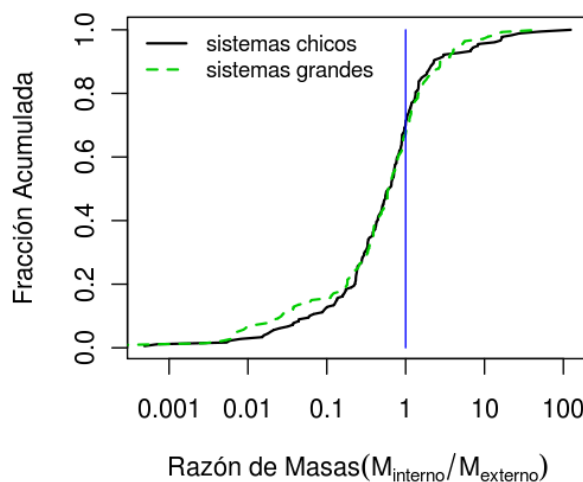


Fig. 3: Distribuciones acumuladas de razones de masas para sistemas chicos y grandes. En 67% (chicos) a 70% (grandes) de los pares planetarios, el planeta interno es más chico que el externo.

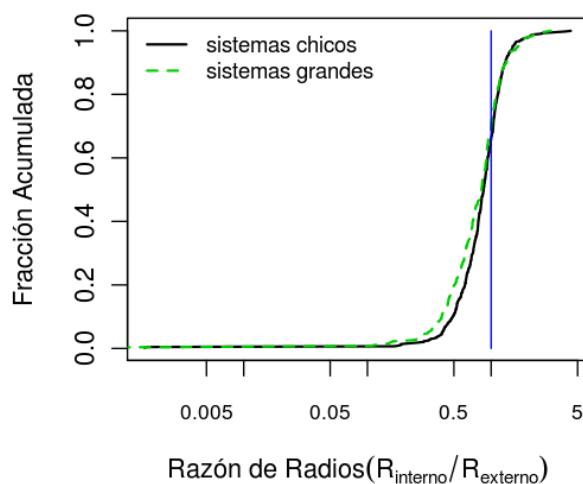


Fig. 4: Distribuciones acumuladas de razones de radios para sistemas chicos y grandes. En 66% (chicos) a 70% (grandes) de los pares planetarios, el planeta interno es más chico que el externo.

3. Conclusiones

Hay una gran variedad de sistemas planetarios, como puede observarse en la Figura 5. Los sistemas varían en configuración orbital, tamaño planetario, tamaño estelar, entre otros.

La metalicidad es similar y ligeramente sub-solar en sistemas chicos y grandes, difiriendo de sistemas con Hot Jupiters, donde tiende a ser mayor a la solar.

Los planetas internos de un sistema tienden a ser de menor tamaño que los externos.

Los sistemas poco compactos poseen planetas con variaciones importantes de tamaño, mientras que en los muy compactos los planetas tienen tamaños más homogéneos.

Este trabajo se enmarca en estudios estadísticos incipientes de los sistemas planetarios múltiples, tales como el de Ciardi et al., ya citado, o los de Lissauer et al.

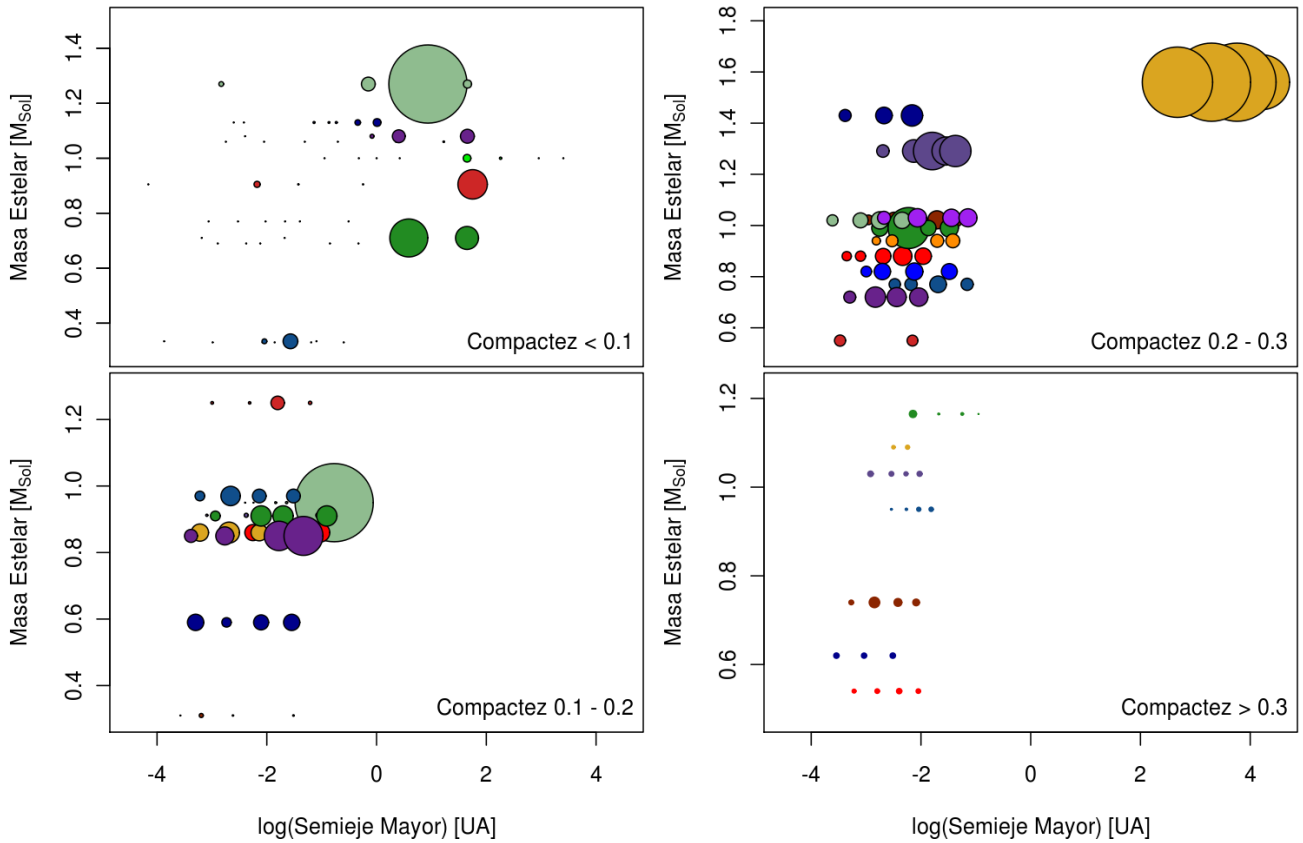


Fig. 5: Sistemas de 4 o más planetas, categorizados por compactez. En el eje vertical se muestra la masa estelar, en el eje horizontal el semieje mayor. Los círculos son proporcionales a la masa/radio de cada planeta.

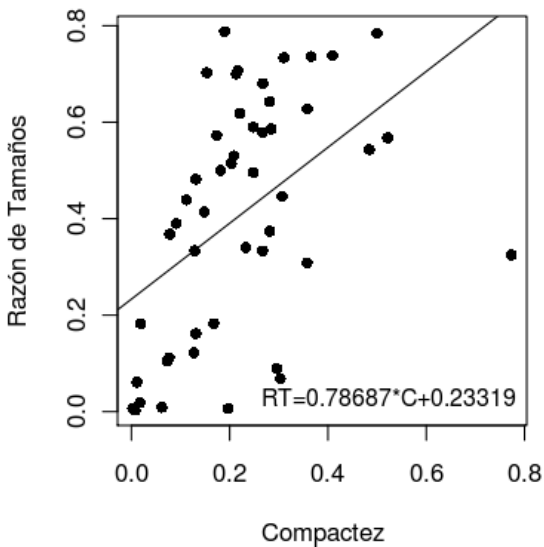


Fig. 6: Ajuste lineal entre compactez y razón de tamaños. $R^2 = 0,2119$, $p - value = 0,00059$.

(2011) y Fabrycky et al. (2014), entre otros, que abordan el tema de la estabilidad dinámica de estos sistemas. En general estos trabajos buscan analizar la arquitectura de estos nuevos sistemas planetarios múltiples en relación a

la del sistema solar.

Cabe mencionar que, al presente, no es posible descartar en forma contundente la presencia de algún sesgo de tipo observacional en la muestra analizada. Todas las técnicas de detección tienen limitaciones; si bien tienden a compensarse cuando se combinan, pocas veces un dado sistema individual ha sido monitoreado por más de una técnica. Los resultados encontrados en este trabajo deben, entonces, considerarse como tendencias o características emergentes que podrán ser reafirmadas a medida que se posean muestras de mayor homogeneidad en las cuales sea factible estimar en forma precisa y confiable los límites de sensibilidad (en tamaño o masa planetaria, distancia orbital, etc.) alcanzados.

Referencias

Adibekyan V. Z., et al., 2012, A&A, 545, A32
 Ciardi D. R., et al., 2013, ApJ, 763, 41
 Fabrycky D. C., et al., 2014, ApJ, 790, 146
 Fischer D. A., Valenti J., 2005, ApJ, 622, 1102
 Lissauer J. J., et al., 2011, ApJS, 197, 8
 Maldonado J., et al., 2012, A&A, 541, A40
 Rowe J. F., et al., 2014, ApJ, 784, 45
 Udry S., Santos N. C., 2007, ARA&A, 45, 397

Índice alfabético

- Abadi, M.G., 55, 64
Aguero, M.P., 28
Ahumada, A.V., 102, 148
Ahumada, J.A., 96, 163, 178
Algorry, D.G., 55, 64
Alibert, Y., 251
Alonso, M.V., 40
Alonso, S., 43
Althaus, L.G., 99, 117, 135
Andruchow, I., 16
Arce, H.G., 203
Arellano Ferro, A., 163
Arias, M.L., 87, 108
Balmaceda, L., 238
Barbá, R.H., 154
Bassino, L.P., 46
Baume, G.L., 151, 157, 166
Benaglia, P., 16
Benitez, M., 169
Benvenuto, O.G., 93, 123
Bergman, M., 34
Bersten, M.C., 123
Borges Fernandes, M., 87
Borissova, J., 166
Bosch, G., 61
Briozzo, C.B., 254
Bustos Fierro, I.H., 178
Cabello, I., 238
Calandra, M.F., 129
Calderón, J.H., 163, 178
Camisassa, M.E., 117
Camperi, J.A., 28
Campuzano-Castro, F., 61
Cappa, C.E., 206
Cardaci, M., 61
Carraro, G., 138, 157, 160
Caso, J.P., 46
Castelletti, G., 225
Chavero, C., 120
Chené, A.N., 166
Cidale, L.S., 87, 108
Civitaresse, O., 52
Clariá, J.J., 102, 148, 160
CLASSy, 203
Cochetti, Y.R., 108
Cohet, R., 194
Combi, J.A., 209
Corti, M.A., 135, 166
Costa, E., 157
Costa, J.E., 135
Cremades, H., 238
Crutcher, R., 200
Córscico, A.H., 73, 99, 135
Cúneo, V.A., 145
Díaz, R.J., 28
D'Ambra, A., 31
de Elía, G.C., 251
de los Rios, M., 22
De Rossi, M.E., 49
de Souza, V., 169
De Vito, M.A., 93
Díaz, R.J., 31
Dipold, J., 169
Dohmen, I., 238
Domínguez, M.J., 22, 172
Dubner, G.M., 188
Duplancic, F., 43
Escudero, C.G., 19
Faifer, F.R., 19, 70
Feinstein, C., 151
Fernandez Alonso, M., 222
Fernández López, M., 200, 203
Fernández-Lajús, E., 132
Ferrero, I., 55, 64
Ferrero, L.V., 114, 126
Firpo, V., 61
Folatelli, G., 123
Font, A.S., 49
Forte, J.C., 19, 70
Gamen, R.C., 132
Gancio, G.M., 175
García, B., 169
García Migani, E., 248
García-Lorenzo, B., 34
Gaspar, G., 31
Geisler, D., 102, 160
Gil-Hutton, R., 129, 241, 248, 257
Giudici, F.N., 132
Gómez, M., 90, 96, 105, 114, 120, 126, 145, 260
Gómez, P., 31
González, N.M., 19
Granada, A., 108
Grocholski, A.J., 160
Guilera, O.M., 251
Gunthardt, G.I., 28, 31, 114, 126
Hagele, G., 61
Harari, D., 1
Hobson, M.J., 260
Horvath, J.E., 93
Humphrey, A.J., 12

Jaque Arancibia, M., 154
Jofré, E., 96, 145
Kains, N., 163
Kanaan, A., 135
Kepler, S.O., 135
Klimchuk, J.A., 231
Koribalski, B., 16
Kraus, M., 87
Kurtev, R., 166
Kwon, W., 200
Lambas, D.G., 43, 67
Lares, M., 67, 172
Larrarte, J.J., 169
Lee, K.I., 203
Leiva, A.M., 254
Lípari, S.L., 34
Looney, L.W., 200, 203
López Fuentes, M.C., 231
López Sisterna, C., 257
Lovos, F.V., 96
Luparello, H.E., 67
Mansilla, A., 169
Marboeuf, U., 251
Marchiano, P.E., 87
Marcionni, N., 160
Marcowith, A., 194
Maya, J., 169
McCarthy, I.G., 49
Mediavilla, E., 34
Medina, M.C., 169, 216
Medina-Tanco, G., 219
Merchán, M., 25
Merlo, D.C., 12, 34, 111
Mesa, V., 43
Miller Bertolami, M.M., 117
Minniti, J.H., 148
Molina-Lera, J.A., 157
Morrell, N.I., 80, 154
Mosquera, M.E., 52
Moyano, M.M., 12
Mudrik, A., 197
Mundy, L.G., 203
Muriel, H., 40
Nomoto, K., 123
Orellana, M., 216
Padilla, N.D., 6, 67
Paez Tagliaferro, T., 58
Palma, T., 102
Panei, J.A., 166
Parisi, M.C., 160
Paz, D., 22, 67
Pedrosa, S.E., 14, 216
Pellizza, L.J., 216
Pepe, C., 228
Petriella, A., 181
Petrucci, R.P., 96
Pintado, O.I., 90, 145
Punsly, B., 34
Ramirez Alegría, S., 166
Ramos, X.S., 132
Rasztocky, E., 169
Rodríguez, M.J., 151
Rodríguez, F., 25
Romero, A.D., 135
Romero, G.E., 216, 228
Ronco, M.P., 251
Rovero, A.C., 222
Rubio, M., 206
Saker, L., 120
Saldaño, H.P., 105
Salerno, J.M., 40
Salerno, N.E., 132
Sánchez, S.F., 34
Sánchez, B.O., 172
Sánchez Arias, J.P., 99
Saponara, J., 16
Sarajedini, A., 160
Scalia, M.C., 132
Schirmer, M., 28
Schmidt, E.O., 197
Segura-Cox, D., 200
Sesto, L.A., 19, 70
Sgró, M.A., 25
Smith Castelli, A., 19
Stephens, I., 200
Storm, S., 203
Suad, L.A., 166
Supan, L., 225
Supanitsky, A.D., 219, 222, 225
Sáez, M.M., 52
Taniguchi, Y., 34
Taverna, A., 37
Terlevich, R.J., 34
Testori, J.C., 166
Teuben, P., 203
Theuns, T., 49
Thiabaud, A., 251
Tissera, P.B., 14
Tueros, M., 216
Valotto, C.A., 40, 58
Vasquez, J., 206
Vazzano, M.M., 206
Vega, L.R., 148
Vena Valdarenas, R.R., 58, 197
Vendemmia, E., 90
Vigh, C.D., 194
Vila, G.S., 228
Villanova, S., 160
Volpe, M.G., 197
Weidmann, W., 197
Yaryura, C.Y., 67
Zandivarez, A., 37
Zheng, W., 34
Zoppetti, F.A., 254