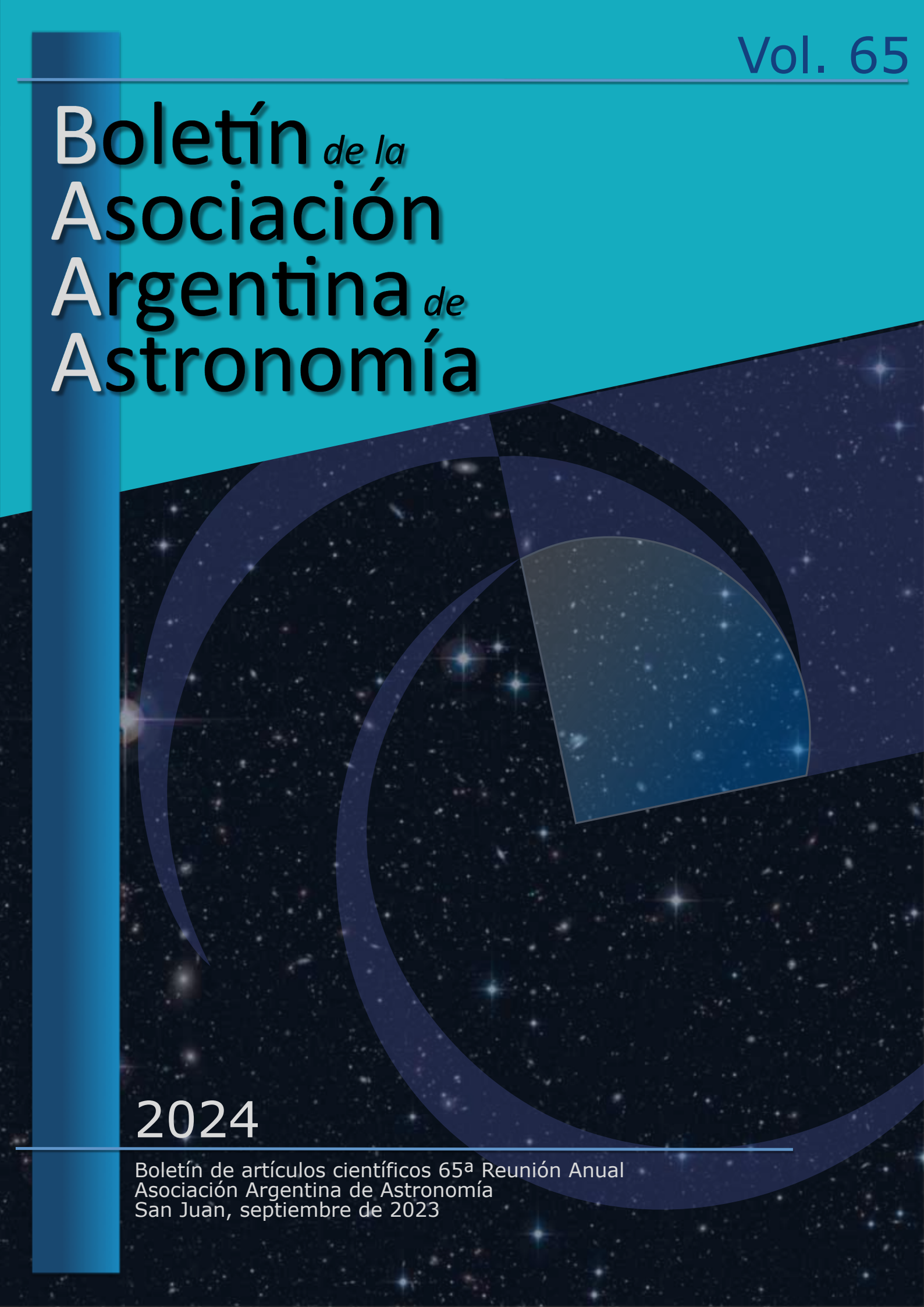
Vol. 65

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía



2024

Boletín de artículos científicos 65ª Reunión Anual
Asociación Argentina de Astronomía
San Juan, septiembre de 2023

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 65

Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 65, correspondiente a la reunión anual 2023:
Cristina H. Mandrini (Editor en Jefe), Hernán Muriel (Editor Invitado), Gabriela M. Castelletti (Editora Asociada),
Sofía A. Cora (Editora Asociada), Héctor J. Martínez Atencio (Editor Asociado), Mariela C. Vieytes (Editora Asociada),
Andrea P. Buccino (Editora Asociada), Claudia E. Boeris (Secretaria Editorial) y Mariano Poisson (Técnico Editorial)

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva
Dra. Mariana Orellana (presidente)
Dra. Laura Suad (vicepresidente)
Dr. Carlos D. Vigh (secretario)
Dra. María Silvina De Biasi (tesorera)
Dra. Ana Pichel (vocal 1)
Dr. Luis A. Mammana (vocal 2)
Dr. Emilio Donoso (1er vocal suplente)
Dr. Mariano Dominguez (2do vocal suplente)

Comisión Revisora de Cuentas
Dra. Silvina Cichowolski (titular)
Dr. Luis Vega Neme (titular)
Dr. Martín Ortega (titular)
Dr. Nicolás P. Maffione (suplente)
Dra. Andrea F. Torres (suplente)

Comité Nacional de Astronomía
Dra. Cristina H. Mandrini (presidente)
Dra. Georgina Coldwell
Dra. María Hebe Cremades Fernández
Dr. Héctor J. Martínez Atencio
Dr. Marcelo Miller Bertolami

65ª Reunión Anual de la AAA

Ciudad de San Juan
18 al 22 de septiembre de 2023
Organizada por la Facultad de
Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de la
Universidad de San Juan

Comité Científico
Dr. Hernán Muriel (presidente, IATE)
Dr. Carlos Saffe (ICATE)
Dra. Sol Alonso (FCEFyN)
Dra. Ana Pacheco (OAFA)
Dr. Jorge Combi (IAR)
Dr. Martín Makler (UCAS-USAM)
Dra. Adriana Gulisano (IAFE)
Dra. Tali Palma (OAC)

Comité Organizador Local
Dra. Georgina Coldwell (coordinadora)
Dra. Sol Alonso
Dra. Fernanda Duplanic
Dra. Ana Pacheco
Dr. Matías Vera
Dr. Alejo Antonio
Dr. Jorge Correa

La organización agradece el auspicio y ayuda financiera del
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

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
Confeccionado con la clase "confproc" en LaTeX

www.astronomiaargentina.org.ar

Prefacio

Este Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene un subconjunto de los trabajos presentados durante la 65a Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía, celebrada en la ciudad de San Juan entre el 18 y el 22 de septiembre de 2023. Esta reunión, organizada por la Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de la Universidad de San Juan, formó parte de las actividades conmemorativas del 50° aniversario de dicha institución.

La reunión convocó a 250 investigadores y estudiantes. En la misma se presentaron 12 conferencias invitadas. A estas se sumaron las conferencias correspondientes al Premio José Luis Sérsic al investigador consolidado, otorgado a la Dra. Paula Benaglia, y al Premio Jorge Sahade a la trayectoria, otorgado al Dr. Diego García Lambas. Este Boletín incluye ocho de estas valiosas contribuciones invitadas. Agradecemos especialmente a estos colegas el esfuerzo de enviar sus trabajos. En la reunión se presentaron, además, 198 trabajos en las modalidades oral (66) y mural (132). De ellos, 68 han sido incluidos en esta edición tras un proceso de revisión por pares y correcciones editoriales. Como es habitual, los trabajos se publican en castellano o en inglés, según la elección de los autores, con un máximo de ocho páginas para las contribuciones invitadas y cuatro para las demás presentaciones. Agradecemos a todos los autores que han enriquecido este Boletín con sus aportes.

Queremos expresar nuestro agradecimiento a los colegas de nuestro país y del exterior que participaron en el proceso de arbitraje. Su labor desinteresada ha sido clave para elevar la calidad científica de los artículos.

Este Boletín es el primero que se publica estando a cargo de un grupo editorial compuesto por una Editora en Jefe y cinco Editores Asociados. Esta nueva modalidad ha resultado en una significativa reducción del tiempo de procesamiento de cada artículo.

Finalmente, extendemos nuestro agradecimiento al Dr. René D. Rohrmann y al Dr. Mario A. Sgró, Editor en Jefe y Técnico Editorial de los Boletines 63° y 64°, respectivamente, por su guía, así como a la Srta. Laura Alves y al Dr. Roberto C. Gamen por su invaluable colaboración en la producción de este Boletín.

Argentina, 21 de agosto de 2024.

Cristina H. Mandrini
Editora en Jefe

Hernan Muriel
Editor Invitado

Editores Asociados: *Andrea P. Buccino*
Gabriela M. Castelletti
Sofía A. Cora
Héctor J. Martínez
Mariela C. Vieytes

Claudia Evelina Boeris
Secretaria Editorial

Mariano Poisson
Técnico Editorial

Índice

Prefacio vii

Foto Grupal ix

SH. Sol y Heliosfera **1**

El rol de las características y evolución de las regiones activas solares en la producción de fulguraciones y eyecciones coronales de masa
M. López Fuentes 1

Efecto Neupert Análisis para fulguraciones del Ciclo Solar 24
G. Cristiani & C.H. Mandrini 9

A Python package to find a magnetic cloud frame of reference to heliospheric observers using the Minimum Variance approach
A.M. Gulisano, A. Arja, R. Pafundi & V. Bazzano 13

Model-based identification of solar coronal mass ejections using deep neural networks
F.A. Iglesias, F. Cisterna, M. Sanchez, Y. Machuca, D. Lloveras, F. Manini, F.M. Lopez, H. Cremades & A. Asensio-Ramos 17

Emisiones de radio kilométricas de tipo II: lista completa de eventos observados en TNR
F. Manini, H. Cremades, M. Cécere & F.M. López 21

SSE. Sistemas Solar y Extrasolares **24**

Progenitores de planetas: evolución de discos protoplanetarios en diferentes ambientes estelares
M.P. Ronco 24

K2-138 and the capture in 1st-order 3P-MMRs
M. Cerioni & C. Beaugé 32

Stellar Activity or a Planet? Revisiting dubious planetary signals in M-dwarf systems
D.P. González, N. Astudillo-Defru, & R.E. Mennickent 36

Distribución de masas de algunos sistemas exoplanetarios
A. Terluk & R. Gil-Hutton 40

Estudio de los tiempos de disipación de discos gaseosos en poblaciones estelares
J.L. Gomez, O.M. Guilera, M.M. Miller Bertolami & M.P. Ronco 44

AE. Astrofísica Estelar **48**

Stars, bow shocks, and gamma-ray sources
P. Benaglia 48

Core dynamo simulations of A-type stars
J.P. Hidalgo, P.J. Käpylä, C.A. Ortiz-Rodríguez, F.H. Navarrete, D.R.G. Schleicher & B. Toro-Velásquez 56

The orbital period of the nova V1674 Her as observed with TESS
G.J.M. Luna, I.J. Lima & M. Orio 60

The Fe I lines and the chromospheric activity
M.C. Vieytes 63

Modelado de discos de estrellas Be: efecto de truncamiento del disco en la serie de Brackett
Y.R. Cochetti, A. Granada, M.L. Arias, A.F. Torres & C. Arcos 67

Estudio preliminar de ciclos de actividad en estrellas del tipo solar
P.D. Colombo, A.P. Buccino, C.G. Oviedo, R. Ibañez Bustos, C.F. Martinez & P. Mauas 71

Dynamos in partially convective M dwarfs
B. Toro-Velásquez, D.R.G. Schleicher, P.J. Käpylä, C.A. Ortiz-Rodríguez, F.H. Navarrete, & J.P. Hidalgo 75

Soluciones hidrodinámicas para vientos impulsados por radiación en regiones de transición
M.C. Fernandez, R.O.J. Venero, L.S. Cidale, I. Araya & M. Curé 79

Curvas de luz de supernovas con el telescopio HSH
A. Mendez Llorca, G. Folatelli, L. Martinez, K. Ertini & L. Ferrari 83

Proyecto HKα: 24 años y 400 noches.
A.P. Buccino, P.D. Colombo, F. Mosca, R. Ibañez Bustos, M. Flores, M.C. Vieytes, C.G. Oviedo, C.F. Martinez, J.I. Peralta & P. Mauas 87

Determinación de tasas de acreción en enanas blancas DA con discos *debris*
L. Saker, L. Althaus, & E. Jofré 91

On the morphology of open clusters probed by ASteCA using Gaia data
M.S. Pera, G.I. Perrén, H.D. Navone & R.A. Vázquez 94

Supernovas asociadas a explosiones de radiación gamma
L.M. Román Aguilar, M.M. Saez, & M.C. Bersten 98

Primeros resultados del estudio observacional de estrellas masivas y centrales en cúmulos abiertos
A.D. Alejo, J.F. González & S.P. González 102

SE. Sistemas Estelares **106**

Estudio espectrofotométrico de cuatro cúmulos abiertos de características poco conocidas
F.O. Simondi-Romero, A.V. Ahumada, J.J. Clariá & M.A. Oddone 106

Una aproximación a la cinemática de los cúmulos abiertos de la Vía Láctea
L.A. Becerra, M.L. Remaggi & A.E. Piatti 110

A case study of oversight and neglect in the handling of massive data
E.E. Giorgi, M.S. Pera, G. Perren, R.A. Vázquez & A. Cruzado 114

Estudio espectroscópico de cúmulos estelares pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes - Parámetros astrofísicos
M.I. Tapia-Reina, A.V. Ahumada & F.O. Simondi-Romero. 118

Espectroscopía integrada de candidatos a cúmulos globulares ubicados hacia el centro de la Via Láctea
A.A. Massara, D.M. Illesca & A.E. Piatti 122

Determinación de parámetros astrofísicos de cúmulos abiertos a partir de fotometría de GAIA
A.R. Callen, A.L. García, A. Martinez-Bezoky, J. Rapoport, F.O. Simondi-Romero, L.Y. Saker, A.V. Ahumada & L. Tapia 126

Rendimiento de métodos semi-automáticos de búsqueda de cúmulos estelares
M. Chiarpotti & A.E. Piatti 130

Parámetros fundamentales de cúmulos estelares poco estudiados de la Nube Mayor de Magallanes derivados a partir de sus espectros integrados
C.M. Rodríguez-Buss, M.I. Tapia-Reina, A.V. Ahumada & L.R. Vega-Neme 134

Estudio de la dinámica de sistemas binarios de cúmulos abiertos con LP-VIsuite: el cúmulo doble de Perseo
A. Granada, F. Zoppetti, N.P. Maffione & M. Orellana 138

Comparison of N-body simulations with Gaia DR3 data from OB associations
M. Bascuñán, S. Ortega, S. Villanova & P. Assmann . . . 142

Bayesian characterization of the young open cluster NGC 6383 using HDBSCAN and Gaia DR3
L.M. Pulgar-Escobar & N.A. Henríquez-Salgado . . . 146

Insights into the formation of OB associations: an examination of key parameters
S. Ortega, M. Bascuñán, S. Villanova & P. Assmann . . . 150

MI. Medio Interestelar **154**

Interstellar medium and star formation
S. Paron . . . 154

Preliminary study of CH_3CN as a chemical thermometer of molecular cores
A. Marinellli, M.E. Ortega & S. Paron. . . . 162

Ionizing photons produced by massive stars in SMC-N88a
M.T. Krilich & C.G. Díaz . . . 166

Looking for molecular gas associated with the pulsar wind nebula 3C 58
A. Petriella . . . 170

Understanding the chemistry of the young stellar object G29.862−0.0044
N.C. Martinez, S. Paron, D. Mast, M.E. Ortega, A. Petriella & C. Fariña . . . 173

Study of the substructure of two high-mass molecular clumps
N.L. Isequilla, A.D. Marinelli & M.E. Ortega. . . . 177

S-PLUS: An atlas of integrated Hα + [N II] fluxes for planetary nebulae in the Magellanic Clouds
L.A. Gutiérrez-Soto, A.R. Lopes, A.V. Smith Castelli, R. Faifer & R. Haack. . . . 181

EG. Estructura Galáctica **185**

Spatial orientation of planetary nebulae in the Milky Way
J.C. Rapoport, P.C. Colazo & N. Padilla. . . . 185

Evolution of dynamically identified stellar components
N.M. Isa, H.P. Saldaño, V.A. Cristiani & M. Abadi. . . . 188

AEC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología **192**

Deviation of galaxies from the main sequence: multiple mechanisms in action
S.A. Cora . . . 192

Aplicaciones cosmológicas de cuásares con efecto lente gravitatoria recientemente descubiertos
V. Motta . . . 200

Formation of supermassive black holes in galaxies through collisions in Nuclear Star Clusters
M. Liempi, A. Benson, A. Escala, D.R.G. Schleicher & L. Almonacid . . . 205

Observaciones de la región central de NGC 5128 con Flamingos-2
M.P. Agüero, R.J. Díaz, H. Dottori, G. Gaspar, J. Camperi & G. Díaz. . . . 209

Ansae in NGC 253
J.A. Camperi, H. Dottori, G. Günthardt, R.J. Díaz & M.P. Agüero . . . 213

Primordial power spectrum from an objective collapse mechanism: The simplest case
M.M. Ocampo, O. Palermo, G. León & G.R. Bengochea . . . 217

How spectral fittings of stellar clusters are affected by the wavelength range used
L.R. Vega-Neme & A.V. Ahumada 221

Chemical properties of galaxy baryons as a function of halo mass in a ΛCDM cosmology
Y.D. Burrafato, M.E. De Rossi, S.E. Grimozzi, M.S. Nakwacki, M.C. Tomasini, L.J. Zenocratti & M.C. Zerbo . . 224

La corriente estelar de Sagitario inmersa en un halo de materia oscura fermiónica
S. Collazo, M.F. Mestre & C.R. Argüelles 228

Connection between feedback processes and the effective yields of EAGLE galaxies
M.C. Zerbo, M.E. De Rossi, M.A. Lara-López, S.A. Cora & L.J. Zenocratti 232

Modeling the chemistry of early universe
M. Segovia, D. Schleicher, S. Bovino & D. Galli. 236

Cosmic rays at the epoch of reionization
L. Carvalho, G.J. Escobar & L.J. Pellizza 240

Ultra Diffuse Galaxy formation constraints and possible detection in S-PLUS images
P. Astudillo Sotomayor, N.W.C. Leigh, R. Demarco, A.V. Smith Castelli, R.F. Haack, A.R. Lopes & L.A. Gutierrez Soto. 244

Exploring the halo occupation distribution in nodes and filaments
N.R. Perez, L.A. Pereyra, G.V. Coldwell, F. Rodríguez & I.G. Alfaro 248

Observaciones fotométricas ópticas de candidatas a galaxias en el survey VVV
F. Zarate, F. Duplancic, E. Gerville-Reache, D. Galdeano, F. Podestá, E. Gonzalez & J.F. González 252

The globular cluster system of nearby spirals through multi-band surveys: Improving the photometric catalogue
J.P. Caso, A.I. Ennis, A.L. Chies-Santos, B.J. De Bórtoli, R.S. de Souza, M. Canossa, P. Floriano, E. Godoy, P. Lopes, N.L. Miranda & C. Bonato 256

OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías **259**

Estudios numéricos de supernovas
M. Orellana 259

Neutrino production in the cores of active galaxies
A.M. Carulli, M.M. Reynoso & L.P. Duvidovich 265

On the flavor composition of neutrinos from choked jets of gamma-ray bursts
M.M. Reynoso & F.A. Deus 269

ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos **273**

Cutting-edge instrumentation for radio astronomy in Argentina
E. Rasztocky 273

Neural calibration of imaging Stokes polarimeters
F.A. Iglesias, A. Asensio Ramos, M. Sanchez & A. Feller 281

Science with the Multipurpose Interferometer Array [MIA]
P. Benaglia, G.E. Romero, & G. Gancio 285

Impacto de la participación argentina en el Observatorio Gemini
C.G. Escudero, L.A. Sesto, L.H. García & G.A. Ferrero 289

The multipurpose interferometric array [MIA] and the development of its technological demonstrator
G. Gancio, G.E. Romero, P. Benaglia, J.M. González, E. Rasztocky, H. Command, G. Valdez, E. Tarcetti, F. Hauscarriaga, P. Alarcón, F. Aquino, M. Alí, L.F. Cabral, D. Capuccio, M. Contreras, E. Díaz, N. Duarte, L.M. García, D. Perilli, P. Otonello & S. Spagnolo 293

Caracterización de imágenes obtenidas desde la Estación Astrofísica de Bosque Alegre
A. Martinez-Bezoky, A.R. Callen, J.C. Rapoport, C. Cerdosino, I. Bustos-Fierro & L.R. Vega-Neme 297

ASOC. Astronomía y Sociedad **301**

Catalogando y estudiando pilares en el medio interestelar: un proyecto de Ciencia Popular
T. Heberling, S. Paron, & M.E. Ortega 301

Instrumentos resguardados por el Museo del OAC: Divisor pupilar de Platzeck
S. Paolantonio 305

Instrumentos resguardados por el Museo del OAC: Espectrógrafo Estelar Gaviola
S. Paolantonio & M. Bozzoli. 309

Charles D. Perrine y el "gran debate" de la astronomía a comienzos del siglo XX
M. Bozzoli, S. Paolantonio & D.C. Merlo 313

Imágenes en vidrio: restauración y recuperación de fotografías astronómicas solares del Observatorio de San Miguel
J.N. Balbi, & D.C. Merlo 317

Multimodal analysis of astrophysical data
J. Casado & B. García 321

Índice alfabético de autores **327**

El rol de las características y evolución de las regiones activas solares en la producción de fulguraciones y eyecciones coronales de masa

M. López Fuentes[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 16 February 2024 / Accepted: 03 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Eventos solares como las fulguraciones y eyecciones coronales de masa (ECM) son los fenómenos más energéticos que afectan al medio interplanetario en escalas temporales desde los minutos hasta unos pocos días. Con la motivación principal de establecer indicadores que puedan utilizarse en la predicción de fenómenos con potencial impacto en la meteorología espacial, ha habido en años recientes un fuerte interés en determinar qué características de las regiones activas (RAs) solares y su evolución las hacen más proclives a producir estos eventos. Para ello es necesario identificar y caracterizar los procesos de inyección de energía y helicidad magnética en las RAs y los mecanismos de desestabilización de las estructuras magnéticas que llevan a la liberación impulsiva de energía y la eyección de materia al espacio. Este tipo de estudio requiere la combinación de observaciones en distintas longitudes de onda, correspondientes a diferentes regímenes espaciales y temporales, con el uso de sofisticados modelos magnetohidrodinámicos. En este artículo repasamos y discutimos algunos avances recientes en el tema y presentamos ejemplos de análisis de la evolución magnética de RAs en relación a la producción de eventos energéticos impulsivos como fulguraciones y ECMs.

Abstract / Solar events such as flares and coronal mass ejections (CMEs) are the most energetic phenomena affecting interplanetary space in timescales from minutes to a few days. With the main aim of establishing parameters to be used in the prediction of phenomena with potential impact on space weather, there has been in recent years a strong interest in determining what characteristics of active regions (ARs) and their evolution make them more prone to produce these events. For that, it is necessary to identify and characterize the processes of energy and magnetic helicity injection in ARs and the mechanisms of destabilization of magnetic structures that lead to impulsive energy release and ejection of matter to space. This kind of study requires the combination of observations in different wavelengths, corresponding to distinct temporal and spatial regimes, with the use of sophisticated magnetohydrodynamic modeling. In this article we review and discuss some recent advances on the subject and we present examples of analysis of AR magnetic evolutions in relation with the occurrence of impulsive energetic events like flares and CMEs.

Keywords / Sun: activity — Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: flares — Sun: magnetic fields

1. Introducción

Es conocido desde hace ya varias décadas el efecto que la actividad solar tiene sobre el medio interplanetario y el ambiente espacial y magnético terrestre (Temmer, 2021). El estudio continuo de observaciones remotas e *in situ* ha mostrado la existencia de una serie de fenómenos encadenados que, teniendo un origen impulsivo solar, evolucionan a través del espacio interplanetario alcanzando eventualmente la Tierra. Los eventos más energéticos, como las fulguraciones y eyecciones coronales de masa (ECMs), tienen su origen en las regiones activas (RAs), por lo que la génesis y evolución de las mismas, y en particular, las características que las hacen más o menos proclives a producir estos eventos, son una parte fundamental del estudio del problema (Toriumi & Wang, 2019). Por esta razón, ha habido en años recientes un creciente interés por caracterizar las estructuras magnéticas que dan origen a las RAs, y conocer las condiciones que llevan a la acumulación y posterior liberación de energía y eyección de material al espacio asociadas a este tipo de fenómenos.

En este artículo de revisión introducimos algunos conceptos fundamentales en el estado de conocimiento del tema y describimos herramientas usuales utilizadas en el análisis de la evolución magnética de RAs. En la Sección 2 discutimos sobre el origen y evolución de las RAs y qué características observacionales de las mismas se han identificado en relación a su mayor o menor capacidad de producir eventos energéticos eyectivos. En la Sección 3 describimos la configuración magnética clásica asociada a eventos eruptivos y su evolución durante el desarrollo de fulguraciones y ECMs. En la Sección 4 describimos dos metodologías usuales en el análisis cuantitativo de la evolución magnética de las RAs a partir de magnetogramas fotosféricos. Estas son, el cálculo de parámetros magnéticos globales y la estimación de la inyección de energía y helicidad magnética a través de la fotósfera. En la Sección 5 ejemplificamos la aplicación

✉ *Contacto* / lopezf@iafe.uba.ar

Invited review

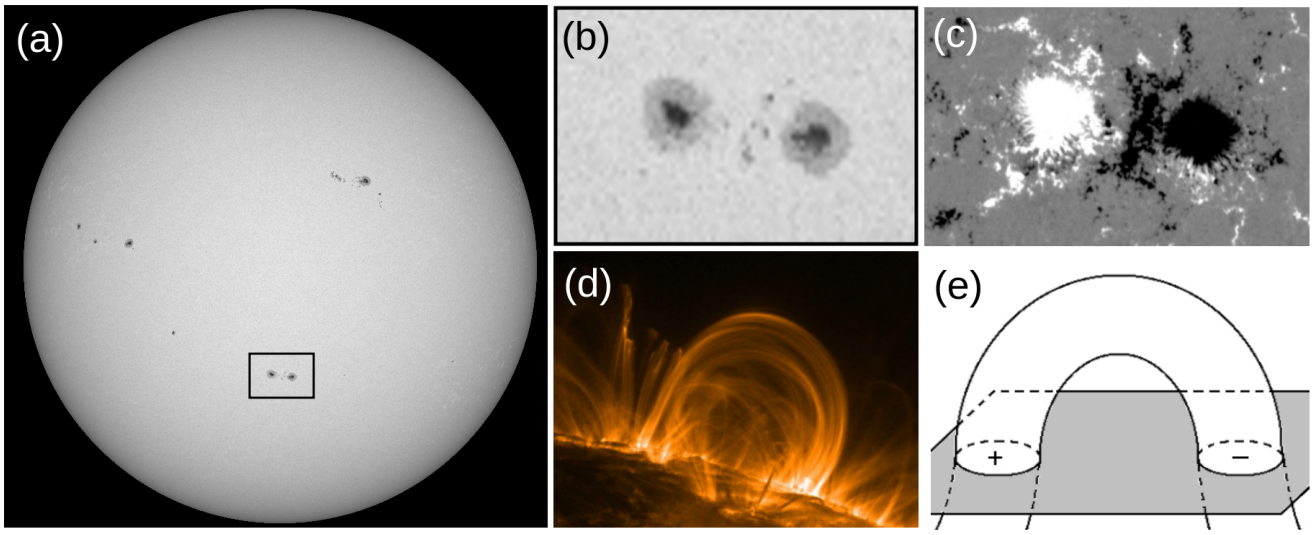


Fig. 1. (a): Imagen de disco completo en el continuo visible observada con el *SDO/HMI*. El recuadro negro indica la ubicación de la RA bipolar cuya imagen amplificada se muestra en el panel (b). (c) Magnetograma del campo magnético en la dirección de la visual de la región del panel (b). Los campos positivos (hacia el observador) se representan en blanco y los negativos (hacia el interior solar) en negro. (d) Arcos magnéticos de una región bipolar sobre el limbo solar para ilustrar la configuración coronal de este tipo de regiones. (e) Esquema mostrando la configuración de los tubos de flujo emergentes desde el interior solar, que dan origen a las RA bipolares.

de esta metodología con la descripción de dos casos analizados en trabajos propios recientes. Finalmente, en la Sección 6 presentamos algunas conclusiones.

2. Regiones activas solares

Las regiones activas (RAs) solares se deben a la emergencia a través de la fotósfera de estructuras magnéticas en forma de tubos toroidales con origen en el interior solar. Estas estructuras se forman en la base de la zona convectiva como parte del proceso de generación y transformación del campo magnético solar debido al mecanismo de dínamo (Charbonneau, 2020). Durante el ciclo solar este procesos transforma, gracias a la combinación de rotación diferencial y convección, parte de la componente dipolar del campo global del Sol en componente toroidal, acumulándola en la base de la zona convectiva. Alcanzado cierto umbral (Parker, 1979) inestabilidades magnetohidrodinámicas (MHD) producen la formación de tubos de flujo que ascienden por flotación magnética a lo largo de la zona convectiva, emergiendo finalmente a través de la fotósfera alcanzando la atmósfera solar.

El resultado de este proceso es ilustrado en la Fig. 1, donde se muestra un caso típico de RA dipolar. El panel (a) corresponde a una imagen del disco solar completo en el visible obtenida con el *Helioseismic Magnetic Imager* (*HMI*, Scherrer et al., 2012), a bordo del *Solar Dynamics Observatory* (*SDO*). Allí se identifica con un recuadro una RA. El panel (b) muestra una ampliación de esta región formada por dos manchas solares. En el panel (c) se muestra un magnetograma longitudinal, es decir, un mapa de la componente del campo magnético en la dirección de la visual, de la misma región. Allí se representa con blanco campos magnéticos positivos (hacia el observador) y con negro campos negativos (hacia el interior solar), indicando signos opuestos para cada mancha y sugiriendo la estructura en forma de tubo mostrada en el panel (e). En el panel (d) se muestra la estructura en forma de arcos coronales observada en el EUV, para una configuración magnética similar observada en el limbo solar.

Modelos y observaciones muestran que las estructuras emergentes se encuentran deformadas torsionalmente, de modo que las líneas de campo rotan o se enrollan alrededor del eje principal de los tubos (Fan, 2021). Este tipo de deformación corresponde a la llamada componente de *twist* de la helicidad magnética. La helicidad magnética se define como la integral de volumen del producto interno entre el potencial vector y el campo magnético, y es un invariante en condiciones MHD ideales, por lo que el contenido de helicidad en las estructuras provee información sobre los procesos a los que fueron sometidas durante su evolución. Los modelos también muestran que esta torsión brinda a las estructuras la estabilidad necesaria para sobrevivir a los embates de la turbulencia convectiva durante su ascenso por el interior solar (Emonet & Moreno-Insertis, 1998).

La presencia de *twist* se ve confirmada, luego de la emergencia de las RAs, por numerosas estructuras observadas en la fotósfera, cromósfera, corona y el espacio interplanetario (Démoulin & Pariat, 2009). Entre estas podemos destacar, manchas solares con estructura espicular en forma de vórtices, la deformación de la componente transversal del campo en magnetogramas vectoriales, arcos coronales de forma de sigmoides observados en el EUV y en rayos X, y la estructura de las llamadas nubes magnéticas observadas *in situ* en el espacio interplanetario (Dasso et al., 2009), entre otras. Debido a su origen en flujos direccionales de sentidos de rotación opuestos en ambos hemisferios solares, las estructuras magnéticas tienden a tener helicidad magnética negativa (rotación dada por la mano izquierda) en el

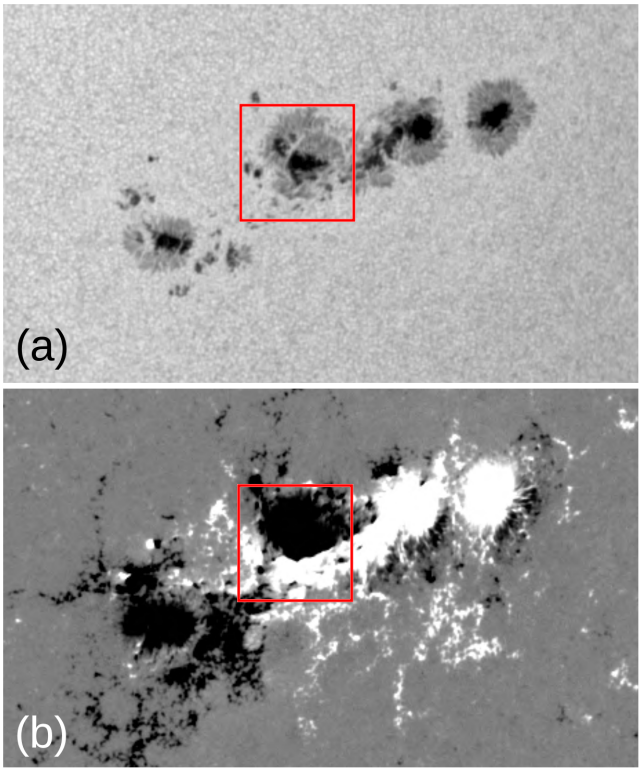


Fig. 2. (a): Imagen en luz blanca del *SDO/HMI* mostrando una RA compleja formada por varias manchas solares, una de ellas, de configuración de tipo δ, recuadrada en rojo. (b) Magnetograma longitudinal de la misma área representada en el panel (a). El recuadro rojo identifica el campo magnético de la mancha δ, formado por polaridades opuestas muy próximas entre sí, como es característico en este tipo de configuraciones.

hemisferio norte y positiva (mano derecha) en el hemisferio sur (Pevtsov et al., 2014). Esto se ve confirmado por el análisis del sentido de rotación de las estructuras observadas.

Una de las manifestaciones de torsión en la RAs son las llamadas lenguas magnéticas. Las mismas aparecen en magnetogramas fotosféricos como una deformación de las polaridades principales durante la primer etapa de emergencia de las RA dipolares, y se deben a la proyección en la dirección de la visual de la componente azimutal del campo magnético en los tubos de flujo emergentes. Las lenguas magnéticas fueron identificadas por primera vez por López Fuentes et al. (2000) y estudiadas en detalle en varios trabajos posteriores (Luoni et al., 2011; Poisson et al., 2015). Debido a que deforman las polaridades principales de las regiones, las lenguas magnéticas tienen un efecto no despreciable en la determinación del ángulo de inclinación de los bipolos respecto al ecuador solar, o ángulo de *tilt*, que cumple un rol importante en el reciclado magnético superficial asociado al mecanismo de dínamo global. La caracterización del efecto de las lenguas ha demostrado ser importante para la correcta determinación del ángulo de *tilt* (Poisson et al., 2020a).

Hasta ahora hemos descripto las características generales de las RAs, en particular, las de configuración bipolar, clasificadas como tipo β en observaciones en luz blanca y que constituyen la gran mayoría de los grupos de manchas solares. Sin embargo, se ha observado que las RAs que producen eventos activos en mayor cantidad y con mayor energía (ver p. ej., Toriumi & Wang, 2019) son aquellas que cumplen una o más de las siguientes características:

- Estructuras multipolares y complejidad magnética en general. La Fig. 2 muestra un ejemplo de RA con estas características.
- Fuerte deformación magnética en líneas de inversión de polaridad (LIP). La alta deformación de algunos tubos de flujo emergente con helicidad de *twist* genera en estas zonas líneas de campo transversales con muy alta inclinación respecto de la dirección normal a la LIP. Estas deformaciones generan condiciones favorables para la reconexión magnética.
- Las presencia de manchas de clase δ es particularmente propicia para el desarrollo de este tipo de configuraciones. En este tipo de manchas varias umbras de polaridades magnéticas opuestas ocupan la misma penumbra (ver ejemplo en la Fig. 2), generando altos gradientes de campo alrededor de la LIP.
- Estructuras bipolares post-emergentes. La emergencia de nuevo flujo magnético en una RA establecida produce perturbaciones en la estructura global que pueden llevar a inestabilidades que disparan la reconexión magnética y la reconfiguración del campo, con la consiguiente liberación impulsiva de energía.
- Estructuras magnéticas rotantes. Se ha observado que la rotación de manchas, bipolos y otras estructuras generan condiciones de desestabilización similares a la emergencia y cancelación de flujo.

En la Fig. 2 se muestra como ejemplo una región multipolar que cumple globalmente con algunas de las características mencionadas. El cuadro rojo indica la presencia de una mancha de tipo δ, donde puede observarse la próximidad de zonas de polaridad de signos opuestos dentro de una misma región de penumbra. Estas zonas son proclives a presentar una gran torsión del campo magnético transversal.

3. Fulguraciones y eyecciones coronales de masa

En la Fig. 3 se muestra una fulguración y eyección típica en una serie de imágenes obtenidas con el *Atmospheric Imaging Assembly* (*AIA*, Lemen et al., 2012) a bordo del *SDO*, en la banda de 304 Å. Si bien la estructura eruptiva mostrada abarca un área mayor al tamaño típico de una RA individual, su gran tamaño nos permite ilustrar con claridad la configuración magnética básica de estos eventos. El panel (a) muestra, al comienzo de la eyección, un extenso filamento (indicado con la flecha verde) compuesto de material frío que aparece oscuro por absorción. La fecha y hora de las imágenes se muestran en los respectivos paneles. En el panel (b) el material es eyectado hacia la alta corona y pueden verse el abrillantamientos correspondientes a la fulguración en zona de la baja corona. En el panel (c) la mayor parte del material eyectado abandonó el área cubierta por la ima-

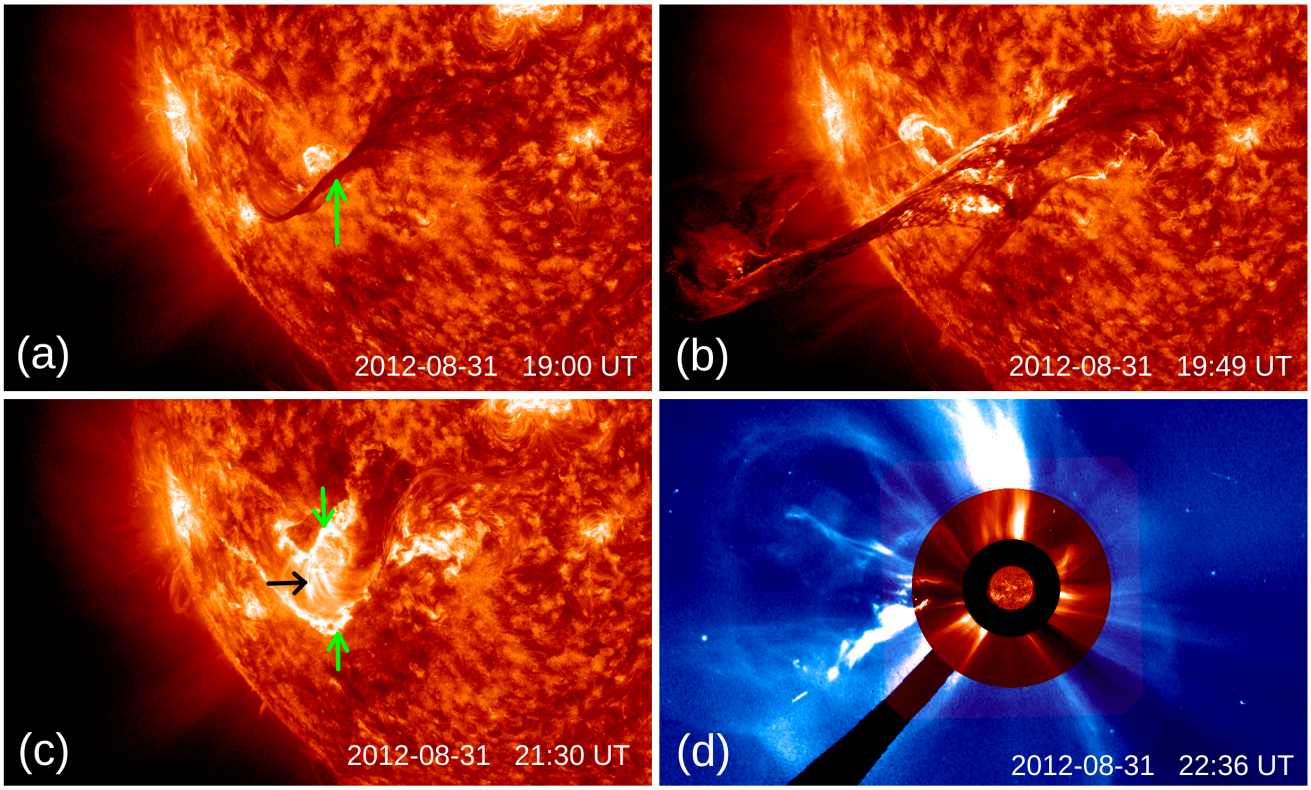


Fig. 3. Secuencia de imágenes en el EUV del *SDO/AIA* en la banda de 304 Å, correspondientes a la ECM observada el 31 de agosto de 2012 a partir de las 19:00 UT. La hora de observación de las imágenes se muestra en cada panel. (a) Al comienzo de la eyección se observa, indicado con la flecha verde, material filamentario en absorción, sostenido por la estructura magnética. (b) Al producirse la eyección la cuerda de flujo magnético que contiene el material es eyectada hacia la alta corona. (c) Por debajo de la estructura eyectada pueden identificarse los arcos post-fulguración (indicados con la flecha negra) y bandas brillantes en emisión en los pies de los arcos (indicadas con flechas verdes). (d) Imagen compuesta con datos del *SDO/AIA* en el centro de la imagen y de los coronógrafos C2 (en rojo) y C3 (en azul) a bordo del *Solar and Heliospheric Observatory (SOHO)*, mostrando la evolución posterior de la ECM.

gen y pueden identificarse claramente los llamados arcos post-fulguración (indicados con la flecha negra) y el correspondiente par de bandas brillantes a los pies de estos arcos (flechas verdes). Estas bandas son típicamente observadas en emisión cromosférica en Hα. Finalmente, en el panel (d) puede observarse la llegada del material a la alta corona, en imágenes en luz blanca dispersada obtenidas con los coronógrafos C2 (región en rojo) y C3 (región en azul) del *Large Angle Spectroscopic Coronographs* (*LASCO*, Brueckner et al., 1995), a bordo del *Solar and Heliospheric Observatory* (*SOHO*).

En la Fig. 4 mostramos el esquema clásico de fulguración y eyección (ver p. ej., Forbes, 2000; Shiota et al., 2005), que corresponde a grandes rasgos al desarrollo del evento mostrado en la Fig. 3. Una estructura magnética de gran torsión, cuya componente de campo perpendicular a la LIP (indicada en verde) se encuentra representada por líneas en color gris, sostiene la cuerda de flujo que contiene el material denso y frío que constituye el filamento (en negro). La zona de alto gradiente de campo por debajo del mismo propicia el desarrollo de hojas de corriente (en naranja) que disparan el proceso de reconexión magnética, generando hacia abajo arcos calientes, llamados arcos post-fulguración (en color rojo), e impulsando la estructura de la cuerda de flujo hacia la corona produciendo la erupción del material. Dependiendo de la configuración magnética que envuelve a la estructura en erupción, el material es eyectado al espacio o queda confinado en la región coronal. Este último caso corresponde a las llamadas erupciones confinadas (ver p. ej., Chen et al., 2023). Las denominadas bandas de la fulguración (*flare ribbons*), observadas usualmente en la cromósfera (representadas en fucsia en la Fig. 4), son abrillantamientos debidos al calentamiento del plasma en la base de los arcos reconectados.

4. Evolución magnética de regiones activas

4.1. Parámetros magnéticos

La amplia disponibilidad de magnetogramas vectoriales con cadencia razonable con que se cuenta desde el lanzamiento del *SDO* en 2010, brinda la posibilidad de calcular en forma sistemática parámetros magnéticos que ayuden a caracterizar la mayor o menor tendencia de las RAs a producir fulguraciones y ECMs (ver p. ej., Leka & Barnes, 2007). Con esta idea, Bobra et al. (2014) incluyeron, como parte del paquete observacional *Space-Weather HMI AR Patches* (*SHARP*), una serie de parámetros globales de RAs calculados a partir de

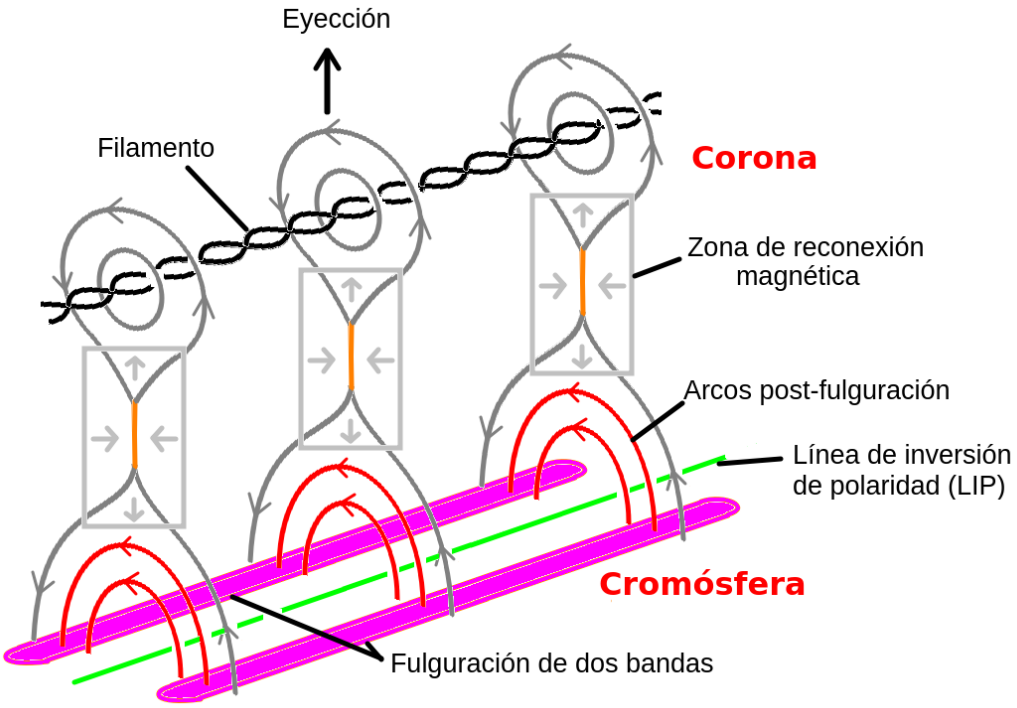


Fig. 4. Esquema clásico de una fulguración eruptiva como la mostrada en la Fig. 3. Las líneas de campo en gris corresponden a la componente del campo perpendicular a la dirección de la línea de inversión de polaridad (en verde). Las flechas indican la dirección del campo en las líneas. En negro se representa la cuerda de flujo que sostiene el material denso que forma el filamento y que se encuentra inicialmente sostenido por el campo magnético de la configuración. La desestabilización producida por el desarrollo impulsivo de hojas de corriente (representadas con segmentos naranja), genera reconexión magnética que da lugar a arcos calientes (identificados en rojo), cuyas bases cromosféricas forman las bandas brillantes de la fulguración. Al mismo tiempo, la cuerda de flujo es impulsada hacia la corona superior produciendo la eyección del material. El esquema está inspirado en la representación brindada por Shiota et al. (2005) de la configuración clásica dada, entre otros, por Forbes (2000).

magnetogramas obtenidos con el *HMI*. Los 16 parámetros incluidos en el paquete se relacionan con medidas globales de las RAs, como el flujo magnético total, gradientes superficiales de campo, densidades de corriente y helicidad de corriente y medidas varias del contenido de energía magnética libre. Estas cantidades pueden dar una medida cuantitativa de aquellas características de complejidad y contenido de energía y helicidad magnética que, como hemos visto en la Sec. 2, se suelen asociar observacionalmente con mayor actividad. El seguimiento de la evolución de estos, y otros parámetros, se está aplicando activamente en estudios estadísticos de RAs y su relación con la producción de fulguraciones y ECMs (ver p. ej., Georgoulis et al., 2021).

4.2. Inyección de energía y helicidad magnética

Como hemos visto en la Sec. 2 muchas de las características observacionales asociadas a las regiones más activas se deben a la deformación del campo en las estructuras magnéticas que les dan origen. Estas deformaciones aportan al contenido de energía magnética susceptible de ser liberada en los procesos de reconexión que ocurren durante los eventos eruptivos, como vimos en la Sec. 3. Dado que la helicidad magnética puede dar una medida cuantitativa de la deformación presente en estas estructuras y, por lo tanto, puede ser utilizada como referente de la mayor o menor capacidad de las RAs de producir fenómenos impulsivos de liberación de energía, ha habido un fuerte interés en los últimos años en desarrollar métodos para calcular el contenido de helicidad magnética en las regiones (Green et al., 2002; Démoulin & Pariat, 2009; Thalmann et al., 2021).

Existen básicamente dos familias de métodos para calcular el contenido de energía y helicidad magnética en RAs: métodos de cálculo en volúmenes finitos (Valori et al., 2016), basados en el contenido medido en modelos de la estructura magnética de las RAs obtenidos a partir de la extrapolación de magnetogramas fotosféricos en el volumen coronal; y métodos basados en el cálculo de la inyección de energía y helicidad magnéticas a través de la fotósfera obtenido de la evolución de los magnetogramas fotosféricos (Pariat et al., 2005; Liu & Schuck, 2012).

Dado que la helicidad magnética en volúmenes abiertos, como es el caso de la atmósfera solar, no cumple con la llamada invariancia de gauge, Berger (1984) propuso una definición alternativa basada en la helicidad magnética relativa al campo potencial, que sí la cumple, y que además continúa siendo un cantidad conservada en MHD ideal. En estas condiciones, Berger (1984) demostró que la inyección de helicidad a través de la su-

perficie S (en este caso la superficie fotosférica) puede separararse en dos términos de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$\left.\frac{dH}{dt}\right|_S = 2\int_S \left(\vec{A}_p \cdot \vec{B}_t\right) V_{\perp n} dS - 2\int_S \left(\vec{A}_p \cdot \vec{V}_{\perp t}\right) B_n dS, \quad (1)$$

donde el primer término del miembro derecho corresponde a la inyección por emergencia de campo magnético, mientras que el segundo corresponde a la inyección por movimientos transversales fotosféricos. En la Ec. 1, H es la helicidad magnética relativa, $\vec{A}_p$ es el vector potencial del campo magnético potencial, $\vec{B}_t$ y B_n son las proyecciones del campo en las direcciones tangencial y normal a la fotósfera obtenidas de los magnetogramas, y $\vec{V}_{\perp t}$ y $V_{\perp n}$ son las proyecciones en esas mismas direcciones de la velocidad perpendicular al campo magnético. Las cantidades magnéticas se obtienen directamente de los magnetogramas vectoriales. Para determinar las velocidades, uno de los métodos que se han desarrollado, llamado *Differential Affine Velocity Estimator* (*DAVE4VM*, Schuck, 2008), se basa en la optimización de la correlación entre los términos de la ecuación de inducción:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} + \nabla_t \cdot \left(V_n \vec{B}_t - \vec{V}_t B_n\right) = 0, \quad (2)$$

donde V_n y $\vec{V}_t$ son las componentes de la velocidad en las direcciones normal y tangencial a la fotósfera, de las cuales las variables $\vec{V}_{\perp t}$ y $V_{\perp n}$ que aparecen en la Ec. 1 pueden obtenerse.

5. Casos de estudio

5.1. Evolución de una RA con producción sucesiva de erupciones confinadas

Como ejemplo de aplicación de las técnicas de análisis descriptas en la Sec. 4, en esta sección describiremos el análisis de la evolución de una RA correspondiente a un trabajo enviado recientemente para su publicación en la revista Solar Physics (López Fuentes, Poisson & Mandrini, 2024). La RA NOAA 11476 produjo, entre los días 9 y 10 de mayo de 2012, tres erupciones confinadas del tipo *surge* acompañadas por fulguraciones de clase M de acuerdo a la clasificación en rayos X del *Geostationary Operational Environmental Satellite* (*GOES*). En trabajos previos (López Fuentes et al., 2018; Poisson et al., 2020b) habíamos estudiado la evolución detallada de dos de estos eventos, mediante el uso de observaciones en varias longitudes de onda combinadas con modelos libres de fuerza del campo magnético coronal de la RA. El tercer evento fue estudiado por otros autores (Yang & Zhang, 2018). Los resultados mostraron que las erupciones fueron debidas a la eyección de minifilamentos que eran recurrentemente eyectados y vueltos a formarse en la LIP de un bipolo de menor escala que había emergido en medio de la polaridad positiva principal de la RA. Este bipolo fue observado rotar a lo largo de varias decenas de horas antes de producirse los eventos.

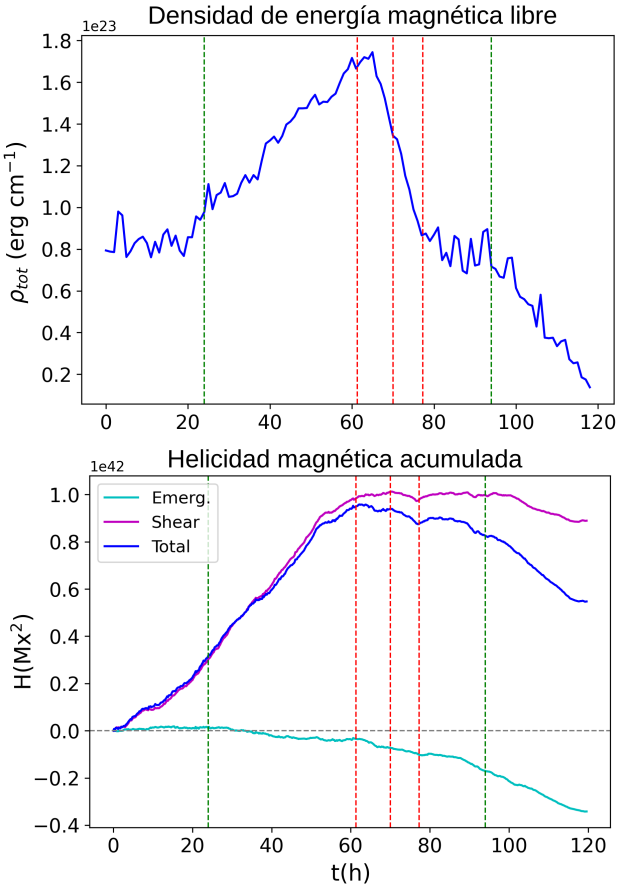


Fig. 5. (a) Evolución de la densidad total de energía magnética libre del bipolo en rotación observado en la RA 11476, entre el 7 y el 11 de mayo de 2012. El tiempo t = 0 h corresponde al 7 de mayo a las 00:00 UT. Las líneas verticales punteadas en verde indican los tiempos entre los cuales se observó la rotación del bipolo y las líneas verticales punteadas en rojo indican los tiempos de los eventos eruptivos analizados. (b) Similarmente al panel (a), para la evolución de la inyección de helicidad magnética acumulada. Las curvas cyan y fucsia corresponden, respectivamente, a las inyecciones por emergencia de flujo magnético y por movimientos fotosféricos (*shear*). La curva azul corresponde a la suma de estos dos términos.

En López Fuentes, Poisson & Mandrini (2024) analizamos, a partir de la evolución del campo magnético fotosférico observado en magnetogramas del *HMI* a lo largo de varios días previos a los eventos, la evolución de una serie de parámetros magnéticos como los descriptos en la Sec. 4.1 y la inyección de helicidad magnética de acuerdo al procedimiento descripto en la Sec. 4.2. El objetivo fue estudiar qué características de la evolución de la RA determinaron la ocurrencia de los eventos. De nuestros resultados concluímos que la rotación del bipolo fue la fuente principal de energía magnética y helicidad involucradas en la desestabilización y erupción de los minifilamentos.

En el panel (a) de la Fig. 5 mostramos, como ejemplo de evolución de los parámetros magnéticos analizados, la densidad total de energía magnética libre, definida

por la fórmula:

$$\rho_{tot} \propto \sum \left(\vec{B}^{Obs} - \vec{B}^{Pot}\right)^2 \, dA, \tag{3}$$

donde $\vec{B}^{Obs}$ y $\vec{B}^{Pot}$ son, respectivamente, el campo observado y el campo potencial correspondiente en cada pixel del magnetograma. La sumatoria está hecha sobre los pixeles que cubren el área del bipolo y dA es el área de cada pixel. En ambos paneles de la Fig. 5, el eje de las abscisas corresponde al tiempo expresado en horas a partir del 7 de mayo de 2012 a las 00:00 UT. Las líneas punteadas verticales en verde indican el comienzo y el final del lapso de tiempo a lo largo del cual se observa rotar al bipolo. Las líneas punteadas verticales en rojo indican los tiempos en los que se produjeron los tres eventos eruptivos. La curva mostrada es similar a las de otros parámetros magnéticos analizados. Puede verse que la densidad de energía magnética comienza a aumentar tan pronto como comienza la rotación del bipolo y que la tasa de aumento se sostiene durante aproximadamente 40 h hasta que se produce el primero de los eventos. Luego de esto se observa la rápida caída debido a la liberación de energía durante los tres eventos. Este decaimiento disminuye levemente luego de los eventos y continúa tan pronto como cesa la rotación. Un análisis similar de los parámetros magnéticos aplicado a la RA completa no muestra tan fehacientemente las variaciones observadas en el análisis enfocado sólo en el área del bipolo. Esto sugiere que analizar los parámetros globales de las RAs puede no reflejar completamente la evolución asociada a eventos eruptivos, y que un análisis más detallado de zonas particulares de las regiones puede ser necesario.

En el panel (b) de la Fig. 5 mostramos la evolución de la helicidad magnética acumulada, es decir la suma de la helicidad inyectada en la zona del bipolo desde el comienzo del análisis (nuevamente, desde el 7 de mayo de 2012 a las 00:00 UT). Las líneas punteadas verticales indican lo mismo que en el panel (a). La curva cyan corresponde a la inyección de helicidad magnética por emergencia de flujo magnético (debida al primer término de la derecha en la Ec. 1) y la curva fucsia corresponde a la inyección por desplazamientos fotosféricos (o *shear*, correspondiente al segundo término de la Ec. 1). Puede verse que la helicidad inyectada aumenta sostenidamente hasta que comienzan los eventos, para luego mantenerse constante y más tarde comenzar a disminuir, indicando un predominio de la inyección de helicidad negativa debida al termino de emergencia. El aumento de helicidad positiva observado durante la primera parte de la evolución está dominada por el término de *shear*, debido a la rotación de las polaridades del bipolo en sentido horario. Este sentido de rotación puede interpretarse también como la emergencia de un tubo de flujo deformado con helicidad magnética de *writhe* negativa. La componente de *writhe* de la helicidad magnética se debe a la deformación global del eje principal del tubo de flujo, en contraposición con la de *twist*, mencionada en la Sec.2, que corresponde a la deformación de las líneas de campo alrededor del eje principal del tubo. Por pertenecer al hemisferio norte solar, es esperable, de acuerdo a la regla hemisférica, que RA 11476 tenga helicidad magnética predominantemente negativa.

5.2. Evolución de largo plazo de una RA

En Iglesias et al. (2020) se analizó la producción de fulguraciones y ECMs de una RA observada durante cinco rotaciones solares, entre julio y noviembre de 2010. Este análisis fue posible en parte debido a que, por tratarse de una época de mínima actividad en el ciclo solar, la RA estaba convenientemente aislada, permitiendo identificar con mayor facilidad los eventos activos producidos en ella. Por otra parte, la posición en cuadratura de instrumentos en órbita terrestre y las sondas del *Solar-Terrestrial Relations Observatory* (*STEREO*) permitió una cobertura casi completa de las distintas direcciones de propagación de las eyecciones.

Como parte del estudio se analizó la evolución de algunos parámetros fotosféricos, como el flujo magnético, la helicidad de corriente e indicadores de la energía magnética libre como los descriptos en la Sec. 4.1. El objetivo fue estudiar la relación de la evolución de estos parámetros con los períodos de mayor o menor producción de eyecciones. En este sentido, se identificaron lapsos de alta, baja y nula producción de eyecciones. Como resultado general, si bien se observó que algunos de los lapsos de mayor actividad estaban precedidos por cambios abruptos en el flujo magnético o la densidad de energía magnética libre, no se encontraron correlaciones claras definitivas que permitieran vincular la evolución de las propiedades magnéticas con una mayor o menor tendencia a producir eventos eyectivos. Se concluyó que una de las razones de esto podría ser el hecho de que los parámetros magnéticos analizados corresponden a valores globales promediados en toda la RA, mientras que los eventos activos involucran a zonas específicas de las regiones. Esta es una conclusión similar a la expuesta al final de la sección anterior en relación al bipolo en rotación de la RA 11476.

6. Conclusiones

En este artículo repasamos algunas de las características más relevantes de las RAs en relación a su tendencia a producir eventos eruptivos. Describimos también algunos métodos comunes de análisis y ofrecimos dos ejemplos de aplicación explorados en trabajos recientes. Como conclusión general podemos decir que los diferentes métodos, aplicados sobre las RAs globalmente, pueden no ser suficientes para proveer un pronóstico de la actividad, y que sería necesario entonces incluir en el análisis metodologías enfocadas en detalles particulares de las regiones (ver p. ej., Ji et al., 2023).

Varios trabajos recientes parecen indicar también que para una descripción más completa es necesario el uso combinado de distintos métodos y descomposiciones (Thalmann et al., 2021; Liokati et al., 2022; Liu et al., 2023). El uso de parámetros medidos directamente sobre magnetogramas vectoriales resulta sumamente conveniente desde el punto de vista operativo, teniendo en cuenta la amplia disponibilidad de datos y de técnicas de análisis estadístico progresivamente más eficaces (Kontogiannis 2023). Aunque, como vimos, debido

a la naturaleza estocástica de los eventos eruptivos aún no se ha podido identificar un único parámetro como precursor definitivo, conjuntos crecientes de parámetros están siendo considerados en estudios estadísticos de gran escala (Leka et al., 2019), en particular utilizando múltiples bases de datos y aplicando novedosas técnicas de *machine learning* (Bobra & Ilonidis, 2016; Nishizuka et al., 2017; Georgoulis et al., 2021). Esta metodología podría mejorar en los próximos años la capacidad de predecir la ocurrencia y, eventualmente, la intensidad de los eventos eruptivos.

Agradecimientos: El autor es miembro de la Carrera de Investigador Científico del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas. El autor desea agradecer la invitación y el apoyo recibido por parte de los Comités Organizadores de la 65° Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía, para participar en la misma como presentador invitado. Agradece, asimismo, al Dr. Hernán Muriel, Editor Invitado de este Boletín, por la revisión editorial del artículo. Parte de los datos presentados en este artículo fueron obtenidos con instrumentos a bordo del *Solar Dynamics Observatory* de la *National Aeronautics and Space Administration* de Estados Unidos. Para la visualización de los datos se utilizó la herramienta *JHelioviewer* provista por la Agencia Espacial Europea. El autor contó con fondos de los proyectos PICT 2020-03214 (ANPCyT) y PIP 11220200100985 (CONICET).

Referencias

Berger M.A., 1984, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 30, 79
Bobra M.G., Ilonidis S., 2016, ApJ, 821, 127
Bobra M.G., et al., 2014, Solar Phys., 289, 3549
Brueckner G.E., et al., 1995, Solar Phys., 162, 357
Charbonneau P., 2020, Living Reviews in Solar Physics, 17, 4
Chen Y., et al., 2023, ApJ, 959, 67
Dasso S., et al., 2009, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 114, A02109
Démoulin P., Pariat E., 2009, Advances in Space Research, 43, 1013
Emonet T., Moreno-Insertis F., 1998, ApJ, 492, 804
Fan Y., 2021, Living Reviews in Solar Physics, 18, 5
Forbes T.G., 2000, J. Geophys. Res., 105, 23153
Georgoulis M.K., et al., 2021, Journal of Space Weather and Space Climate, 11, 39
Green L.M., et al., 2002, Solar Phys., 208, 43
Iglesias F.A., et al., 2020, Advances in Space Research, 65, 1641
Ji A., et al., 2023, ApJS, 265, 28
Leka K.D., Barnes G., 2007, ApJ, 656, 1173
Leka K.D., et al., 2019, ApJS, 243, 36
Lemen J.R., et al., 2012, Solar Phys., 275, 17
Liokati E., Nindos A., Liu Y., 2022, A&A, 662, A6
Liu Y., Schuck P.W., 2012, ApJ, 761, 105
Liu Y., et al., 2023, ApJ, 942, 27
López Fuentes M., et al., 2018, Solar Phys., 293, 166
López Fuentes M.C., et al., 2000, ApJ, 544, 540
Luoni M.L., et al., 2011, Solar Phys., 270, 45
Nishizuka N., et al., 2017, ApJ, 835, 156
Pariat E., Démoulin P., Berger M.A., 2005, A&A, 439, 1191
Parker E.N., 1979, *Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity*
Pevtsov A.A., et al., 2014, SSRv, 186, 285
Poisson M., et al., 2015, Solar Phys., 290, 727
Poisson M., et al., 2020a, A&A, 633, A151
Poisson M., et al., 2020b, Advances in Space Research, 65, 1629
Scherrer P.H., et al., 2012, Solar Phys., 275, 207
Schuck P.W., 2008, ApJ, 683, 1134
Shiota D., et al., 2005, ApJ, 634, 663
Temmer M., 2021, Living Reviews in Solar Physics, 18, 4
Thalmann J.K., et al., 2021, ApJ, 922, 41
Toriumi S., Wang H., 2019, Living Reviews in Solar Physics, 16, 3
Valori G., et al., 2016, SSRv, 201, 147
Yang S., Zhang J., 2018, ApJL, 860, L25

Efecto Neupert
Análisis para fulguraciones del Ciclo Solar 24

G. Cristiani[1] & C.H. Mandrini[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 04 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / El efecto Neupert representa el resultado empírico que indica que en muchas de las fulguraciones solares la derivada temporal de la emisión en rayos X blandos (SXR) muestra concordancia con el perfil temporal en rayos X duros (HXR) o en microondas. Esta relación simple entre las emisiones a diferentes frecuencias da sustento a los modelos de fulguración en los cuales los HXR son producidos por bremsstrahlung no térmico de electrones energéticos al termalizarse en la baja corona y cromósfera, y los SXR corresponden al bremsstrahlung térmico del plasma calentado por los mismos electrones. Analizamos este efecto para las fulguraciones más energéticas (clasificadas como M o X) pertenecientes al Ciclo Solar 24, usando observaciones en SXR y en el rango de las microondas (MW), bajo la hipótesis de que los electrones energéticos responsables de la emisión en HXR al arribar a la cromósfera son los mismos que generan radiación en microondas por emisión girosincrotrónica en la baja corona. Observamos, por primera vez, que cuanto mayor es la frecuencia en MW considerada, mayor es el acuerdo con el efecto Neupert.

Abstract / The Neupert effect empirically states that, for many solar flares, the soft X-ray (SXR) time derivative nearly fits the hard X-ray (HXR) or microwave time profiles. This simple relationship supports flare models in which the HXR emission is non-thermal bremsstrahlung by accelerated electrons as they gradually lose their energy in the lower corona and chromosphere, and the SXR emission is thermal bremsstrahlung from plasma heated by the same electrons. We analize this effect for the most energetic flares (classified as M or X) during the Solar Cycle 24, using SXR observations and microwave data (MW), taking into account that the energetic electrons responsible for HXR emission at chromospheric levels are the same that, at low corona levels, produce MW radiation by gyrosynchrotron emission. We observe for the first time that, at higher MW frequencies, the Neupert effect works better.

Keywords / Sun: flares — Sun: activity — Sun: radio radiation — Sun: X-rays, gamma rays

1. Introducción

Las fulguraciones solares son eventos súbitos de liberación de energía ocasionados por un proceso de reconexión magnética, en el que se aceleran partículas cargadas (principalmente electrones) en láminas de corriente. Estas partículas quedan atrapadas en arcos magnéticos coronales, donde producen emisión en el rango de las microondas por girosincrotrón, pero paulatinamente van precipitando hacia la cromósfera donde, debido a su mayor densidad, se termalizan produciendo emisión en rayos X duros por bremsstrahlung de blanco grueso (thick–target bremsstrahlung). Por otro lado se produce emisión en rayos X blandos por bremsstrahlung térmico del plasma calentado debido a la pérdida de energía de los electrones termalizados. El efecto Neupert (Neupert, 1968; Hudson, 1991) establece que, para la mayoría de las fulguraciones, los flujos integrados temporalmente en el rango de las microondas o en rayos X duros ajusta, en forma bastante cercana, las regiones crecientes de las curvas de emisión en rayos X blandos o, dicho de otra forma, que el flujo en rayos X duros $F_{HXR}(t)$ está relacionado al número instantáneo de electrones mientras que el flujo en rayos X blandos $F_{SXR}(t)$ está conectado con la energía acumulada por estos mismos electrones no térmicos

$$F_{HXR}(t) \propto \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} F_{SXR}(t) \quad , \tag{1}$$

donde en nuestro caso usamos el flujo en microondas F_{MW} en lugar de la emisión en rayos X duros. Es decir que el efecto Neupert sugiere una relación causal entre las emisiones térmica y no térmica de una fulguración, relación que puede explicarse a partir de un modelo de fulguración en que la energía liberada, en primer término, se transforma en la aceleración de electrones, dichos electrones al precipitarse a la cromósfera generan emisión no térmica en rayos X duros y calentamiento del plasma cromosférico que luego da lugar al proceso de evaporación cromosférica, es decir, el llenado de los arcos coronales por un plasma más denso y caliente que origina la emisión térmica en rayos X blandos.

Como trabajos previos en que se hace un estudio estadístico del efecto Neupert podemos mencionar a Veronig et al. (2002) quienes, utilizando datos en rayos X blandos de los Geostationary Operational Evironmental Satellites (GOES) y en rayos X duros del Burst and Transient Source Experiment (BATSE, Harmon et al., 2004), estudiaron fulguraciones de parte del Ciclo Solar

✉ *Contacto* / gcristiani@iafe.uba.ar

Research article

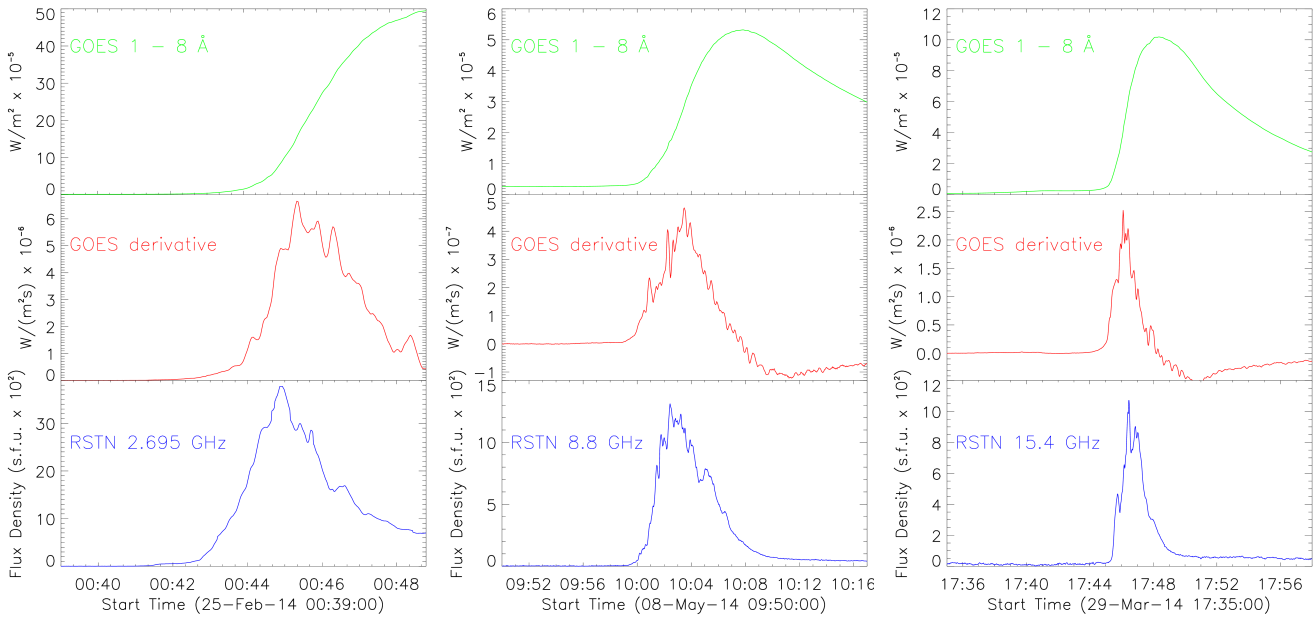


Fig. 1. *Panel izquierdo:* Curvas de emisión para la fulguración del 25/02/2014 00:39 TU, catalogada como X4.9 según GOES. El gráfico superior muestra la emisión registrada por GOES entre 1 y 8 Å, el gráfico medio representa su derivada temporal (agrupada cada 8 segundos para reducir el ruido debido al proceso de derivación) y el gráfico inferior reproduce la emisión en 2.695 GHz registrada por RSTN. *Panel central:* Lo mismo que en el anterior para el evento del 08/05/2014 09:50 TU, catalogado como M5.3 por GOES, pero la emisión en microondas corresponde a 8.8 GHz. *Panel derecho:* Lo mismo que en los anteriores para el evento del 29/03/2014 17:35 TU, catalogado como X1 por GOES, pero la emisión en microondas corresponde a 15.4 GHz. Nótese en los tres casos la similitud entre las curvas correspondientes a la derivada de la emisión en rayos X blandos con las curvas de densidad de flujo en microondas.

23. Por otro lado, Effenberger et al. (2017) y Yu et al. (2021) estudiaron el efecto Neupert usando observaciones de GOES y datos en rayos X duros del Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI, Lin & et al., 2002). Los primeros se restringieron al estudio de fulguraciones parcialmente ocultas por el limbo (fuentes exclusivamente coronales) durante el Ciclo Solar 23, mientras que los últimos analizaron eventos entre 2002 y 2013, lo que abarca parte de los Ciclos 23 y 24.

En este trabajo analizamos la pertinencia o no del efecto Neupert para las fulguraciones del Ciclo Solar 24 catalogadas como M o X según la clasificación de GOES. Se utilizan los datos en microondas con frecuencias entre 2.695 y 15.4 GHz obtenidos por la Radio Solar Telescope Network (RSTN, Guidice et al., 1981) y las observaciones en rayos X blandos (1 – 8 Å) de los GOES-14 y GOES-15. La RSTN posee antenas en Sagamore Hill (Massachusetts – EEUU), San Vito (Italia), Learmonth (Australia) y Palehua (Hawaii – EEUU) lo que le permite disponer de una cobertura continua del Sol en frecuencias desde 245 MHz a 15.4 GHz. Este es el primer trabajo estadístico de análisis del efecto Neupert usando datos en rayos X blandos junto con datos en microondas en diferentes frecuencias.

2. Método

Para el análisis del efecto Neupert de un evento en particular, generalmente se comparan las curvas de emisión en rayos X duros o microondas con la derivada temporal del flujo en rayos X blandos (Dennis & Zarro, 1993; McTiernan et al., 1999; Veronig, 2003; Ning & Cao, 2010). En esta comparación se analiza la coincidencia temporal de los picos de dichas curvas, aunque no necesariamente los tamaños relativos de los picos se preservan de una curva a otra. Como ejemplo de este tipo de comparaciones, en la Fig. 1 se puede apreciar la similitud de las curvas de la derivada de la emisión en rayos X blandos (GOES 1 – 8 Å) con la densidad de flujo en microondas para las frecuencias de 2.695, 8.8 y 15.4 GHz (RSTN), para algunos eventos seleccionados.

Esta similitud en las curvas representa la evidencia gráfica del efecto Neupert y también el hecho de que la emisión en rayos X blandos es de origen térmico mientras que la emisión en microondas se debe principalmente a procesos no térmicos (emisión girosincrotrón de una población acelerada de electrones). Sin embargo, la emisión en radio (microondas y frecuencias mayores) no siempre puede asociarse a procesos de emisión no térmicos, siendo en ciertas ocasiones el aporte de los procesos térmicos no despreciable en la emisión total, o incluso pasando a ser la componente principal de emisión. Un ejemplo de esto lo dan Valle Silva et al. [2019] quienes analizan un evento en que la emisión en radio en el submilimétrico a la frecuencia de 212 GHz representa la componente térmica en el efecto Neupert.

En este trabajo de todos los eventos en rayos X blandos observados por GOES en el Ciclo Solar 24 (más de 8000) nos quedamos sólo con los clasificados como M (flujo entre 10^{-5} y 10^{-4} W/m^2) o X (flujo mayor a 10^{-4} W/m^2), es decir los más energéticos (represen-

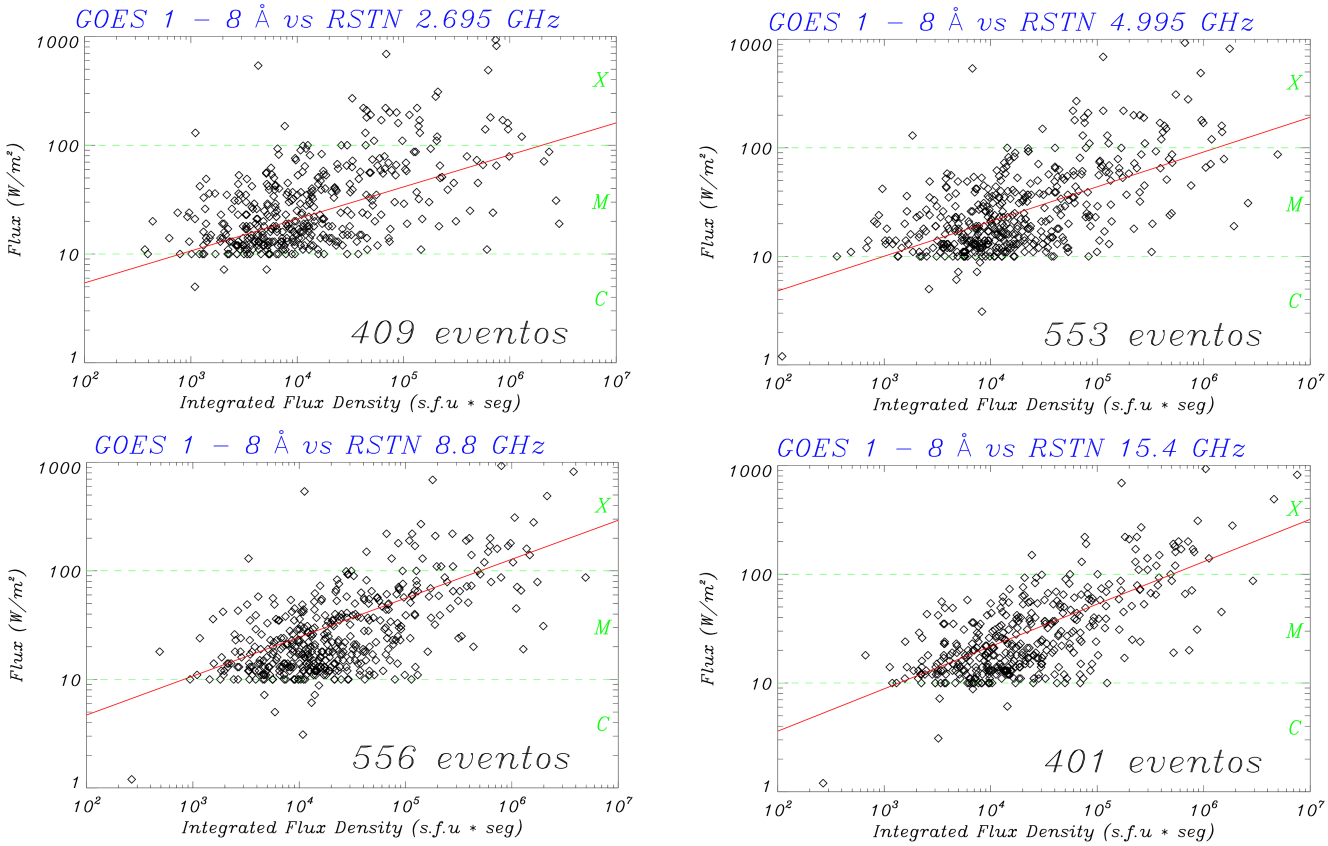


Fig. 2. Diagramas de dispersión. En el eje vertical se tiene la intensidad máxima del flujo en rayos X blandos y en el horizontal el flujo en microondas integrado. La recta en rojo corresponde al ajuste lineal. El panel superior izquierdo corresponde a la frecuencia de 2.695 GHz, el panel superior derecho a la frecuencia de 4.995 GHz, el panel inferior izquierdo a la frecuencia de 8.8 GHz y el panel inferior derecho a la frecuencia de 15.4 GHz.

tan alrededor de un 8 % del total) y para los cuales la determinación de su contraparte en microondas es más factible. En rigor de verdad, también se incluyeron unos pocos eventos clasificados como C (flujo entre 10^{-6} y 10^{-5} W/m^2) cuya asociación con eventos en microondas resultó evidente al momento de analizar las curvas de flujo en microondas para los eventos M y X. Esta asociación se logró en alrededor de un 70 % de los casos, siendo los casos con asociación fallida debidos a que no se observó un incremento significativo en la emisión en radio o a la existencia de vacíos observacionales en los datos de RSTN. La asociación de los eventos se realizó en forma manual, es decir, observando la emisión en microondas en el rango temporal establecido por cada evento GOES. Al trabajar con fulguraciones X y M, la mayoría de las veces la asociación en microondas era inequívoca; en los casos en que la asociación no era tan evidente (la mayoría de las veces por observarse una emisión ruidosa) recurrimos al criterio de 3σ: consideramos el incremento en radio como relevante si el pico de la emisión superaba el valor medio de la emisión en el rango temporal considerado más tres veces la desviación estándar. Este criterio se aplicó a la emisión en cada frecuencia, teniéndose en general el caso que un evento resultó detectado en cierta/s frecuencia/s mientras que en otra/s no.

Una vez establecido nuestro conjunto de eventos procedimos a integrar el flujo en radio tomando como período de integración el tiempo que va desde el comienzo hasta el pico del evento en rayos X blandos informado por GOES. Para la integración se utilizó una rutina basada en la suma de trapezoides que además tiene en cuenta la posibilidad de que los datos temporales no se encuentren igualmente espaciados, detalle que es relevante para los datos del RSTN, ya que es habitual que las series temporales registradas por este conjunto de radiotelescopios presenten falta de regularidad en la toma de datos, aunque nominalmente debería corresponder a una cadencia de un registro por segundo. El flujo integrado se calculó extrayendo el fondo, el cual siempre se consideró como el valor más bajo de la emisión en microondas en el período de integración correspondiente, y el cual, en la gran mayoría de los casos, coincidió con el valor del flujo en el momento inicial del período. En definitiva, cada evento de nuestro conjunto quedó caracterizado por la diferencia del flujo en rayos X blandos entre el inicio y el máximo y el flujo integrado en radio, durante el dado intervalo de tiempo, para cada una de las cuatro frecuencias en que el evento fue efectivamente detectado. Cabe aclarar que en cada evento determinado no siempre fue posible observar la emisión en las cuatro diferentes frecuencias de RSTN, ya sea porque no se observó un incremento efectivo de la emisión o porque no se registraron observaciones en alguna de las

frecuencias. En consecuencia, el número de eventos en cada frecuencia difiere de un caso a otro.

3. Resultados preliminares

Para cada frecuencia de RSTN hicimos un diagrama de dispersión, los cuales se muestran en la Fig. 2. El eje de las ordenadas representa la intensidad del evento en rayos X blandos mientras que el eje de las abscisas da el flujo integrado en radio para las cuatro frecuencias analizadas de RSTN. Se hizo un ajuste lineal de los datos (trazo rojo), obteniéndose un coeficiente de correlación lineal $r = 0.55$ para 2.695 GHz, $r = 0.6$ para 4.995 GHz, $r = 0.64$ para 8.8 GHz y $r = 0.70$ para 15.4 GHz. Este último valor es similar al valor obtenido por Veronig [2003], $r = 0.71$, en su estudio del efecto Neupert en el que comparó intensidad en rayos X blandos con la fluencia en rayos X duros.

Si comparamos los valores de correlación mencionados con los que se obtienen al correlacionar el pico en rayos X blandos con los valores pico de la emisión en microondas, podemos notar que estos últimos son notoriamente menores ($0.3 < r < 0.4$). Esto indicaría que la correlación es debida principalmente a la relación pico en rayos X blandos – flujo integrado en microondas, como predice el efecto Neupert, y no al hecho que fulguraciones con mayores flujos en rayos X blandos también tienden a tener contrapartes en microondas más intensas.

4. Conclusiones y trabajo a futuro

A partir del análisis del efecto Neupert para los eventos M y X del Ciclo Solar 24 (y unos pocos eventos C), usando datos en rayos X blandos y en microondas, podemos concluir que cuanto mayor es la frecuencia en microondas considerada mejor es el acuerdo con lo predicho por el efecto Neupert, resultado que se evidencia con el valor creciente con la frecuencia del coeficiente de correlación lineal. Este estudio estadístico del efecto Neupert utilizando diferentes frecuencias en microondas es abordado por primera vez en este trabajo, por lo que puede decirse que el resultado obtenido es novedoso. El marco teórico del efecto Neupert supone que la emisión en microondas se debe a electrones energéticos "espiralando" alrededor de las líneas de campo magnético de la baja corona y produciendo emisión girosincrotrón, mientras que la emisión en rayos X blandos se produce como respuesta al calentamiento del plasma que originan esos mismos electrones cuando precipitan hacia la cromósfera. Que el efecto Neupert sea más ostensible a las frecuencias mayores de microondas que a las menores podría indicar que para las frecuencias menores los mecanismos de emisión térmicos son más relevantes, en un sentido estadístico, que para las frecuencias mayores.

Como trabajo a realizar se podría tratar de incorporar un mayor número de eventos C a la estadística, tratando de hallar la contraparte en microondas para estos eventos observados en rayos X blandos. Esto implica un volumen de trabajo considerable, teniendo en cuenta que los eventos C son mucho más numerosos que los M y los X, aunque probablemente un bajo porcentaje de ellos muestren una contraparte claramente detectada en microondas. Por otro lado, la clasificación de los eventos por tipo impulsivo o gradual, la cual para eventos particulares en ocasiones no suele ser tan clara, nos permitiría hacer un estudio discriminando por tipo de evento y constatar si esta separación lleva a resultados notoriamente diferentes, o no, en cuanto al análisis del efecto Neupert.

En un trabajo reciente Kazachenko [2023] correlaciona distintos parámetros de las fulguraciones del Ciclo Solar 24, las cuales cataloga en confinadas y eruptivas, de acuerdo a su asociación con las eyecciones coronales de masa (CMEs): en una fulguración eruptiva se eyecta plasma hacia el espacio interplanetario, el cual es observado posteriormente como una CME en imágenes coronográficas en luz blanca, aunque su visibilidad depende en gran medida de la intensidad de la fulguración; en una fulguración compacta, de haber plasma eyectado este cae nuevamente hacia el Sol y no se produce CME. En dicho trabajo, una de las conclusiones a las que se arriba es que las fulguraciones confinadas son más eficientes en la aceleración de partículas. Esta es otra forma en la que se podrían discriminar los eventos para analizar si esta separación es relevante al momento de evaluar el efecto Neupert.

Referencias

Dennis B.R., Zarro D.M., 1993, Solar Phys., 146, 177
Effenberger F., et al., 2017, ApJ, 835, 124
Guidice D.A., et al., 1981, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 13, 553–553
Harmon B.A., et al., 2004, ApJS, 154, 585
Hudson H.S., 1991, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 23, 1064
Kazachenko M.D., 2023, ApJ, 958, 104
Lin R.P., et al., 2002, Solar Phys., 210, 3
McTiernan J.M., Fisher G.H., Li P., 1999, ApJ, 514, 472
Neupert W.M., 1968, ApJL, 153, L59
Ning Z., Cao W., 2010, Solar Phys., 264, 329
Valle Silva J.F., et al., 2019, Solar Phys., 294, 150
Veronig A., 2003, Hvar Observatory Bulletin, 27, 47
Veronig A., et al., 2002, A&A, 392, 699
Yu W.h., Li Y.p., Gan W.q., 2021, ChA&A, 45, 82

A Python package to find a magnetic cloud frame of reference to heliospheric observers using the Minimum Variance approach

A.M. Gulisano[1,2,3], A. Arja[4], R. Pafundi[5,6] & V. Bazzano[7]

[1] *Instituto Antártico Argentino, Dirección Nacional del Antártico, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Departamento de Física, FCEN–UBA, Argentina*
[4] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[5] *Instituto de Altos Estudios Espaciales Mario Gulich, CONAE–UNC, Argentina*
[6] *Facultad Regional Córdoba, UTN, Argentina*
[7] *Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, FCEN–UBA, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 27 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Describimos el paquete de Python que desarrollamos y que está disponible públicamente para encontrar la orientación de estructuras interplanetarias con características específicas de configuración magnética, denominadas nubes magnéticas(MCs), que permite rotarlas en su marco de referencia local. Adaptamos nuestra previa implementación tipo línea de funciones en Matlab al paradigma Python de programación orientado a objetos. Nuestro fin es proporcionar un paquete fácil de instalar y ejecutar, con un repositorio de código abierto, que brinda estándares de calidad para llegar a una comunidad más amplia de astrofísicos y astrónomos interesados en la heliofísica y la relación Sol-Tierra. Teniendo en cuenta que una nube magnética tiene su propia identidad, estado o atributos y comportamiento (relaciones y métodos), el paradigma de Python es adecuado. Dado que no había librerías o paquetes para encontrar la orientación del eje de una MC implementados en Python y ofrecidos gratuitamente, consideramos nuestro proyecto como una contribución valiosa a la comunidad de heliofísica. En consecuencia, hemos elegido una licencia de Berkeley Software Distribution para su uso, en este artículo se provee información referida a los requerimientos y un breve tutorial para su instalación y uso.

Abstract / We describe the package we have developed that is publicly available to find the orientation of interplanetary structures, called magnetic clouds (MCs) due to specific characteristics of their magnetic configuration, that allows to rotate them to their local frame. We changed the function pipe-line structure of our Matlab previous implementation to the object-oriented programming Python paradigm to provide a package easy to install and run, with an open source repository. Our aim is to provide an easy to install and execute package with high quality standards to reach a wider community of astrophysicists and astronomers interested in heliophysics and Sun-Earth relationship. Taking into account that a magnetic cloud has its own identity, state or attributes, and behavior (relationships and methods), the Python paradigm is appropriate. Since there were no packages to find the MC axis orientation implemented in Python and freely offered, we regard our project as a valuable contribution to the heliophysics community. Accordingly, we have chosen a Berkeley Software Distribution license for its use, in this article information on the requirements and a brief tutorial for installation and usage are provided.

Keywords / solar wind — Sun: heliosphere — methods: numerical

1. Introducción

Magnetic clouds (MCs) are highly magnetized plasma structures characterized by low proton temperature and plasma β (Burlaga, 1991). When observed from a heliospheric perspective, their magnetic field vector exhibits a rotational variation. These structures are recognized as the most impactful features within the interplanetary medium. Despite extensive research on MCs (see Rodriguez et al., 2016, and references therein), consensus regarding their precise magnetic configuration remains elusive. This uncertainty primarily arises from the limitations of spacecraft-obtained magnetic field data, which provide only one-dimensional data along their trajectory (Gulisano et al., 2010a,b). Consequently, inferring the three-dimensional structure of the cloud needs certain assumptions. Traditionally, MCs have been treated as locally symmetric cylindrical structures. The Minimum Variance method (MV) has been widely utilized for determining the orientation of interplanetary structures. By analyzing the temporal series of magnetic field observations, MV can effectively estimate the axis orientation of the cloud, particularly when the spacecraft's trajectory is close to the cloud axis (Lepping & Wu, 2010; Gulisano et al., 2006). MV offers two significant advantages over more complex techniques used for orientation determination: it is relatively straightforward to implement, and it imposes minimal assump-

✉ *Contact* / adrianagulisano@gmail.com

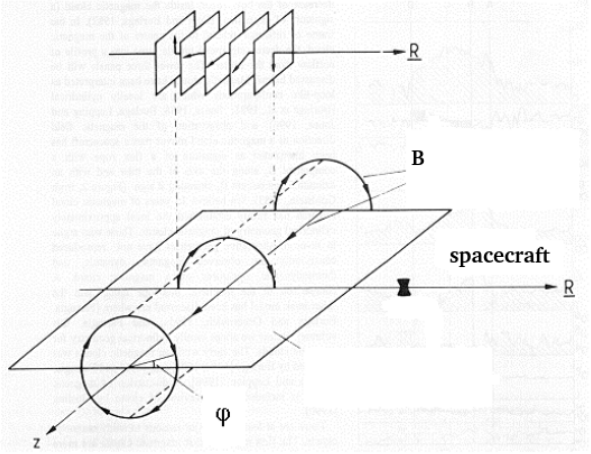


Fig. 1. Idealized scheme of the projection of the magnetic field lines that would be observed during the passage of a magnetic cloud in the plane defined by the spacecraft trajectory and the axis of the cloud adapted from(Bothmer & Schwenn, 1998)

tions on the magnetic configuration, relying solely on local cylindrical symmetry (thus maintaining model independence). This technique provides a good orientation as long as the impact parameter is low, otherwise large errors are present (Gulisano et al., 2007). The importance of a correct orientation can provide a way to estimate global properties in a model-independent fashion (Dasso et al., 2005). Another issue to take into account is the proper determination of the MC borders. In the following section, the reader can find a description of the project and a brief tutorial for requirements, installation, and usage, including the copyright license terms.

1.1. The MC frame

The local axis direction of the MC defines $z_{\rm cloud}$ (with $B_{z,\rm cloud} > 0$). Since the speed of the cloud is mainly in the Sun-Earth direction and is much higher than the spacecraft's speed, which can be assumed at rest during the time the cloud is observed, we consider a rectilinear spacecraft trajectory in the cloud frame. The trajectory defines a direction t, so we take $y_{\rm cloud}$ in the direction $z_{\rm cloud} \times t$ and $x_{\rm cloud}$ completes the right-handed orthogonal base $(x_{\rm cloud}, y_{\rm cloud}, z_{\rm cloud})$. So, $B_{x,\rm cloud}$, $B_{y,\rm cloud}$, and $B_{z,\rm cloud}$ are the components of $\vec{B}$ in this new frame. In this frame the impact parameter, p (that is, the minimum distance from the spacecraft's trajectory to the cloud axis), is small compared to the MC radius (R) or negligible. An MC can be described using a cylindrical magnetic configuration, $\vec{B}(r) = B_z(r)z + B_\phi(r)\phi$, we have $x_{\rm cloud} = r$ and $y_{\rm cloud} = \phi$ after the spacecraft has crossed the MC axis. So for a cylindrical flux rope, the magnetic field data obtained by the spacecraft will show $B_{x,\rm cloud} = 0$, a large and coherent variation of $B_{y,\rm cloud}$ (with a change of sign), and an intermediate and coherent variation of $B_{z,\rm cloud}$, from low values at one cloud edge, reaching the highest value at its axis and returning to low values at the other edge ($B_{z,\rm cloud} = 0$ is typically taken as the MC boundary). The MV technique provides the minimum, maximum, and intermediate variance directions, being useful to find $B_{x,\rm cloud}$, $B_{y,\rm cloud}$ and $B_{z,\rm cloud}$, respectively, as shown in Fig. 1 where an idealized scheme of the projection of the magnetic field lines that would be observed during the passage of a magnetic cloud in the plane defined by the spacecraft trajectory and the axis of the cloud is depicted.

2. The project

This section outlines the project, to create a publicly accessible package for determining the orientation of an MC and rotating it to its local frame. To enhance accessibility and usability, we transitioned from the functional pipeline structure of our previous Matlab implementation to the object-oriented programming (OOP) paradigm in Python, (Roth, 2022). This change allows for easy installation and execution of the package, with an open-source repository adhering to quality standards, thereby catering to a broader community of astrophysicists and astronomers interested in heliophysics and the Sun-Earth relationship. Recognizing that an MC possesses distinct characteristics, states, and behaviors, the Python paradigm was deemed suitable due to its characteristics for defining attributes, states, relationships, and methods inherent to the object-oriented approach. We crafted a recognizable logo for the project (not shown).

Given the absence of free packages for determining an MC axis orientation in Python, our project stands as a significant contribution to the heliophysics community. Consequently, we opted for the Berkeley Software Distribution (BSD) License, facilitating the open use and distribution of the project, the reader can find the license information in the GitHub repository:
https://github.com/adelarja/space_weather.git

2.1. Requirements

Users need a Python 3.9+ environment to run solarwindpy. These are the required dependencies: NumPy, Pandas, SciPy, matplotlib, typer, heliopy==0.15.4, requests, sunpy, h5netcdf, cdflib.

Test:
To run the swindpy tests, users have to clone the repository and use the pytest module.
$ pytest tests
Users are also able to run a suite of checks with tox:
$ pip install tox
$ tox

2.2. Installation

The package is available in pypi. Users can install it using pip the instruction is: $ pip install swindpy

2.3. Developers

Developers willing to contribute, change, or improve this package, should clone the repository and install the project with the following commands: $ git clone https://github.com/adelarja/space_weather.git
$ cd space−weather
$ pip install −e .

3. Tutorial

Users can find a readme.md in our repository and download the Python codes, which follow the PEP8 standard, and have a high test coverage of over 90 percent ensuring the quality of our implementation.
In this tutorial we will show how to rotate a magnetic cloud using the swindpy abstractions.
First of all, we need to import the libraries we are going to use and, set the date times we are interested in:

```
import numpy as np
from datetime import datetime
import matplotlib.pyplot as plt
import swindpy.plotter as plotter
from swindpy.data_manager import Period
from swindpy.data_manager import MagneticField
from swindpy.data_manager import DataManager
from swindpy.rotation import RotatedWind
```

For this example, we are going to use these dates:
10-Jan-1997 05:00 to 11-Jan-1997 02:00

We set the datetimes we are interested in:
date_from = datetime(1997, 1, 10, 5, 0, 0)
date_to = datetime(1997, 1, 11, 2, 0, 0)

We create the Period object
period=Period(date_from, date_to)

Using the DataManager, we retrieve the cdf information
cdf_data=DataManager.get_gse_magnetic_vector(period)

The obtained data constitute a list of MagneticField objects
(a swindpy abstraction), that has information about the datetime and the gse coordinates.
cdf_data[0]
MagneticField(time=Timestamp('1997-01-10 05:00:30'), bgse0=-1.8067849,bgse1=9.860464,bgse2=-8.717464)

Now, using the DataManager, we can filter Not A Number values and infinite values.
filtered_data=DataManager.filter_nan_and_inf_values (cdf_data)

Now we can obtain the Rotated field simply by calling a classmethod
rotated_wind = RotatedWind.get_rotated_wind(filtered_data)
Using the plotter method, we can plot non rotated magnetic field

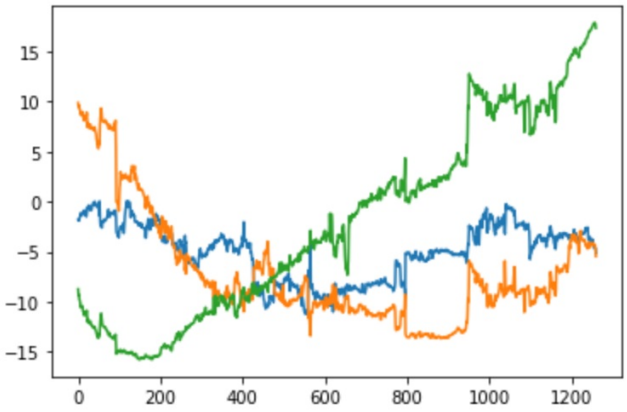


Fig. 2. Non-rotated data, magnetic field components [nT] in GSE coordinates in the vertical axis ($B_{z,\mathrm{GSE}}$ in green, $B_{y,\mathrm{GSE}}$ in orange and $B_{x,\mathrm{GSE}}$ in blue), time [minutes] from start in the horizontal axis.

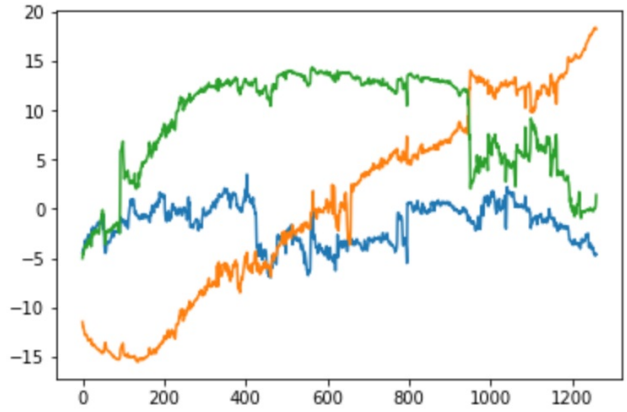


Fig. 3. Same as Fig. 2, but for the rotated data in the MC frame of reference, $B_{z,\mathrm{cloud}}$ in green, $B_{y,\mathrm{cloud}}$ in orange and $B_{x,\mathrm{cloud}}$ in blue.

and rotated magnetic field (we are also able to add labels, change size, etc).
Plotting non-rotated
plotter.plot_mf(filtered_data)
Plotting rotated
plotter.plot_rw(rotated_wind)
Obtain the rotation angles
theta, phi = get_rotation_angles(filtered_data)
Calculate gamma using calc_gamma
$gamma = Angle$("gamma",
calc_gamma(theta.angle, phi.angle))

The results:
print(theta, phi, gamma)
theta:
RAD: -0.31457481937133086
DEG: -18.02380949106747
phi:
RAD: 1.6979828788548021
DEG: 97.28725264385352
gamma
RAD: 0.31696887828176834

DEG: 18.160978962541225
In Fig. 2, we show the nonrotated field components of the MC in the geocentric-solar-ecliptic (GSE) coordinates; while Fig. 3 depicts the rotated ones.

3.1. Swindpy command line interface

We also created a CLI (Command Line Interface) that makes it easier for a user to process MC data.
If a user likes to plot a no-rotated cloud, he or she can do it using the next command:

swindpy plot-cloud 2021-01-01 2021-01-02

If a user likes to plot a rotated cloud, he or she can do that using the next command:

swindpy plot-rotated-cloud 2021-01-01 2021-01-02

To export data about the magnetic field in a period in csv format, use the next command:

swindpy to-csv 2021-01-01 2021-01-02 output

A user can also plot both, no rotated and rotated clouds to compare and make a quick analysis of the results:
swindpy plot-rotated-and-non-rotated 2021-01-01 2021-01-02
The previous Matlab implementation results in Figs. 4 and 5 for the same example data (indicated between vertical lines) are consistent with the results obtained in Figs. 2 and 3 as can be seen, providing validation for this new tool.

4. Conclusions

Our goal was to make an easy-to-use tool for the community publicly available to find the orientation of a magnetic cloud and rotate it to its local frame. We hope our contribution will be useful to other researchers and provide a good synergy for the area encouraging other groups to make their coding available to the community as well for transparency and reproducibility of the results.

Acknowledgements: A.M.G is member of the Carrera del Investigador Científico, CONICET. This work was partially supported by the Argentinean grants PICT 2019-02754 (FONCyT-ANPCyT) and UBACyT-20020190100247BA (UBA)

References

Bothmer V., Schwenn R., 1998, AnnGeo, 16, 1
Burlaga L.F.E., 1991, *Physics of the Inner Heliosphere II*, vol. 21, 1–22, Springer
Dasso S., et al., 2005, ASR, 35, 2172
Gulisano A., 2004, Tesis lic. ciencias físicas: Helicidad magnética en nubes interplanetarias.
Gulisano A.M., et al., 2006, BAAA, 49, 34

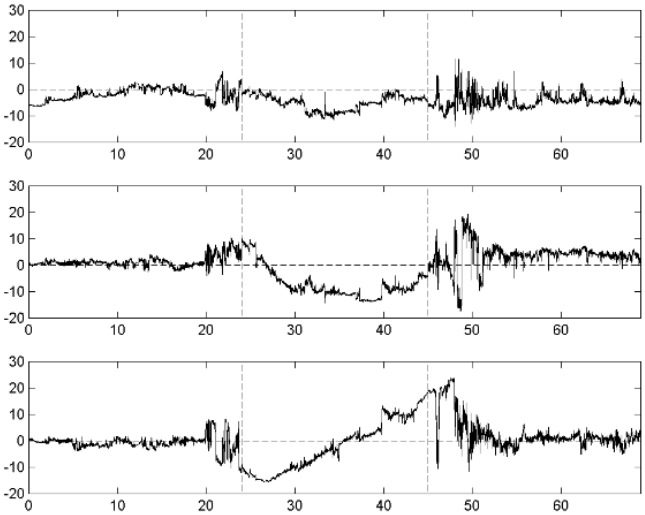


Fig. 4. Non-rotated MC data with the Matlab implementation, vertical lines provide the beginning and end of the MC. Each magnetic field component [nT] in GSE coordinates, are shown at the vertical axis $B_{x,\mathrm{GSE}}$ in the top panel, $B_{y,\mathrm{GSE}}$ in the middle panel and $B_{z,\mathrm{GSE}}$ in the bottom panel, time in hours from 1-9-1998 in the horizontal axis, (adapted from Gulisano, 2004)

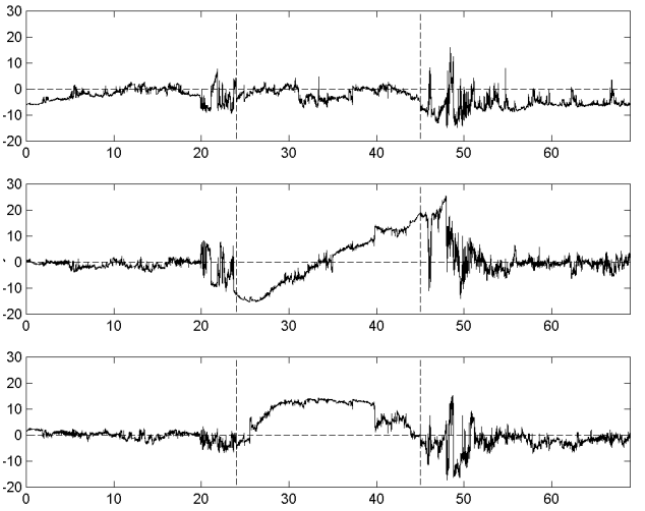


Fig. 5. Same as Fig. 4 except that the data have been rotated using the Matlab implementation, Each magnetic field component [nT] are shown at the vertical axis $B_{x,\mathrm{cloud}}$ in the top panel, $B_{y,\mathrm{cloud}}$ in the middle panel and $B_{z,\mathrm{cloud}}$ in the bottom panel, time in hours from 1-9-1998 in the horizontal axis (adapted from Gulisano, 2004)

Gulisano A.M., et al., 2007, ASR, 40, 1881
Gulisano A.M., et al., 2010a, M. Maksimovic, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, F. Pantellini (Eds.), *Twelfth International Solar Wind Conference*, 391–394, AIP CS
Gulisano A.M., et al., 2010b, A&A, 509, A39
Lepping R.P., Wu C.C., 2010, AnnGeo, 28, 1539
Rodriguez L., et al., 2016, SoPh, 291, 2145
Roth O., 2022, https://arxiv.org/abs/2208.14755

Model-based identification of solar coronal mass ejections using deep neural networks

F.A. Iglesias[1,2], F. Cisterna[1], M. Sanchez[1], Y. Machuca[1], D. Lloveras[1,2], F. Manini[1,2], F.M. Lopez[1,2], H. Cremades[1,2] & A. Asensio-Ramos[3]

[1] *Grupo de Estudios en Heliofísica de Mendoza, Universidad de Mendoza, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de Canarias, España*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 08 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Las eyecciones coronales de masa (ECM) son un factor determinante del clima espacial y, por lo tanto, pueden tener impactos tecnológicos y sociales negativos importantes. Para poder predecir su geoefectividad, es crucial su identificación en imágenes de coronógrafos. En la última década, las redes neuronales profundas (RNP) han experimentado enormes mejoras para resolver diversas tareas relacionadas con la visualización por computadora. Un problema al intentar utilizar RNP para la segmentación de una ECM, es que no existe un conjunto de datos grande y curado en la literatura que pueda utilizarse para el entrenamiento supervisado. Hemos creado un conjunto de datos sintético de imágenes de coronógrafos de ECM que incorpora las características principales de interés, combinando imágenes reales de coronógrafos, con ECM sintéticas obtenidas mediante el modelo geométrico Graduated Cylindrical Shell (GCS). Presentamos el entrenamiento y rendimiento preliminar de una RNP que permite identificar y segmentar la envoltura exterior de una ECM en imágenes de coronógrafos. La RNP se basa en un ajuste fino del modelo MaskR-CNN, y produce una máscara de segmentación similar a la del GCS de la ECM presente en una única imagen diferencial del coronágrafo. Comparamos nuestros resultados con los de otros dos algoritmos clásicos usados para segmentar ECM.

Abstract / Coronal mass ejections (CMEs) are a major driver of space weather and thus can have important negative technological and social impacts. To assess their geoeffectiveness once they are ejected, it is crucial their prompt identification in coronagraph images. In the last decade, deep neural networks (DNN) have experienced enormous improvements in solving various machine-vision related tasks. One issue when trying to use DNN for CME segmentation, using coronagraph images, is that no large curated dataset exists in the literature that can be used for supervised training. We have produced a synthetic dataset of CME coronagraph images that incorporates the main features of interest, by combining actual quiet (no CME) coronagraph images with synthetic CMEs simulated using the Graduated Cylindrical Shell (GCS) geometric model. In this work, we present preliminary results of a DNN trained to identify and segment the outer envelope of CMEs. This is done by fine-tuning a pre-trained MaskR-CNN model, to produce a GCS-like mask of the CME, present in a single differential coronagraphic image. We compare our results with two other classic CME segmentation algorithms.

Keywords / Sun: coronal mass ejections (CMEs) — techniques: image processing — methods: data analysis

1. Introduction

Given the current inability to forecast the occurrence of coronal mass ejections (CMEs), evaluating their geoeffectiveness is crucial. Accurate identification of CMEs in coronagraph images and the characterization of their morphology in three dimensions (3D) is essential for this task. However, up to date, CMEs have been imaged using coronagraphs located at only three different vantage points in the best case, e.g., those of the *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO) and *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO) space missions. To overcome this ill-posed problem, the Graduated Cylindrical Shell model (Thernisien et al., 2009) uses a simple croissant-like shell that depends only on six parameters. The GCS model is widely used in the literature to adjust the outer envelope of CMEs observed in differential coronagraph images, acquired simultaneously from two or three viewpoints. This procedure is almost exclusively done manually, by comparing only morphological aspects. This given that an automatic fit by minimizing the difference between model and measured brightness levels, is difficult because it requires: (a) modeling the rapidly changing CME internal density distribution and its associated brightness, and (b) identifying in the coronagraph images the sections (pixels) belonging to the CME structure and assessing their total brightness. Task (b) is particularly complicated because CMEs can be highly amorphous, and their brightness is noisy and faint compared to an also dynamic background, among other reasons. Moreover, when using differential images to reduce the background influence, different sections of the CME internal structure may appear at various differential brightness levels due to the inhomogeneous 3D velocity field of the CME internal material. This makes

✉ *Contact* / francisco.iglesias@um.edu.ar Research article

it very difficult or even impossible to identify the true CME outer shell predominant morphology. In this work, we explore deep neural networks to tackle the identification of CMEs using a GCS-based segmentation mask.

Automatic CME identification in coronagraph images and estimation of their basic morphological and kinematic parameters, such as angular width (AW), the central position angle (CPA), the apex distance, and velocity, have been approached using both manual and automated techniques. The manual identification relies on a trained operator, e.g., the Coordinated Data Analysis Workshop (CDAW) Large Angle and *Spectrometric Coronagraph Experiment* (LASCO) CME catalog, and is subjective and unsuitable for real-time applications. The automated approach groups various traditional and machine learning algorithms, which rely on identifying in a single image or a time series, the areas (pixels) belonging to the CME. Some examples of the automated approach are the Solar Eruptive Event Detection System (SEEDS) (Olmedo et al., 2008) and Coronal SEgmentation Technique (CORSET) (Goussies et al., 2010) algorithms, and the CME Automatic detection and tracking with MachinE Learning (CAMEL)(Wang et al., 2019) and Alshehhi(Alshehhi & Marpu, 2021) neural network-based methods. The automated methods are based on differential brightness changes and typically do not impose a strong constraint on the identified CME shape. This complicates modeling the identified region using a simply connected shape, like the one derived from parametric models such as the GCS. We propose a DNN-based model to segment individual CME images that produce GCS-like segmentation masks.

2. Synthetic CMEs training dataset

It consists of 1.5×10^5 synthetic images [515x512] pixels, their associated masks, labels, and bounding boxes for CME and occulter, see Fig. 1. The synthetic images are formed by adding: (1) a background corona randomly selected from a curated database of *STEREO/COR2* differential images with no CME present in the field of view, (2) a synthetic occulter according to the background image, (3) a synthetic CME differential brightness image, and (4) Gaussian noise. The image in (3) is obtained by applying ray tracing to the density distribution derived from the GCS model. Three model evaluations are used, the first (btot) is evaluated with random input parameters from a predefined range, the second (btot_inner) is evaluated as btot except that the GCS height parameter is multiplied by a random scaling factor in the $[0.55-0.85]$ range, the third (btot_outer) is evaluated as btot_inner but using a second scaling of 1.2. The relative intensities of all these components are randomized within a predefined range.

3. Deep neural network model for CME segmentation

We use the Mask R-CNN (He et al., 2017) model, designed to perform semantic detection and segmentation of multiple objects in a single image. The architecture of this model is formed by combining a deep convolutional backbone for feature extraction, a ResNet-50-FPN (`www.pytorch.org/vision/main/models`), followed by a two-channel head. Channel one is a fully connected multilayer perceptron that outputs the object bounding-box location and its label. Channel two is a 2-to-4-layer convolutional network that outputs the object mask, i.e., one scalar score value per pixel within the bounding box that quantifies the probability of the pixel to belong to the object. The Mask R-CNN loss is a combination of errors in the inferred boxes, labels and masks. We use fine tuning to train the model. This means that we first load the 4.6×10^7 Mask R-CNN parameters pre-trained on the COCO (Common Objects in Context) image dataset (8×10^5 images, 100 classes). After that, we freeze the first two layers, i.e., they are not trained, before doing supervised training in 90% of our synthetic CME dataset. We train for 1×10^5 batches of eigth images each, which are randomly rotated and normalized to the $[0-1]$ range before feeding the model. We select the pixel threshold value of 0.5, which minimizes the model test loss (relative difference in the mask areas) on the remaining 10% of the dataset.

4. Preliminary Results

For each input image, the trained model produces multiple masks of varied accuracies. This can be due to highly dynamic background structures, slow and/or faint CMEs, or the presence of multiple CMEs simultaneously, see Fig. 2 and 3 . To select the appropriate mask for a given image, we do not rely solely on their score (as commonly done in other Mask R-CNN implementations) but use their morphological (AW and CPA) consistency among all the masks found in the images of a time series belonging to the same CME event, see Fig. 2.

CPA and AW for each mask are taken as the median and 95-to-5 percentiles difference of the mask pixel angular distribution around the occulter, respectively. If no consistent mask is found for a given image, then no detection is reported. If there are less than two masks per CME event, the event is left with no detection. As a first validation, we compare the event minimum AW and median CPA computed with our neural segmentation and the values given by the SEEDS and Vourlidas (Vourlidas et al., 2017) catalogs for 35 CMEs taken from the Coronal Mass Ejection Kinematic Database Catalogue (KINCAT) catalog (www.affects-fp7.eu), see Fig. 4. We expect Vourlidas to be more accurate than SEEDS because events are manually selected, and the CME is masked using the CORSET algorithm. The CPA correlation is high with both catalogs; with the outliers belong to cases where SEEDS (see an example in Fig. 5) or Vourlidas (see an example in Fig. 6) detections failed. The AW correlation is much lower, with our estimations being typically larger than Vourlidas and lower than SEEDS (which is generally unreliable because it is pixel-based). An extra comparison with AW in the KINCAT catalog using GCS estimations will quantify AW estimation errors.

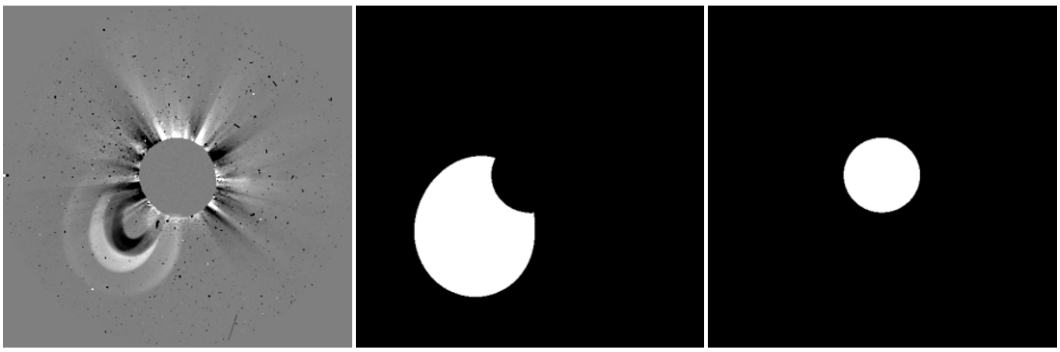


Fig. 1. Synthetic GCS-based differential brightness coronagraph image *(left)* and its associated binary masks for labels CME *(center)* and occulter *(right)*.

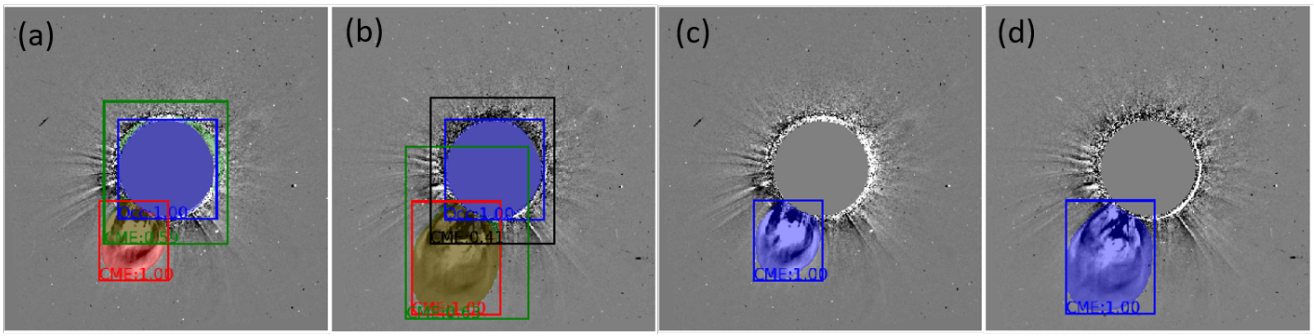


Fig. 2. Masks found in real *LASCO C2* differential images acquired on 24 April 2013 at 06:59 UT (a) and 07:23 UT (b). We show only masks with score > 0.25. The final selected masks are presented in panels (c) and (d). The corresponding rectangular bounding boxes are computed from the masks using the Python function CV2.BOUNDINGRECT().

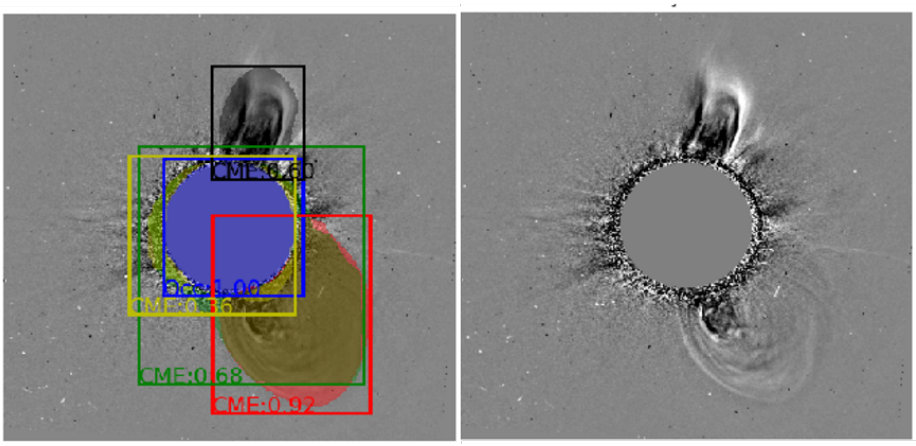


Fig. 3. *SOHO/LASCO* C2 24 April 2013 at 04:23 UT showing the masks found for two CMEs

5. Conclusions and future work

Based on these preliminary results, we conclude:

- Our synthetic CME images do contain the main features that allow the neural network to segment the CME outer envelope using a simple, fully connected geometric mask in most of the cases.
- The MaskR-CNN model architecture, particularly the depth of the convolutional backbone, seems enough to capture the relevant image features to segment CMEs.
- Basic morphological parameters such as CPA and AW derived from our GCS-based mask are in agreement with those derived from other methods. However, while the CPA correlation is high ($> 85\,\%$), the dispersion of the derived AWs is more sensitive to the correct shape.
- Cases of wrong detections with our NN seem to be related to CMEs that present strong elements not included in the synthetic dataset, such as leading shock or deflected streamers.

To further improve the segmentation quality we plan to:

- Increase dataset size and include in the synthetic images other important elements, such as the leading

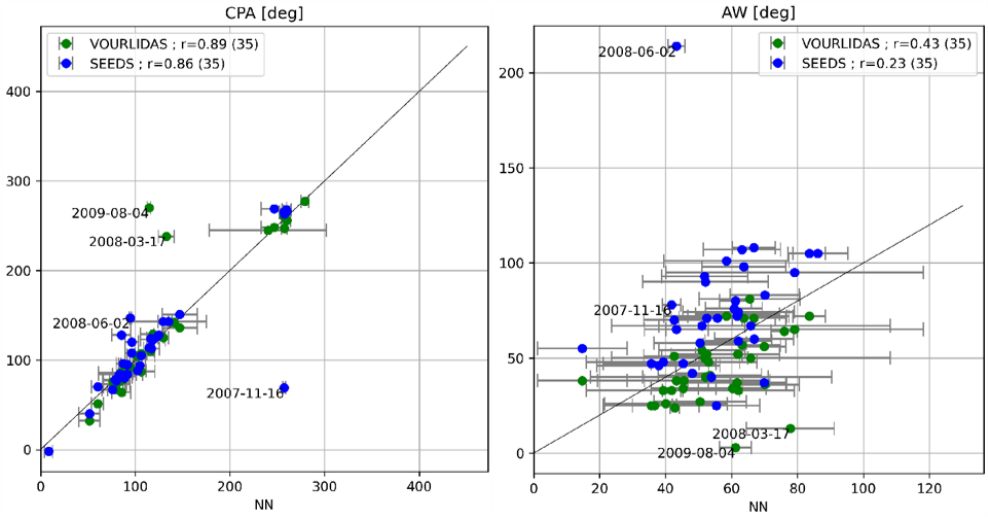


Fig. 4. CPA (left) and AW (right) estimated with SEEDS and Vourlidas (see the legend) vs. our estimation (horizontal axis). The outliers in CPA are shown in Figs. 5 to 8.

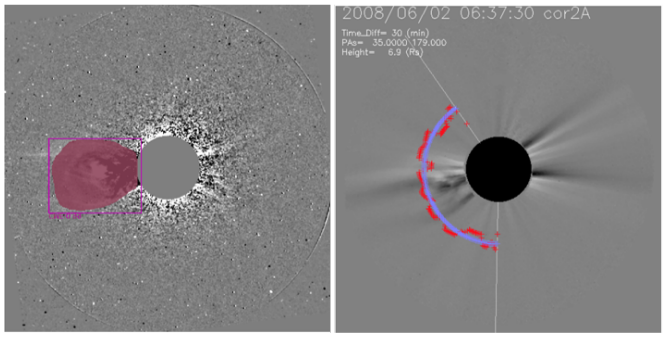


Fig. 5. SECCHI/*COR2*-A 02 June 2008 at 06:37 UT. Our (left) and SEEDS (right) wrong detection (AW too large).

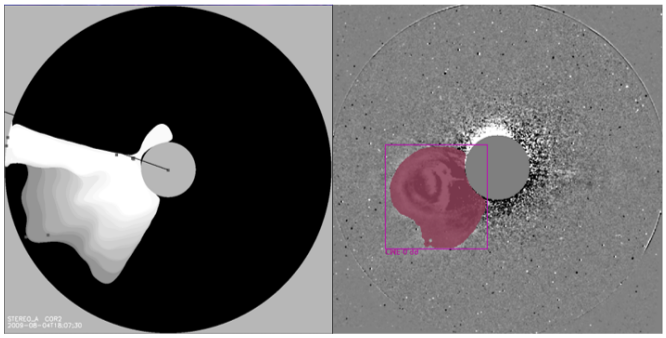


Fig. 6. SECCHI/*COR2*-A 04 August 2009 at 22:07 UT. Vourlidas (left) failed detection vs. ours (right). Vourdilas reports outflowing background material, which is likely the cause of the false detection.

shock and deflected lateral streamers.

- Use a neural model that can ingest many time-instants simultaneously.
- Compare the mask derived with our NN and the other algorithms with the masks derived by manual GCS fitting, considering the latter as a ground truth. This can help to devise wich method derives better CME properties such as the AW.

Acknowledgements: FAI, MS, and FC are supported by The Max Planck Partner Group between the University of Mendoza and the Max Planck Institute for Solar System Research (MPS).

References

Alshehhi R., Marpu P.R., 2021, Solar Phys., 296, 104
Goussies N., et al., 2010, Solar Phys., 262, 481
He K., et al., 2017, arXiv e-prints, arXiv:1703.06870
Olmedo O., et al., 2008, Solar Phys., 248, 485
Thernisien A., Vourlidas A., Howard R.A., 2009, Solar Phys., 256, 111
Vourlidas A., et al., 2017, ApJ, 838, 141
Wang Y., et al., 2019, ApJ, 881, 15

Emisiones de radio kilométricas de tipo II: lista completa de eventos observados en TNR

F. Manini[1], H. Cremades[1], M. Cécere[2] & F.M. López[1]

[1] *Grupo de Estudios en Heliofisica de Mendoza, Universidad de Mendoza, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 13 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / En el presente trabajo se describe una base de datos de eventos de radio de baja frecuencia construida analizando todos los espectros dinámicos provistos por el instrumento *Thermal Noise Receiver* perteneciente al *Radio and Plasma Wave Investigation* (WAVES) a bordo de la misión *Wind* de NASA, ampliando así la base de datos en un trabajo anterior. La base de datos comprende los años 1994 – 2021, abarcando más de dos ciclos solares completos. En esta base además, se interrelaciona la detección de las ondas de radio de baja frecuencia con estructuras interplanetarias detectadas in situ como ondas de choque y eyecciones coronales de masa interplanetarias. Se encontraron un total de 320 eventos, de los cuales 136 no habian sido catalogados previamente. Además, 121 ondas de choque que llegaron a las cercanías de nuestro planeta pudieron ser asociadas a estos eventos de radiofrecuencia.

Abstract / In the present work, a database of low frequency radio events is described, analyzing all dynamic spectra from the instrument *Thermal Noise Receiver*, belonging to the *Radio and Plasma Wave Investigation* (WAVES) suite aboard the NASA *Wind* spacecraft. This database expands the one built in a previous work, and encompasses the years 1994 – 2021, covering more than two full solar cycles. The radio events are also linked to the detection of other interplanetary structures such as shock waves and interplanetary coronal mass ejections. We found a total of 320 events, out of which 136 had not been previously catalogued. Moreover, 121 shock waves that arrived to Earth's vicinity could be associated with these radiofrequency events.

Keywords / Sun: solar–terrestrial relations — Sun: radio radiation — Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: heliosphere

1. Introducción

Las emisiones de radio de tipo II surgen como consecuencia de ondas de choque típicamente impulsadas por las eyecciones coronales de masa (ECMs). Cuando éstas se propagan desde el Sol a través del medio interplanetario, la frecuencia de la emisión va decreciendo, ya que la misma depende de la densidad local del plasma, esto da lugar al patrón usual de las emisiones de tipo II. En este trabajo usamos espectros dinámicos del instrumento *Thermal Noise Receiver* (TNR, por sus siglas en inglés), a bordo de la nave *Wind*, para identificar emisiones de radio de tipo II en el rango kilométrico de longitudes de onda; es decir, con una frecuencia menor a 300 kHz. De aquí en adelante nos referiremos a estas emisiones de radio baja frecuencia como kmTII.

El conjunto de instrumentos del *Radio and Plasma Wave Investigation* (WAVES) (Bougeret et al., 1995) a bordo de la nave *Wind*, además de alojar al instrumento TNR también cuenta con dos receptores llamados RAD1 y RAD2, cuyos datos han sido ampliamente utilizados como parte de muchas investigaciones, como por ejemplo Gopalswamy et al. (2019), Krupar et al. (2019) y Mäkelä et al. (2018). Este no es el caso del instrumento TNR, cuya frecuencia de observación se encuentra entre 4 - 256 kHz, el cual además tiene una resolución espectral mucho mayor que la de RAD1 a esas frecuencias, convirtiéndolo en una herramienta valiosa para la detección y análisis de eventos kmTII.

Al día de hoy, no existe un estudio completo de eventos kmTII identificados en los datos de TNR y su asociación con estructuras interplanetarias (IP). Esto es crucial para entender qué características de las estructuras IP son más factibles de resultar en emisiones kmTII. Más aún, resulta de gran interés para el campo de la meteorología del espacio el evaluar la geoefectividad de estructuras IP asociadas a emisiones kmTII respecto a aquellas estructuras no asociadas a estas emisiones.

En este trabajo se identificaron 320 eventos tipo kmTII y se compilaron varias características para cada uno de ellos. Se encontró que 136 eventos no estaban reportados en el catálogo oficial de *Wind*/WAVES (basado en datos de RAD1 y RAD2). Además, se buscaron asociaciones con choques interplanetarios detectados in situ, usando datos de las naves *Wind* y *Advanced Composition Explorer* (ACE) y se analizaron sus características, para revelar atributos distintivos que puedan correlacionarse con la ocurrencia de emisiones kmTII.

✉ *Contacto* / franco.manini@um.edu.ar

Research article

2. Metodología

Para llevar a cabo este trabajo, se examinaron todos los espectros dinámicos (ED) disponibles para este instrumento. Esto corresponde a aproximadamente 25 años de datos (un ED por día), lo que constituye una base de datos de mas de 9000 ED.

Cuando una detección es positiva en los ED, se cataloga en una tabla que consiste de las siguientes entradas: fecha de comienzo y finalización, rango de frecuencia detectado para los kmTII; número de referencia al evento en la lista oficial de *Wind*; fecha, velocidad y catálogo usado para la asociación con choques in situ; fecha de la eyección coronal de masa interplanetaria (ECMI) asociada, junto con características tales como velocidad, campo magnético, índice Dst, entre otras. Una emisión observada en un ED es considerada como kmTII si se cumplen las dos condiciones siguientes: 1) muestra un decaimiento sustancial en frecuencia, de al menos 0.5 kHz/h, y 2) la emisión se observa en el ED en conexión con un evento previo relacionado con su origen en la corona solar (típicamente, pero no necesariamente, una emisión de radio de tipo III).

Para cada detección, se analizó si la emisión estaba presente en la lista oficial de *Wind*/WAVES, la cual fue compilada por el equipo a cargo de WAVES utilizando los instrumentos RAD1 y RAD2. Para relacionar la emisión con un choque IP, comparamos la proyección de la emisión kmTII hacia la línea de la frecuencia del plasma local (PFL por sus siglas en inglés) con la observación de un choque IP. Los candidatos posibles para relacionar con la onda de choque, son aquellos eventos que han sido detectados no más de 4 días antes del comienzo de la emisión kmTII, vista desde el ED (Figura 1).

Finalmente, se analizaron las listas de ECMIs observadas in situ por las naves *Wind* y ACE, listadas en los catálogos de Nieves-Chinchilla et al. (2018), Cane & Richardson (2003) y Richardson & Cane (2010), para relacionarlas con la ocurrencia de eventos kmTII. Para ello se tuvieron en cuenta consideraciones temporales de forma similar a las empleadas para las asociaciones con ondas de choque.

Con este procedimiento, se construyó una lista completa de kmTII que consta de 320 eventos, con asociación a ambos tipos de estructuras IP: ondas de choque y ECMIs. La misma abarca más de dos ciclos solares completos. Se encontraron 136 nuevos eventos, que no habian sido previamente catalogados en la lista oficial de *Wind*/WAVES. La lista resultante de nuestro trabajo es de acceso público y puede encontrarse en: `https://sites.google.com/um.edu.ar/gehme/science/km-tii-catalogue`.

Además, se compiló una lista de ondas de choques de las naves *Wind* y ACE, donde se encuentran todos los eventos detectados por ambas naves con sus respectivos parámetros medidos; éstos fueron clasificados de acuerdo a si existía relación de los mismos con una detección de kmTII.

3. Resultados

La totalidad de eventos encontrados se muestra en la Tabla 1, así como también la cantidad que corresponde a la asociación con ondas de choque y ECMIs.

Tabla 1. Número de eventos kmTII identificados y sus asociaciones con estructuras IP in situ. Se puede observar en la primera columna la totalidad de los eventos, en la segunda columna (Existentes) aquellos que ya habian sido catalogados previamente y en la tercera columna (Nuevos) aquellos que fueron agregados en este trabajo.

	Todos	Existentes	Nuevos
kmTII	320	184	136
Con choque	121	84	37
Con ECMI	106	69	37
Con choque y ECMI	77	51	26
Con choque - Sin ECMI	44	33	11
Con ECMI - Sin choque	29	18	11

La Figura 2 muestra la ocurrencia de eventos por año. El número anual de kmTII está de acuerdo con los máximos y mínimos del ciclo solar. Resulta notable que existe un doble pico en las detecciones de kmTII para los años 1998 y 2001. Otro incremento en las detecciones se puede ver en el año 2005, durante la fase decreciente del Ciclo Solar 23. El número de choques detectados es más grande para el Ciclo 23 que para el Ciclo 24, sin embargo, los valores máximos de kmTII son similares.

Dado que para que exista un kmTII se necesita la presencia de una onda de choque, surge el interrogante sobre qué sucede con aquellas emisiones de radio que no están asociadas a ondas de choque. Se plantean dos hipótesis: 1) El choque sí ha ocurrido y ha arribado a las cercanías de la Tierra, sin embargo por alguna razón no fue detectado y catalogado como tal en los catálogos de ondas de choque inspeccionados. Podría suceder que el incremento en las cantidades que definen la presencia de un choque se hayan suavizado en el viento solar de fondo y, por lo tanto, el choque podría ser demasiado débil para ser detectado a 1 unidad astronomica. 2) A pesar de que el kmTII fue detectado por la nave, el choque no está viajando precisamente en la misma dirección que la nave, es decir, la porción de la onda de choque que produjo el kmTII no se encuentra en la dirección Sol-Tierra.

Para cada evento de los 11 casos nuevos de la Tabla 1, donde hay ECMI pero no hay choque detectado, se realizó una búsqueda manual de las características que definen el choque en las mediciones in situ de plasma de las naves *Wind* y ACE. En nueve de estos casos se encontró evidencia que favorece la hipótesis 1) anteriormente mencionada; es decir, existen características que dan indicio de que el choque efectivamente arribó a la nave, pero no fue catalogado como tal.

En la Tabla 2 se observan los tipos de choques que se encuentran presentes en la lista. Para casi la totalidad de los asociados a kmTII, se encuentra que los choques son de tipo *Fast Forward* (FF), lo que quiere decir que las cantidades que definen el choque, tales como densidad, temperatura, campo magnético y velocidad, se ven

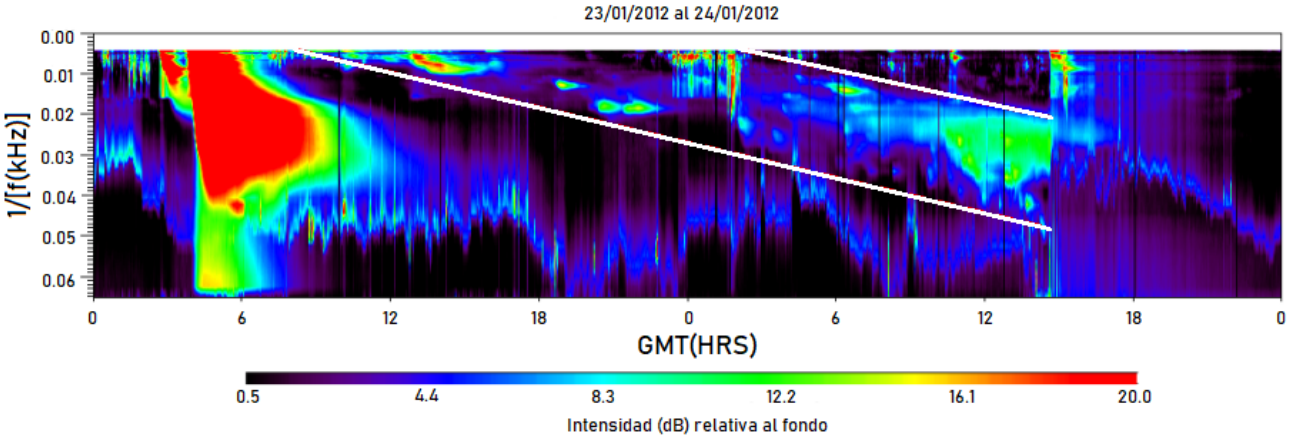


Fig. 1. Espectro dinámico de ejemplo, mostrando la emisión kmTII detectada por TNR durante los dias 23 y 24 de enero de 2012. Entre lineas blancas se puede observar la emisión en radio kilométrica. Se muestra una imagen adaptada de Manini et al. (2023)

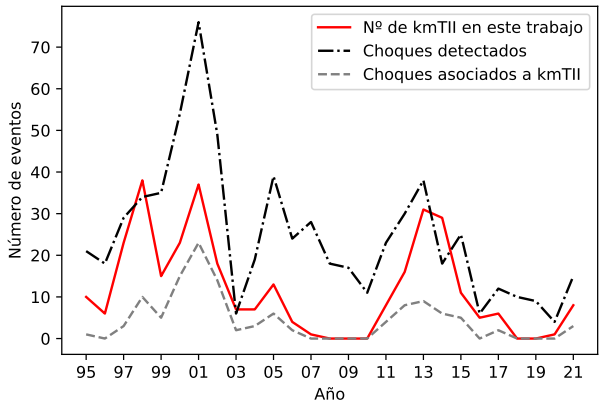


Fig. 2. Número de kmTII, choques detectados y choques asociados a kmTII por año.

incrementadas con la llegada del choque.

Tabla 2. Tipos de choques. Se han clasificado los choques de acuerdo a si tenían relación con los eventos kmTII o no. Acrónimos, por sus siglas en inglés: FF (*fast forward*), SF (*slow forward*), FR (*fast reverse*), SR (*slow reverse*), NN (no identificado).

Tipo	kmTII	No kmTII
FF	113	408
SF	2	67
FR	-	46
SR	-	15
NN	1	22

4. Conclusiones

Se construyó una lista con 27 años de datos del instrumento TNR a bordo de *Wind*, con la asociación a ondas de choque IP y ECMIs. Se encontraron 136 eventos, que no habían sido catalogados previamente. Se compiló además una lista con 674 eventos de *Wind* y ACE, con todos los parámetros disponibles para cada evento. El análisis de los choques asociados a los kmTII y la comparación con el resto de los choques muestra que: 121 choques están relacionados a los kmTII, de los cuales 116 pudieron ser clasificados de acuerdo a lo descripto en la Tabla 2. Los 5 choques restantes fueron asociados a los eventos kmTII a través de mediciones tomadas de la lista de choques de la Universidad de New Hampshire (en nuestra lista en línea, pueden ser identificados con la sigla UNH en la celda *catalog*, dentro de *In situ shock*). De los choques asociados a kmTII, casi todos (97 %) son de tipo FF, lo cual es razonable, considerando que estos choques son más eficientes para acelerar electrones, en comparación con otros tipos de choques lentos o de tipo *reverse*. Son precisamente los electrones acelerados los que, al interactuar con el campo magnético del viento solar, generan las emisiones de radio de tipo II. Además, un choque tipo FF que se encuentra con plasma moviéndose más lentamente, también presenta condiciones favorables para la aceleración de electrones. Finalmente, las emisiones de tipo II se originan cerca del frente de las ECMs (Mäkelä et al., 2016), lo que coincide con la ubicación esperada de la onda de choque FF.

La lista compilada completa de kmTIIs puede encontrarse en el sitio web: `https://sites.google.com/um.edu.ar/gehme/science/km-tii-catalogue`.

Referencias

Bougeret J.L., et al., 1995, Space Scien. Rev., 71, 231
Cane H.V., Richardson I.G., 2003, JGR, 108, 1156
Gopalswamy N., Mäkelä P., Yashiro S., 2019, Sun and Geosphere, 14, 111
Krupar V., et al., 2019, ApJ, 882, 92
Mäkelä P., Gopalswamy N., Akiyama S., 2018, ApJ, 867, 40
Mäkelä P., et al., 2016, ApJ, 827, 141
Manini F., et al., 2023, SoPh, 298, 145
Nieves-Chinchilla T., et al., 2018, SoPh, 293, 27
Richardson I.G., Cane H.V., 2010, SoPh, 264, 189

Progenitores de planetas: evolución de discos protoplanetarios en diferentes ambientes estelares

M.P.Ronco[1]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 16 February 2024 / Accepted: 03 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / En este artículo presentamos un resumen sobre las características más importantes de los discos protoplanetarios, tanto desde un punto de vista observacional como teórico. Discutimos sobre los principales mecanismos físicos que dan lugar a la evolución de su componente gaseosa, y su final disipación. Por último comentamos cómo diferentes ambientes estelares pueden afectar a la evolución de estos objetos y sobre las implicancias que estos puedan tener en los procesos de formación planetaria.

Abstract / In this article, we present a summary of the most important characteristics of protoplanetary disks, both from an observational and theoretical point of view. We discuss the primary physical mechanisms that lead to the evolution of their gaseous components, as well as their eventual dissipation. Finally, we comment on how different stellar environments can impact the evolution of these objects and the implications they may have on planetary formation processes.

Keywords / protoplanetary disks — accretion, accretion disks — planets and satellites: formation

1. Introducción

Desde el descubrimiento del primer exoplaneta orbitando a una estrella de tipo solar en 1995 (Mayor & Queloz, 1995), logro que le valió el premio Nobel a Michel Mayor y Didier Queloz en 2019, la búsqueda de exoplanetas más allá de nuestro Sistema Solar se ha convertido en uno de los objetivos más importantes y ambiciosos de la astronomía moderna. En la actualidad, gracias a las diferentes técnicas de detección y a los esfuerzos de la comunidad científica por desarrollar instrumentación para tal fin, hemos sido capaces de confirmar la existencia de 5638 exoplanetas, que forman parte de 4153 sistemas planetarios, 895 de los cuales forman parte de sistemas planetarios múltiples (`https://exoplanet.eu`).

La existencia planetaria no queda restringida pura y exclusivamente a estrellas simples o aisladas. También se ha confirmado la existencia de planetas en sistemas estelares binarios, triples e incluso múltiples, orbitando a una o más estrellas de dichos sistemas. La cantidad conocida de este tipo de exoplanetas (unos 217 ejemplares, ver Schwarz et al., 2016)) es, sin embargo, baja aún respecto a la cantidad de exoplanetas conocidos que orbitan estrellas simples. Esta diferencia se debe principalmente a que las estrellas binarias han sido excluídas sistemáticamente de los más grandes surveys de búsqueda de exoplanetas por las complicaciones técnicas que presentan.

Por otro lado, si bien las técnicas de observación favorecen la detección de exoplanetas alrededor de estrellas de masa solar o baja masa (F, G, K y M preferentemente), también se ha logrado confirmar la existencia de exoplanetas alrededor de estrellas más masivas, de tipo Herbig Ae/Be (Borgniet et al., 2019; Berger et al., 2020; Wagner et al., 2022). La detección planetaria alrededor de estas estrellas en secuencia principal es compleja por dos motivos: Por un lado, al ser más masivas y más grandes, la razón de radios entre el planeta y la estrella puede ser muy pequeña como para lograr ser detectada por el método de tránsito. Por otro lado, al ser más calientes, presentan pocas líneas de absorción que además pueden verse ensanchadas debido a la alta rotación estelar. Estos efectos hacen casi imposible la detección de exoplanetas por el método de velocidades radiales (Lagrange et al., 2009). Sin embargo estos problemas disminuyen cuando las estrellas son evolucionadas. Al ser más frías presentan un mayor número de líneas de absorción, y al ser rotadores lentos dichas líneas ya no sufren de ensanchamiento (Johnson et al., 2008).

Por último, pero no menos importante, se han detectado recientemente los primeros exoplanetas alrededor de estrellas enanas blancas (Gänsicke et al., 2019; Vanderburg et al., 2020; Blackman et al., 2021) que ya han sufrido los efectos de la evolución estelar. El orígen general de este tipo de planetas es aún incierto. Algunos trabajos sugieren que pueden ser planetas de segunda generación (Bear & Soker, 2015), o que se formaron por procesos de envoltura común (Lagos et al., 2021), o que alcanzaron esas posiciones cercanas a la enana blanca central por medio de diferentes mecanismos dinámicos (ver Veras, 2021, y las referencias allí mencionadas).

En definitiva, la evidencia observacional nos muestra entonces que la formación planetaria es un proceso frecuente, mucho más común de lo que alguna vez imaginamos. Pero ¿cómo y dónde se forman los planetas?

Los planetas se forman en discos de gas y polvo alre-

✉ *Contacto* / mpronco@fcaglp.unlp.edu.ar

Invited review

dedor de estrellas jóvenes. La formación de estos discos es también un proceso común y un sub-producto de la formación estelar. Debido a su rol como progenitores de planetas es que los llamamos usualmente "discos protoplanetarios". Las características físicas y orbitales de los exoplanetas están íntimamente vinculadas a los discos protoplanetarios en los que se forman. Discos de diferente masa, tamaño, composición, tipo de evolución y escalas de tiempo de disipación formarán arquitecturas planetarias muy diversas. Comprender con detalle estos escenarios es entonces fundamental no sólo para mejorar las condiciones iniciales y parámetros físicos necesarios en los modelos de formación planetaria, si no también para lograr, a partir de ellos, reproducir con éxito las poblaciones planetarias observadas.

El objetivo de este resumen es el de describir las características más importantes de los discos protoplanetarios, sus procesos evolutivos y cómo estos pueden cambiar en diversos escenarios estelares, para dar lugar luego a los procesos de formación planetaria.

2. ¿ Qué nos dicen las observaciones sobre los discos protoplanetarios ?

Las primeras observaciones de discos protoplanetarios se remontan a la década del 80. En aquellos momentos, la tecnología disponible era insuficiente para resolver el material del disco y por lo tanto los estudios sobre estos objetos eran limitados y basados únicamente en la forma de su distribución espectral de energía (SED por sus siglas en inglés) que mide la distribución de flujo en función de la longitud de onda. Sin embargo, gracias tanto al Telescopio Espacial Hubble que permitió en 1992 resolver por primera vez discos protoplanetarios alrededor de estrellas en la Nebulosa de Orión (O'Dell et al., 1993), como más recientemente a ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) (ALMA Partnership et al., 2015) y al instrumento SPHERE, en el VLT (Garufi et al., 2017), el conocimiento en el área se ha revolucionado debido a la resolución sin precedentes con la que podemos observar estos objetos.

La figura 1 muestra una combinación de tres imágenes diferentes del mismo disco TW Hya. Cada tercio de la imágen compuesta sigue un trazador diferente que a su vez nos habla sobre una componente diferente del disco: la luz dispersada (van Boekel et al., 2017), la emisión térmica del contínuo (Andrews et al., 2016) y la emisión de la línea espectral del CO (Huang et al., 2018). La luz dispersada representa la luz de la estrella reflejada por los granos de polvo más pequeños, de tamaño micrométrico, que se encuentran suspendidos en la superficie de la componente gaseosa del disco. La luz proveniente de la emisión contínua representa a las partículas de polvo más grandes, de tamaños entre el milímetro y el centímetro, que se encuentran ya asentadas al plano medio del disco. Finalmente, la emisión de algunas líneas espectrales de moléculas poco comunes, como el CO por ejemplo, nos ayudan a entender el comportamiento de la componente gaseosa del disco. Las estructuras, sus tamaños y otras características que provee cada trazador son diferentes y complementarias para poder entender

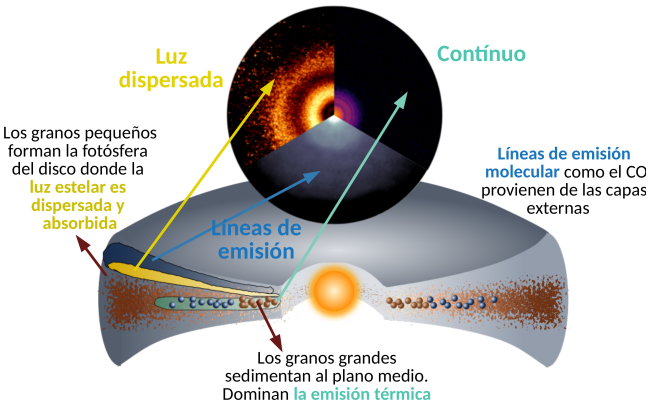


Fig. 1. Esquema de la estructura transversal de un disco protoplanetario. Las zonas sombreadas verde, amarilla y azul denotan aproximadamente las regiones donde se generan trazadores como la emisión térmica, la luz dispersada y las líneas de emisión molecular. Las imágenes se corresponden a observaciones del disco TW Hya en emisión térmica proveniente de partículas milimétricas (Andrews et al., 2016), de luz dispersada (van Boekel et al., 2017), y de la emisión de la línea espectral de CO (Huang et al., 2018). Figuras similares pueden verse en los artículos de revisión Andrews (2020) y Birnstiel (2023).

con mayor detalle al disco protoplanetario de manera global.

2.1. Clasificación

Convencionalmente, los objetos estelares jóvenes (YSOs por sus siglas en inglés) se clasifican desde hace décadas según cómo es la forma de su SED en la región infrarroja, en cuatro clases principales. Los objetos de Clase 0 y I que representan a la estrella en formación y/o con un disco masivo, pero en donde aún estos objetos no son distinguibles uno del otro. Los objetos Clase II que representan a las clásicas estrellas T-Tauri donde podemos ver la fase o etapa de disco protoplanetario, y finalmente los objetos de Clase III que representan la etapa final de la vida del disco, cuando el mismo se ha disipado.

2.2. Determinación de edades

Las edades de los discos protoplanetarios son particularmente importantes porque restringen fuertemente los procesos de formación planetaria. Dado que los planetas gigantes gaseosos se forman inmersos en estos discos de gas y polvo, para poder lograrlo, deben ser capaces de hacerlo en escalas de tiempo más cortas o acordes a las escalas de tiempo de disipación de sus discos anfitriones. Las edades de los discos se asocian a la edad estelar, particularmente a la edad del cúmulo al cual la estrella pertenece, y pueden determinarse observacionalmente de dos formas diferentes que están vinculadas también a la manera en la cual se los clasifica (ver sec. 2.1). La primera es midiendo el exceso en el infrarrojo de la emisión contínua (SED) de la estrella jóven, que indica la presencia de polvo de tamaño máximo del orden del centímetro. Esta emisión infrarroja decae exponencialmente con la edad estelar y ha mostrado que

las escalas de tiempo típicas de disipación varían entre 1 a 10 millones de años con una media en 3 millones de años (Mamajek, 2009; Ribas et al., 2015). Es importante destacar sin embargo que muchas de estas estimaciones pueden estar sesgadas observacionalmente debido a que son dominadas por cúmulos jóvenes y distantes. Pfalzner et al. (2014) y Pfalzner et al. (2022) sugieren que en estos casos puede haber una sobre-representación de estrellas de alta masa, cuyos discos disipan más rápidamente. En cambio, cuando se tienen en cuenta cúmulos cercanos, con distancias menores a los 200 pc, y en los cuales pueden medirse las edades de una mayor cantidad de estrellas de baja masa, este efecto se minimiza aumentando la vida media de los discos.

La segunda forma de estimar edades es teniendo en cuenta la acreción de gas por parte de la estrella central debido a la evolución viscosa del disco protoplanetario y las estimaciones observacionales de la masa de dichos discos. Durante la acreción se libera energía que puede ser detectada en el espectro ultravioleta de la estrella. Combinando estas mediciones, que en general arrojan tasas típicas de acreción del orden de $10^{-8} M_\odot$/año en estrellas jóvenes, y las masas estimadas de los discos, que rondan valores típicos de $\sim 0.01 M_\odot$, las escalas de tiempo de disipación son del orden de los 10^6 años.

Es importante mencionar que, dado el fuerte acople entre el polvo y el gas, las estimaciones de edades de los discos a partir de la medición del exceso en el infrarrojo también indican o representan, de manera indirecta, las escalas de tiempo de disipación del disco de gas. En general, ambas formas de estimar las edades tienen buen acuerdo (ver la fig. 4 de Fedele et al., 2010).

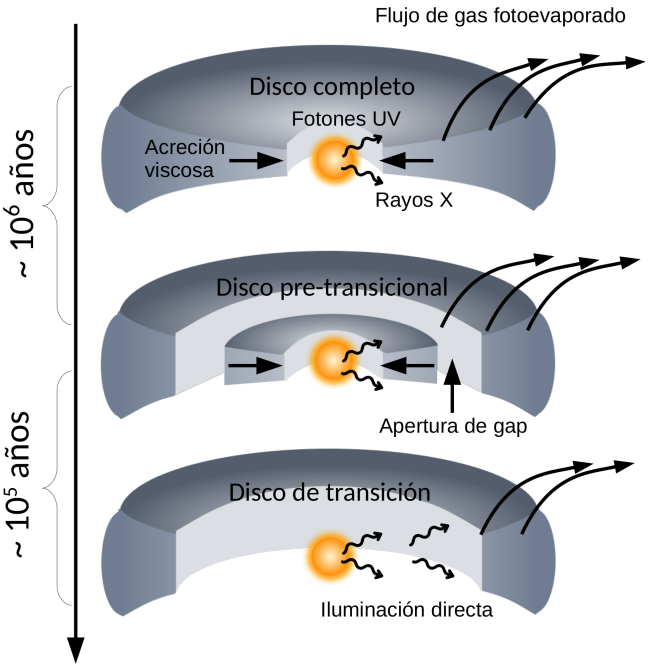


Fig. 2. Esquema sobre las morfologías típicas que presenta un disco protoplanetario de Clase II que evoluciona por acreción viscosa y fotoevaporación hacia un disco de Clase III. Inicialmente y durante el primer millón de años, la pérdida de masa del disco de gas está dominada por la acreción viscosa (arriba). Cuando la fotoevaporación se hace efectiva, abre un gap en el disco y lo separa en dos. El disco interno se pierde rápidamente porque es acretado por la estrella central mientras el externo continúa perdiendo masa por fotoevaporación (medio). Finalmente, el disco externo disipa por completo afectado por fotoevaporación directa de la estrella central.

3. Formación de discos protoplanetarios

Los discos protoplanetarios, o también usualmente denominados discos de acreción (ver Sec. 4), se forman alrededor de estrellas jóvenes como consecuencia natural del colapso gravitatorio de una nube de gas molecular, para conservar el momento angular. Generalmente y considerando las condiciones típicas del medio interestelar, se asume que estos discos están formados por un 1 % de su masa en forma de partículas submilimétricas de silicatos y/o hielos, y un 99 % en forma de gas compuesto principalmente por H_2 y He (Armitage, 2010). Sin embargo estas proporciones pueden cambiar dependiendo de las características de la estrella anfitriona. En escalas de tiempo cortas, de unos 1000 a 10000 años, el polvo se asienta al plano medio del disco y comienza a crecer, dando lugar primero a la formación de pebbles (partículas del tamaño del orden del cm) (Weidenschilling, 1977; Brauer et al., 2008). Debido a las diferencias relativas entre la velocidad azimutal del gas, que al ser soportada por presión es sub-kepleriana, y la velocidad azimutal de las pebbles, que es kepleriana, las pebbles sufren un fuerte decaimiento orbital hacia la estrella central que complica significativamente la formación de cuerpos más masivos (Weidenschilling, 1977).

Procesos físicos como el Streaming Instability (Youdin & Goodman, 2005; Johansen et al., 2007), bastante aceptado por la comunidad científica en la actualidad como el mecanismo que mejor resuelve el gran problema de las barreras de crecimiento, las pebbles pueden acumularse en ciertas regiones del disco y formar de manera espontánea cuerpos kilométricos conocidos como planetesimales. Estos objetos continúan creciendo para formar embriones planetarios, los cuales crecen por la acreción de pebbles (Ormel et al., 2010; Johansen & Lambrechts, 2017), planetesimales (Mordasini et al., 2009; Ronco et al., 2017) o ambos tipos de sólidos (Alibert et al., 2018; Guilera et al., 2020), hasta alcanzar masas suficientes para ligar grandes cantidades de gas, en el marco del mecanismo de la acreción del núcleo (Pollack et al., 1996; Guilera et al., 2010, 2020).

En este resumen nos dedicaremos a detallar únicamente la evolución de la componente gaseosa del disco. Para una descripción pormenorizada sobre la evolución y la dinámica del polvo y las pebbles referimos al lector al reciente trabajo de revisión Birnstiel (2023).

4. Evolución de un disco circumestelar

Los modelos estándar que intentan reproducir la evolución de los discos protoplanetarios se basan en la teoría clásica de los discos de acreción (ej. Pringle, 1981), y por tal motivo los discos protoplanetarios son también usualmente denominados discos de acreción. En estos discos, el principal mecanismo de transporte de mo-

mento angular es la viscosidad turbulenta, la cual puede ser generada ya sea por inestabilidades magnetohidrodinámicas, como la inestabilidad magnetorotacional (MRI por sus siglas en inglés, Balbus & Hawley, 1991), o por inestabilidades hidrodinámicas (ver por ejemplo el trabajo de Lyra & Umurhan, 2019). En general, y dada la complejidad del problema, los modelos globales de evolución de discos protoplanetarios adoptan que la viscosidad turbulenta ν está caracterizada a través de un parámetro adimensional α (Shakura & Sunyaev, 1973), con $\nu = \alpha c_s H$ y donde c_s es la velocidad del sónido y H la escala de altura del disco.

Considerando que el disco es axisimétrico (y adoptando simetría cilíndrica), puede mostrarse que las ecuaciones de Navier-Stokes –que involucran la conservación de la masa y del momento angular para el fluido– se reducen a una ecuación de difusión unidimensional para la densidad superficial de gas dada por (Pringle, 1981; Frank et al., 1992)

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} - \frac{3}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^{1/2}\frac{\partial}{\partial r}(r^{1/2}\,\nu\,\Sigma)\right] = 0 \qquad (1)$$

en donde t es el tiempo, r representa a la coordenada radial, y Σ es la densidad superficial de gas.

Si bien el modelo de acreción viscosa es el más utilizado para estudiar la evolución de un disco protoplanetario, no es capaz de reproducir por sí solo ni la transición entre discos de Clase II a Clase III, ni las escalas de tiempo de disipación de los discos observados (ver sec. 2.2) que son mucho más cortas que las de la evolución viscosa. Para lograrlo es necesario introducir un segundo mecanismo de pérdida de masa, y el más plausible es la fotoevaporación del disco por parte de la estrella central. La fotoevaporación es el proceso por el cual la radiación ultravioleta o de rayos X calienta la superficie del disco hasta que el gas se vuelve lo suficientemente caliente como para escapar del potencial gravitatorio como un viento impulsado térmicamente. Se modela incluyendo un sumidero en la ec. 1. Es decir, en vez de igualar la ecuación a cero, se la iguala a un término $\dot{\Sigma}_{\rm PW}$, que representa la pérdida de densidad superficial (o equivalentemente, pérdida de masa del disco) por fotoevaporación interna.

La figura 4 representa esquemáticamente las etapas de un disco que evoluciona por acreción viscosa y fotoevaporación. Inicialmente el disco está completo y evoluciona predominantemente por acreción viscosa (arriba). Parte del material cae a la estrella central y parte se expande hacia las zonas externas mientras la fotoevaporación remueve poca masa. Esta etapa tiene una duración aproximada de un millón de años. Cuando la fotoevaporación es lo suficientemente fuerte, es capaz de abrir una brecha en el disco de gas y de dividirlo en dos (medio). La parte interna es rápidamente acretada por la estrella central mientras que la externa se expande viscosamente hacia afuera y pierde masa por fotoevaporación. Generalmente denominamos esta estructura disco pre-transicional o de pre-transición. Finalmente, una vez que el disco interno disipó, el externo continúa perdiendo masa debido ahora a la fotoevaporación directa por parte de la estrella central (abajo). Usualmente se denomina a estos discos, discos de transición. La figura 3 muestra capturas de la evolución temporal de la densidad superficial de gas de un disco protoplanetario típico que evoluciona por acreción viscosa y fotoevaporación (soluciones de la ec. 1, computadas con el código PlanetaLP (Ronco et al., 2017; Guilera et al., 2020)). El panel superior representa la etapa inicial donde vemos el disco completo, el panel del medio representa la etapa en la que el gap se abre en el disco debido a que la fotoevaporación se hace eficiente y se forma un disco pre-transicional, y el panel inferior muestra la etapa final, de disco de transición, en la que la fotoevaporación actúa de manera directa sobre el disco externo. La evolución recién descripta suele denominarse evolución *de adentro hacia afuera* o *inside-out evolution* en inglés (Gorti et al., 2009; Owen et al., 2010; Kunitomo et al., 2021).

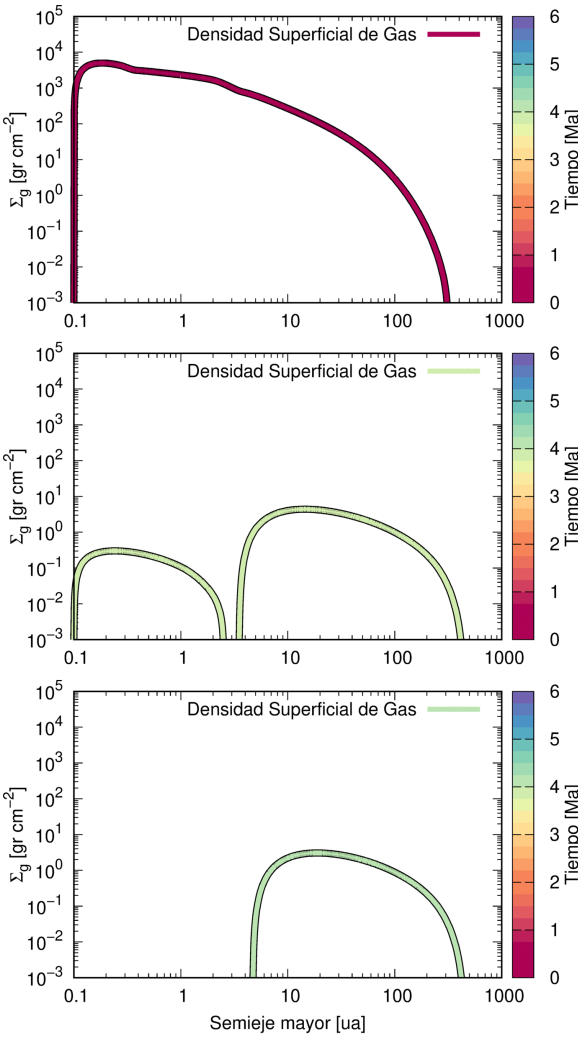


Fig. 3. Capturas de la evolución temporal de la densidad superficial de gas de un disco protoplanetario que evoluciona por acreción viscosa y fotoevaporación por parte de la estrella central (eq. 1) en tiempos que representan las etapas descriptas por la figura 1. Disco completo (panel superior), disco Pre-transicional (panel medio) y disco de Transición (panel inferior).

Además, el proceso de fotoevaporación no sólo depende de la fuente que lo provoca sino también de la

energía de los fotones involucrados en el mismo (Hollenbach et al., 1994) y de dónde éstos se originan. La radiación puede provenir de la fotósfera estelar y ser ultravioleta lejana (FUV) (6 eV < E < 13.6 eV) o ultravioleta extrema (EUV) (13.6 eV < E < 100 eV), o puede deberse a rayos-X (E > 100 eV) generados en la corona estelar. Kunitomo et al. (2021) mostró que para estrellas con masas menores a las 2 $M_\odot$, la radiación de rayos-X es la componente principal de la fotoevaporación interna (ej. Owen et al., 2012; Picogna et al., 2019), mientras que para estrellas de masas mayores a las 2 $M_\odot$ la irradiación FUV de la estrella central es la componente dominante (ej. Gorti et al., 2009; Kunitomo et al., 2021).

4.1. Discos que evolucionan por vientos magnéticos

Si bien los modelos de discos de acreción viscosa pueden reproducir muchos de los observables actuales asociados a los discos protoplanetarios (ver Manara et al., 2023), resultados recientes sugieren que las viscosidades bajas podrían ser la norma (ver Rosotti, 2023, y las referencias allí mencionadas). De ser así, esto significa que la viscosidad turbulenta puede no ser la única fuente involucrada en la dispersión de los discos. En los últimos años, ha emergido una nueva teoría que vincula la evolución de los discos protoplanetarios y los vientos asociados a sus campos magnéticos. En el contexto de la evolución impulsada por vientos magnéticos, la evolución del disco está gobernada por la eliminación del momento angular en lugar de por el transporte, como ocurre con la viscosidad. El viento es lanzado por el campo magnético que media el intercambio de momento angular entre el material que queda en el disco y el viento. De esta manera, el viento magnético se caracteriza por la tasa a la cual elimina masa y por la tasa a la cual elimina momento angular (Suzuki et al., 2016).

5. Discos en sistemas estelares binarios y/o múltiples

Más del 50 % de las estrellas de tipo solar forman parte de sistemas estelar binarios (Raghavan et al., 2010). Resultados observacionales (Duchêne & Kraus, 2013) como teóricos y numéricos (Bate, 2018) nos han mostrado que la multiplicidad estelar es un resultado común del proceso de formación estelar. Particularmente sabemos que cuanto más jóven es un objeto estelar, mayor es la probabilidad de que forme parte de un sistema estelar múltiple (Reipurth et al., 2014). En consecuencia, también es un proceso común la formación de discos protoplanetarios en estos escenarios, aunque sus propiedades, evolución y escalas de tiempo de disipación difieren de aquellos que sólo orbitan a una única estrella.

Los discos protoplanetarios en sistemas estelares binarios pueden clasificarse en dos tipos. Por un lado están los discos tipo S que son los que se encuentran orbitando a una de las estrellas de un sistema estelar binario. Estos sistemas son lo progenitores de planetas tipo S (Dvorak, 1982). El disco puede estar orbitando a la estrella primaria (disco circumprimario) o a la estrella secundaria

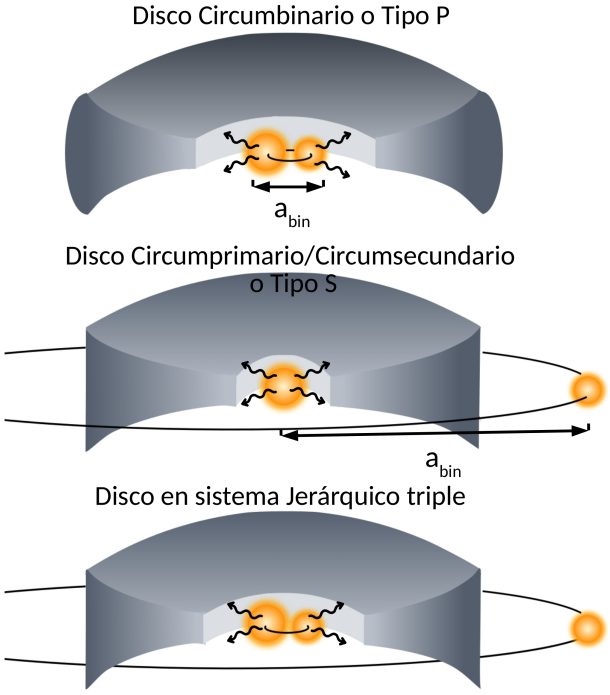


Fig. 4. Esquema que representa posibles configuraciones entre los discos protoplanetarios y los sistemas estelares binarios. Discos tipo P (arriba) son discos protoplanetarios que orbitan a ambas estrellas de un sistema estelar binario. Discos tipo S (medio) en los cuales el disco orbita a una de las estrellas del sistema estelar binario. Discos en un sistema estelar jerárquico triple (abajo), donde se tiene un disco circumbinario orbitado a su vez por una tercer estrella (o un sistema estelar binario en el caso de un sistema jerárquico cuádruple).

(disco circumsecundario), o puede haber casos en donde cada estrella posea un disco. Por otro lado están los discos tipo P, o discos circumbinarios, progenitores de planetas tipo P o circumbinarios (Dvorak, 1984), los cuales orbitan a ambas estrellas de un sistema estelar binario.

En sistemas estelares jerárquicos triples o cuádruples, los discos son en general circumbinarios, siendo orbitados por una estrella o un sistema binario externo, respectivamente. Ejemplos típicos de estos casos son los discos en el sistema triple TWA3 (Czekala et al., 2021) y en el sistema cuádruple HD 98800 (Soderblom et al., 1996; Ribas et al., 2018; Kennedy et al., 2019; Zúñiga-Fernández et al., 2021). La figura 4 muestra una representación esquemática de estos escenarios.

A pesar de la complejidad en la detección debido a las grandes distancias a las regiones cercanas de formación estelar (mayores a los 140 pc), a las limitaciones técnicas en los actuales telescopios para poder resolver sistemas estelares binarios, y al hecho de que en general los discos son más pequeños y menos masivos en estos escenarios, conocemos un gran número de discos en sistemas estelares binarios y/o múltiples (ver detalles en el reciente artículo de revisión Zurlo et al., 2023).

La evolución de los discos en estos escenarios estelares y sus escalas de tiempo de disipación son diferentes respecto a las de discos protoplanetarios alrededor

de estrellas simples. Los discos tipo S son en general más pequeños y menos masivos que los clásicos circumestelares debido a los efectos de truncamiento por los torques tidales que genera la compañera estelar externa (Artymowicz & Lubow, 1994). Estos torques evitan que el disco se expanda viscosamente más allá del radio de truncamiento, que se estima es del orden de un tercio de la separación entre las estrellas (medido desde la posición de la estrella central) (Papaloizou & Pringle, 1977), y por lo tanto, disipan más rápidamente que los discos circumestelares.

Los discos tipo P se ven afectados por los torques tidales generados por la binaria central pero principalmente en su región interna. Se produce una competencia entre los torques ejercidos por la binaria, que empujan el borde interno del disco hacia afuera, y la evolución viscosa que intenta lograr lo opuesto. Esta competencia da lugar a la formación de una cavidad entre la binaria y el borde interno del disco cuyo tamaño se estima es de aproximadamente tres veces la separación de ambas estrellas (Artymowicz & Lubow, 1994, 1996). El efecto directo y más importante de esta cavidad es el de evitar o disminuir la acreción viscosa, lo que aumenta las escalas de tiempo de disipación respecto a los casos circumestelares.

Al igual que en discos circumestelares (ver sección 4), la fotoevaporación también juega un rol crucial en los discos en sistemas estelares binarios. Rosotti & Clarke (2018) mostraron que en discos tipo S afectados por fotoevaporación interna por rayos-X y por los torques de la compañera estelar externa, la evolución del disco puede ser de tipo *de adentro hacia afuera* (ver fig. 4) o de *afuera hacia adentro* dependiendo de la separación de ambas estrellas. Para un estudio de la dinámica del polvo en estos escenarios referimos al lector al trabajo de Zagaria et al. (2023).

Por otro lado, Alexander (2012) estudió la evolución de discos tipo P o circumbinarios teniendo en cuenta los torques tidales y la fotoevaporación generada por la binaria. Encontró que es justamente la fotoevaporación quien determina las escalas de tiempo de disipación de los discos, y que el proceso de disipación deja una huella en la distribución de las duraciones de vida de los discos circumbinarios, con un aumento notable en las edades de discos con separaciones entre ambas estrellas de entre $\sim$0.3 y 1 ua.

Más recientemente, Ronco et al. (2021) estudiaron los efectos de los torques tidales y la fotoevaporación en la evolución de discos protoplanetarios en sistemas estelares jerárquicos triples. Dichos autores lograron mostrar que debido a la cavidad interna del disco generada por la binaria interna, y el truncamiento externo del disco generado por el torque de la estrella externa, los discos en estos escenarios evolucionan de manera confinada, no pudiendo así expandirse hacia adentro o afuera. De esta manera pierden masa únicamente por efectos de la fotoevaporación de la binaria central y no por acreción/evolución viscosa. El resultado interesante es que, a pesar de ser escenarios extremadamente hostiles, permiten extender la vida de sus discos por varios millones de años.

6. Discos en estrellas de masa intermedia

Las estrellas más masivas que el Sol, tipo Herbig Ae/Be también exhiben discos protoplanetarios. Muchos de ellos presentan estructuras de gas y polvo, como asimetrías, espirales y anillos que podrían estar asociadas a la existencia de planetas masivos (Dong et al., 2015; Pinte et al., 2018). Sin embargo, diversos estudios, tanto observacionales como teóricos apuntan a que los procesos de formación planetaria pueden verse desfavorecidos en estos escenarios debido a la aparentemente rápida evolución (y por ende disipación) que presentan frente a otros que evolucionan alrededor de estrellas menos masivas (Kennedy & Kenyon, 2009; Ribas et al., 2015; Kunitomo et al., 2021; Luhman, 2022).

Las estrellas de masa intermedia evolucionan más rápido que las estrellas de baja masa. Los cambios que estas estrellas sufren en su estructura interna y temperatura efectiva durante los primeros millones de años de vida pueden resultar cruciales en la evolución de sus discos protoplanetarios. Kunitomo et al. (2021) fueron los primeros en estudiar la evolución de discos protoplanetarios alrededor de estrellas de masa intermedia, teniendo en cuenta los efectos de la evolución estelar. Estos autores mostraron que los cambios en las luminosidades de rayos-X y FUV que sufren las estrellas más masivas debido a que se vuelven radiativas rápidamente, afectan y cambian las tasas de fotoevaporación de los discos, y por ende a sus escalas de tiempo de disipación. El resultado más importante es que, considerando los efectos de la evolución estelar, las escalas de tiempo de disipación de los discos disminuye con la masa estelar, en acuerdo con trabajos previos. Sin embargo, no encuentran entre sus resultados cambios significativos en la forma en la que evolucionan estos discos, que lo hacen como es usual, de adentro hacia afuera.

Más recientemente, y con el objetivo de estudiar a futuro los procesos de formación planetaria en estrellas de masa intermedia, Ronco et al. (2024) extendieron el trabajo de Kunitomo et al. (2021) haciendo un estudio más minucioso de los parámetros del disco involucrados. Si bien estos autores encontraron escalas de tiempo de disipación de los discos muy similares a las halladas por Kunitomo et al. (2021), encontraron que la forma en la que evolucionan también cambia con el aumento de la masa estelar siendo de tipo *de adentro hacia afuera* para estrellas de $1M_{\odot}$ pero siendo de tipo *de afuera hacia adentro* para estrellas de $3M_{\odot}$. Estos cambios en la forma en la que evoluciona el disco de gas puede ser crucial para los procesos de formación planetaria.

7. Discos afectados por fotoevaporación externa

La fotoevaporación de lo discos protoplanetarios puede ser también externa, y se vuelve relevante cuando el campo de radiación UV de las estrellas masivas cercanas es significativo (ver por ejemplo Winter & Haworth, 2022). Este fenómeno, como se ha mostrado previamente, juega un rol importante en la evolución de la masa, radio y en las escalas de tiempo de vida de los discos (Ansdell et al., 2017; Eisner et al., 2018; Winter et al.,

2020).

La evolución de discos circumestelares afectados tanto por fotoevaporación interna y externa fue estudiada por diferentes autores. Particularmente, y dependiendo del grado de viscosidad del disco, Coleman & Haworth (2022) encontró que la forma en la que los discos evolucionan no es siempre la típica 'de adentro hacia afuera', si no que puede haber otros escenarios intermedios hasta alcanzar la evolución 'de afuera hacia adentro'. Los cambios significativos en la forma en la que evolucionan los discos son de crucial importancia y pueden cambiar las reglas de juego a la hora de estudiar procesos de formación planetaria.

8. Efectos sobre los procesos de formación planetaria

Los planetas se forman a partir del polvo y del gas que poseen los discos protoplanetarios. Es por tal motivo que las características de estos objetos, como ser sus masas, tamaños, cavidades, truncamientos, sus viscosidades y la forma en la que evolucionan, son cruciales a la hora de dar lugar o no a los procesos de formación planetaria que determinarán las diferentes arquitecturas posibles de sistemas planetarios.

Discos que evolucionan *de adentro hacia afuera* formarán arquitecturas planetarias muy diferentes a discos que evolucionan *de afuera hacia adentro* simplemente porque es diferente la cantidad disponible de gas y polvo en las distintas regiones del disco.

En el caso de sistemas estelares binarios, sería por ejemplo de esperar que discos tipo S, poco masivos y que disipan rápidamente, formen planetas menos masivos que los que pueden formarse en sus homólogos circumestelares. Sin embargo, es de esperar que discos tipo P, con mayor masa y que disipan más lentamente, formen planetas más masivos.

Los discos que sufren los efectos de la fotoevaporación externa también tendrán consecuencias importantes en los procesos de formación planetaria pues en general, también disipan más rápidamente, lo que va en detrimento particularmente de la formación de planetas gigantes gaseosos.

De manera similar, la formación planetaria alrededor de estrellas más masivas puede cambiar si los discos no evolucionan de adentro hacia afuera.

En definitiva, para poder hacer estudios detallados sobre los procesos de formación planetaria y determinar las diferentes arquitecturas y características que cada escenario estelar dará a lugar, es de vital importancia modelar de la manera más realista posible la evolución de los discos de gas y polvo en los distintos ambientes.

9. Conclusiones finales

En este artículo introdujimos algunas de las características más importantes de los discos protoplanetarios en general, ya sea desde un punto de vista teórico como observacional. Mencionamos cuáles son sus escalas de tiempo de disipación y mencionamos la importancia que éstas tienen en los procesos de formación planetaria. Detallamos las particularidades de los procesos físicos de evolución enfocándonos principalmente en la evolución viscosa y la fotoevaporación, pero mencionando también que la evolución por vientos magnéticos está ganando terreno rápidamente, y que no podemos determinar aún cuál de los dos mecanismos es el dominante en la evolución temporal de estos objetos. Finalmente, describimos cualitativamente las caracteríticas de los discos en escenarios diversos, como ser en sistemas estelares binarios y/o múltiples, inmersos en cúmulos estelares masivos donde la fotoevaporación externa puede ser relevante, o hasta en estrellas más masivas que el Sol, donde los efectos de la evolución estelar no deben ser despreciados. Por último mencionamos algunos potenciales efectos sobre la formación planetaria.

Agradecimientos: M.P.R. agradece profundamente a las y los organizadores de la 65 Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía, tanto al Comité Organizador Local como al Comité Científico, por su invitación a presentar una charla invitada y por la ayuda económica brindada, sin la cual no hubiese sido posible su participación. También agradece al Dr. Hernan Muriel, parte del comité editorial, por la revisión de este artículo y por su paciencia con los tiempos de la autora. Por último agradece a Octavio Guilera por las discusiones y comentarios sobre el resumen.

Referencias

Alexander R., 2012, ApJL, 757, L29
Alibert Y., et al., 2018, Nature Astronomy, 2, 873
ALMA Partnership, et al., 2015, ApJL, 808, L3
Andrews S.M., 2020, ARA&A, 58, 483
Andrews S.M., et al., 2016, ApJL, 820, L40
Ansdell M., et al., 2017, AJ, 153, 240
Armitage P.J., 2010, *Astrophysics of Planet Formation*
Artymowicz P., Lubow S.H., 1994, ApJ, 421, 651
Artymowicz P., Lubow S.H., 1996, ApJL, 467, L77
Balbus S.A., Hawley J.F., 1991, ApJ, 376, 214
Bate M.R., 2018, MNRAS, 475, 5618
Bear E., Soker N., 2015, MNRAS, 450, 4233
Berger T.A., et al., 2020, AJ, 160, 108
Birnstiel T., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2312.13287
Blackman J.W., et al., 2021, Nature, 598, 272
Borgniet S., et al., 2019, A&A, 621, A87
Brauer F., Dullemond C.P., Henning T., 2008, A&A, 480, 859
Coleman G.A.L., Haworth T.J., 2022, MNRAS, 514, 2315
Czekala I., et al., 2021, ApJ, 912, 6
Dong R., et al., 2015, ApJL, 812, L32
Duchêne G., Kraus A., 2013, ARA&A, 51, 269
Dvorak R., 1982, Oesterreichische Akademie Wissenschaften Mathematisch naturwissenschaftliche Klasse Sitzungsberichte Abteilung, 191, 423
Dvorak R., 1984, Celestial Mechanics, 34, 369
Eisner J.A., et al., 2018, ApJ, 860, 77
Fedele D., et al., 2010, A&A, 510, A72
Frank J., King A., Raine D., 1992, *Accretion power in astrophysics.*, vol. 21
Gänsicke B.T., et al., 2019, Nature, 576, 61
Garufi A., et al., 2017, The Messenger, 169, 32
Gorti U., Dullemond C.P., Hollenbach D., 2009, ApJ, 705, 1237
Guilera O.M., Brunini A., Benvenuto O.G., 2010, A&A, 521, A50
Guilera O.M., et al., 2020, A&A, 642, A140

Hollenbach D., et al., 1994, ApJ, 428, 654
Huang J., et al., 2018, ApJ, 852, 122
Johansen A., Lambrechts M., 2017, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 45, 359
Johansen A., et al., 2007, Nature, 448, 1022
Johnson J.A., et al., 2008, ApJ, 675, 784
Kennedy G.M., Kenyon S.J., 2009, ApJ, 695, 1210
Kennedy G.M., et al., 2019, Nature Astronomy, 3, 230
Kunitomo M., et al., 2021, ApJ, 909, 109
Lagos F., et al., 2021, MNRAS, 501, 676
Lagrange A.M., et al., 2009, A&A, 493, L21
Luhman K.L., 2022, AJ, 163, 25
Lyra W., Umurhan O.M., 2019, PASP, 131, 072001
Mamajek E.E., 2009, T. Usuda, M. Tamura, M. Ishii (Eds.), *Exoplanets and Disks: Their Formation and Diversity*, *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1158, 3–10
Manara C.F., et al., 2023, S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, M. Tamura (Eds.), *Protostars and Planets VII*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 534, 539
Mayor M., Queloz D., 1995, Nature, 378, 355
Mordasini C., et al., 2009, A&A, 501, 1161
O'Dell C.R., Wen Z., Hu X., 1993, ApJ, 410, 696
Ormel C.W., Dullemond C.P., Spaans M., 2010, ApJL, 714, L103
Owen J.E., Clarke C.J., Ercolano B., 2012, MNRAS, 422, 1880
Owen J.E., et al., 2010, MNRAS, 401, 1415
Papaloizou J., Pringle J.E., 1977, MNRAS, 181, 441
Pfalzner S., Dehghani S., Michel A., 2022, ApJL, 939, L10
Pfalzner S., Steinhausen M., Menten K., 2014, ApJL, 793, L34
Picogna G., et al., 2019, MNRAS, 487, 691
Pinte C., et al., 2018, ApJL, 860, L13
Pollack J.B., et al., 1996, Icarus, 124, 62
Pringle J.E., 1981, ARA&A, 19, 137
Raghavan D., et al., 2010, ApJS, 190, 1
Reipurth B., et al., 2014, H. Beuther, R.S. Klessen, C.P. Dullemond, T. Henning (Eds.), *Protostars and Planets VI*, 267
Ribas Á., Bouy H., Merín B., 2015, A&A, 576, A52
Ribas Á., et al., 2018, ApJ, 865, 77
Ronco M.P., Guilera O.M., de Elía G.C., 2017, MNRAS, 471, 2753
Ronco M.P., et al., 2021, ApJ, 916, 113
Ronco M.P., et al., 2024, A&A, 682, A155
Rosotti G.P., 2023, NewAR, 96, 101674
Rosotti G.P., Clarke C.J., 2018, MNRAS, 473, 5630
Schwarz R., et al., 2016, MNRAS, 460, 3598
Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, 24, 337
Soderblom D.R., et al., 1996, ApJ, 460, 984
Suzuki T.K., et al., 2016, A&A, 596, A74
van Boekel R., et al., 2017, ApJ, 837, 132
Vanderburg A., et al., 2020, Nature, 585, 363
Veras D., 2021, *Oxford Research Encyclopedia of Planetary Science*, 1
Wagner K., et al., 2022, AJ, 163, 80
Weidenschilling S.J., 1977, MNRAS, 180, 57
Winter A.J., Haworth T.J., 2022, European Physical Journal Plus, 137, 1132
Winter A.J., et al., 2020, MNRAS, 491, 903
Youdin A.N., Goodman J., 2005, ApJ, 620, 459
Zagaria F., et al., 2023, European Physical Journal Plus, 138, 25
Zúñiga-Fernández S., et al., 2021, A&A, 655, A15
Zurlo A., et al., 2023, European Physical Journal Plus, 138, 411

K2-138 and the capture in 1st-order 3P-MMRs

M. Cerioni[1,2] & C. Beaugé[1,2]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 29 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / En un estudio reciente presentamos evidencia dinámica en favor de la primera resonancia de movimientos-medios de 3 planetas (3P-MMR) de 1er-orden asociada a un sistema real: K2-138. En este trabajo, expandimos los resultados para mostrar que la región de captura es amplia y suave sobre el espacio de parámetros iniciales, y que acumula significativamente más capturas que la 3P-MMR de orden 0 por la que también cruzan los tripletes en su ruta de migración. Además, vemos que *i*) planetas de períodos cortos, *ii*) masas en el orden de las unidades terrestres, y *iii*) masas similares entre el segundo y tercer planeta, favorecen la captura en la resonancia mencionada. La captura también es favorecida para *i*) discos protoplanetarios menos densos, *ii*) con un mayor gradiente de densidad, *iii*) con una razón de aspecto mayor, y *iv*) con una curvatura más pronunciada.

Abstract / In a recent study, we presented dynamical evidence in favour of the first 1st-order 3-planet mean-motion resonance (3P-MMR) associated with a real system: K2-138. In this work, we expand upon those results to show that the capture domain is wide and smooth over the space of initial parameters, and that it produces significantly more captures than the 0th-order 3P-MMR also encountered by the triplets in their migration path. Additionally, we see that *i*) short period planets, *ii*) of a few Earth masses, and with *iii*) similar masses between the second and third planet, favour a capture in the 1st-order 3P-MMR. This capture is also favoured by having a protoplanetary disk of *i*) lower surface density, *ii*) greater surface density gradient, *iii*) greater aspect ratio, and *iv*) greater flare.

Keywords / planets and satellites: dynamical evolution and stability — planets and satellites: formation — planet–disk interactions

1. Introduction

We have recently presented dynamical evidence suggesting that, during the protoplanetary disk age, the last planetary pair in K2-138 became captured in the 2-planet mean-motion resonance (2P-MMR) 3:1, which was immediately followed by a capture of the last planetary triplet into the 3P-MMR $(2, -4, 3)$ (Cerioni & Beaugé, 2023). Such a scenario, followed by tidal interactions between the star and the planets, can precisely and naturally explain the observed separations between each of the 6 planets and the multiple involved 2P-MMRs, as well as being numerically reproducible with classical migration models (such as Tanaka et al., 2002).

The $(2, -4, 3)$ capture marks the first time a 1st-order 3P-MMR (the order is given by the sum of the indexes) is identified in a real planetary system. In theory, this 3P-MMR should be weaker than other 0th-order resonances which have been repeatedly found in other systems such as TRAPPIST-1, TOI-178 or Kepler-223 (Agol et al., 2021; Leleu et al., 2021; Hühn et al., 2021). The magnitude of a kth-order 3P-MMR is proportional to the kth power of the eccentricities, so 1st-order resonances are generally thought to be too weak to impact real planetary systems.

Although in our previous study we provided 2 numerical integrations that tested different system parameters to show that the capture in the 1st-order resonance was plausible, it was still not clear if it was probable, or just a fortunate selection of finely tuned initial conditions. On the other hand, we know that the capture of the last two planets in the 3:1 2P-MMR could also enable a capture in the $(4, -7, 3)$ 0th-order 3P-MMR. Why is it then that the triplet would end up being captured in the weaker resonance? What determines which 3P-MMR will the triplet converge to after the 3:1 capture?

In this work, we use simulation grids to explore the space of planetary and disk parameters and show which conditions favour a capture in the $(2, -4, 3)$ or $(4, -7, 3)$ 3P-MMRs. Such results will inform a future study that rigorously addresses why a triplet would choose one resonance over the other.

2. The standard system

2.1. Planetary and disk parameters

In order to compare the results upon changing initial conditions, we are going to adopt a standard system of 3 planets with $m_i = (8, 9, 10)$ $M_\oplus$ orbiting around a sub-solar star of 0.75 $M_\odot$. Additionally, we will fix the semimajor axis of the third planet at 1 AU. Each grid cell fixes the initial relative separations, so the other two initial positions can be calculated.

For the protoplanetary disk we follow the one

✉ *Contact* / matias.cerioni@unc.edu.ar

adopted in Set#1 of Cerioni & Beaugé (2023), that is, a Tanaka & Ward (2004) –type disk parametrized by $\Sigma_0 = 100$ gr cm^{-2} and $(s, H_0, f) = (0.5, 0.05, 0)$, which respectively correspond to the surface density at $r = 1$ AU, the radius power of the surface density, the aspect ratio at $r = 1$ AU, and the disk flare.

The effect of the gas disk on the planets will be that of circularization and orbital decay, i.e Type-I planetary migration. The reader can check the aforementioned works for the equations governing these effects.

2.2. Simulation grid parameters

We used the parameters just described to run a grid of simulations in mean-motion-ratio space, i.e $(n_1/n_2, n_2/n_3)$. In K2-138, the outer triplet goes through convergent migration towards the $(3/2\,,\,3/1)$ intersection from greater separations. For this reason, we create a grid of 10×10 cells varying $n_1/n_2 \in [1.54, 1.65]$ and $n_2/n_3 \in [3.3, 3.8]$

We evolve each simulation long enough so that the outer pair can either converge to the 3:1 2P-MMR and become captured in one of the 3P-MMRs, or continue past the 3:1 towards smaller separations.

Lastly, we mention that for these simulations we employ a Bulirsch-Stoer integration scheme with variable timestep and a maximum allowed error of 10^{-11} per integration step (Bulirsch & Stoer, 1966).

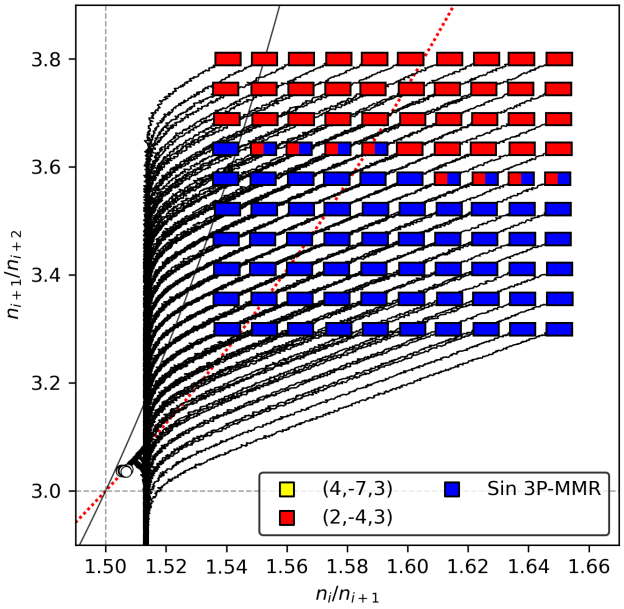


Fig. 1. Simulation grid for our standard system as described in Section 2.1. Boxes mark the initial conditions of the different simulations. Their colors mark their final configuration (see text in Section 3.1 for more details). From them stem the migration routes in black. Diagonal curves correspond to the $(4, -7, 3)$ (black) and $(2, -4, 3)$ (dotted red) 3P-MMRs. White circles mark the final positions of the triplets which ended within plot limits.

3. Results

3.1. Standard system grid

In Fig. 1 we can see the evolution of the simulation grid. Colored boxes mark the initial separations of each system, and from them stem the respective migration routes in black. The diagonal curves that cross the $(3/2\,,\,3/1)$ intersection are the $(4, -7, 3)$ (black) and $(2, -4, 3)$ (dotted red) 3P-MMRs. White circles mark the final positions of those triplets that end up within plot limits. The colors in the boxes indicate the final destination of each triplet. A red box means that the triplet ended up being captured in the $(2, -4, 3)$ 3P-MMR. A yellow one marks a capture in the $(4, -7, 3)$. A blue one indicates that the triplet has crossed the 3:1 2P-MMR without being captured. Mixed-colors indicate a temporal capture towards the right-most color of the box. For example, [red | blue] boxes correspond to a temporal capture in the $(2, -4, 3)$ where the triplet eventually was let go to continue its migration path downwards and past the 3:1.

Every triplet migrates to more compact systems (towards the lower left corner), until the inner pair bumps into the 3:2 resonance, although with a visible offset from the nominal position of the 2P-MMR. Even though the n_1/n_2 separation stays fixed at ∼1.51, the outer pair continues its convergent migration. In the space of separations, this means that the triplet moves vertically and downwards.

This behaviour is expected from a triplet with masses that meet the condition for convergent migration (Beaugé & Cerioni, 2022). Given our adopted disk, this condition translates to outer planets being more massive than inner planets. For this work, we focus on the moment where triplets cross the $(4, -7, 3)$ and $(2, -4, 3)$ 3P-MMR, to check whether they get captured or continue their path past them.

We observe the following results from Fig. 1. The grid cells can be divided into two camps. Out of the 100 total systems, 43 of them converged to the $(2, -4, 3)$, at least temporarily, while the other 57 did not get captured in any of the 3P-MMRs. The red-colored domain suggests that a capture in the $(2, -4, 3)$ resonance is the most expected outcome in some given region of the initial separation space, and not just a few scattered solutions resulting from finely tuned initial conditions. A determining factor for the capture seems to be the initial separation of the outer pair, which in this case has to be greater than $n_2/n_3 \sim 3.6$. Lastly, we did not get any captures of the $(4, -7, 3)$ 0th-order 3P-MMR.

The fact that a capture in the 1st-order 3P-MMR is more likely than the 0th-order one is striking, given that both can be a consequence of the $(3/2\,,\,3/1)$ 2P-MMR coupling. The reasons for this preference seem complex and will be further explored in a future study.

Next, we present how these results change upon variations of planetary and disk parameters.

3.2. Changing planetary parameters

Our adopted planetary migration rates, as modelled by Tanaka & Ward (2004), depend upon planetary param-

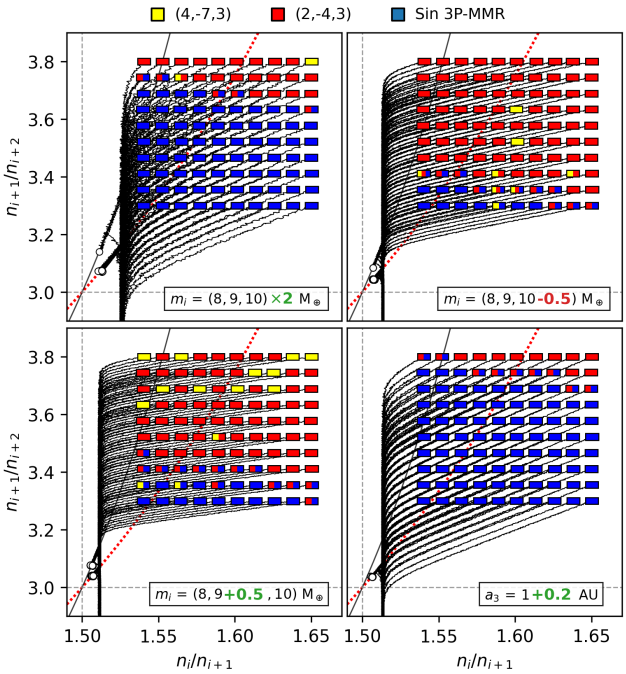


Fig. 2. Analogous to Fig. 1 but changing planetary parameters, as indicated in each legend.

eters as $m_i\, a_i^{(0.5-s-2f)}$. Meaning, for example, that a more massive planet would fall inwards more rapidly. In Section 2.1 we adopted $(s, f) = (0.5, 0)$, so we expect the planetary masses to be particularly decisive for the convergence and capture of the triplets.

In Fig. 2 we show grids analogous to that of the previous section, but this time changing initial conditions on planetary masses and semimajor axes. In the upper left plot we adopt planets with double the mass of those in our standard system (Fig. 1), i.e (16,18,20) $M_\oplus$. Migration rates will therefore be accelerated in comparison, though the *relative* masses and migration rates should stay the same. Either way, we see that the red-colored convergence domain of the $(2, -4, 3)$ has reduced to only 27 systems, pushing the interface upwards towards $n_2/n_3 \sim 3.7$. This could be due to dynamical effects that depend on the absolute values of the masses, such as the resonant offset which separate planetary pair from the 3:2 2P-MMR. We also find some captures in the $(4, -7, 3)$ resonance, marked by the yellow boxes. There is even a case which shows a temporal capture in the $(4, -7, 3)$ followed by a capture in the $(2, -4, 3)$ (the red and yellow box).

In the upper right plot we reduce the mass of the third planet to $m_3 = 9.5\, M_\oplus$. The convergence of a resonant chain is specially sensitive to the mass of the last (and also the first) planet (Beaugé & Cerioni, 2022). For a Type-I migration scheme, a more massive planets favours the formation of a resonant chain, although not necessarily to the $(2, -4, 3)$ resonance, as we can see in this case. When comparing it with 1, we learn that having a less massive third planet produced more captures in the 1st-order 3P-MMR. Considering the lower left plot as well, which uses a more massive second planet, we conclude that an important factor for the 1st-order 3P-MMR capture is that the difference between m_2 and m_3 be small, while still meeting the convergence mass conditions. Additional testing showed that changes in the mass of the first planet do not affect the results as significantly as changes in the mass of the outer two.

On the other hand, we analyzed the lower right plot where we widen the orbits by fixing the initial value of a_3 at 1.2 AU. We recall that each cell fixes initial relative separations, so only one initial semimajor axis has to be assigned in order to calculate the rest. In this way, we are testing wider initial orbits. Contrary to our expectations at the beginning of this section, it seems that inidividual semimajor axes and the overall initial scale of the system do affect the capture domain. A slightly wider system appears to reduce considerably the amount of convergent systems. Because migration rates are, in theory, independent of semimajor axes, we suspect that the difference lies in mutual gravitational interactions, given that these are in fact smaller as the planets are farther from each other.

Lastly, we observe that those systems which converged to the $(4, -7, 3)$ 3P-MMR are few and scattered over a smooth red-colored domain in separation space in which the systems consistently converge to the higher orden 3P-MMR. Indeed, a capture in the $(2, -4, 3)$ resonance appears significantly more probable than one in the $(4, -7, 3)$ in our simulations.

We ran further tests and saw that variations of *other* planetary parameters, such as initial excentricities, mean anomalies and longitudes of node do not affect the migration paths presented.

3.3. Changing disk parameters

In Section 2.1 we showed that the gas disk adopted in our simulations is parametrized by (Σ_0, s, H_0, f). In Fig. 3 we repeat the analysis of the previous section, this time varying disk parameters.

We find that the convergence domain is highly sensitive to small changes in the disk. While other works in the literature often adopt Σ_0 values in the order of $\sim 10^3$ gr cm^{-2}(Weidenschilling, 1977; Garaud & Lin, 2007; Hirose & Turner, 2011), we find that a small increase of 25 gr cm^{-2} reduces significantly the amount of convergent systems (upper left plot). Additional testing with $\Sigma_0 = 150$ gr cm^{-2} result in no captures at all. It has been shown that higher disk densities lead to captures in ever more compact resonances (Kajtazi et al., 2023), and in this case, it is crucial that the outer pair becomes captured in the rather wide configuration of the 3:1 2P-MMR.

Convergence seems to be even more sensitive to small changes in parameter s. The radius power of the surface density distribution is usually given values between $s \in [0.5, 1.5]$ (Miotello et al., 2018). In the upper right plot of Fig. 3 we see that a value slightly greater than $s = 0.5$ allows every single system to be captured in a 3P-MMR, although two of them do eventually escape. High sensitivity upon small changes in disk parameters is also observed in the lower plots, where we slightly increase the disk aspect ratio H_0 and flare f.

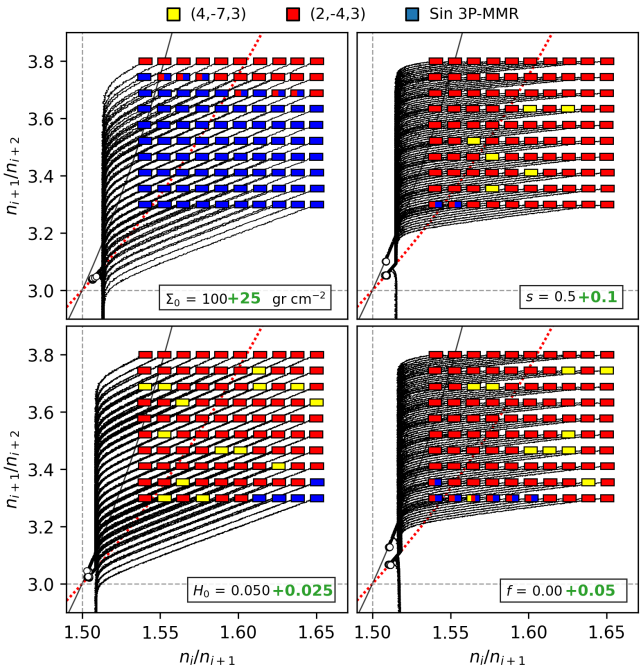


Fig. 3. Analogous to Fig. 1 but changing disk parameters, as indicated in each legend.

Lastly, we once again find that captures in the $(4, -7, 3)$ resonance are few and sparse, in stark contrast to the $(2, -4, 3)$, which dominates the convergence domain in robust fashion.

4. Conclusions

We have recently presented dynamical evidence suggesting, for the first time, the effects of a 1st-order 3-planet mean-motion resonance in a real planetary system (K2-138, Cerioni & Beaugé, 2023). In this work, our goal was to analyze which conditions favour the capture in such a theoretically weak 3P-MMR. To this end, we studied the capture conditions of a planetary triplet of 8, 9 and 10 $M_\oplus$ in the 1st-order 3P-MMR $(2, -4, 3)$, which can take place after a migration process which carries the planets towards an intersection of 3:2 and 3:1 2P-MMRs between the inner and outer pair, respectively. This migration story is believed to have happened among the K2-138 e, f and g planets.

To this end, we ran a grid of simulations with different initial separations between the planets. Then, we used these results as a comparison standard with which we can determine how small changes in planetary and disk parameters affect the capture in the 3P-MMR.

As a result, we observed the following general trends. On one hand, the capture does depend on initial relative separations, being particularly sensitive to that of the outer planetary pair. On the other hand, we find that the $(2, -4, 3)$ resonance dominates the convergence region, in contrast to the $(4, -7, 3)$, which accumulates sparse captures with no visible structure in mean-motion-ratio space, in spite of being a lower order 3P-MMR which can also result from the (3/2,3/1) 2P-MMR coupling. Additionally, we find that the capture in the 1st-order 3P-MMR is specially sensitive to even small changes in the disk.

Furthermore, we find that the $(2, -4, 3)$ capture is favoured by:

- a greater initial separation between the outer planetary pair.
- small planetary masses, as long as they meet the convergence mass conditions. This trend is only valid down to a few Earth masses. A test of (8,9,10) M_{mars} resulted in very few captures.
- similar masses between the second and third planet, as long as they meet the convergence mass conditions. Although a high mass on the third planet gives better odds for forming a resonant chain (Beaugé & Cerioni, 2022), it actually prevents the capture in the $(2, -4, 3)$ resonance specifically.
- small initial semimajor axes.
- a smaller disk surface density at $r = 1$ AU Σ_0.
- a greater disk radius surface density power s.
- a greater disk aspect ratio at $r = 1$ AU H_0.
- a greater disk flare f value.

Our results spark other questions such as why is the initial separation between the planets such a determining factor for the $(2, -4, 3)$ capture even when every system crosses the $(n_1/n_2, n_2/n_3) = (3/2, 3/1)$ intersection? What's more, why do these triplets get captured in the 1st-order 3P-MMR rather than the 0th-order one which is also associated with that intersection? Although these questions exceed the scale of this work, one hypothesis could be related to the different topology found in both resonances (Petit, 2021).

Acknowledgements: The authors would like to thank IATE for providing the necessary computing power that carried the presented simulations.

References

Agol E., et al., 2021, Planet. Sci. J, 2, 1
Beaugé C., Cerioni M., 2022, CeMDA, 134, 57
Bulirsch R., Stoer J., 1966, Numer. Math., 8, 1
Cerioni M., Beaugé C., 2023, ApJ, 954, 57
Garaud P., Lin D.N.C., 2007, ApJ, 654, 606
Hirose S., Turner N.J., 2011, ApJL, 732, L30
Hühn L.A., et al., 2021, A&A, 656, A115
Kajtazi K., Petit A.C., Johansen A., 2023, A&A, 669, A44
Leleu A., et al., 2021, A&A, 649, A26
Miotello A., et al., 2018, A&A, 619, A113
Petit A.C., 2021, Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy, 133, 39
Tanaka H., Takeuchi T., Ward W.R., 2002, ApJ, 565, 1257
Tanaka H., Ward W.R., 2004, ApJ, 602, 388
Weidenschilling S.J., 1977, Ap&SS, 51, 153

Stellar Activity or a Planet? Revisiting dubious planetary signals in M-dwarf systems

D.P. González[1], N. Astudillo-Defru[2], & R.E. Mennickent[1]

[1] *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*
[2] *Departamento de Matemática y Física Aplicadas, Universidad Católica de la Santísima Concepción, Chile*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 19 March 2024
©The Authors 2024

Resumen / GJ581, una estrella M3V, inicialmente se pensaba que albergaba seis planetas. Sin embargo, el periodo de rotación estelar recientemente determinado (132.3 ± 6.3 días), que es el doble y el cuádruple de los periodos orbitales de los dudosos planetas d ($P_{\rm orb}$: 66.8 días) y g ($P_{\rm orb}$: 36.5 días), respectivamente, introduce una incertidumbre respecto al origen de estas señales periódicas. Nuestro objetivo es confirmar o refutar la naturaleza planetaria de las señales de velocidad radial (RV) atribuidas a estos planetas analizando 718 puntos de datos de RV, que constituyen el conjunto de datos más extenso hasta la fecha, y los indicadores espectroscópicos de actividad estelar. Identificamos 4 señales periódicas mediante un análisis de frecuencias de las series temporales de: 5.37 d(planeta b), 12.9 d(planeta c), 66.3 d(planeta d), and 3.15 d(planeta e), que se modelan utilizando modelos Keplerianos, seguido de un análisis de estabilidad temporal que indica la presencia de una señal inducida por la actividad estelar con un período de 66.3 días. Para confirmar la naturaleza de esta señal periódica, debemos emplear un modelo kepleriano junto con procesos Gaussianos (GP) de manera simultánea. Adicionalmente, actualizamos el periodo de rotación estelar de GJ581 mediante un análisis de indicadores de actividad, empleando un modelo de GP, obteniendo un valor de $P_{\rm rot} = 132^{+1.82}_{-1.71}$ días, mejorando la precisión respecto al valor de la literatura.

Abstract / GJ581, an M3V star, was initially thought to harbor six planets.However, the recently determined stellar rotation period (132.3 ± 6.3 days), being twice and four times the orbital periods of putative planets d ($P_{\rm orb}$: 66.8 days) and g ($P_{\rm orb}$: 36.5 days), respectively, introduces uncertainty regarding the origin of these periodic signals. Our aim is to confirm or refute the planetary nature of the radial velocity (RV) signals attributed to these planets by analyzing 718 RV data points, constituting the most extensive dataset to date, and the spectroscopic stellar activity indicators. We identify four periodic signals by performing a frequency analysis on the RV timeseries: 5.37 d(planet b), 12.9 d(planet c), 66.3 d(planet d), and 3.15 d(planet e). The RVs are modeled using Keplerian models, followed by a temporal stability analysis, which indicates the 66.3 d signal is induced by stellar activity. To confirm the nature of this periodic signal, we must employ a simultaneous Keplerian and Gaussian Process (GP) model. Additionally, we update the stellar rotation period of GJ581 through an analysis of activity indicators, employing GP regression modeling, obtaining a value of $P_{\rm rot} = 132^{+1.82}_{-1.71}$ days, improving the accuracy compared to the literature value.

Keywords / stars: activity — planets and satellites: detection — techniques: radial velocities

1. Introduction

Stellar activity is one of the main causes of false positives in exoplanet detection. Specifically, the presence of magnetic fields affects the shape of spectral lines inducing periodic (or quasi-periodic) radial velocity (RV) variations that can mimic planetary signals in RV measurements. Some studies (Boisse et al., 2011; Gorrini et al., 2022) have shown that these activity signals tend to manifest at the stellar rotation period and its harmonics. Consequently, it becomes crucial to distinguish between these activity-induced signals and authentic planetary signatures in RV measurements, especially in cases where planetary orbital periods closely align with the stellar rotation period.

GJ581 is an M3 dwarf with a reported stellar rotation period of approximately 132.5 ± 6.3 days (Suárez Mascareño et al., 2015). Initially, it was claimed that GJ581 hosted six planets: b ($P_{\rm orb}$: 5.37 days; Bonfils et al., 2005), c ($P_{\rm orb}$: 12.9 days; Udry et al., 2007), d ($P_{\rm orb}$: 66.6 days; Mayor et al., 2009), e ($P_{\rm orb}$: 3.15 days; Mayor et al., 2009), f ($P_{\rm orb}$: 433 days; Vogt et al., 2010), and g ($P_{\rm orb}$: 36.6 days; Vogt et al., 2010). Remarkably, planets d and g are harmonics of the stellar rotation period, this raises doubts as to whether these periodic signals are really planets or are an artifact of signals induced by stellar activity. In addition, previous independent studies have cast doubt on some of the number of detected exoplanets. Tuomi (2011) analyse the combined RVs from HARPS and HIRES spectrographs using Bayesian tools and strongly supported only four companions, arguing against GJ581 f and g. However, Tuomi (2011) acknowledge that it cannot be definitively concluded that the solution proposed by by Vogt et al. (2010) is not real.

✉ *Contact* / dagonzalez2018@udec.cl Research article

Furthermore, Robertson et al. (2014), corrected the available radial velocity data for activity and suggested that the GJ581 d signal could be an artifact of stellar activity.

In this study, we reanalyze the RV data together with the stellar activity in order to confirm or rule out the planetary nature of the RV signature attributed to the GJ581 system. Utilizing the most recent radial velocity measurements available, we present the details of the data employed in Section 2, while Section 3 outlines the methodology used to determine the stellar rotation period. In section 4 we analyze the radial velocity measurements by using periodograms, Keplerian models, and a temporal stability analysis of the signal. Finally, Section 5 discusses the preliminary results obtained from this analysis.

2. Spectroscopic Data

2.1. Radial Velocities

We employed RV timeseries data from multiple spectrographs, including 412 RV datapoints from HIRES (High-Resolution Echelle Spectrometer, Butler et al., 2017), 54 RV datapoints from CARMENES (Calar Alto high-Resolution search for M dwarfs with Exoearths with Near-infrared and optical Echelle Spectrographs, Ribas et al., 2023), and an additional 252 spectra from HARPS (High-Accuracy Radial velocity Planetary Searcher, Mayor et al., 2003). The RVs for HARPS were derived using NAIRA (New Algorithm to Infer RAdial-velocities; Astudillo-Defru et al., 2017b), which employs spectra to construct high signal-to-noise ratio (S/N) stellar and telluric templates, enabling precise RV computations for M dwarfs. In total, our dataset comprises 718 RV data points for GJ581.

2.2. Spectroscopic Activity Tracers

We also calculated spectroscopic activity indicators using the HARPS data. The S-index was computed following the methodology outlined in Astudillo-Defru et al. (2017a), Hα index values were derived according to the method of Gomes da Silva et al. (2011), and for the Na I D lines, we adopted the approach detailed in Astudillo-Defru et al. (2017b). We use the S-index values provided by Butler et al. (2017) for the HIRES dataset. For the CARMENES dataset, we utilize the Hα and Na I D index values provided by the Ribas et al. (2023).

3. Stellar Rotation Period

The stellar rotation period can be derived by modeling spectroscopic activity indicators through Gaussian Process (GP) regression, employing a quasi-periodic kernel (e.g., Rajpaul et al., 2015; Faria et al., 2016) given by:

$$\Sigma_{ij} = \eta_1^2 \exp\left[-\frac{|t_i - t_j|^2}{\eta_2^2} - \frac{\sin^2\left(\frac{\pi|t_i - t_j|}{\eta_3^2}\right)}{2\eta_4^2}\right] \quad (1)$$

Here, Σ_{ij} represents the covariance matrix. There are four hyper-parameters typically linked to physical characteristics. η_1 correlates with the data points, n_2 is linked to an aperiodic timescale representing the active region lifetime on the stellar surface, η_4 is associated with the periodic timescale, representing the distribution of active regions on the stellar surface (Camacho et al., 2023). The final hyperparameter, η_3, refers to the quasi-periodicity of the kernel and represents the stellar rotation period.

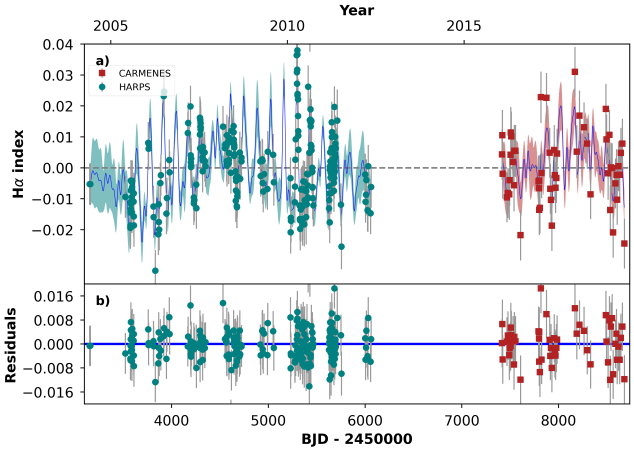


Fig. 1. Hα time series modeled with a GP using a quasi-periodic kernel. *a)* Model showing the GP resulting from the median of the hyper-parameters' posteriors (blue curve). The colored zone depicts the model 1-σ confidence. *b)* Residual of the fit.

In our analysis, we use the Gaussian Process (GP) modeling capability of RadVel (Fulton et al., 2018) to model the Hα timeseries obtained from HARPS and CARMENES data using a quasi-periodic kernel. This yields a estimate of GJ581's stellar rotation period, $P_{\rm rot} = 132^{+1.82}_{-1.71}$, improving the accuracy compared to the literature value. The Hα index timeseries with the GP models is shown in Fig. 1.

In addition, we applied GP modeling on the S-index timeseries obtained from HARPS and HIRES. Employing the same kernel and hyperparameter priors, this analysis yielded an estimate for the stellar rotation period of $P_{\rm rot} = 130^{+4.52}_{-3.75}$, which aligns well with the value derived from our Hα modeling.

4. Doppler measurements and orbital analysis

4.1. Identifying periodic signals

For the RV analysis, we employed the Generalized Lomb-Scargle (GLS) periodogram (Zechmeister & Kürster, 2009) to the RVs and residuals, as depicted in Fig. 2. This analysis successfully identified periodic signals corresponding to planets b, c, and e, with orbital periods of 5.368862 ± 0.00007, 12.9181 ± 0.0014, and 3.14893 ± 0.00015 days, respectively. Furthermore, it was detected a periodic signal with an orbital period of 66.263 ± 0.098 days, attributed to planet d, which is of particular interest. Notably, the periodogram does not exhibit any additional significant signals that could be attributed to the other planetary candidates from the

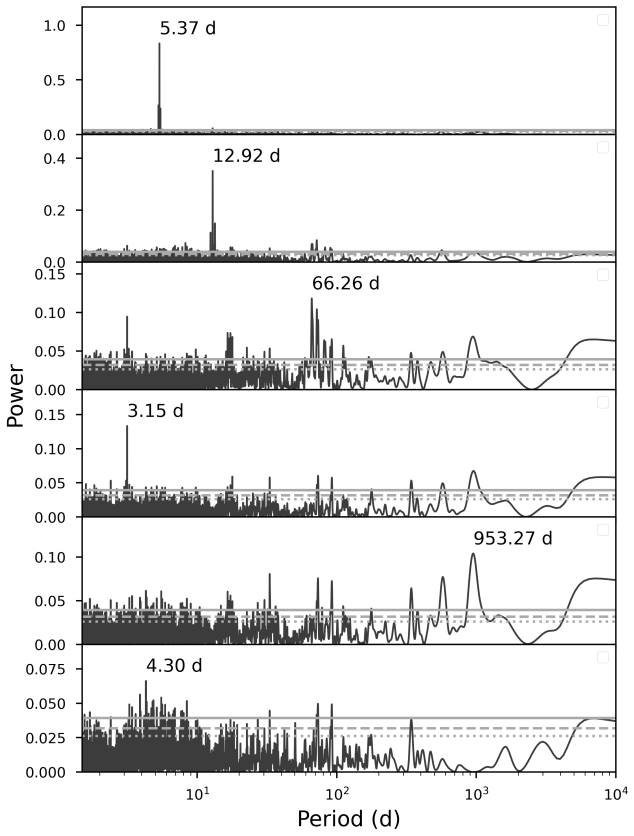


Fig. 2. GLS periodograms of GJ581 RV time series and residuals. The gray solid, dashed and dotted horizontal lines represent the 0.3%, 4.6%, and 31.7% False Alarm Probability (FAP) levels corresponding to a 3σ, 2σ, and 1σ detection threshold, respectively.

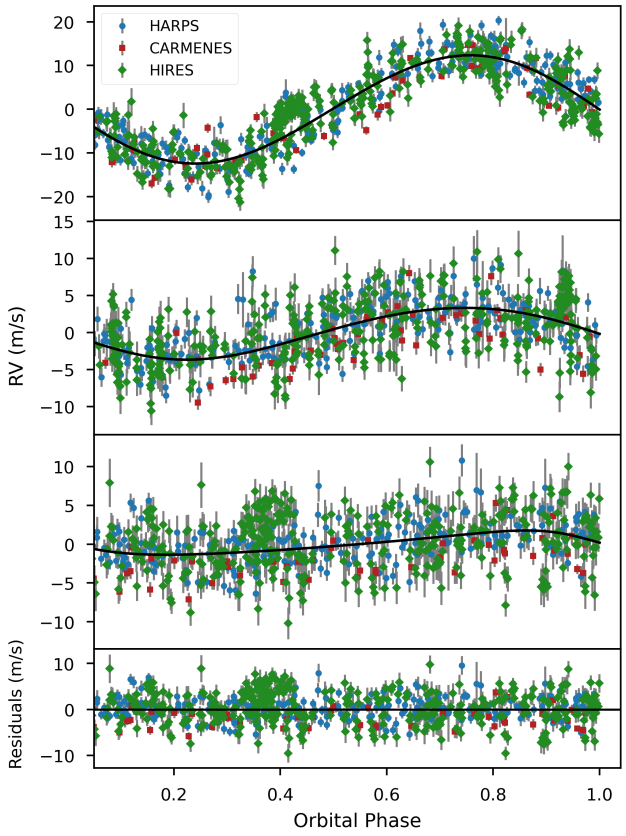


Fig. 3. *Top Three Panels:* Phase-folded RV curves for planets b, c, and e in the GJ581 planetary system, derived from HARPS (blue circles), HIRES (green diamonds), and CARMENES (red squares) datasets. The black lines in each panel represent the best-fitting RV models. *Bottom Panel:* Residual of the 3-Keplerian model.

literature: f($P_{\rm orb}$: 433d) and g($P_{\rm orb}$: 36.6d), as shown in the last two panels of Fig. 2.

4.2. Keplerian Models

We utilized a 3-Keplerian model to analyze the radial velocity data for the initial three planetary companions orbiting GJ581, employing the PYANETI software (Barragán et al., 2022). The model incorporates uniform priors for all orbital parameters, including orbital period (P), time of inferior conjunction ($T_{\rm conj}$), parametrization of eccentricity (ew_1 and ew_2), argument of the periastron (ω), and the semi-amplitude of the RV curve (K). To transform K into the planetary masses we assume a stellar mass of 0.31 $\pm$ 0.02 $M_\odot$ (Encyclopaedia of exoplanetary systems⋆). These parameters were fitted by using the Monte Carlo Markov Chain method included in PYANETI.

In Figure 3, we present the phase-folded RV curves for the planets with orbital periods of 3.15 days, 5.37 days, and 12.9 days.

Furthermore, Table 1 provides some of the orbital parameters for the respective planets within the GJ581 planetary system, derived from the Keplerian model applied to the combined RV dataset.

4.3. Temporal Stability Analysis

We analyzed the temporal stability of the residual signal of the 3-Keplerian model using the stacked Bayesian Lomb-Scargle (sBGLS) periodogram, as introduced by Mortier & Collier Cameron (2017). This analysis is based on the principle that stellar activity signals are variable and incoherent. The underlying concept is that the power or probability of a periodic signal being present in the data, particularly a planetary signal, should increase as more observations are added. The top panel of Figure 4 depicts the sBGLS periodogram of the RVs of GJ58 around the orbital period of planet b (5.3 days). As expected, the level of confidence in the detection of a planetary signal increases as more data is added.

However, bottom panel of Fig.4 shows the sBGLS periodogram of the residual signal from Fig. 3. Notably, the probability associated with the 66-day signal attributed to planet d does not consistently increase with the growing number of observations. Instead, an

⋆`https://exoplanet.eu/catalog/gj_581_b--301/#publication_8432`

Table 1. Orbital period (P), Semiamplitude (K), eccentricity (e), and mass (M_p) values of each confirmed planet in the GJ581 system, derived from the 3-Keplerian model using the latest dataset.

Parameter	**GJ581 b**	**GJ581 c**	**GJ581 e**
Period [days]	5.36861 ± 0.00002	12.91800 ± 0.00042	3.14880 ± 0.00004
K [m/s]	12.39 ± 0.07	3.49 ± 0.07	1.5 ± 0.1
e	0.0274 ± 0.0058	0.0601 ± 0.0235	0.3075 ± 0.0537
M_p ($M_\oplus$)	15.5 ± 0.6	5.8 ± 0.2	1.56 ± 0.08

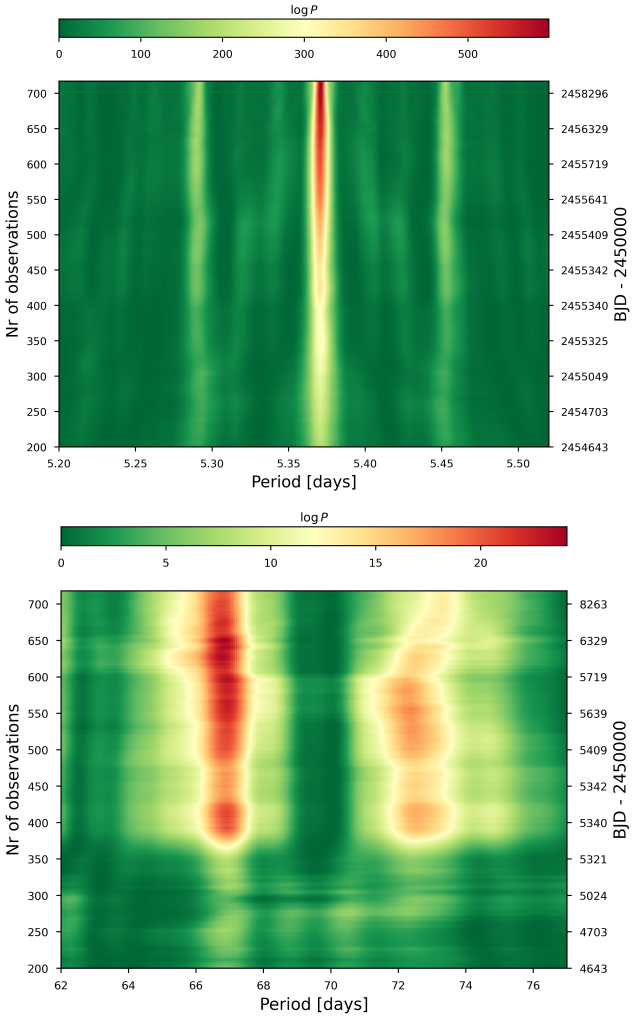


Fig. 4. *Top:* sBGLS periodogram of the RV time series of GJ581 around 5.3 days. *Bottom:* sBGLS periodogram of the third RV residuals around 68 days. The number of observations is plotted against period, with the color scale indicating the logarithm of the probability, where redder is more likely.

irregular pattern emerges, accompanied by another signal around 72 days, suggesting the presence of a signal induced by stellar activity.

5. Discussion and Future work

While our analysis suggests that the periodic signal attributed to planet d may not originate from a planetary source, but rather indicates the presence of a signal induced by stellar activity, a conclusive determination requires further statistical analysis. Additionally, planets b, c, and e exhibit consistent and coherent signals in our analysis, aligning with planetary signals expectations, which supports their existence. The next step is to conduct a simultaneous Keplerian model and activity indicator analysis using Gaussian Process regression with a quasi-periodic kernel. This approach aims to discern whether the observed periodic signal d can be accurately described by stellar activity.

Acknowledgements: D.P.G and R.E.M. gratefully acknowledge support by the ANID BASAL project FB210003.

References

Astudillo-Defru N., et al., 2017a, A&A, 600, A13
Astudillo-Defru N., et al., 2017b, A&A, 605, L11
Barragán O., et al., 2022, MNRAS, 509, 866
Boisse I., et al., 2011, A&A, 528, A4
Bonfils X., et al., 2005, A&A, 443, L15
Butler R.P., et al., 2017, AJ, 153, 208
Camacho J.D., Faria J.P., Viana P.T.P., 2023, MNRAS, 519, 5439
Faria J.P., et al., 2016, A&A, 588, A31
Fulton B.J., et al., 2018, PASP, 130, 044504
Gomes da Silva J., et al., 2011, A&A, 534, A30
Gorrini P., et al., 2022, A&A, 664, A64
Mayor M., et al., 2003, The Messenger, 114, 20
Mayor M., et al., 2009, A&A, 507, 487
Mortier A., Collier Cameron A., 2017, A&A, 601, A110
Rajpaul V., et al., 2015, MNRAS, 452, 2269
Ribas I., et al., 2023, A&A, 670, A139
Robertson P., et al., 2014, Science, 345, 440
Suárez Mascareño A., et al., 2015, MNRAS, 452, 2745
Tuomi M., 2011, A&A, 528, L5
Udry S., et al., 2007, A&A, 469, L43
Vogt S.S., et al., 2010, ApJ, 723, 954
Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577

Distribución de masas de algunos sistemas exoplanetarios

A. Terluk[1] & R. Gil-Hutton[1,2]

[1] *Departamento de Geofísica y Astronomía, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 18 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Se analizó la distribución de masa de un conjunto de exoplanetas que forman parte de sistemas planetarios que han sido clasificados según su arquitectura. Además, se analizó la distribución de masa de aquellos exoplanetas de la muestra que fueron dectados mediante el método de tránsitos teniendo en cuenta un significativo sesgo observacional, y se determinó que ambas distribuciones pueden describirse mediante una ley de potencia.

Abstract / The mass distribution of a set of exoplanets that are part of planetary systems classified according to their architecture was analyzed. Furthermore, the mass distribution of those exoplanets in the sample that were detected using the transit method, taking into account a significant observational bias, was analyzed, and it was determined that both distributions can be described by a power law.

Keywords / methods: numerical

1. Introducción

El estudio de los sistemas exoplanetarios se fundamenta en dos procesos que además de ser complementarios, se retroalimentan mutuamente: las observaciones de exoplanetas y los modelos de formación y evolución planetaria. Los datos observacionales reportados hasta la fecha permiten llevar a cabo un análisis estadístico de la distribución de exoplanetas sobre sus diferentes propiedades físicas y dinámicas y a su vez estos resultados son útiles para validar los modelos de formación y evolución planetaria, ya que estos deberían ser capaces de reproducir las distribuciones observadas.

Particularmente, conocer la distribución de masas planetarias puede proporcionar información valiosa sobre los diferentes procesos físicos y dinámicos que intervienen en la creación de planetas como procesos de acreción, inestabilidades en el disco e interacciones gravitacionales, entre otros, y por ende nos acercaría a un mejor entendimiento de los procesos de formación y evolución planetaria.

Diferentes autores han estudiado la distribución general de masas para exoplanetas obtenidas de diferentes muestras, determinando que las mismas pueden describirse mediante una ley de potencias. Marcy et al. (2005) analizaron 104 de los 152 exoplanetas detectados hasta ese momento mediante el método de velocidad radial, hasta ese momento, demostrando que la distribución de los exoplanetas seleccionados sobre masa mínima ($m \sin i$) puede aproximarse mediante una ley de potencias $\mathrm{d}N(m)/\mathrm{d}m \propto m^{-1.0}$. En la misma línea, a partir del estudio de 167 planetas detectados mediante el método de velocidad radial, Butler et al. (2006) demostraron que la distribución de masa mínima puede ser aproximada por una ley de potencias $\mathrm{d}N(m)/\mathrm{d}m \propto m^{-1.1}$. Para este análisis Butler et al. (2006) utilizaron datos que no fueron corregidos por ningún efecto de selección.

Cumming et al. (2008) consideraron 182 planetas y aproximaron la distribución de masa con dependencia también del período P, con la forma descrita por $\partial N/(\partial ln(m)\partial ln(P)) \propto m^{-0.31}P^{0.26}$ (que puede interpretarse como $\mathrm{d}N/\mathrm{d}m \propto m^{-1.31}$).

En un estudio reciente, Ananyeva et al. (2020) analizaron la distribución de masa observada de exoplanetas detectados mediante la técnica de tránsito. Los planetas se dividieron en dos grupos, por un lado los descubiertos por Kepler y por otro, los descubiertos mediante observaciones terrestres y CoRoT. Considerando una serie de efectos de selección, determinaron que la distribución de masa para los exoplanetas del grupo Kepler puede aproximarse por $\mathrm{d}N/\mathrm{d}m \propto m^{-1.90\pm0.06}$ mientras que para el grupo restante la distribución puede ser aproximada por $\mathrm{d}N/\mathrm{d}m \propto m^{-2.12\pm0.12}$.

Por otro lado, un trabajo de Mishra et al. (2023) plantea un marco novedoso para estudiar la estructura de un sistema exoplanetario a nivel de sistema. Este marco permite caracterizar, cuantificar y clasificar la arquitectura de un sistema planetario individual en cuatro clases diferentes: Similar, Ordenado, Anti-ordenado y Mixto, en función de la disposición y distribución de varias cantidades planetarias como masa, radio, densidad, entre otras, dentro de un único sistema planetario.

En este trabajo se estudia la distribución de masas de los exoplanetas que forman parte de sistemas multiplanetarios observados y clasificados por Mishra et al. (2023). Se considera esta selección de exoplanetas con el objetivo inicial de cotejar nuestros resultados con los obtenidos en la literatura para diferentes muestras de exoplanetas seleccionados de manera diferente al propuesto por este autor. Además, con la perspectiva a futuro de realizar un análisis más detallado de la distribución de masas de los exoplanetas que forman parte de las cla-

✉ *Contacto* / aldana41292@gmail.com

Research article

ses “Similar” y “Ordenada” dado que son las clases más numerosas.

En la sección 2 se discutirán los datos disponibles y el ajuste realizado y en la sección 3 se detallan los resultados y las conclusiones.

2. Datos y ajuste

2.1. Distribución de masas de exoplanetas

Mishra et al. (2021) plantean que la disposición de múltiples planetas y la distribución colectiva de sus propiedades físicas alrededor de la estrella anfitriona caracteriza la arquitectura de un sistema planetario. Para respaldar dicho esquema de clasificación, desarrollaron un catálogo de sistemas planetarios observados Mishra et al. (2023). Cada sistema planetario incluido en el catálogo debe cumplir con dos criterios: tener al menos cuatro planetas conocidos y contar con masas determinadas para al menos cuatro de esos planetas. De esta manera, el catálogo de Mishra et al. (2023) incluye a 41 sistemas exoplanetarios con un total de 194 exoplanetas.

En la Fig. 1 se presenta la distribución de masa para este conjunto particular de 194 exoplanetas, los cuales han sido detectados mediante diferentes técnicas y por tanto, para construir dicho histograma no se ha hecho distinción entre masa y masa mínima.

La Fig. 2 muestra la distribución acumulativa de masa en escala logarítmica y su aproximación a una función de ley de potencia. Puede observarse que no toda la distribución sigue una ley de potencia (visualmente tal función sigue una linea recta en ejes logarítmicos) sino que la “linealidad” se cumple para valores de masas contenidos entre $m_{min} = 0.006 M_J$ y $m_{max} = 9.106 M_J$. Esto puede deberse principalmente a factores de sesgo observacional. Se realiza un ajuste sobre dicha región mediante regresión lineal por mínimos cuadrados para recuperar la pendiente de la recta cuyo valor es la estimación del parámetro de escala α. Por lo tanto, esta distribución se puede aproximar mediante una ley de potencia $\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}log(m) \propto m^{-0.48\pm0.008}$ ($\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}(m) \propto m^{-1.48\pm0.008}$). La desviación estándar para el valor del exponente también surge de la rutina de ajuste de mínimos cuadrados.

2.2. Distribución de masas de exoplanetas en tránsito

Como se mencionó anteriormente, existen factores relacionados con el modo en que se realiza la observación que pueden distorsionar la forma que obtiene la distribución real de masa. Estos efectos pueden hacer que la distribución observada no sea completamente representativa de la distribución real. Además, tales efectos son diferentes para las diversas técnicas de detección, e incluso dentro de una misma técnica para los diferentes programas de observación.

Uno de los métodos que puede verse afectado es el que detecta exoplanetas mediante tránsitos. El método consiste en el estudio de disminuciones periódicas en la intensidad de la luz de una estrella, causadas por el paso de un planeta entre la estrella y el observador. Es claro,

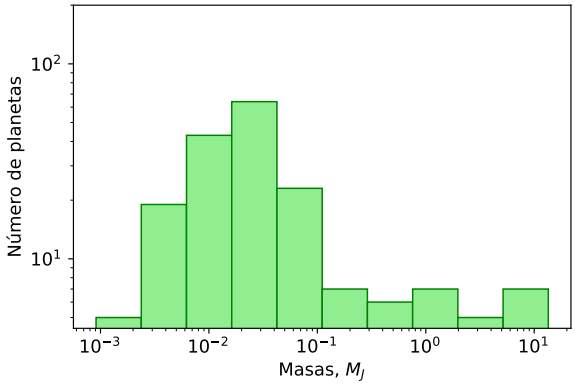


Fig. 1. Distribución de masa de los 194 exoplanetas que conforman los 41 sistemas exoplanetarios clasificados.

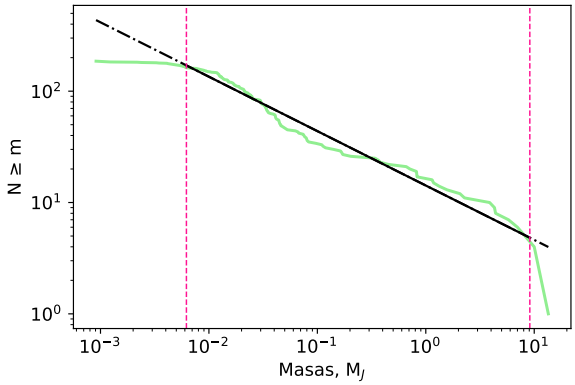


Fig. 2. En verde: distribución acumulativa de masas para los 194 exoplanetas considerados. En negro: ajuste a dicha distribución sobre la región donde la curva sigue una ley potencia $\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}log(m) \propto m^{-0.48\pm0.008}$. Las rectas verticales en linea de puntos corresponden a los valores m_{min} y m_{max} que delimitan dicha región.

que este método solo identifica aquellos planetas que, desde la perspectiva del observador en la Tierra, pasan frente al disco de su estrella anfitriona. Esto implica que la inclinación del plano orbital i del planeta con respecto a la línea de visión del observador debe ser muy cercana a 90°. Si el plano orbital está demasiado inclinado con respecto a la línea de visión, el planeta no pasará frente a la estrella y no se observará un tránsito.

Debido a que las inclinaciones orbitales están distribuidas aleatoriamente, la mayoría de exoplanetas no son detectados en tránsito. Dada la naturaleza del método existe un fuerte sesgo, favoreciendo la detección de planetas de mayor tamaño y cercanos a la estrella anfitriona. Por este motivo es necesario corregir por este sesgo para obtener una distribución de masas razonable.

Del total de exoplanetas considerados, se seleccionó un total de 92 exoplanetas que han sido detectados por el método de tránsitos y para los que se cuenta con mediciones de masa. La Fig. 3 muestra la distribución de masa correspondiente. Para estudiar dicha distribución y, con la finalidad de recuperar una distribución de masa

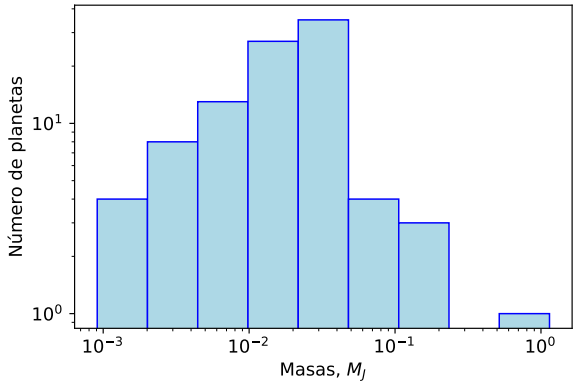


Fig. 3. Distribución de masa de los 92 exoplanetas detectados por el método de tránsitos.

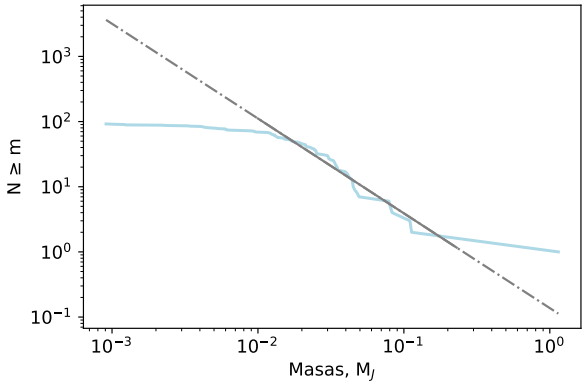


Fig. 4. En celeste: distribución acumulativa de masas para los 92 exoplanetas en tránsito, sin tener en cuenta la probabilidad geométrica de observar un tránsito. En gris: su respectivo ajuste a una ley de potencia $\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}log(m) \propto m^{-1.45\pm0.04}$.

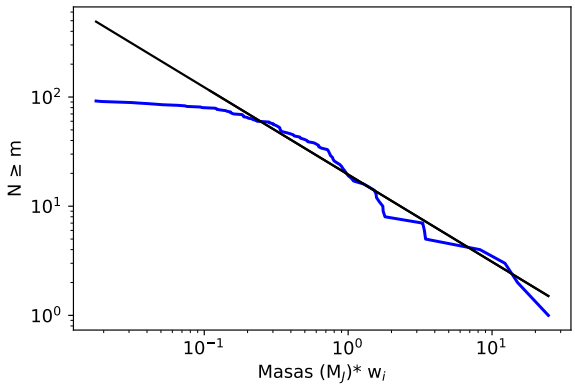


Fig. 5. La curva azul representa la distribución acumulativa de masa para los 92 exoplanetas detectados mediante el método de tránsitos corregida por el coeficiente w_i. En negro: su respectivo ajuste a una ley de potencia $\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}log(m) \propto m^{-0.79\pm0.01}$.

más próxima a la verdadera, se corrige por el sesgo observacional que implica la probabilidad de detectar un tránsito planetario siguiendo las ecuaciones utilizadas en Ananyeva et al. (2020).

Según Winn (2014), la probabilidad geométrica p de una configuración de tránsito es:

$$p = \left(\frac{r_* \pm r}{a}\right)\left(\frac{1 + e\sin w}{1 - e}\right) \quad (1)$$

Siendo r_* y r, el radio de la estrella anfitriona y el radio del planeta respectivamente, a semieje mayor de la órbita del planeta, e excentricidad y w argumento del pericentro.

Si el radio del planeta es mucho mas pequeño que el radio estelar ($r << r_*$) y la excentricidad es cercana a cero ($e \approx 0$), la ecuación (1) se reduce a:

$$p = r_*/a \quad (2)$$

Siguiendo el planteo propuesto por Ananyeva et al. (2020), a cada planeta en tránsito de la muestra considerada se le asigna un peso estadístico, definido como w_i, que es inversamente proporcional a la probabilidad de una configuración de tránsito: $w_i = 1/p \approx a/r_*$.

La Fig. 4 muestra la distribución de masa acumulativa en escala logarítmica (y su respectivo ajuste) para los exoplanetas en tránsito sin considerar el factor de sesgo observacional, mientras que la Fig. 5 muestra la distribución de masa acumulativa teniendo en cuenta el parámetro w_i. Los resultados obtenidos para las aproximaciones con una función de ley de potencia a la distribución de masa sin tener en cuenta y teniendo en cuenta el parámetro w_i son: $\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}log(m) \propto m^{-1.45\pm0.04}$ y $\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}log(m) \propto m^{-0.79\pm0.01}$, respectivamente.

3. Resultados y conclusiones

Estudiar la distribución estadística de las masas de exoplanetas es importante para comprender la variedad planetaria, así como para evaluar y perfeccionar los modelos de formación y evolución planetaria. Las observaciones de esta distribución nos brindan la oportunidad de poner a prueba y mejorar los modelos teóricos existentes, además de comparar sus predicciones con los datos observados. Este enfoque permite avanzar en la comprensión de los procesos físicos involucrados en la formación y evolución de los planetas.

En este trabajo, se analizó la distribución de masas de un total de 194 exoplanetas obtenidos del catálogo generado por Mishra et al. (2023). Esta muestra representa aproximadamente solo el 3 % de los exoplanetas reportados hasta la fecha. Se determinó que la distribución de masas puede describirse mediante una ley de potencia: $\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}log(m) \propto m^{-0.48\pm0.008}$($\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}m \propto m^{-1.48\pm0.008}$). Para este estudio tanto la distinción entre masa y masa mínima, como factores de selección observacional fueron ignorados.

Ademas se estudió la distribución de masas de los exoplanetas de la muestra que fueron detectados mediante el método de tránsitos y se corrigió dicha distribución teniendo en cuenta la probabilidad de configuración de un tránsito. Se encontró que esta distribución puede aproximarse también mediante una ley de potencia:

$\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}log(m) \propto m^{-0.79\pm0.01}$ ($\mathrm{d}(N \geq m)/\mathrm{d}m \propto m^{-1.79\pm0.01}$). Es importante destacar que esta aproximación no logra representar adecuadamente el extremo izquierdo de la distribución. Esto podría atribuirse a las limitaciones en la detección, ya que esta región corresponde a exoplanetas de baja masa, los cuales son más difíciles de detectar y medir con precisión. La fracción de exoplanetas en tránsito con masas medidas, mediante la técnica de velocidad radial, por ejemplo, está limitada por el hecho de que es más fácil medir la masa de planetas gigantes masivos que la de planetas más pequeños.

Como se mencionó anteriormente se espera a futuro realizar un análisis de la distribución de masas sobre las diferentes arquitecturas planetarias, con la finalidad de estudiar si estos resultados podrían sugerir ciertos mecanismos de formación predominantes y explorar como estas distribuciones se relacionan con otras carácteristicas físicas y dinámicas del sistema planetario.

Agradecimientos: Los autores agradecen el apoyo financiero de CONICET a través del PIP 112-202001-01227 y de la Universidad Nacional de San Juan mediante un subsidio de CICITCA para el período 2023-2024

Referencias

Ananyeva V.I., et al., 2020, Icarus, 346, 113773
Butler R.P., et al., 2006, ApJ, 646, 505
Cumming A., et al., 2008, PASP, 120, 531
Marcy G., et al., 2005, Progress of Theoretical Physics Supplement, 158, 24
Mishra L., et al., 2021, A&A, 656, A74
Mishra L., et al., 2023, A&A, 670, A68
Winn J.N., 2014, Transits and occultations

Estudio de los tiempos de disipación de discos gaseosos en poblaciones estelares

J.L. Gomez[1,2], O.M. Guilera[1,2], M.M. Miller Bertolami[1,2] & M.P. Ronco[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 07 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Reproducir las características observacionales de los discos resulta crucial para entender el proceso de formación planetaria y validar los modelos numéricos. En este trabajo exploramos qué condiciones iniciales y parámetros físicos del modelado son capaces de reproducir las características observacionales actuales de discos protoplanetarios. Para esto realizamos modelos de síntesis de población de discos protoplanetarios evolucionando debido a la acreción viscosa y la fotoevaporación de la estrella central. Estudiamos en particular los efectos de la tasa de formación estelar, la viscosidad efectiva, las distribuciones de masas estelares y de los discos asociados. Mostramos que, debido a la rápida disipación de los discos alrededor de las estrellas más masivas, la fracción observada de estrellas con discos está dominada por los discos alrededor de estrellas de baja masa. En particular encontramos que es posible obtener tiempos de disipación medios de los discos objetos (sub)estelares con masas $M \geq 0.04$ $M_\odot$ de alrededor de 4.2 millones de años, en buen acuerdo con los resultados observacionales.

Abstract / Reproducing the observational characteristics of the disks is crucial to understanding of the planetary formation process and validating numerical models. In this work, we explore which initial conditions and physical modeling parameters are capable of reproducing the current observational characteristics of protoplanetary disks. For this, we compute a population synthesis of protoplanetary disks that evolving due to viscous accretion and photoevaporation of the stellar star. We study in particular the effects of the star formation rate, the effective viscosity, the stellar mass distributions and the associated disks. We show that, due to the rapid dissipation of disks around more massive stars, the observed fraction of stars with disks is dominated by disks around low-mass stars. In particular, we find that it is possible to obtain mean disk dissipation times for (sub)stellar objets with masses ≥ 0.04 $M_\odot$ of around 4.2 million years, in good agreement with observational results.

Keywords / protoplanetary disks

1. Introducción

Los discos protoplanetarios son las regiones en el espacio en las que se forman los planetas. De este modo, para modelar la formación de planetas se requiere un modelo de disco circumestelar cuyas características en la evolución deben corresponderse con las características de los discos protoplanetarios observados.

De los estudios clásicos, se creía que la escala de tiempo de dispersión típica para los discos protoplanetarios se encuentra entre $1 - 10$ Ma con una media de ~ 3 Ma (e.g Mamajek, 2009). Estos tiempos de disipación son inferidos a partir de la fracción de estrellas con discos observados en regiones de formación estelar. Debido a que las observaciones se encuentran afectadas por la magnitud límite de observación, si no se considera la distancia, la fracción de estrellas con discos observada sufre de sobre muestreo de estrellas masivas. Estudios recientes muestran que, debido a la dependencia de los tiempos de dispersión de los discos con la masa estelar, las fracciones de estrellas con discos observadas están subestimadas (e.g Pfalzner et al., 2022).

El objetivo de este trabajo es reproducir las características observadas de los discos protoplanetarios a partir de un estudio de síntesis poblacional. Los valores de algunos parámetros libres del modelo considerado son tomados de las observaciones a regiones de formación estelar con discos protoplanetarios de clase 0/I, discos más jóvenes aún embebidos en su envolturas primordiales, mientras que otros siguen resultados obtenidos a partir de estudios numéricos. En particular, presentamos los resultados obtenidos al estudiar el impacto de la magnitud límite debido a la distancia en el cálculo de la fracción de estrellas con disco en regiones de formación estelar. Además, en este trabajo estudiamos cómo afecta a nuestros resultados considerar una tasa de formación estelar, a fin de reproducir el diagrama fracción de discos vs. edad de los cúmulos jóvenes observados y las tasas de acreción de gas sobre la estrella central.

2. Modelo de disco y condiciones iniciales

En este trabajo se computa la evolución del disco gaseoso circumestelar considerando el modelo de disco protoplanetario implementado en PLANETALP (e.g. Ronco et al., 2017; Guilera et al., 2017). Dado que el modelo se encuentra ampliamente descrito en Guilera et al. (2017), repasamos brevemente los procesos importantes

✉ *Contacto* / josepluis21@gmail.com

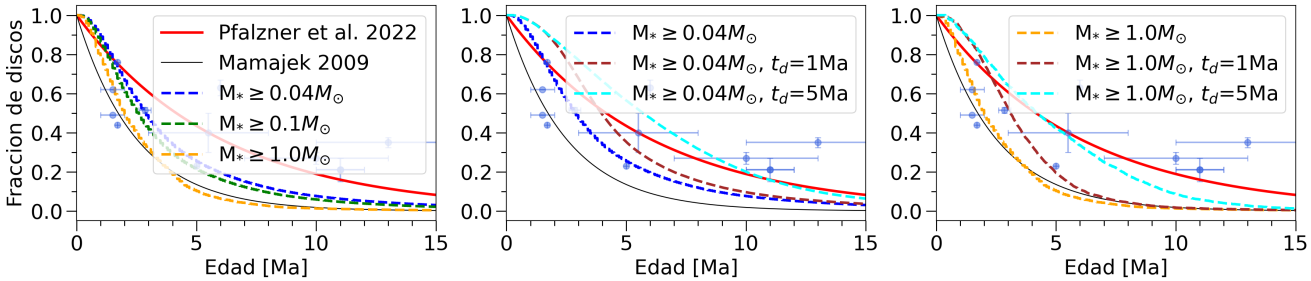


Fig. 1. Fracción de estrellas con discos en función de la edad del cúmulo. Los puntos celestes y la línea roja corresponde a resultados inferidos de las observaciones de Pfalzner et al. (2022). La línea negra corresponde a los resultados obtenidos por Mamajek (2009). *Panel izquierdo:* Las líneas discontinuas representan los resultados de nuestra síntesis poblacional para diferentes valores de masa estelar mínima considerada. Los colores amarillo, verde y azul corresponden a las masas estelares mínimas $M_{*,m}$ = 0.04, 0.1 y 1.0M$_\odot$, respectivamente. *Panel centro:* La línea a trazo azul muestran el resultado considerando masa limite de 0.04 M$_\odot$. La línea marrón corresponde a considerar tasa de formación estelar con tiempo de decaimiento t$_d$ = 1 Ma y las línea cían corresponden t$_d$ = 5 Ma. *Panel derecho:* Las líneas a trazo muestran el resultado con masa estelar mínima igual a 1 M$_\odot$. Las líneas marrón y cian corresponden a considerar tasa de formación estelar con t$_d$ = 1 y 5 Ma, respectivamente.

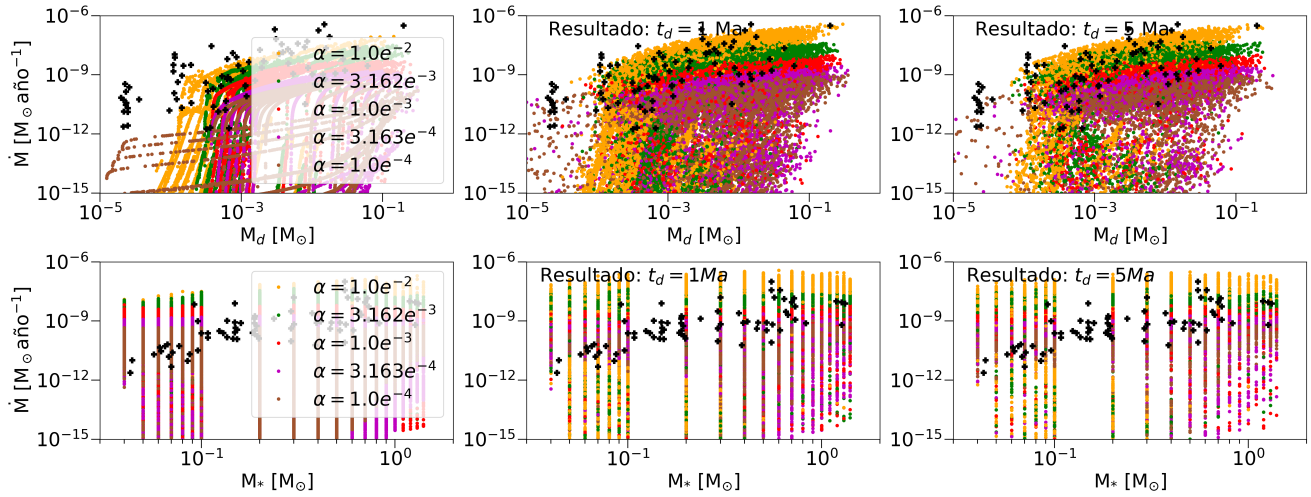


Fig. 2. Tasas de acreción de gas sobre las estrellas centrales, las cruces negras representan los resultados observacionales (Manara et al., 2023) y los puntos circulares muestran los resultados de nuestra síntesis poblacional. Los paneles superiores muestran tasa de acrecíon vs. masa del disco protoplanetario a la edad de 2.0 Ma y las observaciones corresponden al cúmulo de Camaleón I. Los paneles inferiores muestran tasa de acreción vs. masa de la estrella central a la edad de 1.2 Ma y los datos observacionales corresponden al cúmulo de Lupus. *Panel superior izquierdo:* Tasa de acreción vs. masa del disco obtenidas sin considerar tasa de formación estelar. *Panel superior centro:* Tasa de acreción vs. masa del disco considerando una tasa de formación estelar con t$_d$ = 1 Ma. *Panel superior derecho:* Tasa de acreción vs. masa del disco considerando una tasa de formación estelar con t$_d$ = 5 Ma. *Panel inferior izquierdo:* Tasa de acreción vs. masa estelar obtenida en nuestra síntesis sin considerar tasa de formación estelar. *Panel inferior centro:* Tasa de acreción vs. masa estelar considerando una tasa de formación estelar con t$_d$ = 1 Ma. *Panel inferior derecho:* Tasa de acreción vs. masa estelar considerando t$_d$ = 5 Ma.

incorporados en el modelo y los parámetros libres.

El modelo consiste en un disco no isotermo axisimétrico 1D+1D. Una dimensión corresponde a la coordenada radial y la segunda coordenada corresponde a la coordenada vertical. El código primero resuelve la estructura vertical; se considera al disco en equilibrio hidrostático y se resuelven las ecuaciones de transporte y conservación de la energía. Las fuentes de energía tenidas en cuenta son la producida por la viscosidad del disco y la energía de radiación de la estrella central en la superficie del disco. Posteriormente, los valores de la densidad superficial y la viscosidad del gas en el plano medio del disco son utilizados para calcular la evolución temporal de la densidad superficial inicial. Para esto se resuelve la ecuación de difusión a la que se incorpora un término que representa un sumidero de material correspondiente a la fotoevaporación ($\dot{\Sigma}_W$) debida únicamente a la estrella central (Pringle, 1981; Guilera et al., 2017, e.g)

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = \frac{3}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^{1/2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu \Sigma_g r^{1/2}\right)\right] + \dot{\Sigma}_W(r), \qquad (1)$$

en donde $\nu = \alpha h c_s$, α es un parámetro adimensional (Shakura & Sunyaev, 1973). La pérdida de masa por fotoevaporación ocurre debido a que la radiación emitida por la estrella central es capaz de aumentar la energía cinética de las moléculas del gas del disco más allá de

su velocidad de escape.

Nuestro modelo implementa las prescripciones para la tasa de pérdida de masa por fotoevaporación de RX derivadas por Owen et al. (2010):

$$\dot{M}_{\rm x} = a{\times}10^{-9}\left(\frac{M_*}{1M_\odot}\right)^b\left(\frac{L_X}{10^{30}{\rm erg\ s^{-1}}}\right)^{1.14}{\rm M_\odot a^{-1}} \quad (2)$$

donde $a = 6.25$ y $b = -0.068$ en la etapa de disco primordial. En la etapa de disco con agujero $a = 4.8$ y $b = -0.148$. La luminosidad RX considerada es

$$\log_{10}(L_{RX}[ergs^{-1}]) = 30.37 + 1.44\log\left(\frac{\rm M_*}{\rm M_\odot}\right). \quad (3)$$

La tasa fotoevaporación de FUV considerada por Kunitomo et al. (2021): $\dot{M} = \int 2\pi r\dot{\Sigma}_{\rm FUV}{\rm d}r$,

$$\dot{\Sigma}_{\rm FUV}(r \geq r_{\rm FUV}) = \dot{\Sigma}_0\left(\frac{L_{\rm FUV}}{10^{31.7}{\rm erg\ s^{-1}}}\right)\left(\frac{r}{4{\rm ua}}\right)^{-2} \quad (4)$$

y $\dot{\Sigma}_{\rm FUV}(r < {\rm r_{FUV}}) = 0$. $r_{\rm FUV} = 4({\rm M_*/M_\odot})$ au y $\dot{\Sigma}_0 = 10^{-12}{\rm g\ cm^{-2}s^{-1}}$. Donde $L_{\rm FUV}$ esta dada por tres contribuciones principales: la luminosidad producida por la acreción estelar, de la fotósfera y la de la cromósfera.

2.1. Perfil de densidad superficial de gas

Siguiendo los resultados observacionales obtenidos por Andrews et al. (2010a), el perfil radial de la densidad superficial inicial de gas viene dado por:

$$\Sigma_{gas} = \Sigma^0_{gas}\left(\frac{r}{r_c}\right)^{-\gamma}e^{-(r/r_c)^{2-\gamma}}, \quad (5)$$

en donde Σ^0_{gas} es una constante de normalización que depende de la masa inicial del disco, r_c es el radio característico y γ es el gradiente que define cómo se distribuye la densidad superficial del gas.

2.2. Condiciones iniciales

Para el cómputo de cada una de nuestras síntesis poblacionales consideramos un conjunto de 100000 simulaciones estrella-disco. Las condiciones iniciales del modelo son tomadas de resultados observacionales. Los parámetros libres del modelo son: la masa de la estrella central M_*, la masa inicial del disco de gas M_{gas} y el parámetro de viscosidad α. La función de masa estelar inicial implementada es la obtenida por Kroupa (2001). Para la distribución de probabilidad de masas estelares, tenemos que la pendiente para la densidad de probabilidad de ocurrencia de estrellas con masa $\rm M_*$, esta dada por:

$$\xi({\rm M_*}) = \begin{cases} M_*^{-0.3} & \text{si } 0.01{\rm M_\odot} \leq {\rm M_*} < 0.08{\rm M_\odot} \\ M_*^{-1.3} & \text{si } 0.08{\rm M_\odot} \leq {\rm M_*} < 0.5{\rm M_\odot} \\ M_*^{-2.3} & \text{si } 0.5{\rm M_\odot} \leq {\rm M_*} < 10{\rm M_\odot}. \end{cases} \quad (6)$$

Para obtener una muestra se considera el rango de valores de masas estelares $0.04 - 1.4\ M_\odot$ discretizamos el continuo tomando intervalos de 0.01 en el rango 0.04-0.1$\rm M_\odot$ y 0.1 en el rango 0.1-1.4$\rm M_\odot$.

La distribución estadística de masas de discos de gas es inferida para las protoestrellas ubicadas en Perseo por Tychoniec et al. (2018), la cual representa apropiadamente una población de discos en etapas tempranas (clases 0/I). Las masas de los discos siguen una distribución de probabilidad normal logarítmica donde el valor medio es $\mu_T = -1.49$ y la dispersión es $\sigma_T = 0.35$. El parámetro α asociado a la viscosidad toma valores discretos en el rango 10^{-4}-10^{-2}. Se consideran cinco valores espaciados linealmente en $\log(\alpha)$. La muestra de $\log(\alpha)$ sigue una distribución uniforme. Mientras que el radio característico del gas r_c, está relacionado con la masa inicial del disco vía la Ec. (7) (Andrews et al., 2010b).

$$\frac{\rm M_d}{2\times10^{-3}{\rm M_\odot}} = \left(\frac{r_c}{10\ {\rm ua}}\right)^{1.6}. \quad (7)$$

Por último, el valor del gradiente radial de la densidad superficial de gas para cada disco adoptamos el valor $\gamma = 0.9$, el cual representa el valor medio derivado por Andrews et al. (2010a).

2.3. Tasa de formación estelar

Debido a que no todas las estrellas se forman simultáneamente, sino que a lo largo de una fracción de vida del cúmulo, consideramos una tasa de formación estelar en la síntesis poblacional. Siguiendo el trabajo de Coleman & Haworth (2022) tenemos en cuenta una tasa de formación inicial $\rm TFE_0$ que permanece constante durante un millón de años. Posteriormente la formación estelar tiene una caída exponencial con un tiempo característico de decaimiento t_d, Ec. (8).

$${\rm TFE} \propto {\rm TFE_0}\begin{cases} 1 & t < 1{\rm Ma} \\ \exp\left[\frac{-(t-1{\rm Ma})^2}{t_d^2}\right] & t \geq 1{\rm Ma} \end{cases} \quad (8)$$

3. Resultados

Para entender cómo la magnitud límite de detección afecta los tiempos medios de disipación inferidos de la fracción de (sub)estrellas con discos en función de la edad del cúmulo realizamos simulaciones con diferentes valores del límite inferior en la distribución de masas estelares. En particular consideramos masas estelares límites de 0.04 $\rm M_\odot$, 0.1 $\rm M_\odot$ y 1.0 $\rm M_\odot$. Para analizar el impacto de considerar una tasa de formación estelar elemental, estudiamos el caso en el que todas las estrellas* se forman al mismo tiempo en nuestro cúmulo y el caso en que las estrellas se forman con una tasa de formación con tiempos característicos de $\rm t_d = 1$ y 5 Ma.

En este estudio nos enfocamos en estrellas individuales, cuya fracción total observada es del 55 % (Raghavan et al., 2010) de las estrellas cercanas cercanas similares al Sol. Esto podría modificar los resultados hallados por la gran fracción de estrellas múltiples y debido a que, en el caso de un par binario, los tiempos de disipación dependen de la presencia de sus compañeros estelares y de su separación Kraus et al. (2012).

*En este trabajo nos referimos a los objetos estelares, y subestelares, como estrellas.

3.1. Fracción de estrellas con discos

En el panel izquierdo de la Fig. 1, analizamos el impacto de variar la masa límite en la fracción de estrellas con discos. Debido a que las estrellas masivas dispersan los discos protoplanetarios más eficientemente, los tiempos de disipación de los discos disminuyen al aumentar la masa límite, lo que conduce a una disminución de la proporción de estrellas con discos para una misma región de formación estelar. El resultado con masa límite 1.0 $M_\odot$ muestra un gran acuerdo con los tiempos de vida característicos entre 2-3Ma obtenidos por Mamajek (2009) (línea continua negra). Sin embargo no es posible reproducir los resultados de Pfalzner et al. (2022) (líneas continuas roja y verde). Los paneles en centro y derecha de la Fig. 1 muestran el resultado de incorporar una tasa de formación estelar. El resultado es un incremento en la fracción de estrellas con discos debido al incremento del tiempo de dispersión por considerar un tiempo inicial diferente de cero. El panel central muestra el efecto de variar el tiempo de decaimiento sobre la síntesis cuya masa límite es $0.04M_\odot$. Las observaciones están mejor representada por la síntesis poblacional en la que se considera una tasa de formación estelar. En particular, nuestra síntesis es capaz de reproducir la fracción de estrellas con discos para edades mayores a 10 Ma. En el panel derecho la masa límite es de $1.0M_\odot$, esto no introduce mejoras significativas.

3.2. Tasa de acreción de masa sobre estrella central

Comparamos nuestros resultados con las observaciones para las tasas de acreción observadas para los cúmulos de Lupus y Camaleón I. Lupus tiene una edad estimada de $1 - 1.5$ Ma y Camaleón I 2 Ma (Manara et al., 2013). En la Fig. 2, se muestran las tasas de acreciones estelares considerando una tasa de formación estelar, y se comparan los resultados observacionales. Como resultado general, nuestro modelo logra reproducir los rangos de valores de tasa de acreción observados. También se observa que los sistemas con mayor tasa de acreción de material sobre la estrella central corresponden a los sistemas con $\alpha = 10^{-2}$, las viscosidades altas producen altas tasas de acreción. En el panel superior izquierdo se observa que las tasas de acreción observadas son mayores a las que se obtienen sin considerar tasa de formación. El panel superior central, al considerar una tasa de formación estelar con $t_d = 1$ Ma, las tasas de acreciones se incrementan, obteniendo un mejor acuerdo con las observaciones. Esto es debido a que al considerar un tiempo inicial del sistema, el tiempo de vida del sistema es menor, por lo que la tasa de acreción del material es mayor. Los resultados en el panel superior derecho muestran una leve mejora en la correlación, la densidad de puntos se incrementa en acuerdo con las observaciones, pero no introduce mejoras significativas.

Las tasas de acreción vs. masas estelares obtenidas dependen fundamentalmente de la viscosidad y no reproducen la correlación observada. Determinar si esta característica esta determinada por el proceso evolutivo del disco, o es simplemente un subproducto de cómo las condiciones iniciales escalan con la masa estelar, es un problema abierto sin consenso en la literatura Ercolano & Pascucci (2017); Manara et al. (2023). En el caso de que la correlación surja de la eficiencia en el trasporte de material, explorar relación $\alpha \propto M_*$ que conducen a reproducir la correlación las observaciones es de interés para trabajo futuro. Variar la tasa de formación estelar (panel inferior central y panel inferior derecho) en la síntesis no muestra cambios significativos.

4. Conclusiones

Encontramos que la fracción de estrellas con discos, como función de la edad de nuestra síntesis, está determinada por las estrellas de menor masa. De modo que el efecto de no considerar la distancia a las regiones de formación estelar subestima la fracción de estrellas con discos de manera importante. A su vez para poder reproducir las altas tasas de acreción de material sobre las estrellas centrales, es necesario considerar en el modelo una formación estelar extendida en el tiempo. Mostramos que la dependencia de la tasa de acreción con la viscosidad es importante, discos con alta viscosidad tiene altas tasas de acreción; por el contrario, una baja viscosidad produce baja tasa de acreción.

Referencias

Andrews S.M., et al., 2010a, The Astrophysical Journal, 723, 1241

Andrews S.M., et al., 2010b, The Astrophysical Journal, 723, 1241

Coleman G.A.L., Haworth T.J., 2022, MNRAS, 514, 2315

Ercolano B., Pascucci I., 2017, Royal Society Open Science, 4, 170114

Guilera O.M., Miller Bertolami M.M., Ronco M.P., 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 471, L16

Kraus A.L., et al., 2012, ApJ, 745, 19

Kroupa P., 2001, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 322, 231

Kunitomo M., et al., 2021, The Astrophysical Journal, 909, 109

Mamajek E.E., 2009, AIP Conference Proceedings, 1158, 3

Manara C.F., et al., 2013, A&A, 551, A107

Manara C.F., et al., 2023, S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, M. Tamura (Eds.), *Protostars and Planets VII*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 534, 539

Owen J.E., et al., 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 401, 1415

Pfalzner S., Dehghani S., Michel A., 2022, The Astrophysical Journal Letters, 939, L10

Pringle J.E., 1981, Annual review of astronomy and astrophysics, 19, 137

Raghavan D., et al., 2010, The Astrophysical Journal Supplement Series, 190, 1

Ronco M.P., Guilera O.M., de Elía G.C., 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 471, 2753

Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, Astronomy and Astrophysics, 24, 337

Tychoniec Ł., et al., 2018, The Astrophysical Journal Supplement Series, 238, 19

Stars, bow shocks, and gamma-ray sources

P. Benaglia[1]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 16 February 2024 / Accepted: 03 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Aquí presento los resultados de mis investigaciones realizadas en el último par de décadas, focalizados mayoritariamente en los campos de la astrofísica estelar, el medio interestelar y las fuentes de altas energías. Los mismos han sido obtenidos principalmente a partir de observaciones interferométricas dedicadas en la banda de radio a bajas frecuencias del espectro electromagnético.

Abstract / Here I present a somewhat personal review of the results of my research carried out in the last couple of decades, mostly focused in the fields of stellar astrophysics, the interstellar medium, and the high energy sources. They have been obtained mainly from dedicated interferometric observations in the radio band at low frequencies of the electromagnetic spectrum.

Keywords / stars: massive — techniques: interferometric — radiation mechanisms: non-thermal — gamma rays: general

1. Introduction: some biographical notes

In 1997, during a postdoctoral stay abroad, I came across with an article that started the main research project transversal to my career – and in development– until now: understanding the emission of radio stars. Leitherer et al. (1995) published the results of a pilot project: the first detections of a few massive early-type stars (METS) in the southern sky, with the amazing Australia Telescope Compact Array (ATCA). ATCA consists of six 22 m diameter dishes, originally lined up east-west, but with only 15 baselines covering a huge field area unseen by instruments in the northern hemisphere, down to an arcsecond angular resolution. All sources with declinations below −40 deg were waiting to be surveyed with the highest angular resolution available at that time. ATCA calibration and analysis software was also a good news at least in terms of practicality and friendliness, compared to the powerful Very Large Array, whose results, fair to quote, since 1981 have revolutionized the cm-wavelength data range.

With the basics of radio interferometry learned after a hard year as an assistant researcher at the Very Large Array (VLA, Socorro, NM), the studies started in teaming first with Baerbel Koribalski for ATCA observations of METS (Benaglia et al., 2001a). Over the years, VLA and Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) observations have also been made, extensively, in this line of research. And other phenomena, mostly also related to stars, completed the set of studies performed. In this article, I present the motivations that triggered the studies, and some of the discoveries.

2. Stellar objects in general

The target sources of the studies can be grouped under the collective term "stellar objects": stars at different stages of evolution, from protostellar cores to those in the pre-supernova phase, e.g. Fig. 1.

A good example of the former is IRAS 16353–4643. We carried out observations with ATCA in the radio continuum from 1.4 to 20 GHz, and with ESO-NTT, including photometry and spectroscopy, in the IR bands JHK_s. The nature of the source could be then identified as a new protostellar cluster with low and high-mass young stellar objects (YSOs) and non-thermal (NT) emission, probably arising in an outflow (Benaglia et al., 2010b).

Protostellar cores or clusters, when close enough to sources of intense UV flux, become externally ionized. Such structures, with a cometary tail opposite the ionizing source, are called protoplanetary disk-like sources, or simply proplyds. In the framework of a Ph.D. thesis, a number of proplyds towards the Cyg OB2 association were characterized using data below 1 GHz (Isequilla et al., 2019), including the famous Tadpole (Sahai et al., 2012), and the ionizing sources in some cases could be proposed. For some, negative spectral indices (α, where $S \propto \nu^{\alpha}$) were measured. However, the scenario of synchrotron emission could not be conclusively concluded.

Protostellar jets are a common phenomenon during the star-formation phase; their interaction with the interstellar medium can lead to strong shocks, particle acceleration, and subsequent synchrotron radiation. By way of confirmation of this latter, Carrasco-González et al. (2010) found highly polarized emission from the Herbig Haro objects HH80–81. In López-Santiago et al. (2013) hard X-ray emission was reported, as another indication of non-thermal processes.

✉ *Contact* / pben.radio@gmail.com

Invited report Sérsic Prize

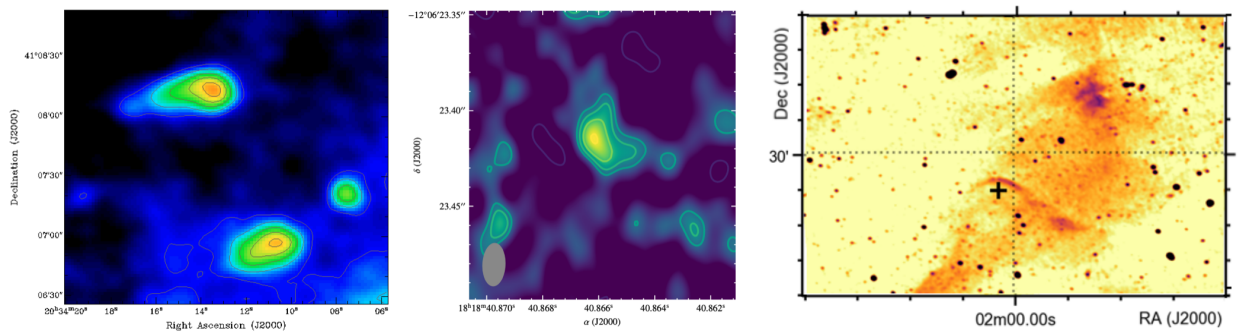


Fig. 1. Examples of stellar objects. *Left panel*: Proplyd-like source; continuum emission at 610 MHz, taken with the GMRT (PI: Benaglia), of the Tadpole (northern source), see text and also Isequilla et al. (2019). *Central panel*: colliding-wind region of the binary system HD 168112; continuum emission at 1.67 GHz, taken with the European VLBI Network (De Becker et al., 2024). *Right panel*: Vela X-1 bow shock, as seen with MeerKAT in L-band (adapted from Fig. 1 of Van den Eijnden et al., 2022b).

Since those early ATCA observations, most of the work has been devoted to stellar winds of massive stars and their interaction with the environment, strongly supported by radio interferometric observations, with very large arrays but also very large baseline interferometers. Those two sub-fields of research are discussed in separate sections (4 and 5).

3. The problem with the high energy sources

Are stellar objects gamma-ray emitters? The personal quest to answer this question began with the advent of all-sky gamma-ray observations obtained with the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. The 3rd EGRET catalog listed 271 sources, detected in the spectral range 30 MeV – 20 GeV. 170 out of the 271 sources could not be at first clearly identified with known objects (Hartman et al., 1999). The nominal PSF of the images was ~ 0.5 deg.

On June 11, 2008, the Fermi satellite was launched, carrying as its main instrument the Large Area Telescope, which operates between 1 keV and 300 GeV. Thereafter, the Fermi collaboration has released a catalog about every two years. The last fully documented release, 4FGL–DR3 (4th Fermi catalog 3rd data release, Abdollahi et al., 2022), contains nearly 6700 point sources after processing data from 12 yr of observations. The note of Ballet et al. (2023) lists first results on 14-yr data (DR4, 7194 entries, incremental catalog).

At TeV energies and beyond, the Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) collaboration recently published a catalog of 90 sources covering the declination interval $[-20, +80]$ (Cao et al., 2023). However, the large size of the sources (up to 2 deg) precludes conclusive identification and correlation with individual objects in many cases.

Each time a catalog goes public, much effort is expended to confirm or reveal the nature of the new sources. In general, a large part of them have no clear counterpart at lower energies. Figure 2 shows the situation in the case of the 4FGL-DR3. Sources are marked as 'identified' if spectral, timing, or other studies have been performed and confirm their nature; as 'associated' if the positional coincidence between a plausible gamma-ray producing object and a Fermi source is statistically unlikely to have occurred by chance; and 'unknown' are those associated only by the likelihood ratio method from large radio and X-ray surveys.

It can be appreciated from Fig. 2 that one third of 4FGL-DR3 sources were unassociated. If one divides the sources in four groups, –unassociated, extragalactic, galactic and unknown –, the second class is the more numerous: their classes are easier to be identified/associated. The same happens with galactic pulsars.

On the contrary, the number of Fermi-LAT sources related to massive stellar systems was very low. They were 9 of them, listed in Table 1.

In short, of the 4FGL catalog, roughly 10 % are galactic in nature, 2 % are of unknown nature, and 30 % (many hundred of sources) have no association/identification. The goals of that initial search performed using the 3rd EGRET catalog remain the same today: to search for (mainly stellar) objects of known types as counterparts of gamma-ray sources and provide support for models; study new populations that may be counterparts, and apply the methods and results to explain upcoming unassociated/unidentified sources to be detected by the Cherenkov Telescope Array⋆.

4. Colliding-wind stellar systems

Massive, early-type stars are characterized by effective temperatures of tens of K, luminosities of orders of magnitude that of the Sun, and strong winds that strip their outer layers while they are still on the main sequence, depositing matter and momentum in the environment. OB stars above 8 solar masses and their evolved Wolf-Rayet stars are METS. Radio observations provide a way to derive the mass loss rate, a crucial parameter in stellar evolution studies and the initial mass function.

⋆Common interval between CTA and Fermi-LAT: 20–300 GeV; CTA PSF = 4.2′; estimated population with CTA: hundreds of galactic sources will be discovered with the "CTA Galactic Plane Survey".

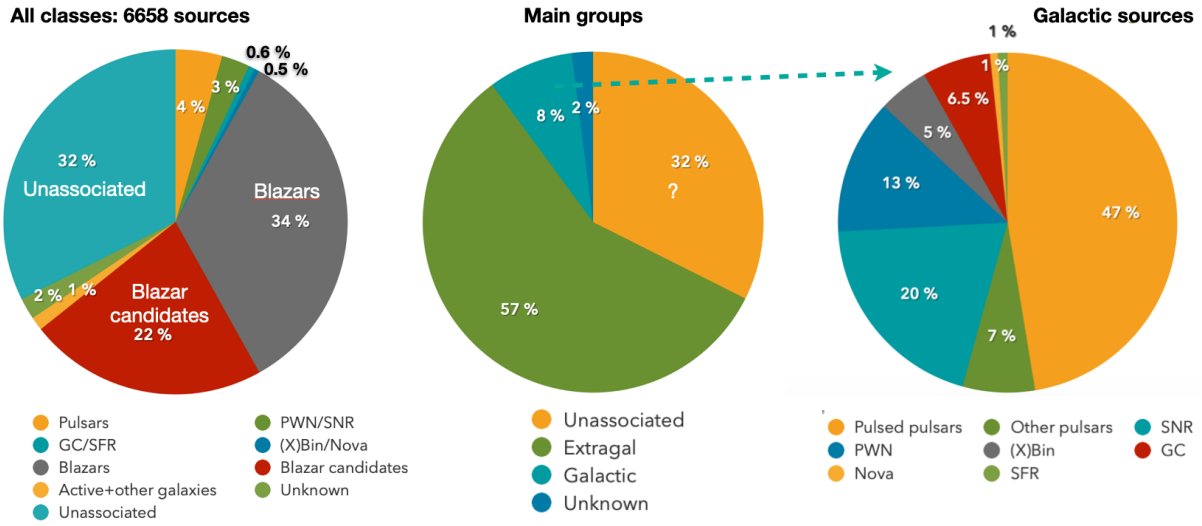


Fig. 2. Distribution of the sources of the 4FGL–DR3 catalog. GC = globular cluster; SFR: = star forming regions; PWN = pulsar wind nebula; SNR = supernova remnants; (X)Bin = binaries or X-ray binaries. Extragal = extragalactic sources. *Left panel:* Percentage of nine groups/classes. *Central panel:* Percentage of four main groups relevant to our work. *Right panel:* Percentages covered by galactic source classes.

Table 1. Stellar sources of the 4FGL-DR4 catalog.

Source	type	Reference
Eta Carinae	Identified	Ps2016
Gamma2 Velorum	Associated	MD2021
V918 Sco	Associated	A2022
4FGL J1408.6-2927	Associated	A2022
XMMU J083850.3-282756	Associated	A2022
CRTS J052316.9-252737	Associated	A2022
Kleinmann star	Associated	A2022
4FGL J0935.3+0901	Associated	A2022
1SXPS J021210.6+532136	Associated	A2022

P2016: Pshirkov (2016), MD2021: Martí-Devesa & Reimer (2021), A2022: Abdollahi et al. (2022)

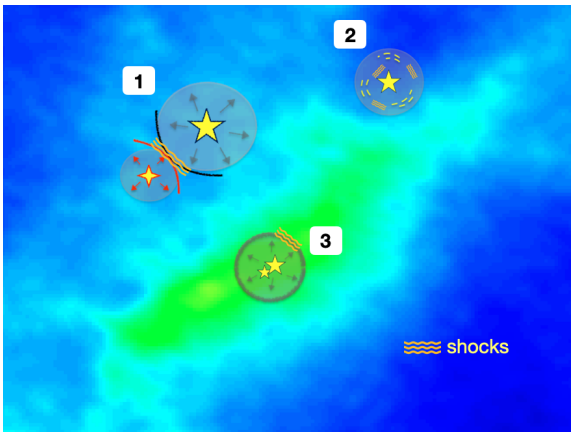


Fig. 3. Particle acceleration scenarios considered back in 2000 related to massive stars. 1: colliding winds; 2: single stellar wind; 3: interaction of ISM and terminal wind.

In principle, the winds are sources of thermal (free-free) radiation.

But METS are usually found in binary or multiple systems, with similar types, coeval. The interaction of their stellar winds is capable of accelerating particles to relativistic energies. Under the wind plasma conditions (strong UV field from the star, magnetic fields), non-thermal -synchrotron- emission is expected. Eichler & Usov (1993) published a first model to explain how colliding wind binaries (CWB) could be sources of gamma-ray emission.

Since the early days of the VLA (opening: 1981), dozens of METS have been observed and many have been detected, with spectral indices consistent with thermal, non-thermal or combined radio emission (Bieging et al., 1989; Scuderi et al., 1998; Benaglia et al., 2006, 2007, etc).

With the release of the EGRET catalogs, we started looking for counterparts in the massive star collection. In Romero et al. (1999) we showed that an association by chance was high for WR and Of stars (those with more intense winds). In Benaglia & Romero (2003) we described the main scenarios for the acceleration of particles in METS: shocks in the colliding wind regions of binaries, in single star winds, and in the stellar wind terminal region where it hits a rather dense ISM/cloud (see Fig. 3). Three processes for gamma-ray production were considered: inverse Compton scattering of relativistic electrons in an intense stellar UV photon field, relativistic bremsstrahlung of electrons idem in relevant matter fields, and interaction between field and relativistic protons producing neutral pion decay to gamma rays. The calculations were applied to emblematic WR+O systems, WR 140, WR 146, and WR 147. Although we worked with many assumptions and a first order approximation formulae approach, the value of the paper was to obtain orders of magnitude of the main contributions in each case. Benaglia et al. (2001b) and Benaglia et al. (2005) discussed, for two EGRET sources, the probability that the systems Cyg OB2 #5 and WR 21a can

contribute; both IAR single dish and ATCA data were collected to do so.

The 4FGL-DR4 presents the system Eta Car (HD 93308) as the only CWB identified with a Fermi source, also detected by the instruments Astrorivelatore Gamma ad Imagini Leggero (AGILE) and High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.). Nevertheless, it is a thermal radio emitter, widely observed from centimeter to millimeter wavelengths. Eta Car is composed of an LVB and an OB star. The wind of the LVB is very dense ($dM/dt > 10^{-4}$ $M_\odot$ yr^{-1}) and the OB has a very high terminal velocity (~ 3000 km s^{-1}).

The Gamma^{2}Velorum system (WR 11) is the only one among METS associated with a Fermi source. It is the nearest colliding binary system (~ 350 pc). We have studied it carrying out several radio experiments. With ATCA at 22 GHz (proposal C1616, PI: Benaglia) we detected no clumps in the wind, neither with the miriad (Sault et al., 1995) package, nor with the difmap (Shepherd, 1997) one (S. Dougherty, private communication). No variations in the light curve along the 2-yr interval, from archival ATCA data, were found (Benaglia, 2016). When Pshirkov (2016) reported a 6-σ Fermi excess over this system, we implemented a multiband campaign to complement its spectrum from 150 MHz up to the IR range (Benaglia et al., 2019). We found a thermal spectral index throughout, and a non-thermal source (MOST 0808–471, a radio galaxy) nearby, within the Fermi ellipse (see Fig. 4).

A third CWB that we have studied extensively is HD 93129A (see Benaglia et al., 2015, and references therein). It is an (O2If*+O2If*) system with a non-thermal spectral index. We performed VLBI observations to detect its colliding wind region, with the Australia Long Baseline Array; we needed to use a first run to look for appropriate calibrators. It shows no associated gamma-ray emission.

Why are there so few detections of massive binaries in the gamma-ray range?

- Some of these systems are quite eccentric, and the conditions for efficient particle acceleration and gamma-ray production may manifest only occasionally; conditions vary along the orbit, with optimal windows for observations occurring at different times for different wavelengths.
- Convection effects can carry away the protons, preventing hadronic interactions from contributing significantly.
- Current predictions (del Palacio et al., 2016; Reitberger et al., 2017; Pittard et al., 2021) tend to show that IC emission is lower than expected and that synchrotron losses may be higher than previously thought (e.g. high B-field, tight systems).
- In addition, the non-thermal radiation can be suppressed by the high densities of thermal gas and the absorbing photon fields.
- TeV emission requires extremely efficient acceleration.
- Crucial for the modeling, stellar and orbital parameters are usually not well known; mass loss rate, wind terminal velocity, wind region size, inclination, spectral types, clumping, even distance, stellar temperature, chemical composition, surface magnetic field, etc.

5. Stellar bow shocks

The stellar bow shocks (SBS) are formed when a runaway star, with a powerful wind, moves at high velocity above the surrounding medium, sweeping and heating that medium. If supersonic speeds, shocks will be produced.

SBSs are arcuate structures of stacked material, in the same direction as the stellar velocity vector. The stellar winds are confined by the ISM ram pressure. The distance to the star is given by momentum balance between the two media. The shocked stellar radiation heats the accumulated dust, which re-radiates as MIR-FIR excess. One of the first systematic search for SBS was performed by Noriega-Crespo et al. (1997), who identified 21 candidates, through HIRES IRAS data images.

Another landmark result in my career appeared in 2007: Comerón & Pasquali (2007) reported and described a bow shock feature using Midcourse Space eXperiment (MSX) IR data, and pointing to the star BD+43^0 3654 as the driver; this bow shock would later be named EB27. The star has spectral classification of O4 If, very high mass loss, terminal and peculiar velocities, and was proposed to be coming from the direction of Cyg OB2. This massive, luminous runaway was an ideal source to find if particles could be accelerated at the shocks.

A fairly straightforward way to test the hypothesis was to observe the IR feature in two low frequency radio bands, where non-thermal emission would be prominent. A spectral index map of EB27 was obtained using VLA data, with values down to $\alpha = -0.45$ (Benaglia et al., 2010a). We reasoned that if the following three conditions hold: (i) the MSX feature was the stellar bow shock, (ii) the radio emission detected with the VLA was primarily produced in the bow shock, and (iii) the negative spectral index was evidence for NT emission, then SBSs could be HE sources.

This result was followed by various models (e.g. del Palacio et al., 2018) to explain the synchrotron radiation from a SBS, calculate the spectral energy distribution, and predict the high-energy emission.

Another Ph.D. project consisted of compiling a catalog of SBSs (Peri et al., 2015) close to runaway stars, the Extensive stellar BOw Shock Survey or E-BOSS, and characterizing its members (see Fig. 5). Low-frequency radio emission from archives were found for five of the E-BOSS SBS. However, systematic searches of correlations with high-energy (HE) counterparts (Fermi, HESS) were unsuccessful (Schulz et al., 2014; H. E. S. S. Collaboration et al., 2018).

A second round on EB27 involved deeper, and full polarimetric observations with the Jansky VLA, to search for conclusive evidence of synchrotron emission. The negative spectral index at the SBS core was confirmed. Puzzling, the fractional polarization remained

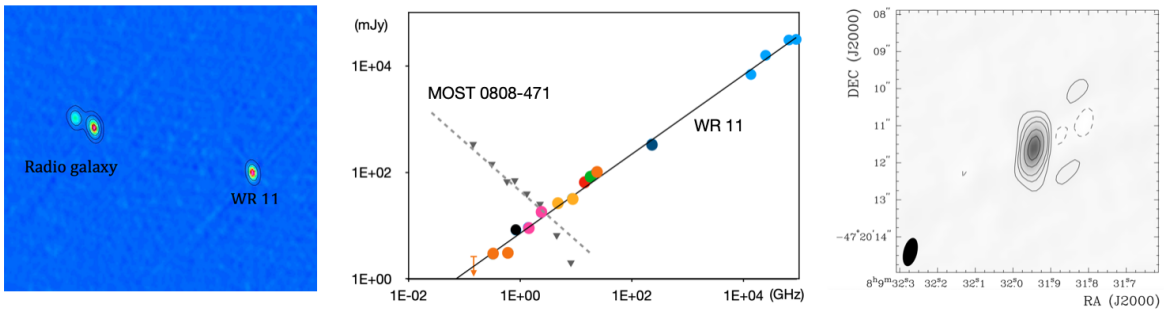


Fig. 4. Results from studies of Gamma^{2}Vel (WR 11). *Left panel*: Sources inside the Fermi excess measured by Pshirkov (2016), in continuum emission at 4.8 GHz (ATCA data). Taken from the ATNF Picture of the day, `https://www.atnf.csiro.au/ATNF-DailyImage/archive/2016/04-Apr-2016.html`. *Central panel*: Spectra of the sources at the left panel; MOST 0808-471 is identified as a radio galaxy; flux density values given in Benaglia et al. (2019). *Right panel*: Continuum emission at 22 GHz from ATCA data (C1616, PI: Benaglia).

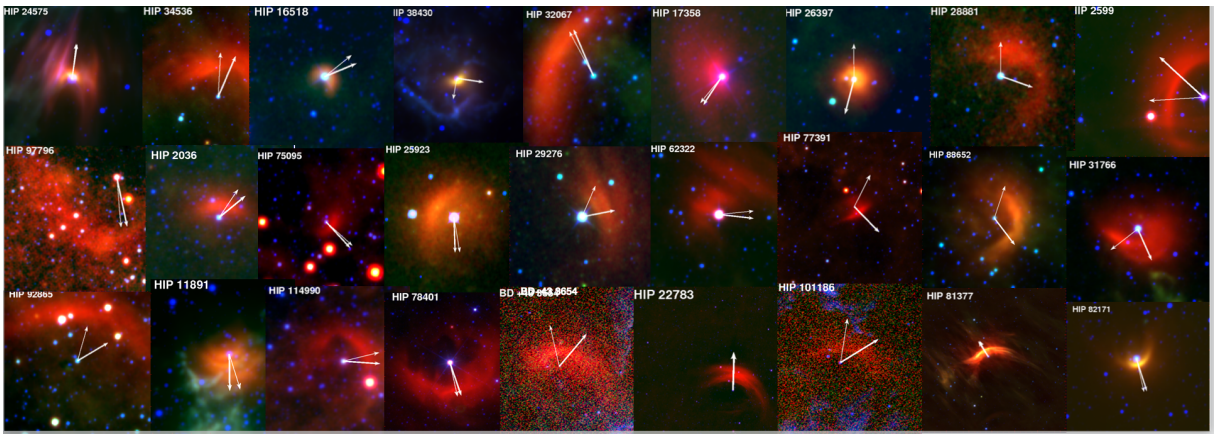


Fig. 5. Patchwork made with bow shocks from E-BOSS (see Peri et al., 2015, for full details).

$< 0.5\%$. This could indicate a turbulent magnetic field, magnetic reconnection as the acceleration mechanism – instead of diffusive shock acceleration–, Faraday rotation through a diffuse and poorly imaged medium due to insufficient short baselines, etc. (Benaglia et al., 2021a).

Recently, the full operation of the Australian Square Kilometer Array Pathfinder (ASKAP) and the MeerKAT-Karoo Array Telescope has given new impetus to BSB studies. The classical bow shock of Vela-X1, a runaway HMXB (NS+B0.5Ia), was detected at 1.3 GHz with MeerKAT, and a thermal scenario provided reasonable values for bow-shock density and temperature and ISM density (Van den Eijnden et al., 2022b).

Images from the Rapid ASKAP Continuum Survey (RACS)-low-DR1 were examined at the position of E-BOSS SBSs: 3 bow shocks were identified as strong cases, 3 as possible bow shocks, another one as to be confirmed, and other three were removed from the bow-shock list (Van den Eijnden et al., 2022a).

Moutzouri et al. (2022), using JVLA and Effelsberg data, to add the short-spacings, imaged the Bubble Nebula (NGC 7635); part of this source is a bow shock, probably formed by the runaway star BD+60^{0}2522. The radio emission at the SBS has a spectral index clearly indicative of NT emission: finally, a second bow shock with strong indication of NT emission was found.

And with the release of the Gaia-DR3 database (Gaia Collaboration et al., 2023), the systematic search and characterization of runaway stars capable of producing the BSB has been resumed (Carretero-Castrillo et al., 2023).

6. Large field studies

6.1. RCW 49 and the Westerlund 2 cluster

The large sizes of very high-energy (VHE) sources force one to cover large regions (up to several square degrees) when searching for counterparts at other wavelengths. This means planning mosaicking observations for radio fields, i.e. multiple pointings, and then combining them in a way to unify the noise.

This was the case in a study of the bright HII region RCW 49 and its ionizing cluster Westerlund 2 (Wd2). Figure 6 shows the probability contours of the sources 2FGL J1023.5–5749c, and HESS J1023–575 superimposed on the radio continuum emission. We performed 41 pointings at the most extended array configuration with ATCA, at 5.5 GHz and 9.0 GHz, with 2-GHz bandwidths. The images allowed to detect a bubble with a jet at the center of Wd2, and non-thermal emission from a

region called the 'bridge', which could be related to the production of the gamma-ray sources (Benaglia et al., 2013).

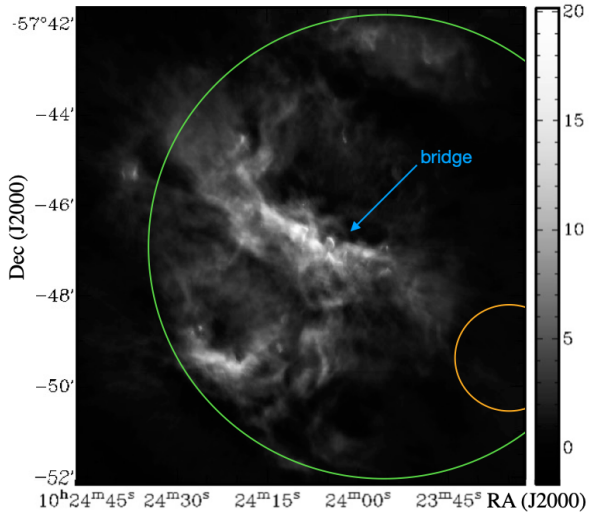


Fig. 6. The ionized gas of RCW 49, imaged at 5.5 GHz (synthesized beam of $1.9'' \times 1.5''$). The orange contour represents the 2FGL source J1023.5–5749c; the green contour that of HESSS J1023–575. The 'bridge' region is marked. The grayscale units are mJy beam^{-1}.

6.2. The Cygnus constellation core

The Cygnus Rift, a path of dark patches across many degrees of the northern sky, contains many OB associations and star clusters. Among them is Cyg OB2, with hundreds of METS and traces of recent star formation. In addition, many TeV and GeV sources, some of them unidentified, have been catalogued (see Fig. 1, and Tables 1 and 2 of Benaglia et al., 2021b).

Through extensive work Ishwara Chandra, we aimed to obtain information or confirmation about the nature of the high-energy sources, by exploiting the radio-gamma connection: a relativistic electron population that can feed radio synchrotron photons and gamma rays. To this end, we completed a project to image Cyg OB2 and its surroundings at MHz frequencies, covering almost 20 sq. deg.

The instrument chosen was the GMRT, which operates from 150 MHz to L-band and achieves very high angular resolution. The observing bands were 325 and 610 MHz, with a bandwidth of 32 MHz**. It took us 4 campaigns (2013 to 2017), 185 h of observing, and more than 50 pointings.

Among the most significant results, the first 610 MHz image of such a large area was obtained, together with a 325 MHz image with x5 better sensitivity and angular resolution than previous observations; the rms reached rounded 0.2 mJy beam^{-1} and 0.5 mJy beam^{-1}, and the angular resolutions were set to $6''$ and $10''$, at 610 MHz and 325 MHz respectively. Thousands of sources were detected (see Fig. 7 with some examples).

The main catalog was generated by a source detection and characterization pipeline for emission at a level of 7-σ or more (Benaglia et al., 2020a). It lists 2796 sources at 610 MHz and 933 at 325 MHz, with spectral indices for those at the same position in both bands.

The massive stars/systems of the field were studied; 11 were detected. Many of their full spectra, completed with the values at other frequencies from the literature, showed indications of free-free absorption (Benaglia et al., 2020b).

Since the images were constructed with weighting to outline discrete sources, those coinciding with YSOs in the field could be identified (∼30 Isequilla et al., 2020) and the same for the double-lobed sources (∼40 Saponara et al., 2021).

The analysis of the radio counterparts superimposed to gamma-ray sources was performed considering radio sources above 3 times local rms. We found 36 radio sources on 10 HE sources, and 11 on VHE sources (Benaglia et al., 2020b). A few radio sources were resolved. The first 325-MHz image of the SNR Gamma-Cygni was obtained. Variability was also checked against previous works.

Eleven radio sources showed non-thermal emission. Most of them, corresponding to eight gamma-ray sources, were characterized by a C-factor (flux density/peak brightness, Frail et al., 2018) <1.5, indicating a pulsar candidate. Both timing studies to confirm pulses and VLBI data to distinguish resolved high-redshift galaxies from unresolved pulsars are underway.

6.3. The PACWB project

Regarding the scenarios shown in Fig. 3, not much progress has been accomplished for single METS as non-thermal sources (van Loo et al., 2006; Saha et al., 2023). The fact that the binarity/multiplicity of a star can be very tricky to determine aggravates the problem.

The relationship between a non-thermal spectral index and multiplicity was discussed early in Dougherty & Williams (2000). The authors analyzed the radio spectral index information of 25 WR stars and found that 7 of them had non-thermal emission, 5 of which were in massive systems.

Benaglia (2010) compiled the results corresponding to 64 stars with spectral types O to B2 and radio emission, and found that 17 of them presented non-thermal emission, 8 showed hints of NT emission, 18 presented thermal emission, 7 had hints of thermal emission, and for the rest of them (14) the spectral index calculation led to unclear results.

Later, the 'Catalog of Particle-accelerating colliding-wind binaries' (PACWBC), was published (De Becker & Raucq, 2013). It is maintained and updated at `https://www.astro.uliege.be/~debecker/pacwb/`. It hosts

**I think one of the best things about being a radio astronomer is to go observing. This prerogative can reach an extreme, like in ATCA, where you even drive the instrument and take care of the observation, with all the responsibility for the result that implies.

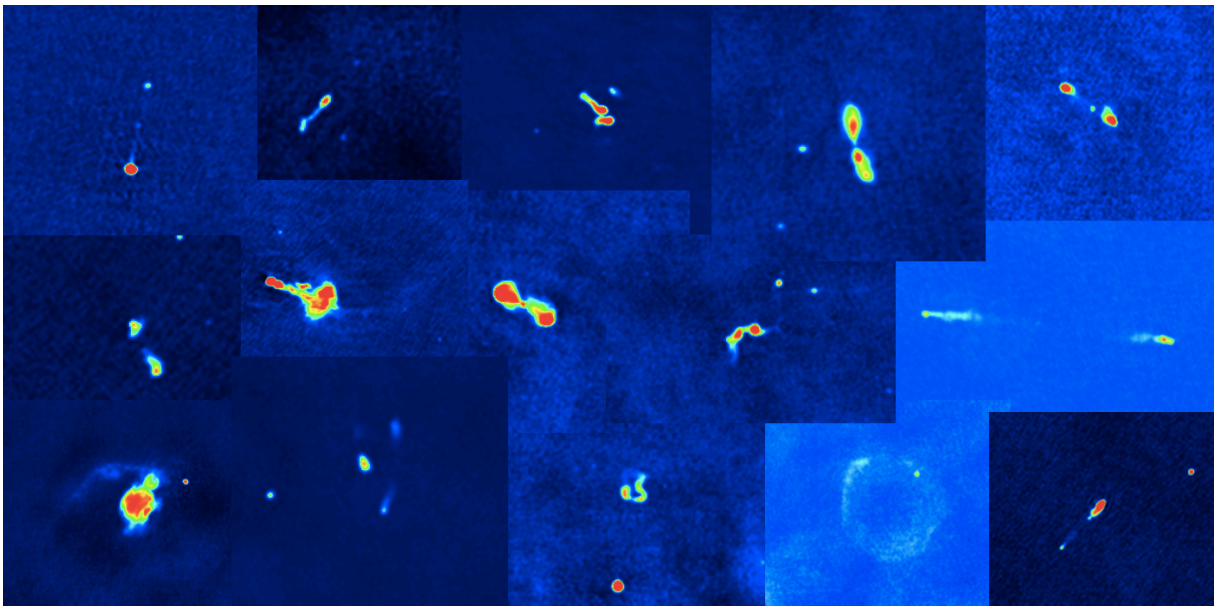


Fig. 7. Collage of sources in the Cygnus core, emitting in the continuum, at 610 MHz.

about 50 members with radio observational clues of NT emission, plus about 15 members-to-be-confirmed. Clues include a clear non-thermal spectral index, flux density variability along the orbital phase, high flux density values that cannot be explained by thermal emission alone, especially at low frequencies, point-like emission, gamma-ray associated source, NT X-ray emission, etc.

For a binary system to show NT radio emission, the winds must be close enough to interact, but not so close for the NT photons produced by the interacting winds can escape the volume filled by the individual thermal winds, where they tend to be absorbed (FFA). This is why we distinguish systems that can accelerate particles (up to relativistic speeds) from those that cannot.

The PACWBC promoted the initiative PANTERA-stars*** (leaded by Michaël De Becker), an international collective to study Particle Acceleration and NT Emission of Radiation in Astrophysics.

The main goals of PANTERA-Stars are to confirm non-thermal emission (spectral index, brightness, variability, polarization), to study the origin of the variability (e.g. related to the orbital phase), to search for new PACWB (deeper observations with new or updated instruments), to analyze the relation between NT emission and binarity/multiplicity, and to search for NT emission in presumed single stars.

Acknowledgements: P.B. thanks the Jury of the Sérsic Prize of the Asociación Argentina de Astronomía, and the Local Organizing Committee of the 2023 Annual Meeting for providing the means to travel to the city of San Juan to participate. P.B. is very grateful to G.E. Romero, B. Koribalski, Ishwara Chandra C.H., J.M. Paredes, J.S. Vink, J. Martí, M. De Becker, A. Tej, A. Noriega-Crespo, and many other colleagues for sharing to a greater or lesser extent their expertise. Some of this material was presented as part of the invited talk at the 9th Fermi Symposium, which took place virtually back in 2021.

***https://www.astro.uliege.be/~debecker/pantera/

References

Abdollahi S., et al., 2022, ApJS, 260, 53
Ballet J., et al., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2307.12546
Benaglia P., 2010, J. Martí, P.L. Luque-Escamilla, J.A. Combi (Eds.), *High Energy Phenomena in Massive Stars*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 422, 111
Benaglia P., 2016, PASA, 33, e017
Benaglia P., Cappa C.E., Koribalski B.S., 2001a, A&A, 372, 952
Benaglia P., Koribalski B., Albacete Colombo J.F., 2006, PASA, 23, 50
Benaglia P., Romero G.E., 2003, A&A, 399, 1121
Benaglia P., et al., 2001b, A&A, 366, 605
Benaglia P., et al., 2005, A&A, 440, 743
Benaglia P., et al., 2007, A&A, 467, 1265
Benaglia P., et al., 2010a, A&A, 517, L10
Benaglia P., et al., 2010b, A&A, 523, A62
Benaglia P., et al., 2013, A&A, 559, A31
Benaglia P., et al., 2015, A&A, 579, A99
Benaglia P., et al., 2019, A&A, 625, A99
Benaglia P., et al., 2020a, A&A, 642, A136
Benaglia P., et al., 2020b, PASA, 37, e030
Benaglia P., et al., 2021a, MNRAS, 503, 2514
Benaglia P., et al., 2021b, ApJS, 252, 17
Bieging J.H., Abbott D.C., Churchwell E.B., 1989, ApJ, 340, 518
Cao Z., et al., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2305.17030
Carrasco-González C., et al., 2010, Science, 330, 1209
Carretero-Castrillo M., Ribó M., Paredes J.M., 2023, A&A, 679, A109
Comerón F., Pasquali A., 2007, A&A, 467, L23
De Becker M., Raucq F., 2013, A&A, 558, A28
De Becker M., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2401.02712
del Palacio S., et al., 2016, A&A, 591, A139
del Palacio S., et al., 2018, A&A, 617, A13
Dougherty S.M., Williams P.M., 2000, MNRAS, 319, 1005
Eichler D., Usov V., 1993, ApJ, 402, 271
Frail D.A., et al., 2018, MNRAS, 475, 942
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
H. E. S. S. Collaboration, et al., 2018, A&A, 612, A12

Hartman R.C., et al., 1999, ApJS, 123, 79
Isequilla N.L., et al., 2019, A&A, 627, A58
Isequilla N.L., et al., 2020, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 61B, 124
Leitherer C., Chapman J.M., Koribalski B., 1995, ApJ, 450, 289
López-Santiago J., et al., 2013, ApJL, 776, L22
Martí-Devesa G., Reimer O., 2021, A&A, 654, A44
Moutzouri M., et al., 2022, A&A, 663, A80
Noriega-Crespo A., van Buren D., Dgani R., 1997, AJ, 113, 780
Peri C.S., Benaglia P., Isequilla N.L., 2015, A&A, 578, A45
Pittard J.M., Romero G.E., Vila G.S., 2021, MNRAS, 504, 4204
Pshirkov M.S., 2016, MNRAS, 457, L99
Reitberger K., et al., 2017, ApJ, 847, 40
Romero G.E., Benaglia P., Torres D.F., 1999, A&A, 348, 868
Saha A., et al., 2023, MNRAS, 526, 750
Sahai R., Morris M.R., Claussen M.J., 2012, ApJ, 751, 69
Saponara J., et al., 2021, PASA, 38, e044
Sault R.J., Teuben P.J., Wright M.C.H., 1995, R.A. Shaw, H.E. Payne, J.J.E. Hayes (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 77, 433
Schulz A., et al., 2014, A&A, 565, A95
Scuderi S., et al., 1998, A&A, 332, 251
Shepherd M.C., 1997, G. Hunt, H. Payne (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 125, 77
Van den Eijnden J., Saikia P., Mohamed S., 2022a, MNRAS, 512, 5374
Van den Eijnden J., et al., 2022b, MNRAS, 510, 515
van Loo S., Runacres M.C., Blomme R., 2006, A&A, 452, 1011

Core dynamo simulations of A-type stars

J.P. Hidalgo[1], P.J. Käpylä[2], C.A. Ortiz-Rodríguez[3], F.H. Navarrete[4], D.R.G. Schleicher[1] & B. Toro-Velásquez[1]

[1] *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*
[2] *Institut für Sonnenphysik, KIS, Alemania*
[3] *Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Alemania*
[4] *Institute of Space Sciences, ICE–CSIC, España*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 29 March 2024
©The Authors 2024

Resumen / Las estrellas tipo A tienen núcleos convectivos y envoltorios radiativos. Realizamos simulaciones numéricas en 3D de una estrella tipo A de 2 $M_\odot$ con un núcleo convectivo de aproximadamente 20 % del radio estelar rodeado por una envoltura radiativa usando un modelo star-in-a-box, como una forma de explorar campos magnéticos impulsados por la convección en el núcleo de la estrella. Las ecuaciones no ideales totalmente compresibles de la magnetohidrodinámica son resueltas ocupando el Pencil Code. Periodos de rotación desde 8 a 20 días fueron explorados. Concluimos que el núcleo es capaz de albergar fuertes dínamos hemisféricos con comportamiento cíclico y campos magnéticos con intensidades típicas alrededor de los 60 kG. Sin embargo, los campos magnéticos que llegan a la superficie son varios órdenes de magnitud menores que en el núcleo, lo que no es suficiente para explicar los campos magnéticos observados.

Abstract / A-type stars have convective cores and radiative envelopes. We perform 3D numerical simulations of a 2 $M_\odot$ A-type star with a convective core of roughly 20% of the stellar radius surrounded by a radiative envelope using a star-in-a-box model, as a way to explore magnetic fields driven by convection in the core of the star. The non-ideal fully compressible magnetohydrodynamics equations were solved using the Pencil Code. Rotation periods from 8 to 20 days were explored. We conclude that the core is able to host strong hemispheric dynamos with cyclic behavior and typical magnetic field strengths around 60 kG. However, the magnetic fields that reach the surface are several orders of magnitude smaller than in the core, which is not enough to explain the observed magnetic fields.

Keywords / stars: magnetic field — stars: massive — magnetohydrodynamics (MHD) — dynamo

1. Introduction

Early-type stars are main-sequence stars with masses above 1.5 $M_\odot$. In these stars, the main energy production mechanism is the CNO cycle. This cycle is very temperature dependent, and therefore a large energy flux is concentrated in the center of the star leading to a steep temperature gradient that drives convection. The convective cores of these stars have differential rotation and regions of shear that are favorable for dynamo action (Krause & Oetken, 1976; Browning, 2008). Numerical simulations by Brun et al. (2005) showed a core dynamo in a 2 $M_\odot$ A-type star, modelling the inner 30% by radius where 15% is the core. The magnetic energy produced in their models is around equipartition with kinetic energy. In B-type stars dynamo action has been found as well. Simulations by Augustson et al. (2016) of the inner 65% by radius of a 10 $M_\odot$ B-type star show vigorous dynamo action. The resulting magnetic fields have peaks exceeding a megagauss and reach superequipartition values. Nevertheless, despite these studies reporting that a convective core can lead to strong dynamo action, the nature of these dynamos has not been explored in detail. The produced magnetic fields could play an important role in the observed magnetism of Ap/Bp stars. These stars are a chemically peculiar subclass of early-type stars with masses ranging from 1.5 to 6 $M_\odot$, and large-scale magnetic fields with mean field strengths ranging from 200 G to 30 kG Aurière et al. (2007).

In the present study, we perform 3D magnetohydrodynamic (MHD) simulations of a main-sequence A-type star using a star-in-a-box setup and model the entire star for the first time in 3D numerical simulations. Our main objective is to study and characterize the core dynamos of such stars, and to analyze the resulting magnetic fields at the stellar surface. Differential rotation is also explored, at the surface of the convective core and at the stellar surface. The structure of this paper is the following: The model is described in Section 2. The analysis and results of the simulations are presented in Section 3. Conclusions are provided in Section 4.

2. The Model

The model is based on the star-in-a-box setup presented by Käpylä (2021), which is based on the model of Dobler et al. (2006). The setup consists in a star of radius R

✉ *Contact* / jhidalgo2018@udec.cl

Research article

inside a cube of side $l = 2.2R$. All the Cartesian coordinates (x, y, z) range from $-l/2$ to $l/2$. The following non-ideal fully compressible MHD equation set is solved:

$$\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} = \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B} - \eta\mu_0 \boldsymbol{J}, \tag{1}$$

$$\frac{D \ln \rho}{Dt} = -\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{u}, \tag{2}$$

$$\frac{D\boldsymbol{u}}{Dt} = -\boldsymbol{\nabla}\Phi - \frac{1}{\rho}\left(\boldsymbol{\nabla} p - \boldsymbol{\nabla} \cdot 2\nu\rho\boldsymbol{S} + \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}\right) - 2\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{u} + \boldsymbol{f}_d, \tag{3}$$

$$T\frac{Ds}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\left[\boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{F}_{\rm rad} + \boldsymbol{F}_{\rm SGS}) + \mathcal{H} - \mathcal{C} + \mu_0\eta\boldsymbol{J}^2\right] + 2\nu\boldsymbol{S}^2, \tag{4}$$

where $\boldsymbol{A}$ is the magnetic vector potential, $\boldsymbol{u}$ is the flow velocity, $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A}$ is the magnetic field, η is the magnetic diffusivity, μ_0 is the magnetic permeability of vacuum, $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B}/\mu_0$ is the current density given by Ampère's law, $D/Dt = \partial/\partial t + \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla}$ is the advective derivative, ρ is the mass density, Φ is the gravitational potential, p is the pressure, ν is the kinematic viscosity, $\boldsymbol{S}$ is the traceless rate-of-strain tensor

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_j u_i + \partial_i u_j) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{u}, \tag{5}$$

where δ_{ij} is the Kronecker delta. $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \Omega_0)$ is the rotation vector, $\boldsymbol{f}_{\rm d}$ describes damping of flows outside the star (see Dobler et al., 2006, for details), T is the temperature, and s is the specific entropy. The radiative energy flux is given by

$$\boldsymbol{F}_{\rm rad} = -K\boldsymbol{\nabla}T, \tag{6}$$

where K is the constant radiative heat conductivity. Additionally, the subgrid-scale (SGS) entropy flux is defined as

$$\boldsymbol{F}_{\rm SGS} = -\chi_{\rm SGS}\rho\boldsymbol{\nabla}s', \tag{7}$$

where $\chi_{\rm SGS}$ is the SGS diffusion coefficient, and s' is the fluctuating entropy. Finally, $\mathcal{H}$ and $\mathcal{C}$ describe additional heating and cooling, respectively. For these we adopt similar expressions as in Käpylä (2021). The ideal gas equation of state $p = (\gamma - 1)\rho e$ is assumed, where γ is the adiabatic index and e is the internal energy of the gas. We use radial profiles for the diffusivities ν and η, where the radiative layers have values 10^2 times smaller than in the core. We define the radial jumps at $r = 0.35R$ with a width of $w = 0.06R$. This implementation aims to avoid the spreading of magnetic fields and flows from the core to the envelope (see Käpylä, 2022).

The model has a convective core of roughly 20% of the stellar radial extent surrounded by a radiative envelope. The heat conductivity coefficient $K = 0.1K_0$ leads to such configuration in the thermally relaxed state, where K_0 is the value required for a fully radiative configuration (see Fig. 1 of Hidalgo et al. 2023). The stellar parameters for a 2 $M_\odot$ A-type star are $R_* = 2\ R_\odot$, $\rho_0 = 5.6 \cdot 10^4$ kg m^{-3}, $T_0 = 2.25 \cdot 10^7$ K and $L_* = 23\ L_\odot$ for the radius, mass density and temperature of the stellar center, and luminosity, respectively. These parameters are obtained from a one dimensional stellar model from the open-source code MESA (Paxton et al., 2019). For the conversion to physical units, the description in the Appendix A of Käpylä et al. (2020) is followed. The simulations were run on a grid of 200^3 with the Pencil Code[⋆] (Pencil Code Collaboration et al., 2021), which is a highly modular high-order finite-difference code for solving ordinary and partial differential equations.

Table 1. Summary of the simulations. From left to right the columns correspond to the rotation period $P_{\rm rot} = 2\pi/\Omega_0$ in [days], the volume averaged (over the convective zone) root-mean-square flow velocity $u_{\rm rms}$ in [m s^{-1}], the volume-averaged root-mean-square magnetic field $B_{\rm rms}$ in [kG], the Coriolis number, and the fluid and magnetic Reynolds numbers.

Run	$P_{\rm rot}$	$u_{\rm rms}$	$B_{\rm rms}$	Co	Re	$\mathrm{Re_M}$
MHDr1	20	98	no dynamo	4.9	54	38
MHDr2	15	50	59	10.1	35	24
MHDr3	10	38	64	19.2	27	19
MHDr4	8	35	59	26.9	24	17

2.1. Dimensionless parameters

To characterize each simulation the following dimensionless parameters are computed. The influence of rotation on the flow is measured by the Coriolis number

$$\mathrm{Co} = \frac{2\Omega_0}{u_{\rm rms}k_R}, \tag{8}$$

where $u_{\rm rms}$ is the root-mean-square velocity averaged over the convective zone ($r < 0.2R$) and $k_R = 2\pi/0.2R$ is the wave number of the largest convective eddies. The fluid and magnetic Reynolds numbers are

$$\mathrm{Re} = \frac{u_{\rm rms}}{\nu k_R}, \qquad \mathrm{Re_M} = \frac{u_{\rm rms}}{\eta k_R}. \tag{9}$$

The magnetic and SGS Prandtl numbers are

$$\mathrm{Pr_M} = \frac{\nu}{\eta}, \qquad \mathrm{Pr_{SGS}} = \frac{\nu}{\chi_{\rm SGS}}.$$

3. Results

We present a set of simulations exploring rotation periods from 8 to 20 days. All of the runs have diffusivities $\nu = 5.45 \cdot 10^7$ [m^2/s], $\eta = 7.78 \cdot 10^7$ [m^2/s], and $\chi_{\rm SGS} = 2.61 \cdot 10^8$ [m^2/s] in the core. Therefore $\mathrm{Pr_M} \approx 0.7$ and $\mathrm{Pr_{SGS}} \approx 0.21$. The simulations, as well as the diagnostic quantities are listed in Table 1.

The density stratification between the center and the surface of the convective core is $\rho_{\rm center}/\rho_{\rm surfcore} \approx 1.27$, which is close to the MESA model result $\rho_{\rm center}/\rho_{\rm surfcore} \approx 1.5$. Furthermore, the ratio between the temperature of the center and the surface of the convective core is $T_{\rm center}/T_{\rm surfcore} \approx 1.25$.

[⋆] `https://pencil-code.org/`

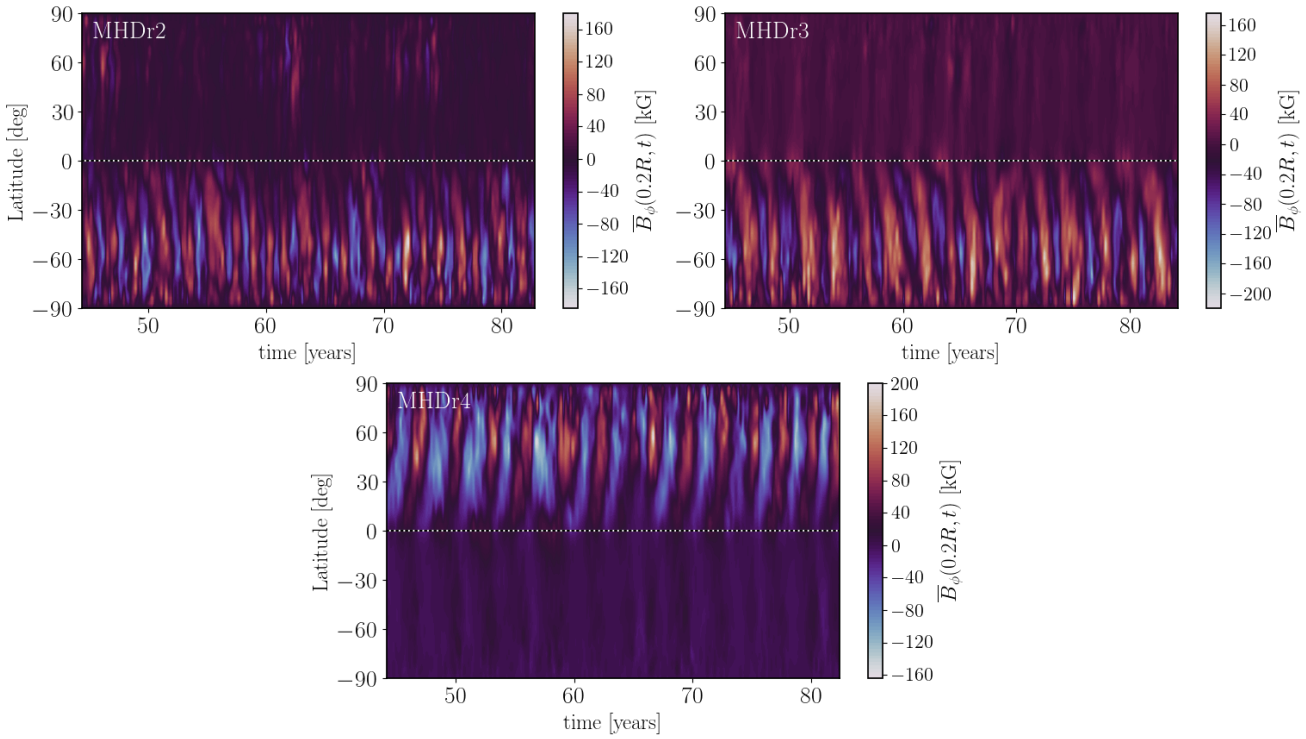


Fig. 1. Time-latitude diagrams of the azimuthally averaged toroidal magnetic field $\overline{B}_\phi(r = 0.2R, \theta, t)$. The run is indicated in the upper left corner of each plot.

3.1. Core dynamos

Run MHDr1 does not have a dynamo. All the remaining runs have core dynamos. The azimuthally averaged toroidal magnetic fields $\overline{B}_\phi(r, \theta, t)$ at $r = 0.2R$ are shown in Fig. 1. All of the solutions are hemispheric and cyclic. In Runs MHDr2 and MHDr3 the magnetic field is located in the southern hemisphere, while in MHDr4 the magnetic activity is located in the northern hemisphere. Cyclic solutions have been reported in simulations of fully convective stars (see e.g. Käpylä, 2021; Ortiz-Rodríguez et al., 2023). However, these solutions are usually in both hemispheres of the star. A notable exception are the spherical simulations of fully convective M dwarfs by Brown et al. (2020). In these runs the obtained global-scale mean magnetic fields are hemispheric (see their Fig. 1). The reason behind these hemispheric solutions is currently unclear.

The total kinetic and magnetic energies are

$$E_{\rm kin} = \frac{1}{2}\int_{V_*} \rho \boldsymbol{u}^2 dV, \tag{10}$$

$$E_{\rm mag} = \frac{1}{2\mu_0}\int_{V_*} \boldsymbol{B}^2 dV, \tag{11}$$

where V_* is the volume of the star. The runs have magnetic energies below equipartition. However, as rotation increases, the ratio $E_{\rm mag}/E_{\rm kin}$ increases, reaching a nearly equipartition regime similar to that reported by Brun et al. (2005) in the core. This behavior is visible in Fig. 2, where the total energies are shown according to equations (10) and (11). All our simulations have magnetic fields with roughly the same mean strength of $B_{\rm rms} \approx 60$ kG, see Table 1.

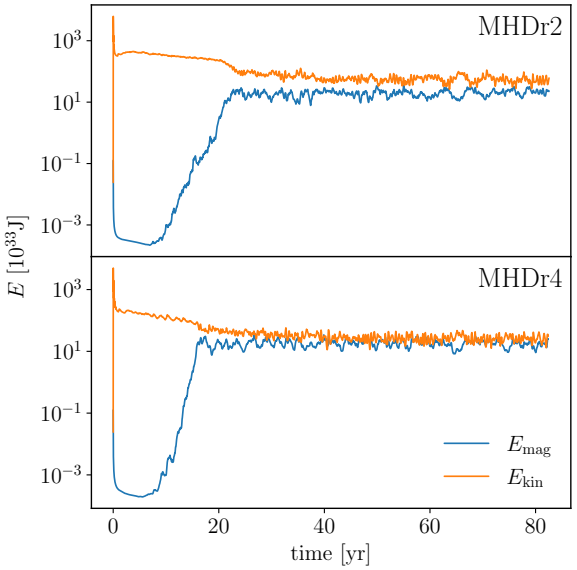


Fig. 2. Temporal evolution of the magnetic and kinetic energies from runs MHDr2 (*top panel*) and MHDr4 (*bottom panel*).

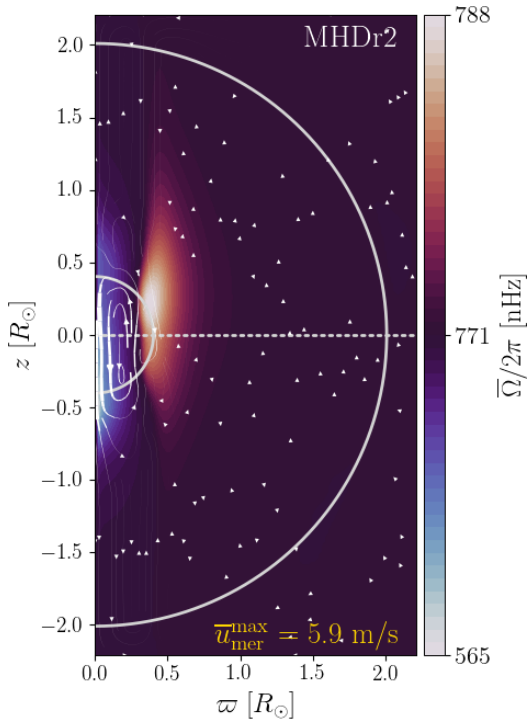


Fig. 3. Profile of the temporally and azimuthally averaged rotation rate $\overline{\Omega}(\varpi, z)$ of MHDr2. The streamlines indicate the mass flux due to meridional circulation and the maximum averaged meridional flow is indicated in the lower left side of the plot. The dashed line represents the equator.

3.2. Differential rotation

The azimuthally averaged rotation rate is

$$\overline{\Omega}(\varpi, z) = \Omega_0 + \overline{u}_\phi(\varpi, z)/\varpi, \tag{12}$$

where $\varpi = r \sin\theta$ is the cylindrical radius. Furthermore, the average meridional flow is

$$\overline{\boldsymbol{u}}_{\rm mer} = (\overline{u}_\varpi, 0, \overline{u}_z). \tag{13}$$

The rotation profile $\overline{\Omega}(\varpi, z)$ of MHDr2 is shown in Fig. 3. The core has solar-like differential rotation, i.e., the equator rotates faster than the poles. Moreover, the stellar surface and a substantial part of the radiative envelope have quasi-rigid rotation. The rotation profile is asymmetric with respect to the equator. This is a consequence of the hemispheric dynamo, which quenches the differential rotation in its corresponding hemisphere. The rest of simulations have very similar rotation profiles.

3.3. Surface magnetic fields

The magnetic fields produced by the core dynamo are unable to create large-scale structures in the stellar surface. The root-mean-square of $\overline{B}_\phi(r, \theta, \phi)$ in latitudes from -90 to -75 and 75 to 90 degrees has values around 0.1 kG, while in the rest of latitudes it has the order of 10^{-5} kG. Therefore, the magnetic field is nearly zero on almost the whole surface of the star, except at the poles.

4. Conclusions

We perform star-in-a-box simulations of a 2 $M_\odot$ A-type star, where the convective core corresponds to 20% of the radial extent. Rotation rates from 8 to 20 days are explored. We find core dynamos with magnetic fields with typical strengths around 60 kG. All the dynamo solutions are hemispheric and cyclic, similar to the results reported by Brown et al. (2020). In the fast rotators the magnetic energy is nearly in equipartition with the kinetic energy. Unlike Augustson et al. (2016), none of our runs reached super-equipartition values. The simulations exhibit solar-like differential rotation in the core, and quasi-rigid rotation in a large part of the radiative envelope. We conclude that a core dynamo is not enough to explain the observed magnetism of Ap/Bp stars, and different mechanisms should be explored. A natural next step is to add a fossil field in our model, as it can affect the nature of the core dynamo (Featherstone et al., 2009). Finally, the cycles of the dynamo solutions require further analysis, e.g. a magnetic cycle period $P_{\rm cyc}$ can be computed. This would allow to study possible relations between the magnetic cycle period and rotation (see e.g. Warnecke, 2018; Käpylä, 2022).

Acknowledgements: JPH and DRGS gratefully acknowledge support by the ANID BASAL projects ACE210002 and FB21003, as well as via Fondecyt Regular (project code 1201280). The simulations were performed with resources provided by the Kultrun Astronomy Hybrid Cluster via the projects Conicyt Quimal #170001, Conicyt PIA ACT172033, and Fondecyt Iniciacion 11170268. PJK was supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) Heisenberg programme (grant No. KA 4825/4-1), and by the Munich Institute for Astro-, Particle and BioPhysics (MIAPbP) which is funded by the DFG under Germany's Excellence Strategy – EXC-2094 – 390783311.

References

Augustson K.C., Brun A.S., Toomre J., 2016, ApJ, 829, 92
Aurière M., et al., 2007, A&A, 475, 1053
Brown B.P., et al., 2020, ApJL, 902, L3
Browning M.K., 2008, ApJ, 676, 1262
Brun A.S., Browning M.K., Toomre J., 2005, ApJ, 629, 461
Dobler W., Stix M., Brandenburg A., 2006, ApJ, 638, 336
Featherstone N.A., et al., 2009, ApJ, 705, 1000
Hidalgo J.P., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 50
Käpylä P.J., 2021, A&A, 651, A66
Käpylä P.J., 2022, ApJL, 931, L17
Käpylä P.J., et al., 2020, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 114, 8
Krause F., Oetken L., 1976, W.W. Weiss, H. Jenkner, H.J. Wood (Eds.), *IAU Colloq. 32: Physics of Ap Stars*, 29
Ortiz-Rodríguez C.A., et al., 2023, A&A, 678, A82
Paxton B., et al., 2019, ApJS, 243, 10
Pencil Code Collaboration, et al., 2021, The Journal of Open Source Software, 6, 2807
Warnecke J., 2018, A&A, 616, A72

The orbital period of the nova V1674 Her as observed with TESS

G.J.M. Luna[1,2,3], I.J. Lima[2,4] & M. Orio[5]

[1] *Universidad Nacional de Hurlingham, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[4] *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina*
[5] *Department of Astronomy, University of Wisconsin, EE.UU.*
[6] *Osservatorio Astronomico di Padova, INAF, Italia*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 16 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / El satélite TESS observó Nova Her 2021 12.62 días después de su erupción el 12 de Junio de 2021 a las 12 h 53.28 m. Esta variable cataclísmica pertenece al tipo polar intermediario, con un período de spin de ∼501 segundos y un período orbital de 0.1529 días. Durante las observaciones del Sector 40 de TESS, 17 días después de la erupción, se detectó el período orbital de 0.1529(1) días. Además, se detecta una modulación de origen desconocido con una periodicidad de ∼0.537 días desde el día 13 al día 17 luego de la erupción.

Abstract / Nova Her 2021 was observed with TESS 12.62 days after its most recent outburst in June 12.537 2021. This cataclysmic variable belongs to the intermediate polar class, with an spin period of ∼501 seconds and orbital period of 0.1529 days. During TESS observations of Sector 40, the orbital period of 0.1529(1) days is detected significantly 17 days after the onset of the outburst. A modulation of unknown origin with a period of ∼0.537 days is present in the data from day 13 to day 17.

Keywords / binaries: close — novae, cataclysmic variables — stars: individual (V1674 Her)

1. Introduction

V1674 Her (Nova Her 2021) was reported in an outburst on 2021 June 12.537 UT at 8.4 magnitudes by Seiji Ueda (Kushiro, Hokkaido, Japan) reaching naked-eye magnitudes at its peak (Munari et al. 2021; Munari & Valisa 2022 and other references in Drake et al. 2021). Early X-ray observations obtained with *Chandra* (Weisskopf et al., 2000) show an strong modulation with a period of 503.9 s (Maccarone et al., 2021). A period of 501.42 s was later reported by Mroz et al. (2021) found in Zwicky Transient Facility (ZTF) g and r-band data obtained during quiescence. These were the first hints of the presence of a magnetic-accreting white dwarf in the system. The period measurement was refined and confirmed in subsequent X-ray monitoring (Pei et al., 2021; Drake et al., 2021; Orio et al., 2022) and was clearly detected during all the supersoft X-ray phase (Orio et al., 2022).

Photometric data obtained by Shugarov & Afonina (2021) and Patterson et al. (2021) allowed the detection of a 0.15302(2) days period in optical wavelengths. This has since been identified as the orbital period. Then, V1674 Her has the physical characteristics to be identified as a magnetic cataclysmic variable of the intermediate polar type; a binary system where the white dwarf's magnetic field (≈0.1–10 MG) channels material from the inner edge of the truncated accretion disk through the accretion columns. The orbital period was later refined to a value of 0.152921(3) days by Patterson et al. (2022b) by analyzing fast photometry optical data. A 0.153 days period likely present in X-ray data has been reported by Lin et al. (2022).

In this article, we analyze the photometric series obtained with the TESS (Ricker et al., 2015) mission during the scanning of sector 40. The exquisite quality and cadence allow us to search for the orbital period during the decaying phase of a nova. This modulation, observed in fast novae once they fade for about 2-4 magnitudes after outbursts, arise from irradiation of the secondary and/or ellipsoidal variations. We discuss our data and their analysis in Section 2 while results and conclusions are discussed in Sections 3 and 4 respectively.

2. Observations

V1674 Her was observed with TESS during Sector 40, which started on June 25 2021, 12.62 days after the outburst. The total observing time was 676 h. Figure 1a shows the TESS light curve in the context of the post-outburst light curve from AAVSO (Fig. 1b). We extracted the TESS Full Frame Images (FFI) with a cadence of 10 min using `TESSCut` tool (Brasseur et al., 2019) from the Python package `lightkurve` (Lightkurve Collaboration et al., 2018). The target was identified by its `SIMBAD` coordinates and *GAIA* EDR3 catalog (Gaia Collaboration et al., 2021). We tested different aper-

✉ *Contact* / juan.luna@unahur.edu.ar

ture masks thresholds and background masks in order to produce the light curve. The images were selected using hard QUALITY flag discarding unwanted events. We removed the long-term trend, due to the fading of the nova, subtracting a Savitzky-Golay filter (Savitzky & Golay, 1964) (see Figure 1c).

We searched for periods using the Lomb-Scargle (Lomb, 1976; Scargle, 1982) algorithm in the light curve with the SG filter applied (Fig. 1e). We also searched for changes in the orbital period by extracting the power spectrum in 3-days-long sliding windows that overlap 50% (Figure 1d,f).

3. Results

The TESS light curve of V1674 Her from day 17 after the outburst is modulated at the orbital period of P_{orb}=0.1529(1) days, consistent with previous findings. The light curve folded at the orbital period and taking the ephemeris, T_0, from Patterson et al. (2022b), shows a double-peak profile (see Fig. 1g), with secondary minima distant at $\Delta\phi$=0.5 from the main minimum.

Although the observations started 13 days after the outburst, remarkably, the orbital period was not detected until ∼17 days after the outburst, also in agreement with Patterson et al. (2022b). We found that within the error of 0.001 days, we could not detect any changes in the orbital period during the 28.2 days covered by TESS. Patterson et al. (2022b) report a systematic drift toward longer periods in the photometric data taken in 2022 with respect to those taken in 2021. Our observations do not cover the times when the source has returned to quiescence, when the changes in the orbital period seem to manifests.

The variability on time scales longer than the orbital period reported by Sokolovsky et al. (2023) is also observed in the TESS light curve from day 13th until day 17th. A search for periods in this segment of the light curve yields a period of ∼0.537 days, of unknown origin (see Fig. 1h). This period is unlikely to be due to superhumps, which are modulations with periods slightly below or above the orbital period and likely due to a warped/precessing accretion disk. The 0.537 days period is much longer than the orbital period.

4. Conclusion

We analyzed the TESS, observations of Nova Her 2021, that entered into Sector 40 12.62 days after being reported to be in outburst. This nova belongs to the intermediate polar class of cataclysmic variables and, as such, it displays clear modulations with the orbital and white dwarf spin periods. In agreement with other authors, we found that the light curve shows two minima, separated by half a cycle. The secondary minimum is most noticeable once the light curve is decaying more slowly and the systems is reaching quiescence conditions. This secondary minimum could be due to the eclipsed, enhanced emission due to irradiation of the secondary by the still-burning white dwarf (Patterson et al., 2022a).

Acknowledgements: GJML and IJL acknowledge support from grant ANPCYT-PICT 0901/2017. GJML is a member of the CIC-CONICET (Argentina). This research made use of Lightkurve, a Python package for Kepler and TESS data analysis (Lightkurve Collaboration, 2018). We also acknowledge the variable star observations from the AAVSO International Database contributed by observers worldwide and used in this research.

References

Brasseur C.E., et al., 2019, Astrocut: Tools for creating cutouts of TESS images, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1905.007
Drake J.J., et al., 2021, ApJL, 922, L42
Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A1
Lightkurve Collaboration, et al., 2018, Lightkurve: Kepler and TESS time series analysis in Python, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1812.013
Lin L.C.C., et al., 2022, MNRAS, 517, L97
Lomb N.R., 1976, Ap&SS, 39, 447
Maccarone T.J., et al., 2021, The Astronomer's Telegram, 14776, 1
Mroz P., et al., 2021, The Astronomer's Telegram, 14720, 1
Munari U., Valisa P., 2022, The Astronomer's Telegram, 15796, 1
Munari U., Valisa P., Dallaporta S., 2021, The Astronomer's Telegram, 14704, 1
Orio M., et al., 2022, ApJ, 932, 45
Patterson J., et al., 2021, The Astronomer's Telegram, 14856, 1
Patterson J., et al., 2022a, ApJ, 924, 27
Patterson J., et al., 2022b, ApJL, 940, L56
Pei S., et al., 2021, The Astronomer's Telegram, 14798, 1
Ricker G.R., et al., 2015, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 1, 014003
Savitzky A., Golay M.J.E., 1964, Analytical Chemistry, 36, 1627
Scargle J.D., 1982, ApJ, 263, 835
Shugarov S., Afonina M., 2021, The Astronomer's Telegram, 14835, 1
Sokolovsky K.V., et al., 2023, MNRAS, 521, 5453
Weisskopf M.C., et al., 2000, J.E. Truemper, B. Aschenbach (Eds.), *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 4012, 2–16

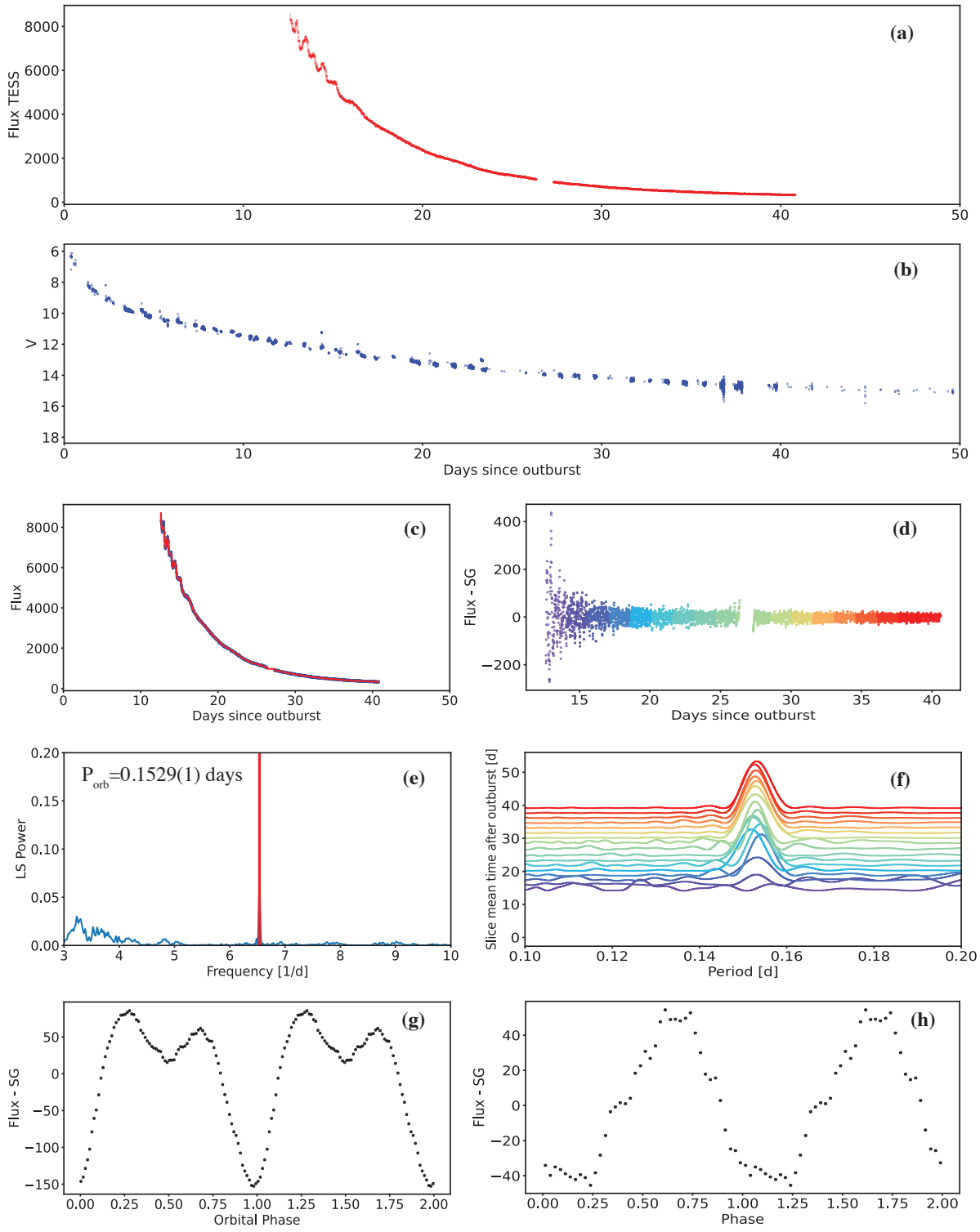


Fig. 1. *Panel (a):* TESS light curve of V1674 Her observed during Sector 40, 13 days after outburst. *Panel (b):* AAVSO, V-magnitud light curve of V1674 Her after outburst on June 12 2021. In both cases the error bars are smaller than the symbol size and thus are not included. *Panel (c):* TESS light curve with a Savitzky-Golay (SG) filter (red line) to remove the long-term trend. *Panel (d):* TESS light curve after applying the SG filter. *Panel (e):* Lomb-Scargle power spectrum of the TESS -SG light curve. The red vertical line marks the frequency of the orbital period at P_{orb}=0.1529(1) days. *Panel (f):* Lomb-Scargle power spectra of each 3-day portion of light curve. Colors correspond to the colors in Panel (d). The 3-day portions of the light curve were extracted from a moving window with 50% overlap. The orbital period is significantly detected after day $\sim$ 17. *Panel (g):* TESS light curve folded at the orbital period P_{orb}=0.1529 days. The light curve was binned at 80 bins/period. *Panel (h):* TESS light curve folded at period P=0.537 days with arbitrary ephemeris. The light curve was binned at 40 bins/period.

The Fe I lines and the chromospheric activity

M.C. Vieytes[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 14 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Las líneas de Fe neutro son las más abundantes en el espectro de estrellas tardías. Se utilizan para obtener diferentes parámetros estelares básicos como abundancias relativas, gravedad superficial, y temperatura efectiva. Sin embargo, los núcleos de muchas de estas líneas se forman en la cromósfera estelar, viéndose afectados por los cambios producidos por la actividad magnética. Calculando modelos semiempíricos de la atmósfera estelar fuera del equilibrio termodinámico local (NLTE por sus siglas en inglés), es posible estudiar la formación de estas líneas en detalle. En este trabajo presentamos un nuevo modelo actualizado del átomo de Fe I, que nos permite calcular 1715 líneas de Fe I entre 3000 y 7000 Å en estrellas con diferente nivel de actividad cromosférica. Los resultados preliminares muestran la presencia de rangos espectrales más sensibles al calentamiento cromosférico, sugiriendo que las líneas con mayores variaciones deben ser tenidas en cuenta como fuentes de error, o incluso podrían ser excluídas, al momento de ser utilizadas para determinar parámetros estelares.

Abstract / Neutral Fe lines are the most abundant in the spectrum of late-type stars. They are used to obtain different basic stellar parameters such as relative abundances, surface gravity, and effective temperature. However, the cores of many of these lines are formed in the stellar chromosphere, being affected by the changes produced by magnetic activity. Calculating non-local thermodynamic equilibrium (NLTE) semi-empirical models of the stellar atmosphere, it is possible to study the formation of these lines in detail. We present a new updated model of the Fe I atom, which allows us to calculate 1715 lines of Fe I between 3000 and 7000 Å in stars with different levels of chromospheric activity. Preliminary results show the presence of spectral ranges more sensitive to chromospheric heating, suggesting that the lines with greater variations should be taken into account as a source of uncertainty, or would even be excluded, when determining stellar parameters.

Keywords / stars: solar-type — stars: chromospheres — stars: activity

1. Introduction

The Fe I lines in the stellar spectra of late-type stars are used to characterize them. Basic parameters such as effective temperature, metallicity, or surface gravity can be calculated from these lines. They are also used in detecting extrasolar planets by the radial velocity method. For these reasons, it is crucial to understand their behavior under different physical processes acting on line formation, such as the chromospheric activity. Any associate change due to these processes on the line profile can produce miscalculations if it is not properly understood and described.

Previous observational studies have shown that some spectral Fe I lines present changes in their depth and width due to chromospheric stellar activity (Wise et al., 2018; Spina et al., 2020). In some cases, the changes in the line profile can track the magnetic cycle of the stars (Livingston et al., 2007; Flores et al., 2016).

Semi-empirical NLTE models of the stellar atmospheres can be used as a tool to study the formation of line profiles in detail. But to obtain reliable synthetic spectra, it is necessary to build atomic and molecular models of the species that form the atmosphere, considering the different processes that can take place between them and the radiation field.

The goal of the present work is to update the data and expand the level structure of the Fe I atomic model to be implemented in the Solar Stellar Radiation Physical Modeling (SSRPM) library of codes (Fontenla et al., 2015). Further on, using the new atomic model, we are able to calculate the spectra of a solar-type star under two different atmospheric thermal structures that differ in the level of chromospheric activity, which was estimated by the flux in the Ca II K line profile. These synthetic spectra allow us to study the influence of activity on the Fe I line profiles.

2. The new Fe I atomic model

The previous Fe I atomic model is described by Fontenla et al. (2015) and references therein. The energy level structure contained the first 119 energy levels, and their corresponding 381 sublevels from the National Institute of Standards and Technology (NIST) database version 2004 (Kramida et al., 2004). The maximum energy reached using this atomic structure was 54386.189 cm^{-1}. This atomic model allowed the calculation, in NLTE, of 1624 Fe I lines.

We spanned and updated the atomic structure, using the latest version 2022 of the NIST database (Kramida et al., 2022).The new Fe I model was built considering levels and sublevels until reaching a similar energy to the previous model, but the number of levels was increased

✉ *Contact* / mariela@iafe.uba.ar

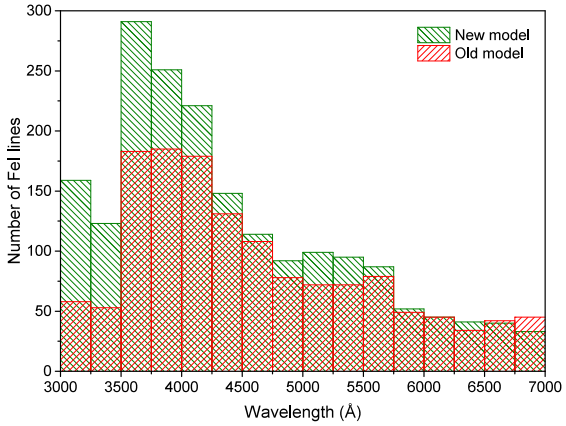


Fig. 1. Comparison of the distribution of the Fe I lines calculated in NLTE with the new (green) and old (orange) atomic model between 3000 and 7000 Å.

to 141, and their corresponding sublevels to 444. We also selected from the same version of NIST, 2397 lines with well-determined oscillator strength, and 1715 lines in the range between 3000 and 7000 Å. This portion of the spectra is mostly used to characterize the stars and for exoplanet detection. Considering that the previous atomic model included 1624 lines, we increased the calculated lines by 47%. The distribution of these line centers in the visible spectrum for both atomic models is displayed in the histogram of Fig. 1. The new structure of energy levels and sublevels allows to take into account an increased number of Fe I lines mainly in the range between 3000 to 4250 Å compared to the older model.

The line broadening processes for the line profiles considered were the usual, radiative, Stark, and van der Waals. The approximate values were taken from Kurucz & Bell (1995) when the line was present, otherwise only the radiative coefficient was considered.

Regarding the rest of the atomic parameters, the electron collisions were obtained from the semi-empirical approximation of Seaton (1962) for allowed transitions, and van Regemorter (1962) when transitions were forbidden. For ionizing collisions, the NRL Plasma Formulary (2005) ionization rate equation, adapted from Earth atmospheric calculations, was used. We neglected the H I inelastic collisions because we did not consider metal-poor stars.

The photoionization cross-sections were taken from TOPbase3, the Opacity Project atomic database (Cunto et al., 1993). The radiative recombination was included as the inverse of the photoionization process.

3. NLTE calculations

There are several previous works that show the importance of an NLTE calculation for the level populations of Fe I. The more comprehensive is the one by Mashonkina et al. (2011). Holzreuter & Solanki (2013) showed that 3D NLTE calculation could be important for some regions with strong horizontal temperature gradients such as the boundaries of granules, but in spatial averaged profiles calculations, as is the case for stars, the difference between 1D and 3D NLTE is less than 1%.

In this work, the calculations were done using the SSRPM system (Fontenla et al., 2015). This system allows us to self-consistently solve the equations of radiation transport and statistical equilibrium for a plane-parallel atmosphere, assuming hydrostatic equilibrium.

The SSRPM computes in NLTE the populations of H, H^-, H_2, and 52 neutral and lowly ionized atomic species, considering partial redistribution (PRD). These species are shown in Table 2 of Fontenla et al. (2015), although in this work, we modified the number of levels and sublevels of Fe I. Additionally, the NLTE effectively thin approximation is used for highly ionized species. Besides, the most abundant diatomic molecular species are calculated in LTE. A more detailed explanation of the code can be found in Fontenla et al. (2016) and references therein.

We selected the atmospheric model corresponding to the solar magnetic inter-network model 1401 built by Fontenla et al. (2015) to calculate the spectra representing a low chromospheric active G2 star. This feature is the most abundant in the atmosphere of the quiet Sun (Fontenla et al., 2011), and for that reason, it is a good model for a low-activity star.

To generate a more chromospheric active G2 star, we used the same technique as in Vieytes & Mauas (2004) and Andretta & Giampapa (1995) by shifting the thermal structure inward, i.e. toward higher mass column densities. Fig. 2 shows the thermal structure of the two models calculated, and their resulting Ca II K profiles. In black the model 1401, and in magenta a more active model built as it was previously described.

The Ca II H&K doublet is widely used as a proxy of chromospheric activity due to its response to the chromospheric heating produced by stellar activity. For this reason, an increasing Ca II K profile ensures an increasing chromospheric activity. It can be seen in the figure that the more active model gives a higher Ca II K profile, as is expected for a more chromospherically active star.

It is important to note that both atmospheric models have the same photospheric thermal structure, as can be seen in Fig. 2. We are interested only in studying the effect of a change in the chromosphere due to the heating produced by the stellar activity on the same star.

4. Results

We computed the NLTE population for all the species composing the atmosphere, and the resulting synthetic visible spectra.

To determine the change in the Fe I lines, we calculated the relative difference (in percentage) between both spectra. We identified the lines cross-matching the wavelengths in the spectra with the line centers of the 1715 lines in our database belonging to the spectral range under study.

Fig. 3 shows the result of the calculations for the spectral range from 3000 to 7000 Å. The 38 % of the Fe

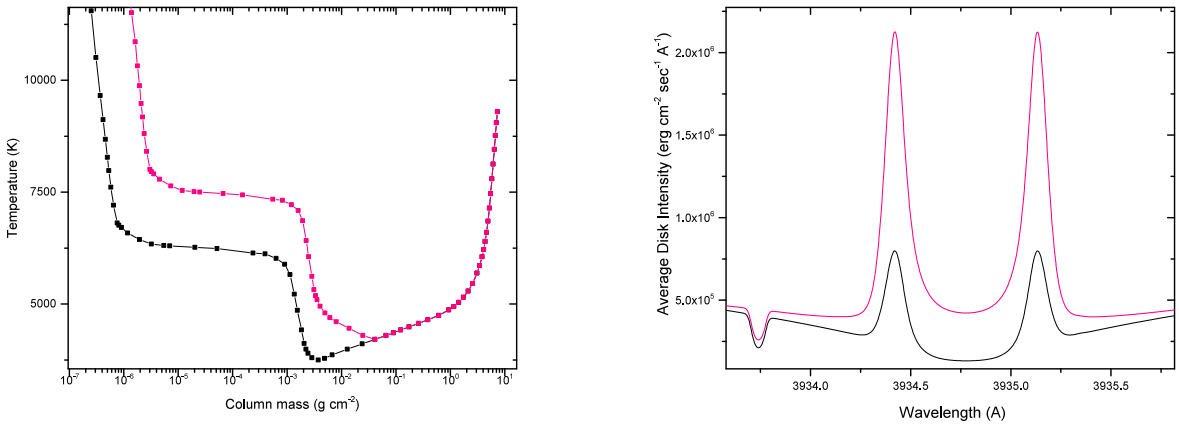


Fig. 2. *Left:* Atmospheric models with different chromospheric level of activity. In black the model for the quiet Sun 1401, and in magenta a more active model built from it. *Right:* Ca II K profiles calculated from each model, plotted with the same line colour as the corresponding model.

I lines calculated with these models present a change in their line depths between 5 and 497 %.

It is possible to distinguish two main regions severally affected by the change in the thermal structure of the model, one between 3000 and 4550 Å, and the other between 4780 to 5500 Å approximately.

The change shown in the figure means that these lines are affected in their line center by the level of chromospheric activity in the star. The main reason these lines are changing is that their formation region moves, totally or partially, outward to chromospheric regions as the temperature increases.

The 62 % of the lines are affected by less than 5 %, showing that the peak of the contribution function remains at approximately the same photospheric height, where both models have the same thermal structure.

Although we were interested in studying the change in Fe I lines with chromospheric activity, this methodology allowed us to track the change in any line present in our synthetic spectra, for all the species from which the stellar atmosphere is made up. In a forthcoming paper, Vieytes et al. (2024) will address this idea, increasing the number of stars with different levels of chromospheric activity.

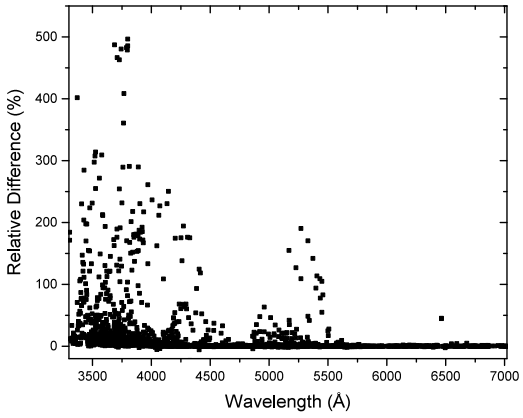


Fig. 3. Relative difference in percentage between the Fe I line centers calculated with the two models for the visible range.

5. Conclusions

Considering the importance of Fe I in the stellar spectra of solar-type stars, we built a more comprehensive Fe I atomic model into the SSRPM system. This new model increases 47% of the number of lines that we can calculate with a 1D full NLTE semiempirical stellar model atmosphere. Using this new atomic model, we computed two atmospheric models representing dG2 stars with different levels of chromospheric activity. Calculating the relative difference in the percentage of the two synthetic spectra, we identified 652 (38 %) Fe I lines that are affected by chromospheric activity. These lines should be not considered in the stellar parameter calculations and be also excluded from the stellar mask used for exoplanet detections.

Acknowledgements: I sincerely thank the referee and editor for their detailed revision of my manuscript since it has helped me improve my work.This research was supported by grants PICT 2018-2895 and PICT 2019-4342 from the Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (MINCyT, Argentina).

References

Andretta V., Giampapa M.S., 1995, ApJ, 439, 405
Cunto W., et al., 1993, A&A, 275, L5
Flores M., et al., 2016, A&A, 589, A135
Fontenla J.M., Stancil P.C., Landi E., 2015, ApJ, 809, 157
Fontenla J.M., et al., 2011, Journal of Geophysical Research (Atmospheres), 116, D20108
Fontenla J.M., et al., 2016, ApJ, 830, 154
Holzreuter R., Solanki S.K., 2013, A&A, 558, A20

Kramida A., et al., 2004, NIST Atomic Spectra Database (ver. 3.0.beta), [Online]. Available: https://physics.nist.gov/asd [2004]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
Kramida A., et al., 2022, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.10), [Online]. Available: https://physics.nist.gov/asd [2023, November 13]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
Kurucz R.L., Bell B., 1995, Atomic line data, kurucz cd-rom no. 23., www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html. [Online; accessed: 2020, October 27]
Livingston W., et al., 2007, ApJ, 657, 1137
Mashonkina L., et al., 2011, A&A, 528, A87
NRL Plasma Formulary D.L., 2005, NRL (Naval Research Laboratory) plasma formulary, revised, Naval Research Lab. Report
Seaton M.J., 1962, Proceedings of the Physical Society, 79, 1105
Spina L., et al., 2020, ApJ, 895, 52
van Regemorter H., 1962, ApJ, 136, 906
Vieytes M., Mauas P.J.D., 2004, Ap&SS, 290, 311
Vieytes M., Zhao L., Bedell M., 2024, in preparation
Wise A.W., et al., 2018, AJ, 156, 180

Modelado de discos de estrellas Be: efecto de truncamiento del disco en la serie de Brackett

Y.R. Cochetti[1,2], A. Granada[3], M.L. Arias[1,2], A.F. Torres[1,2] & C. Arcos[4]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Laboratorio de Investigación Científica en Astronomía, UNRN, Argentina*
[4] *Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Chile*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 05 March 2024
©The Authors 2024

Resumen / El espectro infrarrojo de las estrellas Be presenta numerosas líneas de recombinación del hidrógeno. El modelado de las mismas mediante los códigos actualmente disponibles nos permite delimitar los parámetros del disco circunestelar (densidad central, exponente de la ley de densidad, tamaño de la región emisora e inclinación), a partir de la comparación de los espectros sintéticos con los obtenidos observacionalmente. En este trabajo analizamos el efecto de la variación de los parámetros del disco sobre las primeras líneas de la serie de Brackett, utilizando el código HDUST. El modelado de discos de distintos tamaños nos permite estudiar los efectos observables en los espectros debido al truncamiento de las regiones de formación de las líneas.

Abstract / The infrared spectra of Be stars present numerous hydrogen recombination lines. Modelling these lines using the available codes allows us to set some constraints to the circumstellar disc's parameters (central density, exponent of the density law, size of the emitting region and inclination), by comparing the synthetic spectra with the observational data. In this work, we analyse how the variation of the disc's parameters affects the first Brackett lines, using the HDUST code. Modelling discs with different sizes allows us to study the observable effects on the spectra due to the truncation of the emitting regions.

Keywords / stars: emission-line, Be — circumstellar matter — techniques: spectroscopic

1. Introducción

Los objetos con fenómeno Be son estrellas de tipo espectral B, no supergigantes, que presentan (o han presentado) emisión en líneas del Hidrógeno (ver, por ejemplo, Rivinius et al., 2013, y sus referencias). El modelo actualmente adoptado para explicar las características del fenómeno Be es el de un disco de decreción viscosa. Este modelo incluye una estrella rotando rápidamente, que pierde masa y momento angular. Ese material perdido forma un disco en el ecuador en rotación cuasi-Kepleriana y se aleja lentamente de la estrella por procesos viscosos (Lee et al., 1991; Okazaki et al., 2002). El modelado de diferentes observables, sobre todo en el rango óptico del espectro, ha brindado información relevante sobre los parámetros de estos discos. Por ejemplo, mediante el modelado de la línea Hα se ha encontrado que la región emisora de la misma alcanza las decenas de radios estelares (Miroshnichenko et al., 2003; Rivinius et al., 2013; Arcos et al., 2017).

En las últimas décadas, ha ganado importancia el estudio de la región espectral infrarroja (IR) en las estrellas Be. Las líneas observadas en esta región se forman en las regiones más internas del disco y presentan una contribución fotosférica menor que las observadas en el rango óptico. Debido a esto, su análisis nos permite obtener información sobre las propiedades físicas y cinemáticas de la región del disco más cercana a la estrella (Hony et al., 2000; Lenorzer et al., 2002; Mennickent et al., 2009; Granada et al., 2010; Sabogal et al., 2017). Sin embargo, el modelado de las líneas espectrales de la región IR es un campo en el que aún resta mucho por hacer. En este trabajo, presentamos nuestra contribución sobre el modelado de líneas IRs del hidrógeno en estrellas Be, utilizando el código HDUST (Carciofi & Bjorkman, 2006, 2008).

Como primer caso de estudio, comenzamos por analizar la serie de Brackett, desde Brα hasta Br12. Este grupo incluye la línea Br11, que ha sido observada para un gran número de estrellas Be por el relevamiento APOGEE (Chojnowski et al., 2015), y cuyo modelado resulta entonces intrínsecamente interesante para caracterizar un gran número de estrellas Be.

En el trabajo de Cochetti et al. (2023) se analizó la dependencia de las intensidades y formas de las primeras líneas de la serie con los parámetros que describen la estructura del disco, pero manteniendo constante su radio. Para cada modelo, el radio elegido fue el mínimo que incluyera toda la posible región emisora de las líneas. De esta manera, se excluyó la posibilidad de que el disco estuviera truncado. Además, se compararon tales modelos con datos observacionales para las estrellas MX Pup y II Aqr.

En esta oportunidad, nos centraremos en analizar la dependencia con el tamaño del disco, a fin de estudiar el efecto del truncamiento del mismo.

✉ *Contacto* / cochetti@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

Tabla 1. Radios máximos utilizados para cada combinación de n y ρ_0. En todos los casos el radio mínimo y el paso fueron de 10 $R_\star$.

n	$\rho_0 = 1\times10^{-12}$ ($g\,cm^{-3}$)	$\rho_0 = 5\times10^{-12}$ ($g\,cm^{-3}$)	$\rho_0 = 1\times10^{-11}$ ($g\,cm^{-3}$)	$\rho_0 = 5\times10^{-11}$ ($g\,cm^{-3}$)	$\rho_0 = 1\times10^{-10}$ ($g\,cm^{-3}$)
2.5	40 $R_\star$	50 $R_\star$	–	–	–
3.0	30 $R_\star$	30 $R_\star$	40 $R_\star$	60 $R_\star$	–
3.5	30 $R_\star$	30 $R_\star$	30 $R_\star$	40 $R_\star$	40 $R_\star$
4.0	30 $R_\star$	30 $R_\star$	30 $R_\star$	30 $R_\star$	30 $R_\star$

2. Metodología

El código HDUST resuelve las ecuaciones de transporte radiativo, equilibrio radiativo y equilibrio estadístico en una geometría 3D para diferentes distribuciones de velocidad y densidad en el disco. El mismo ha sido utilizado para modelar líneas de hidrógeno en la región óptica del espectro (como por ejemplo Hα) y la distribución espectral de energía (Klement et al., 2017; Marr et al., 2021).

Para la ley de densidad en el disco se utiliza una ley de potencias en la dirección radial y una distribución Gaussiana en la vertical, según

$$\rho(r,z) = \rho_0 \left(\frac{r}{R_\star}\right)^{-n} exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right), \qquad (1)$$

donde $R_\star$ es el radio estelar y H es la altura de escala correspondiente a un disco verticalmente isotermo.

Los parámetros que variamos para este trabajo fueron el exponente n, la densidad base ρ_0 y la extensión del disco R para analizar los efectos del truncamiento. Según Vieira et al. (2017), el valor del parámetro n está relacionado con diferentes estados del disco: un disco en disipación presenta una caída suave en la densidad, con valores $n \lesssim 3$; el rango $3 \lesssim n \lesssim 3.5$ corresponde a discos estables; mientras que valores $n \gtrsim 3.5$ están relacionados a discos en formación con una caída rápida en la densidad.

Para cada modelo, los espectros fueron simulados para inclinaciones en el rango 0–90° con un paso de 15°. Consideramos una estrella de masa M=10 $M_\odot$, radio polar R_{pole} = 5.5 $R_\odot$, luminosidad L=7500 $L_\odot$, y W=V_{rot}/V_{orb}= 0.7 (siendo V_{rot} la velocidad de rotación en el ecuador y V_{orb} la velocidad orbital Kepleriana). Esto corresponde a una estrella de tipo B temprana con $T_{eff} \approx 24250$ K y $V_{rot} \approx 370\ km\,s^{-1}$.

En la Tabla 1 se lista el radio máximo del disco para cada combinación de parámetros utilizada en los modelos. En todos los casos, el radio mínimo y el paso fueron de 10 $R_\star$.

3. Resultados

En la Fig. 1 presentamos, a modo de ejemplo, los perfiles de líneas para $\rho_0 = 1\times10^{-10}\ g\,cm^{-3}$, i = 45°, y para dos valores de n: 3.5 y 4. Vemos que el efecto del truncamiento depende tanto del parámetro n como de la línea. Para el menor n, podemos observar diferencias en las intensidades en todas las líneas analizadas, mientras que para el mayor n, el efecto no es perceptible en los miembros más altos de la serie. Para poder realizar una mejor comparación, medimos los flujos de cada línea.

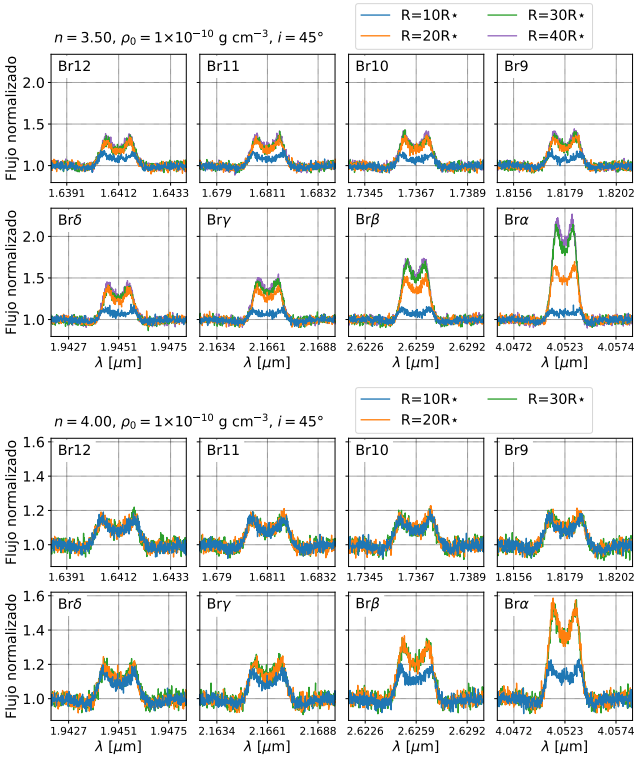


Fig. 1. Perfiles de líneas para $\rho_0 = 1\times10^{-10}\ g\,cm^{-3}$, i = 45°, y para dos valores de n: 3.5 (*panel superior*) y 4 (*panel inferior*).

En la Fig. 2, cada columna y fila de gráficos corresponde a un valor de ρ_0 y n, respectivamente. Cada curva muestra el cociente entre el flujo obtenido en cada línea para un dado valor R del radio del disco, y el flujo obtenido en esa misma línea para el mayor radio considerado para esos ρ_0 y n. Aunque la Fig. 2 corresponde al caso i = 45°, los comportamientos para otras inclinaciones resultan muy similares al mostrado. La línea roja indica un valor del 90 % del flujo obtenido para el radio máximo. Podemos observar que para los primeros miembros de la serie (Brα, Brβ, Brγ), la diferencia en los flujos para los distintos R es significativa para casi todos los modelos. En cambio, para los miembros más altos modelados, la diferencia sólo es notoria en los casos con mayor densidad ρ_0 y/o menor n (caída más suave de la densidad). Esto está de acuerdo con el hecho de que los primeros miembros de la serie se forman en regiones más extensas, por lo que el truncamiento del disco afectará significativamente al flujo emitido. En cambio, los miembros más altos de la serie se forman en una región

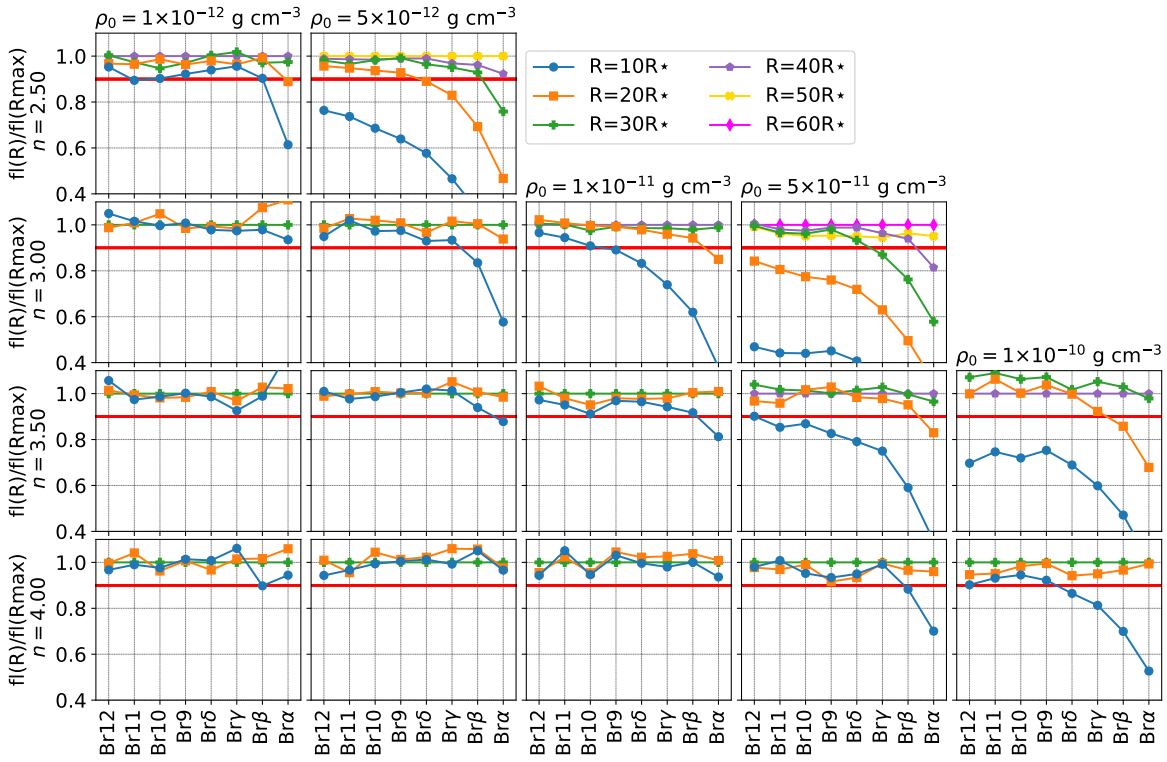


Fig. 2. Cociente entre el flujo de línea correspondiente a cada radio R y el obtenido considerando el radio máximo de cada modelo. La línea roja indica un 90 % del flujo correspondiente al radio máximo.

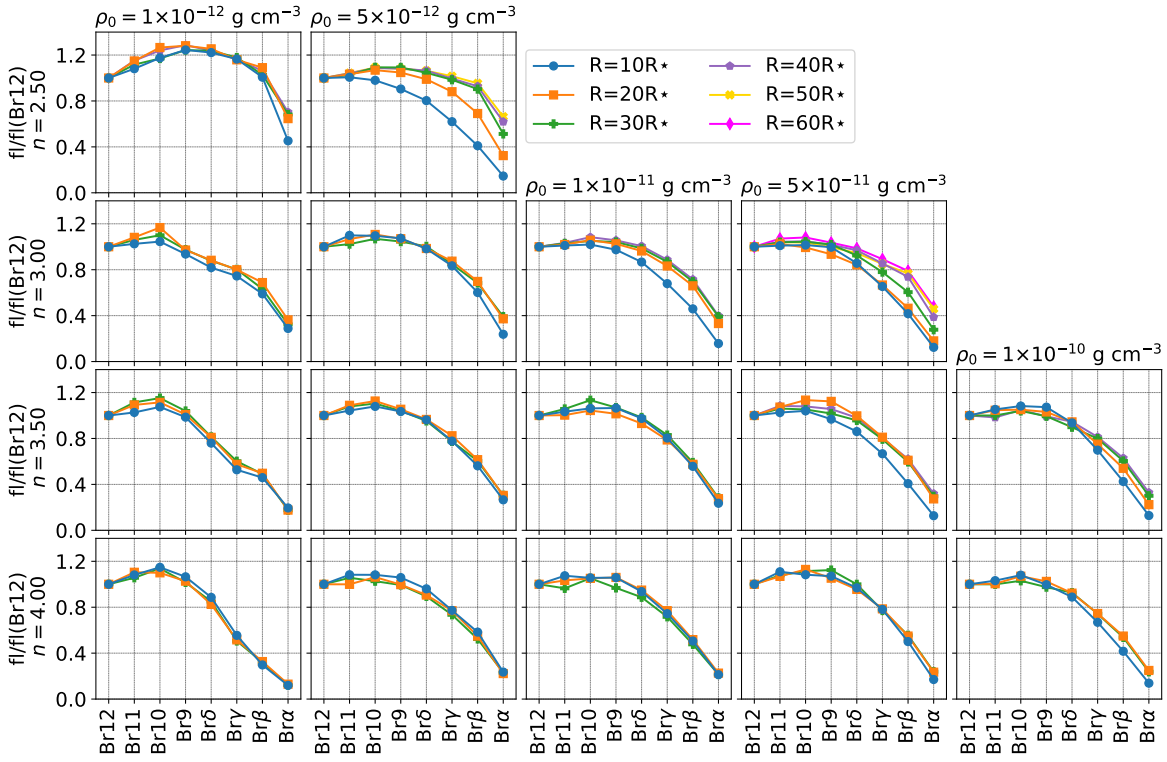


Fig. 3. Cociente entre el flujo de cada línea y el correspondiente a Br12.

más interna, por lo que el efecto del truncamiento no será tan importante.

Para analizar el comportamiento de los flujos a lo largo de la serie, tomamos como referencia el flujo de Br12 y hacemos el cociente fl/fl(Br12) (ver Fig. 3). De manera análoga a la Fig. 2, cada gráfico corresponde a una combinación ρ_0 y n, y cada curva a un R considerado. En todos los casos hay un incremento en el cociente comenzando desde los miembros más altos, y luego una caída marcada. Las diferencias en las curvas para cada R son relevantes solo para altos ρ_0 y/o bajos n. En esos casos, la caída del flujo es más marcada para R menores.

4. Conclusiones

Los diferentes efectos del truncamiento, según el estado evolutivo del disco, serán los siguientes:

- Los discos estables o en disipación serán los más afectados por posibles truncamientos del disco. Esto es debido a que la densidad disminuye suavemente (tienen valores de n menores), permitiendo que la región emisora de las líneas llegue a una distancia mayor. Si ese disco es truncado, la cantidad de flujo perdida será significativa. Esto es aún más relevante para densidades centrales ρ_0 mayores.
- Los discos en formación se verán afectados solamente si la densidad es lo suficientemente alta, ya que la densidad decae rápidamente (valores altos de n). Esto hace que el truncamiento solo elimine regiones del disco poco densas y con poca contribución en la emisión de las líneas.

Además, para una densidad dada ρ_0 y exponente n, el efecto del truncamiento afectará más a los primeros miembros de la serie. Esto se debe a que los mismos se forman en una región más extensa, por lo que la reducción de la región potencialmente emisora representa una pérdida de flujo significativa.

Actualmente nos encontramos trabajando en la incorporación de más líneas de la serie de Brackett, así como también líneas de otras series observadas en el IR (Humphreys, Pfund y Paschen). Luego extenderemos nuestro estudio a estrellas B de otros subtipos espectrales. Esto nos permitirá avanzar en la caracterización de las envolturas, a partir de la comparación de los espectros sintéticos con los obtenidos observacionalmente.

Agradecimientos: CA agradece al proyecto Fondecyt Regular N 1230131. MLA y AFT agradecen financiamiento del Proyecto PIP 1337 (CONICET) y del Programa de Incentivos 11/G160 (UNLP). AG agradece al proyecto PIBAA 28720210100879CO. Este proyecto ha recibido financiación dentro del marco del Programa de Investigación e Innovación Horizonte 2020 (2014-2020) de la Unión Europea en virtud del Acuerdo de subvención Marie Skłodowska-Curie No. 823734. Agradecemos al árbitro, Carlos Saffe, por la lectura del artículo y las sugerencias realizadas.

Referencias

Arcos C., et al., 2017, ApJ, 842, 48
Carciofi A.C., Bjorkman J.E., 2006, ApJ, 639, 1081
Carciofi A.C., Bjorkman J.E., 2008, ApJ, 684, 1374
Chojnowski S.D., et al., 2015, AJ, 149, 7
Cochetti Y.R., et al., 2023, Galaxies, 11, 90
Granada A., Arias M.L., Cidale L.S., 2010, AJ, 139, 1983
Hony S., et al., 2000, A&A, 355, 187
Klement R., et al., 2017, A&A, 601, A74
Lee U., Osaki Y., Saio H., 1991, MNRAS, 250, 432
Lenorzer A., de Koter A., Waters L.B.F.M., 2002, A&A, 386, L5
Marr K.C., et al., 2021, ApJ, 912, 76
Mennickent R.E., et al., 2009, PASP, 121, 125
Miroshnichenko A.S., et al., 2003, A&A, 408, 305
Okazaki A.T., et al., 2002, MNRAS, 337, 967
Rivinius T., Carciofi A.C., Martayan C., 2013, A&A Rv, 21, 69
Sabogal B.E., et al., 2017, PASP, 129, 014203
Vieira R.G., et al., 2017, MNRAS, 464, 3071

Estudio preliminar de ciclos de actividad en estrellas del tipo solar

P.D. Colombo[1,2], A.P. Buccino[1,2], C.G. Oviedo[1], R. Ibañez Bustos[3], C.F. Martinez[1] & P. Mauas[1,2]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[3] *Observatoire de la Côte d'Azur, Francia*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 17 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Los estudios observacionales sistemáticos realizados hasta el momento dedicados principalmente a estrellas de tipo solar, en el rango F a K tempranas, han detectado ciclos de actividad magnética similares al ciclo solar, que se distribuyen de manera discreta en una serie de ramas (inactiva y activa). Sin embargo, el ciclo solar es un caso particular, ya que no pertenece a ninguna de ellas. El objetivo final de este trabajo fue aumentar la estadística de ciclos de actividad en estrellas de tipo solar, haciendo hincapié en aquellas estrellas con períodos de rotación similares a los solares, entre 20 y 30 días, donde hay un vacío de estrellas cíclicas. Del conjunto de 14 estrellas analizadas, se detectaron ciclos de actividad en 5 estrellas, mientras que el resto presentó un patrón de actividad irregular o constante.

Abstract / Systematic observational studies carried out so far, mainly dedicated to solar-type stars, in the F to early K range, have detected cycles of magnetic activity similar to the solar cycle, which are discretely distributed in a series of branches (inactive and active). However, the solar cycle is a particular case, since it does not belong to any of them. The final objective of this work was to increase the statistics of well-defined activity cycle in solar-type stars, focusing on those stars with solar rotation periods, between 20 and 30 days, where there is a lack of cyclic stars. Among the 14 stars analyzed, we detected activity cycles in 5 stars, while the rest of the sample presented irregular or constant activity patterns.

Keywords / stars: activity — stars: rotation — stars: solar-type

1. Introducción

En esta última década, los diagramas que relacionan la longitud de los ciclos de actividad con el período de rotación en estrellas de tipo solar han puesto en discusión una serie de puntos. Por un lado, surge el interrogante de qué tipo de dínamo pudiese estar operando en aquellas estrellas que presentan dos ciclos de actividad coexistentes (Böhm-Vitense, 2007). Por el otro, se plantea que la posición atípica del ciclo solar en estos diagramas podría indicar que el dinamo solar se encuentre en transición (Metcalfe et al., 2016). Finalmente, se encontró que estrellas con períodos de rotación entre 23 y 30 días no fueron reportadas como cíclicas.

Con el fin de aportar evidencia observacional a esta discusión, en este trabajo realizamos un estudio preliminar de actividad estelar de largo plazo en una muestra 14 estrellas del tipo solar del hemisferio sur, con el fin de aumentar la estadística de ciclos estelares en enanas FGK con períodos de rotación similares a los solares. Para ello utilizamos espectros obtenidos del espectrógrafo REOSC en CASLEO en el marco del Proyecto HKα (Mauas, 2016), con observaciones propias y del equipo de trabajo (428 espectros). Estos datos se complementan con mediciones del *índice de Mount Wilson* reportados en Baum et al. (2022) (1256 índices) y espectros de alta resolución obtenidos de la base pública del European Southern Observatory (ESO) (1140 espectros)⋆.

2. Selección de la muestra

El Proyecto HKα ha observado sistemáticamente un conjunto de 150 estrellas F5V a M5.5V, dónde 118 estrellas son de tipo espectral F5V a K7V. Esta muestra de estrellas presenta un alto rango de períodos de rotación que va desde 7.78 a 71.00 días (ver Tabla 2 en Cincunegui et al. 2007). Además, la tasa de rotación de las estrellas de tipo solar pareciera estar correlacionada con la longitud del ciclo de actividad (Böhm-Vitense 2007; Metcalfe et al. 2016). Con el objetivo de analizar la actividad de estrellas de tipo solar con períodos de rotación entre 20 y 50 días, en este trabajo estudiamos una muestra de estrellas con períodos de rotación en este rango y que hubiesen sido observadas repetidamente a lo largo del Proyecto HKα. Por lo tanto, tomando como criterio los parámetros estelares, la cadencia y lapso de observación, acotamos la muestra a 14 estrellas. En la Tabla 1, se lista la muestra de estrellas estudiada, sus parámetros principales, los datos observacionales de CASLEO y los resultados obtenidos a lo largo del trabajo. Los períodos de rotación de las estrellas de esta

⋆`https://archive.eso.org/wdb/wdb/adp/phase3_spectral/form`

✉ *Contacto* / priscilacolombo99@gmail.com

lista se toman únicamente de la literatura (Cincunegui et al., 2007).

3. Indice de Mount Wilson, series temporales y análisis de largo plazo

En primer lugar, construimos un registro de actividad de largo plazo para la muestra de estrellas de la Tabla 1 a partir de espectros propios, públicos y datos de la literatura. Utilizando el programa desarrollado en el grupo para este cálculo, ya aplicado en una serie de trabajos anteriores (Ibañez Bustos et al., 2019a,b, 2020), obtuvimos el *índice de Mount Wilson* (S) (Vaughan et al., 1978), para cada uno de los espectros observados en CASLEO.

A fin de complementar el análisis se incluyen observaciones de la base de datos de ESO tomadas con los espectrógrafos HARPS y FEROS. Para estos espectros, calculamos el índice de actividad mediante el método ya comentado. Además incluimos compilaciones del índice S, para ciertas estrellas, disponibles en la literatura (Baum et al., 2022).

Luego de obtener los índices correspondientes, calibramos los índices de HARPS al S con la calibración disponible en Lovis et al. (2011), y los espectros FEROS con el procedimiento utilizado en Jenkins et al. (2008). Finalmente, en todas las estrellas intercalibramos los índices de CASLEO con los S de HARPS que se encuentran más cercanos en el tiempo.

A partir de las series temporales construidas se puede determinar si las variaciones de largo plazo tienen un patrón similar al ciclo solar. Para el análisis de las series temporales de datos, calculamos el periodograma *Generalized Lomb-Scargle* (GLS) (Zechmeister & Kürster, 2009) utilizado previamente por el grupo en Ibañez Bustos et al. (2019a,b, 2020).

Una vez obtenidos los periodogramas GLS, se puede clasificar a las estrellas en cíclicas o no cíclicas. Se entiende por estrellas cíclicas aquellas que poseen una variabilidad significativa con una periodicidad pronunciada, que se observa en los periodogramas como un pico con un FAP** menor al 10 %. Por otra parte, tomando en cuenta los criterios de Baliunas et al. (1995) y escalándolos con la estrella HD9562, común entre nuestra muestra y la de Baliunas et al. (1995), las estrellas no cíclicas se pueden clasificar en: irregulares, que corresponde a una variabilidad significativa sin periodicidad pronunciada, con $< \sigma_S/S >^{***} \geq 7.3\,\%$ y constantes, para estrellas que no tienen variabilidad significativa donde $< \sigma_S/S >< 7.3\,\%$.

3.1. Estrellas cíclicas

A modo de ejemplo de las estrellas cíclicas se presenta HD26965, clasificada como una estrella K0V con una magnitud visual de $V = 4.43$, cuyo período de rotación es $P_{rot} = 37.1$ días (Cincunegui et al., 2007), de edad (9.23 ± 4.84) Gyr.

En la Fig. 1 se muestra la serie temporal del S calculado mediante las 35 observaciones de CASLEO obtenidas entre 2000 y 2017 y las 209 observaciones de HARPS entre 2008 y 2020, promediadas mensualmente. Además incluimos los 456 índices extraídos del paper de Baum et al. (2022), que también promediamos mensualmente, entre 2001 y 2020. Se puede observar que la forma funcional del ciclo es similar al ciclo solar, con subidas bruscas y bajadas más lentas.

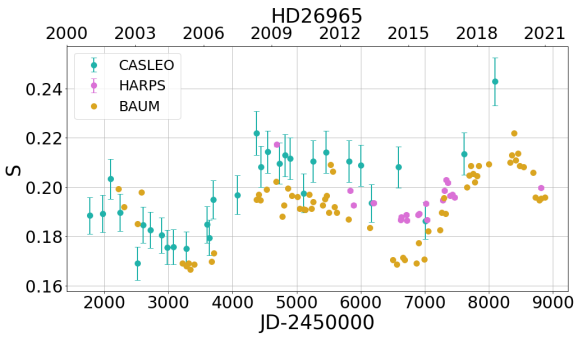


Fig. 1. Índices S de HD26965, entre 2000-2020.

A partir de la Fig. 1 construimos el periodograma GLS que se presenta en la Fig. 2, donde se observa un pico significativo P=(3414.24 ± 114.05) días ∼ (9.35 ± 0.31) años, con un FAP = $2.5{\times}10^{-16}$, en concordancia con el ciclo de (9.9 ± 0.1) años detectado en Baum et al. (2022).

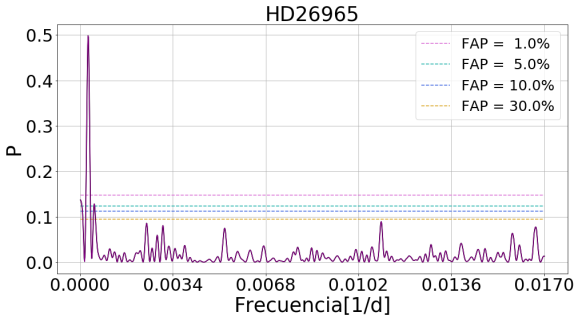


Fig. 2. Periodograma GLS correspondiente a HD26965, que indica un ciclo de actividad de (3414.24 ± 114.05) días.

Detectamos ciclos de actividad en 5 estrellas: HD3443, HD13445, HD26965, HD32147, HD219834.

3.2. Estrellas no cíclicas

3.2.1. Estrellas constantes

En representación de las estrellas no cíclicas clasificadas como constantes observamos HD10700 (τ-Ceti), una estrella de tipo espectral y clase de luminosidad G8V, con un período de rotación de 34.5 días (Cincunegui et al., 2007). Según Tuomi et al. (2013), τ Ceti es un posible

**FAP: False Alarm probability, es una métrica para expresar la significancia de un período.

***$< \sigma_S/S >$: Proporción entre la desviación estándar (σ_S) de los índices calculados y su valor medio $< S >$.

sistema con cinco planetas orbitantes. De acuerdo con Baum et al. (2022) se clasifica como constante, reafirmando el resultado preliminar de Baliunas et al. (1995).

En la Fig. 3 se muestra la serie temporal del S obtenido de las 58 observaciones realizadas entre los años 2000 y 2022 en CASLEO y las 112 observaciones pertenecientes al espectrógrafo HARPS efectuadas entre 2012 y 2021, promediadas mensualmente. Nuevamente, incluimos los índices extraídos del paper de Baum et al. (2022), que fueron promediados mensualmente entre los años 2000 y 2020, 749 índices en este caso.

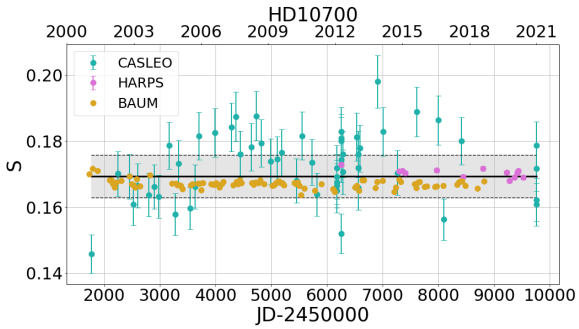


Fig. 3. Índices S de HD10700, entre 2000-2022. La línea sólida indica el valor medio del índice S y las líneas a trazos los niveles $\pm 1\sigma_S$.

A partir de la serie temporal anterior, construimos la Fig. 4 que corresponde al periodograma GLS, donde no se observa un pico significativo, lo que implica que esta estrella no tiene un ciclo definido. Además, $< \sigma_S/S >= 3.8\,\%$, por lo tanto es constante. Esto concuerda con el resultado de Baum et al. (2022).

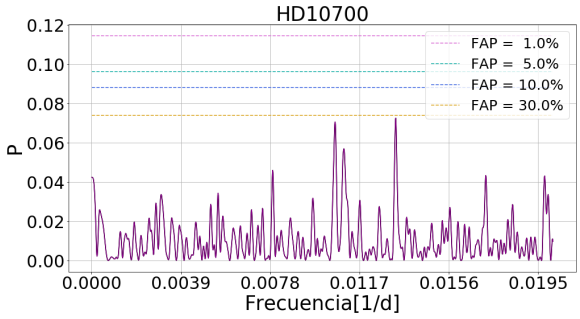


Fig. 4. Periodograma GLS correspondiente a HD10700.

No detectamos variabilidad en 6 estrellas de la muestra: HD3795, HD9562, HD10700, HD43587, HD158614 y HD212330.

3.2.2. Estrellas irregulares

Por último, presentamos a HD131977 como ejemplo de las estrellas no cíclicas clasificadas como irregulares. HD131977 es una estrella con un período de rotación $P_{rot} = 44.6$ días (Cincunegui et al., 2007), con una magnitud aparente $V = 5.72$ y es de tipo espectral y clase de luminosidad K4V.

En la Fig. 5 se muestra la serie temporal del S obtenido a partir de las 21 observaciones de CASLEO adquiridas entre 2000 y 2017 y 8 observaciones de HARPS realizadas entre 2005 y 2006, promediadas mensualmente.

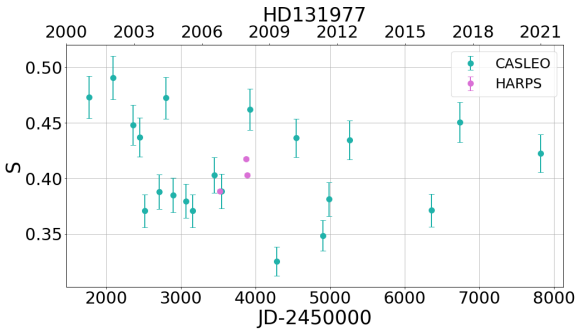


Fig. 5. Índices S de HD131977, entre 2000-2017.

A partir de esta serie temporal, construimos el periodograma GLS que se observa en la Fig. 6, donde no se presenta un pico significativo, lo que indica que esta estrella no tiene un ciclo de actividad existente. Además, $< \sigma_S/S >= 10.2\,\%$ por lo que se puede clasificar como irregular.

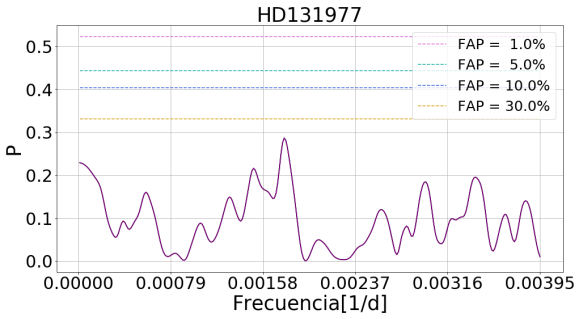


Fig. 6. Periodograma GLS correspondiente a HD131977.

Encontramos actividad irregular en 3 estrellas: HD128620, HD128621, HD131977.

4. Períodos de actividad en función del período de rotación.

A modo de resumen en la Tabla 1 se sintetizan los resultados obtenidos en este trabajo para las estrellas de la muestra estudiada junto a sus principales características.

Una vez determinados los períodos de rotación y actividad confiables del conjunto de estrellas de interés, realizamos una grafica donde se relaciona la longitud del ciclo de actividad con la tasa de rotación de la estrella, incluyendo datos de otros trabajos (Saar & Brandenburg, 1999; Metcalfe et al., 2010, 2013; Hall et al., 2007; Böhm-Vitense, 2007). Particularmente, Böhm-Vitense (2007) encontró que la relación entre ambas cantidades no es unívoca, sino que se distribuye en 2 ramas

ID	Tipo espectral	Time proc	#Obs	P_{rot}(d)	P_{act}(d)	FAP	$< S >$	σ_S
HD 3443	K1 V	2001-2022	39	30.00	1042.96 ± 34.81	7×10^{-3}	0.186	0.016
HD 3795	K0 V	2000-2022	37	32.00	-	-	0.158	0.011
HD 9562	G1 V	2000-2022	31	29.00	-	-	0.139	0.007
HD 10700	G8 V	2000-2022	58	34.50	-	-	0.169	0.0006
HD 13445	K1.5 V	2002-2022	28	30.00	6690.46 ± 1593.54	3×10^{-2}	0.261	0.022
HD 26965	K0 V	2000-2017	35	37.10	3414.24 ± 114.05	2×10^{-6}	0.194	0.014
HD 32147	K3+ V	2000-2015	35	47.40	4695.2 ± 1066.3	8.8×10^{-6}	0.274	0.029
HD 43587	G0 V	2002-2014	26	20.00	-	-	0.159	0.008
HD 128620	G2 V	2002-2022	15	29.00	-	-	0.212	0.026
HD 128621	K1 V	2000-2022	18	42.00	-	-	0.195	0.038
HD 131977	K4 V	2000-2022	21	44.60	-	-	0.410	0.041
HD 158614	G9 IV-V	2000-2022	27	34.00	-	-	0.171	0.008
HD 212330	G2 IV-V	2000-2022	28	21.05	-	-	0.150	0.010
HD 219834	G8.5 IV	2000-2022	30	42.50	7381.84 ± 884.84	7×10^{-3}	0.153	0.013

Tabla 1. Selección de estrellas del tipo solar del Proyecto HKα (con 20 días $< P_{rot} <$ 50 días) sus parámetros principales, los años de observación en CASLEO, la cantidad de observaciones analizadas y los resultados de este trabajo. Los períodos de rotación fueron tomados únicamente de la literatura (Cincunegui et al., 2007).

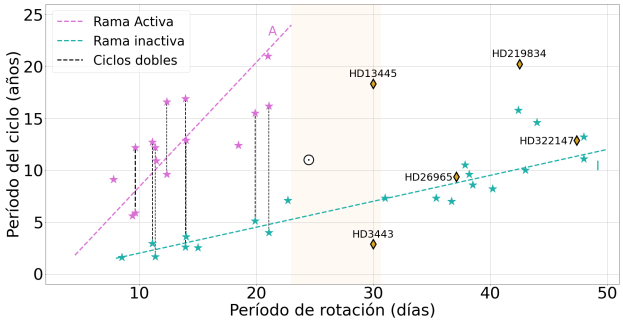


Fig. 7. Gráfico del período de actividad en función del período de rotación. Se muestra en rosa las estrellas pertenecientes a la rama activa (A) y en verde las de la rama inactiva (I). Las líneas punteadas que unen los puntos corresponden a períodos de la misma estrella. La zona sombreada corresponde a los períodos de rotación para los cuales no se reportaron ciclos, mientras que en amarillo son los resultados obtenidos durante este trabajo. Los ciclos y los períodos de rotación se obtuvieron de Saar & Brandenburg (1999); Metcalfe et al. (2010, 2013); Hall et al. (2007); Böhm-Vitense (2007).

diferentes. En la Fig. 7 se muestra en rosa las estrellas pertenecientes a la rama activa (A) y en verde las de la rama inactiva (I). Las rectas rosa y verde punteadas son las obtenidas en Böhm-Vitense (2007), mientras que el Sol está indicado con el símbolo típico. Las líneas punteadas que unen los puntos corresponden a períodos de la misma estrella. La zona sombreada corresponde a los períodos de rotación para los cuales no se reportaron ciclos, mientras que en amarillo son los resultados obtenidos durante este trabajo, para las estrellas que presentaron un ciclo de actividad. Del conjunto de 14 estrellas analizadas, se detectaron ciclos de actividad en 5 estrellas: HD3443, HD13445, HD26965, HD32147, HD219834. En la mayoría de los casos los períodos de actividad detectados pertenecen a la rama inactiva del diagrama P_{cyc}-P_{rot}, mientras que algunas estrellas cíclicas se incluyen en la franja donde sólo se había reportado el ciclo solar. En ningún caso pudimos detectar estrellas con 2 ciclos de actividad.

En coincidencia con Metcalfe et al. (2016), de la muestra estudiada no detectamos ningún ciclo de actividad en la rama activa para estrellas con rotaciones solares o más lentas. No obstante, las estrellas HD3443 y HD13445 muestran evidencia de actividad cíclica no detectada previamente para estrellas con estos períodos de rotación, entre 23 y 31 días. Por otro lado, HD32147 y HD26965 parecieran presentar ciclos de actividad pertenecientes a la rama inactiva, mientras que HD219834 y HD13445 pareciera no pertenecer a ninguna rama.

Finalmente, existen dos posibles interpretaciones de estos resultados. Uno y el más discutido hasta el momento, entiende que el dínamo solar se encuentra en transición generando que tenga un ciclo de actividad atípico (Metcalfe et al., 2016), lo que implicaría que HD13445 y HD3443 podrían encontrarse en una situación similar. Sin embargo, también si se observa con detenimiento la Fig. 7 se puede notar la existencia de una tercera rama entre las estrellas que se encuentran entre ramas (el Sol, HD13445 y HD219834), no reportada hasta el momento.

Referencias

Baliunas S.L., et al., 1995, ApJL, 438, 269
Baum A.C., et al., 2022, AJ, 163, 183
Böhm-Vitense E., 2007, ApJL, 657, 486
Cincunegui C., Díaz R.F., Mauas P.J.D., 2007, A&A, 461
Hall J.C., Lockwood G.W., Skiff B.A., 2007, AJ, 133, 862
Ibañez Bustos R.V., et al., 2019a, MNRAS, 483, 1159
Ibañez Bustos R.V., et al., 2019b, A&A, 628
Ibañez Bustos R.V., et al., 2020, A&A, 644
Jenkins J., et al., 2008, A&A, 458, 571
Lovis C., et al., 2011, ArXiv e-prints
Mauas P., 2016, BAAA, 58, 284
Metcalfe T.S., Egeland R., van Saders J., 2016, ApJL, 826
Metcalfe T.S., et al., 2010, ApJL, 723, L213
Metcalfe T.S., et al., 2013, ApJL, 763, L26
Saar S.H., Brandenburg A., 1999, ApJ, 524, 295
Tuomi M., et al., 2013, A&A, 551, A79
Vaughan A., Preston G., Wilson O., 1978, PASP, 90, 267
Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577

Dynamos in partially convective M dwarfs

B. Toro-Velásquez[1], D.R.G. Schleicher[1], P.J. Käpylä[2], C.A. Ortiz-Rodríguez[3], F.H. Navarrete[4], & J.P. Hidalgo[1]

[1] *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*
[2] *Institut für Sonnenphysik, KIS, Alemania*
[3] *Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Alemania*
[4] *Institute of Space Sciences, ICE–CSIC, España*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 19 March 2024
©The Authors 2024

Resumen / Las enanas M son estrellas de baja masa de la secuencia principal, el tipo de estrella más común de la galaxia. Es bien sabido que tienen una importante actividad magnética, pero el mecanismo que la controla aún no está claro. Las enanas M con masas mayores a 0.35 $M_\odot$ son parcialmente convectivas, y esta transición marca un importante cambio en la estructura estelar que puede afectar a la producción y almacenamiento de campos magnéticos internos. El objetivo de este trabajo es probar un nuevo modelo computacional para la dínamo de enanas M parcialmente convectivas. Este modelo consiste en simulaciones numéricas magnetohidrodinámicas tridimensionales utilizando el modelo de estrella en una caja, donde consideramos una estrella de radio R en un cubo cartesiano de tamaño $(2.2R)^3$. Dentro de este modelo, cambiamos las condiciones magnéticas de contorno para estudiar cómo esto puede afectar a la dínamo; además se exploraron diferentes velocidades de rotación.

Abstract / M dwarfs are low-mass main-sequence stars, which are the most common type of star in the galaxy. It is well know that they have significant magnetic activity but the mechanism that controls is still unclear. M dwarfs more massive than 0.35 $M_\odot$ are partially convective and this transition marks an important change in the stellar structure that can affect the production and storage of internal magnetic fields. The aim of this work is to test a new computational model for the dynamos of partially convective M dwarfs. This model consists of three-dimensional magnetohydrodynamical numerical simulations using a star-in-a-box model, where we consider a star of radius R in a Cartesian cube of size $(2.2R)^3$. Within this model, we change the magnetic boundary conditions to see how this affects the dynamo and also explore different rotation rates.

Keywords / stars: magnetic field — dynamo — magnetohydrodynamics (MHD) — stars: low-mass

1. Introduction

Dynamo theory describes the process through which a rotating, convecting, and electrically conducting fluid generate and maintain a magnetic field. This theory is used to explain the presence of long-lived magnetic fields in astrophysical bodies (Brandenburg, 2007). In stars, the conductive fluid is the ionized gas in the convective zone and at the tachocline, which is the transition region between the radiative and convective zones.

M dwarfs are low-mass late-type main sequence stars, which are the most common type of stars in the galaxy (Winters et al., 2019), and which often show significant magnetic activity (Kochukhov, 2021). The stellar mass determines the structure of M dwarfs which range from 0.08 to 0.55 $M_\odot$. If the M dwarf has a mass greater than 0.35 $M_\odot$, the star is partially convective, which means that it has a radiative core and a convective envelope. If the stellar mass is less than 0.35 $M_\odot$, the star is fully convective (Chabrier & Baraffe, 1997).

Several models have been developed to study stellar dynamos, some of which consider fully convective stars. Most of these simulations operate in spherical shells, (e.g., Brown et al. 2020; Warnecke et al. 2016). Another option is to use the star-in-a-box model (e.g., Ortiz-Rodríguez et al. 2023; Käpylä 2021). Whereas other works model partially convective stars, such as sun-like stars (e.g., Navarrete et al. 2018, 2020). Käpylä (2022) applied a star-in-a-box model to solar-like stars in a recent study. Our goal is to apply the star-in-a-box setup for partially convective M dwarfs to study the behavior of the magnetic fields within the star. In Käpylä (2022), different rotation rates were used and it was noted that while the exact excitation mechanism of the dynamos in the current simulations is not yet clear, it was shown that the including a radiative core and regions exterior to the star are important in shaping the dynamo.

As a consequence, in this work we present 3D magnetohydrodynamical (MHD) numerical simulations of partially convective M dwarf stars at different rotations rates, where we changed the magnetic boundary conditions in the exterior of the star to study how this affects the dynamo. First, we present the computational methods used with a brief description of the model and the stellar parameters in section 2 and then we show the preliminary results in section 3. We finish with the conclusions and future work in section 4.

✉ *Contact* / btoro2017@udec.cl

Research article

2. Computational methods

2.1. The Pencil Code

The simulations were run with the PENCIL CODE* (Pencil Code Collaboration et al., 2021) which is a high-order finite-difference code for compressible hydrodynamics with magnetic fields. The code can solve both ordinary and partial differential equations, and it is easily adapted to different types of problems by activating or deactivating the different modules as needed. The code uses parallel domain decomposition and MPI.

2.2. The Model

The star-in-a-box model is described in Käpylä (2021), and is based on the set-up of Dobler et al. (2006). We consider a sphere of radius R that is enclosed in a Cartesian cube with side $H = 2.2\ R$ where all coordinates (x, y, z) range from $-H/2$ to $H/2$. The equations to solve are the induction, continuity, momentum, and energy conservation equations, given respectively by

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{U}\times\mathbf{B} - \eta\mu_0\mathbf{J}, \tag{1}$$

$$\frac{\mathrm{D}\ln\rho}{\mathrm{D}t} = -\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{U}, \tag{2}$$

$$\frac{\mathrm{D}\mathbf{u}}{\mathrm{D}t} = -\nabla\Phi - \frac{1}{\rho}(\nabla p - \nabla\cdot 2\nu\rho\boldsymbol{S} + \mathbf{J}\times\mathbf{B}) - 2\boldsymbol{\Omega}\times\mathbf{U} + f_d, \tag{3}$$

$$T\frac{\mathrm{D}s}{\mathrm{D}t} = -\frac{1}{\rho}[\nabla\cdot(\mathbf{F}_{\rm rad}+\mathbf{F}_{\rm SGS}) + \mathcal{H} - \mathcal{C}] + 2\nu\mathbf{S}^2 + \mu_0\eta\mathbf{J}^2, \tag{4}$$

where $\mathbf{A}$ is the magnetic vector potential, $\mathbf{U}$ is the velocity, $\mathbf{B} = \nabla\times\mathbf{A}$ is the magnetic field, $\mathbf{J} = \boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{B}/\mu_0$ is the current density, μ_0 is the permeability of vacuum, η is the magnetic diffusivity, $\mathrm{D}/\mathrm{D}t = \partial/\partial t + \mathbf{U}\cdot\boldsymbol{\nabla}$ is the advective derivative, ρ is the fluid density, Φ is the gravitational potential, p is the pressure, ν is the kinematic viscosity, $\mathbf{S}$ is the traceless rate-of-strain tensor. $\mathcal{H}$ and $\mathcal{C}$ describe heating and cooling, and f_d describes the damping of flows outside the star. $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \Omega_0)$ is the rotation rate of the star, T is the temperature, s is the specific entropy, $\mathbf{F}_{\rm rad}$ is the radiative flux and $\mathbf{F}_{\rm SGS}$ is the subgrid-scale (SGS) entropy flux. These last two expressions are respectively

$$\mathbf{F}_{\rm rad} = -K\nabla T, \tag{5}$$

$$\mathbf{F}_{\rm SGS} = -\chi_{\rm SGS}\rho\nabla s', \tag{6}$$

where K corresponds to Kramers opacity law, $\chi_{\rm SGS}$ is the SGS diffusion coefficient, $s' = s - \bar{s}_t$ is the entropy fluctuation and $\bar{s}_t$ is a running temporal mean of the entropy.

2.3. Stellar parameters

Due to the fully compressible formulation of the MHD equations, we use a much higher luminosity than in the target star to avoid the time step being limited by sound waves and to resolve the Kelvin-Helmholtz timescale. Therefore, the results must be scaled to represent them in physical units; see Käpylä et al. (2020).

For the conversion to physical units we need the parameters of a reference star. In this case we use a star simulated with the stellar evolution code MESA (Paxton et al., 2019) with its online version MESA web**. In particular, we simulate a star of $M_\star = 0.75\ M_\odot$, $R_\star = 0.72\ R_\odot$, $L = 0.94\ L_\odot$ and $\rho_c^\star = 1.08\times10^5$ kg m^{-3}. Following the description in Appendix A of Käpylä et al. (2020) we calculate the dimensionless luminosity. In the current simulation we have $\mathcal{L} = 5.8\times10^{-5}$ and the value from the target star is $\mathcal{L}_\star = 1.36\times10^{-12}$. Thus, the velocities are enhanced by a factor $L_{\rm ratio}^{1/3} \approx 350$, where $L_{\rm ratio} = \mathcal{L}/\mathcal{L}_\star \approx 4.3\times10^7$.

The surface gravity of the star is

$$g_\star = \frac{GM_\star}{R_\star^2} = \frac{0.75}{(0.72)^2}\frac{GM_\odot}{R_\odot^2} \approx 1.45\ g_\odot \approx 396\ \mathrm{m\,s^{-2}},$$

where $g_\odot = 274\ \mathrm{m\,s^{-2}}$. For the rotation rate conversion factor we have

$$\Omega^{\rm sim} = L_{\rm ratio}^{1/3}\left(\frac{g^{\rm sim}}{g_\star}\frac{R_\star}{R^{\rm sim}}\right)^{1/2}\Omega_\star,$$

using the solar rotation rate $\Omega_\star = \Omega_\odot = 2.7\times10^{-6}$ s^{-1}, yields

$$\Omega^{\rm sim} = 1.062\ \left(\frac{g^{\rm sim}}{R^{\rm sim}}\right)^{1/2},$$

where $g^{\rm sim} = g^{\rm sim}(r = R) \approx 1$ and $R^{\rm sim} = 1$ in simulation units. After substitution and conversion to physical units (Mm, yr, and kG), we get conversions factors

$$x\ [\mathrm{Mm}] \approx 500\ x^{\rm sim}\ [\mathrm{sim.units}], \tag{7}$$

$$t\ [\mathrm{yr}] \approx 0.0125\ t^{\rm sim}\ [\mathrm{sim.units}], \tag{8}$$

$$U\ [\mathrm{m\,s^{-1}}] \approx 1271.2\ U^{\rm sim}\ [\mathrm{sim.units}], \tag{9}$$

$$B\ [\mathrm{kG}] \approx 4691\ B^{\rm sim}\ [\mathrm{sim.units}]. \tag{10}$$

2.4. Simulation Parameters

The opacity of the medium is described by Kramers opacity law (Brandenburg et al., 2000). We choose the value of the opacity so that we have a radiative core and a convective envelope. We use different Ω for sets B, C, D and E, and three different setups are explored: in the first one (B1, C1, C5) $\nu = \eta$, in the second one (B2, C2, C3, D1, E1) diffusivity profiles are added inside of the star, and in the third one (B3, C4) the diffusivity profiles are added both inside and outside the star; see Table 1 for values. We use smaller values of η and ν at the center of the star, which are 5×10^{-7} and 2.5×10^{-7} respectively. In the second case, we decreased the value of η and ν (mentioned above) by a factor 10^2 below the tachocline, which is situated at about $r = 0.6R$ (first jump). For the third case, we consider the jump inside the star mentioned before, and add a second jump in the

*https://pencil-code.org/

**http://user.astro.wisc.edu/~townsend/static.php?ref=mesa-web-submit

Table 1. Summary of the simulation. From left to right the columns correspond to the simulation name, angular velocity, $\nu_{\rm cz}$, $\eta_{\rm cz}$ and $\eta_{\rm ext}$ are the kinematic viscosity and the magnetic diffusivity in the convective zone of the star, and the value of magnetic diffusivity outside the star, respectively. Then, we have the dimensionless numbers, which are the magnetic Prandtl number, its value in the exterior of the star, and the SGS Prandtl number, the magnetic Reynolds number inside the star, and its value in the exterior of the star, and the fluid Reynolds number, respectively. The last two columns indicate the Coriolis number and grid resolution, respectively. * indicate runs with diffusivity profile inside of the star and ** indicate runs with a different value of η in the exterior of the star.

Run	Ω	$\nu_{\rm cz}$	$\eta_{\rm cz}$	$\eta_{\rm ext}$	${\rm Pr_M}$	${\rm Pr_{Me}}$	${\rm Pr_{SGS}}$	${\rm Re_M}$	${\rm Re_{Me}}$	Re	Co	Grid
B1	1.0	1.0×10^{-4}	1.0×10^{-4}	–	1.0	–	0.2	13.66	–	13.66	5.93	128^3
B2*	1.0	2.5×10^{-5}	5.0×10^{-5}	–	0.5	–	0.05	31.34	–	62.69	5.17	128^3
B3**	1.0	2.5×10^{-5}	5.0×10^{-5}	5.0×10^{-4}	0.5	0.05	0.05	30.69	3.07	61.39	5.28	200^3
C1	2.0	1.0×10^{-4}	1.0×10^{-4}	–	1.0	–	0.2	11.64	–	11.64	13.93	128^3
C2*	2.0	2.5×10^{-5}	5.0×10^{-5}	–	0.5	–	0.05	33.79	–	67.57	9.60	128^3
C3*	2.0	2.5×10^{-5}	5.0×10^{-5}	–	0.5	–	0.05	26.16	–	52.31	12.40	200^3
C4**	2.0	2.5×10^{-5}	5.0×10^{-5}	5.0×10^{-4}	0.5	0.05	0.05	25.52	2.55	51.03	12.71	200^3
C5	2.0	1.5×10^{-4}	1.5×10^{-4}	–	1.0	–	0.6	7.09	–	7.09	15.25	128^3
D1*	3.0	2.5×10^{-5}	5.0×10^{-5}	–	0.5	–	0.05	22.95	–	45.90	21.19	288^3
E1*	5.0	2.5×10^{-5}	5.0×10^{-5}	–	0.5	–	0.05	16.89	–	33.77	48.00	288^3

η parameter, by a factor 10^3 respect to the core value, outside of the star, i.e., $R > 1.0$. The standard case with ${\rm Pr_M} = 1$ is chosen because it is numerically the most convenient. The justification to lower the diffusivity in the core is to slow down the diffusion of flows and magnetic fields from the convection zone to the core. Similarly the profile exterior to the star prevents too rapid diffusion and effectively changes the boundary condition of the magnetic field at the surface of the star.

2.5. Dimensionless numbers

Table 1 shows the values of different dimensionless numbers which help us to characterize each of the simulations. Here the quantities are evaluated in the convective zone of the star, so the scale of the largest convective eddies is given by $k_R = 2\pi/0.4R$.

The Coriolis number is a measure of the influence rotation on the flow

$$\mathrm{Co} = \frac{2\Omega_0}{u_{\rm rms} k_R}, \tag{11}$$

where $u_{\rm rms}$ is the volume-averaged root-mean-square velocity. The fluid and magnetic Reynolds numbers are defined as

$$\mathrm{Re} = \frac{u_{\rm rms}}{\nu k_R},\ \mathrm{Re_M} = \frac{u_{\rm rms}}{\eta k_R}. \tag{12}$$

The SGS Prandtl and magnetic Prandtl number are given by

$$\mathrm{Pr_{SGS}} = \frac{\nu}{\chi_{\rm SGS}},\ \mathrm{Pr_M} = \frac{\nu}{\eta}. \tag{13}$$

We note that the values of $\mathrm{Re_M}$ and $\mathrm{Pr_M}$ are given for the interior of the star. For the cases with different η in the exterior we consider two values, one in the inside and the other in the outside of the star. As in all numerical simulations of stellar convection the Prandtl is much larger and Reynolds numbers much smaller than in reality. The only effect that can be accurately modeled is the rotational influence measured by the Coriolis number; see, e.g. Käpylä et al. (2023).

3. Preliminary results

Figure 1 shows the evolution of the azimuthally averaged magnetic field $\overline{B}_\phi$ at the surface of the star as a function of time for the simulations of sets B and C. We choose simulations with each of our three setups: no diffusivity profiles, profile in the core, and profile in the core and exterior. The upper panel of the Fig. 1 shows the results for runs B1, B2, and B3. Run B1 with no diffusivity profiles has more cyclic fields near the equator toward the end of the simulation. In B2, for with a diffusivity jump inside the star, we see a quasi-static unipolar field superimposed with a cyclic pattern near the equator. In run B3, with diffusivity jumps inside and outside the star, the cycles disappear. In run C1, the dynamo is irregular and concentrated near the equator with sporadic activity with long quiescent periods. In run C3 we see regular cycles near the equator with a period about $P_{\rm cyc} = 21.7$ [yr]. Finally, run C4 has a quasi-static dynamo concentrated in the northern hemisphere.

Comparing the sets of runs, we notice similarities depending on the boundary conditions used. Runs B2 and C3 (with one jump) show similarity with the solar butterfly diagram, with C3 having the most regular cycles. On the other hand, runs B3 and C4 (with two jumps) have quasi-static dynamos, without polarity changes. A plausible reason for the differences in the dynamos depending on the diffusivity profiles is that if magnetic fields cannot penetrate (or they need more time to do so) the core and the exterior, the possible dynamo modes that can be excited will also be different from the case where uniform diffusion is used. This is most clearly seen in the case where a larger diffusivity is applied in the exterior of the star (runs B3 and C4) in which cases the cyclic solutions disappear. This can be understood as a lower excitation threshold for quasi-static solution in this geometry. It less clear why the dynamo in Run C1 operates only intermittently. A possibility is that the dynamo is only weakly supercritical for this combination of Ω and constant diffusivity. A more through

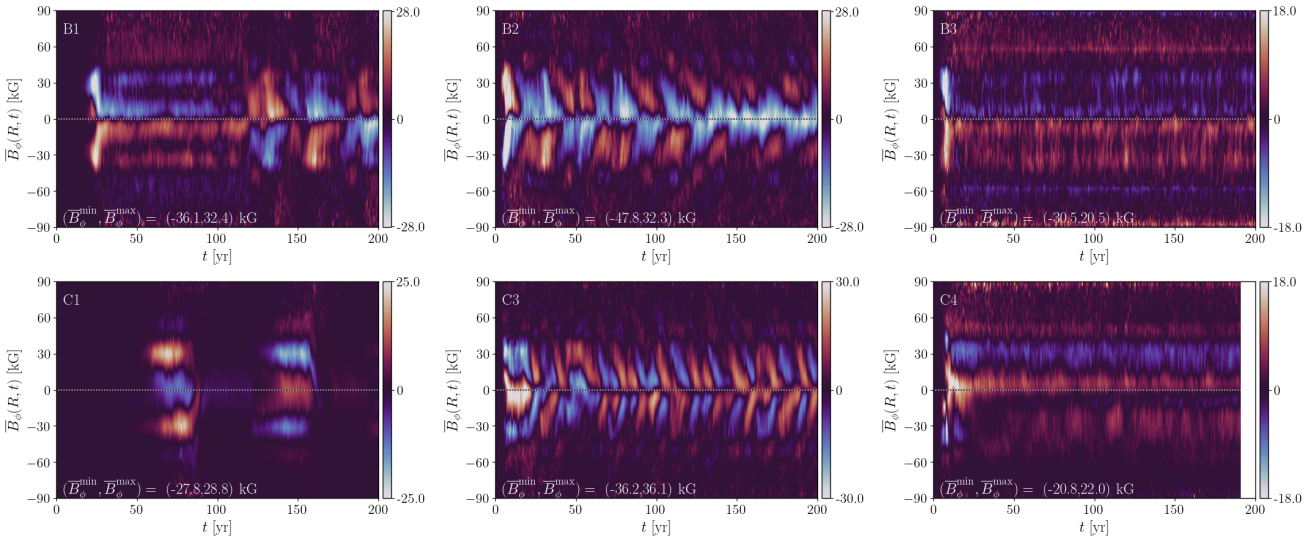


Fig. 1. Time-latitude diagrams of the mean toroidal magnetic field $\overline{B}_\phi(R,t)$ for a period of 200 yr for sets B and C. The y axes correspond to the latitude and the colour bar corresponds to B_ϕ in kG. The dotted horizontal line indicates the equator. In the lower left corner is indicates the value of the magnetic field. *Upper panels:* Results for runs B1, B2 and B3 from left to right. *Lower panels:* Results for runs C1, C3 and C4 from left to right.

analysis in terms of mean-field dynamo theory is needed to ascertain the precises causes for the changing behavior.

We observe clear cycles only in runs C3 and toward the end of run B1. Longer time series is needed to ascertain this and whether the cycles in run B2 continue to fade away or whether they are robust. These issues will be revisited in a future study.

4. Summary and future work

It is clear that changing the conditions in the interior or exterior of the star, the large-sclae magnetic field is affected. In particular, enhancing the diffusivity exterior to the star leads to the disappearance of cyclic solutions. This is most likely due to different excitation conditions of cyclic and stationary dynamos depending on the spatial distribution of the diffusion coefficients.

In future work these results can be compared with the simulations of Ortiz-Rodríguez et al. (2023), who studied fully convective M dwarfs with the same model. This can be useful to explore what happens in the transition from fully convective to partially convective M dwarfs. As we already know the parameter regime where we obtain a dynamo, we will complete the set D and E with a simulation where the exterior magnetic boundary condition changes, and add another set (A) similar to sets D and E but with an $\Omega = 0.5$ to study how the magnetic field behaves over a considerable range of rotation rates. These simulations will be used to study the relation between stellar rotation and cycles.

Acknowledgements: We acknowledge the Kultrun Astronomy Hybrid Cluster via the projects Conicyt Quimal #170001, Conicyt PIA ACT172033, and Fondecyt Iniciacion 11170268. The support by the ANID BASAL project FB210003, and Fondecyt Regular (project code 1201280) and the Alexander von Humboldt - Foundation, Bonn, Germany. PJK was supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) Heisenberg programme (grant No. KA 4825/4-1), and by the Munich Institute for Astro-, Particle and BioPhysics (MIAPbP) which is funded by the DFG under Germany's Excellence Strategy – EXC-2094 – 390783311.

References

Brandenburg A., 2007, Scholarpedia, 2, 2309
Brandenburg A., Nordlund A., Stein R.F., 2000, *Geophysical and Astrophysical Convection*, 85–105
Brown B.P., et al., 2020, ApJL, 902, L3
Chabrier G., Baraffe I., 1997, A&A, 327, 1039
Dobler W., Stix M., Brandenburg A., 2006, ApJ, 638, 336
Käpylä P.J., 2021, A&A, 651, A66
Käpylä P.J., 2022, ApJL, 931, L17
Käpylä P.J., et al., 2020, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 114, 8
Käpylä P.J., et al., 2023, SSRv, 219, 58
Kochukhov O., 2021, A&A Rv, 29, 1
Navarrete F.H., et al., 2018, A&A, 615, A81
Navarrete F.H., et al., 2020, MNRAS, 491, 1043
Ortiz-Rodríguez C.A., et al., 2023, A&A, 678, A82
Paxton B., et al., 2019, ApJS, 243, 10
Pencil Code Collaboration, et al., 2021, The Journal of Open Source Software, 6, 2807
Warnecke J., et al., 2016, A&A, 596, A115
Winters J.G., et al., 2019, AJ, 157, 216

Soluciones hidrodinámicas para vientos impulsados por radiación en regiones de transición

M.C. Fernandez[1], R.O.J. Venero[1,2], L.S. Cidale[1,2], I. Araya[3] & M. Curé[4]

[1] *Departamento de Espectroscopía, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Centro Multidisciplinario de Física, Universidad Mayor, Chile*
[4] *Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Chile*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 17 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / La teoría estándar para modelar los vientos impulsados por radiación de las estrellas masivas es la teoría m-CAK, que describe la fuerza de radiación por medio de tres parámetros: k, α y δ. El parámetro δ, que describe los cambios en la ionización del medio, determina dos tipos de soluciones para las ecuaciones hidrodinámicas de vientos con baja o nula rotación. Estas soluciones se llaman "rápidas" y "δ-lentas", las cuales poseen velocidades terminales muy diferentes. Las soluciones rápidas y lentas están separadas entre sí por una región (llamada brecha), en el espacio del parámetro δ, en la que, hasta el momento, no se han encontrado soluciones estacionarias. En este trabajo utilizamos el código hidrodinámico dependiente del tiempo ZEUS-3D para resolver la ecuación de movimiento siguiendo la evolución temporal de una solucion inicial dada, para encontrar soluciones pertenecientes a la brecha. Estas nuevas soluciones presentan un quiebre o *kink* en la pendiente de la ley de velocidad, ubicado a una distancia fija desde la estrella, la cual depende del valor de δ. Además, investigamos si esta discontinuidad podría dar lugar a la presencia de componentes discretas en absorción. Para evaluar esta posibilidad, resolvemos la ecuación de transporte de radiación para medios en movimiento, fuera de equilibrio termodinámico local, y analizamos los perfiles de línea sintéticos para Si IV.

Abstract / The theoretical framework for modeling radiation-driven winds in hot stars is the "m-CAK theory", which describes the radiation force using three parameters: α, δ, and k. In particular, δ introduces changes in the ionization of the material and can lead to two different types of solutions for the hydrodynamic equations of slowly or non-rotating winds. These solutions, known as the "fast" and "δ-slow" solutions, are principally distinguished by their markedly different terminal velocities. Both solutions are separated by a gap in the parameter space of δ, where no stationary solutions have been found so far. In this study, we employ the time-dependent hydrodynamic code ZEUS-3D, to solve the equation of motion, tracking the temporal evolution from a specified initial solution to obtain solutions in the gap. These novel solutions exhibit a stationary kink in the velocity profile at a fixed distance from the star, the position of which depends on the value of δ. Here, we investigated if this discontinuity can lead to Discrete Absorption Components, solving the transfer equation in the comoving frame along with the non-local thermodynamic equilibrium rate equations to compute ultraviolet synthetic line-profiles for Si IV.

Keywords / hydrodynamics — stars: early-type — stars: mass-loss — stars: winds, outflows

1. Introducción

El mecanismo que impulsa al viento de las estrellas masivas es la transferencia de momento desde el campo de radiación a las partículas que componen la atmósfera estelar (plasma). Estos son vientos impulsados por radiación, y están descriptos mediante la teoría m-CAK (o CAK modificada, Pauldrach et al. 1986; Friend & Abbott 1986). Esta teoría modela la aceleración de las partículas debida a la presión de radiación, para estrellas con rotación. En este caso, la fuerza de radiación debida a líneas espectrales utiliza tres parámetros: k, α y δ con distinto significado físico (Abbott, 1982). De acuerdo al valor de algunos de estos parámetros, pueden encontrarse distintas soluciones hidrodinámicas para las ecuaciones que modelan el viento estelar. En particular, para estrellas de baja rotación, distintos valores del parámetro δ dan lugar a las soluciones llamadas "rápidas" ($\delta < \delta_{\min} \approx 0.2$), las cuales generan vientos con altas velocidades terminales, y las soluciones "δ-lentas" ($\delta > \delta_{\max} \approx 0.24$), cuyas velocidades terminales son considerablemente más bajas (Curé et al., 2011). Estas soluciones, están separadas entre sí por una región (llamada brecha) para la que, hasta el momento, no se han encontrado soluciones estacionarias (Venero et al., 2016).

El principal objetivo de este trabajo es buscar soluciones estacionarias en la región de la brecha. Para ello, usamos un código hidrodinámico dependiente del tiempo, que permite encontrar soluciones estacionarias pasando previamente por un estado transitorio. De esta manera, es posible encontrar soluciones correspondientes a la región de la brecha, y se observa que presentan una estructura de quiebre o *kink* en la pendiente de la ley de velocidad. Esta estructura podría ser la causa de una característica observada en algunos perfiles de

✉ *Contacto* / melinafernandez@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

líneas ultravioletas (UV) de las estrellas supergigantes B, conocida como Componentes Discretas en Absorción (cuya sigla en inglés es DACs). Las DACs son un tipo de variabilidad espectral que consiste en una componente en absorción superpuesta a un perfil de línea de tipo P Cygni que, con el tiempo, se desplaza hacia el borde azul del perfil (por ejemplo, ver Howarth & Prinja 1989). Suelen observarse en las líneas de resonancia UV de elementos ionizados, como Si IV, N V o C IV.

Para poner a prueba esta hipótesis, en este trabajo se calculan perfiles UV de Si IV utilizando las leyes de velocidad obtenidas. Para este fin, se emplean códigos hidrodinámicos que resuelven la ecuación de movimiento y, por otra parte, un código para la resolución del transporte de radiación. En este último, se incluye el ensanchamiento Stark cuadrático*, como mecanismo adicional de ensanchamiento sobre el ensanchamiento térmico o Doppler.

Este trabajo se estructura de la siguiente manera: en la Sección 2 se describe la teoría m-CAK para estrellas rotantes y sus posibles soluciones. En la Sección 3 se presentan los códigos numéricos utilizados. En la Sección 4 se muestran las soluciones encontradas y los perfiles correspondientes, junto con una discusión de estos resultados. En la Sección 5 se presentan las conclusiones y el trabajo a futuro.

2. Teoría m-CAK

En esta sección, se presenta la teoría m-CAK bajo las hipótesis de simetría esférica (es decir, una sola dimensión radial) y estado estacionario. La fuerza de radiación producida por las líneas se modela utilizando el concepto de multiplicador de fuerza introducido por Castor, Abbott & Klein (1975) y Abbott (1982). Siguiendo el planteo desarrollado en Curé & Araya (2023), se utilizan las ecuaciones de continuidad de masa,

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v = \text{constante}, \quad (1)$$

donde r, ρ y v, son la coordenada radial, la densidad de masa y la velocidad respectivamente, mientras que $\dot{M}$ es la tasa de pérdida de masa, y la ecuación de conservación de momento,

$$\left(1 - \frac{a^2}{v^2}\right) v \frac{dv}{dr} = \frac{2a^2}{r} + g_{\rm eff}(r) + g^L_{\rm rad}(r, v, dv/dr), \quad (2)$$

donde a es la velocidad del sonido isotérmica. La gravedad efectiva, $g_{\rm eff}$, está dada por:

$$g_{\rm eff}(r) = -\frac{GM_*(1-\Gamma)}{r^2}\left(1 - \Omega^2 \frac{R_*}{r}\right), \quad (3)$$

donde G es la constante de gravitación universal, M_* es la masa de la estrella, R_* es su radio y Ω es el cociente entre la velocidad de rotación y la velocidad rotacional crítica (v_{crit}) en el ecuador de la estrella, $\Omega = v_{rot}/v_{crit}$ ($0 < \Omega < 1$). Además, Γ es el factor de Eddington, que introduce el efecto de la aceleración de la radiación de continuo, la cual es dominada por la dispersión Thomson por electrones libres. Por otro lado, la aceleración debida a las líneas, $g^L_{\rm rad}$, está dada por:

$$g^L_{\rm rad}(r, v, dv/dr) = \frac{C}{r^2} CF \left(\frac{n_e}{W(r)}\right)^{\delta} \left(r^2 v \frac{dv}{dr}\right), \quad (4)$$

donde n_e es la densidad electrónica, $W(r)$ es el factor de dilución, CF es el factor de corrección que considera el tamaño finito del disco estelar (que a su vez depende de r, v y dv/dr), y C está dado por:

$$C = kGM_*\Gamma \left(\frac{4\pi}{\sigma_e \dot{M} v_{th}}\right)^{\alpha}, \quad (5)$$

donde σ_e es el coeficiente de absorción por dispersión de Thomson, y v_{th} es la velocidad térmica (velocidad media de los iones que conducen el gas). Por lo tanto, la aceleración de radiación debida a las líneas queda parametrizada mediante α, k y δ. El parámetro α se puede interpretar como la proporción de líneas ópticamente gruesas respecto a las líneas totales, mientras que k está asociado a la cantidad efectiva de líneas que absorben momento del campo de radiación. Por otro lado, el parámetro δ representa el cambio en la ionización a lo largo del viento. La combinación de distintos valores posibles para estos parámetros, especialmente el parámetro δ, da lugar a distintos tipos de soluciones, como se verá a continuación.

2.1. Familias de soluciones

La resolución de la Ec. 2 permite obtener la ley de velocidad $v(r)$ que rige el viento estelar. Así, se pueden encontrar tres familias de soluciones:

- Soluciones rápidas (o clásicas): Corresponden a soluciones con baja rotación ($\Omega \lesssim 0.75$) y $\delta < \delta_{\rm min}$, teniendo valores altos de velocidad terminal (Pauldrach et al., 1986; Friend & Abbott, 1986).
- Soluciones Ω-lentas: Soluciones con alta rotación ($\Omega \gtrsim 0.75$) y $\delta < \delta_{\rm min}$, que alcanzan bajos valores de velocidad terminal (Curé, 2004; Venero et al., 2016).
- Soluciones δ-lentas: Se obtienen para vientos con baja rotación y $\delta > \delta_{\rm max}$, alcanzando velocidades terminales menores que las obtenidas para las soluciones rápidas (Curé et al., 2011).

En este trabajo, estudiaremos soluciones rápidas y δ-lentas para estrellas supergigantes B, ya que estos objetos son rotadores lentos. Las soluciones rápidas y δ-lentas, están separadas entre sí por una brecha en el espacio del parámetro δ. Esta brecha consiste en un intervalo de valores de δ, para el que, con anterioridad a este trabajo, no se habían encontrado soluciones estacionarias, generándose una brecha de transición entre soluciones rápidas y lentas (Venero et al., 2016).

3. Códigos numéricos

A continuación, se presentan los códigos numéricos empleados para resolver las ecuaciones hidrodinámicas del viento y el transporte de radiación.

3.1. Códigos Hydwind y ZEUS-3D

Para obtener las soluciones, se adoptan valores típicos para los parámetros α, k y δ, y se resuelven las ecuaciones que determinan la ley de velocidad. Se hace uso de dos códigos: Hydwind (Curé, 2004) y ZEUS-3D (Clarke,

*Considerando interacciones entre electrones libres e iones.

1996, 2010). El primero resuelve las ecuaciones hidrodinámicas en simetría esférica y en estado estacionario, mientras que el segundo considera también la dependencia temporal (se utiliza una adaptación desarrollada por Araya et al., 2018). Mediante el código Hydwind se encuentran soluciones rápidas y δ-lentas, junto con la ubicación de la región de la brecha, delimitando los valores de δ para los que no se logra la convergencia. Por otra parte, el código ZEUS-3D utiliza una solución inicial dada (en este caso empleamos soluciones encontradas con Hydwind), y calcula su evolución temporal hacia una solución final, según los parámetros α, k y δ dados en la entrada. Variando el valor de δ, es posible obtener soluciones dentro de la región de la brecha, además de reobtener las rápidas y las δ-lentas.

3.2. Código MULITAS

El código MULITAS (*MUlti LIne Transfer for Active Stars*, Venero et al., 2000) basado en Mihalas & Kunasz (1978), resuelve el transporte radiativo para una atmósfera en expansión fuera del equilibrio termodinámico local, con simetría esférica en el marco de referencia del fluido (*comoving frame*), para átomos de Si IV de 6 niveles más el continuo. Aquí se incorporan las leyes de velocidad obtenidas previamente con el código ZEUS-3D.

4. Resultados

Para modelar una estrella supergigante B, se adoptaron los siguientes parámetros: $T_{\rm eff} = 18\,000$ K, $\log g = 2.5$, $R_* = 23$ R$_\odot$, $\Omega = 0.27$, $\alpha = 0.515$ y $k = 0.104$, mientras que, para δ, se utilizaron valores sucesivos para barrer todas las soluciones posibles (rápidas, lentas, y en la brecha). Estos parámetros corresponden a la estrella HD 41117 modelada por Venero et al. (2024), quienes hallaron dos soluciones posibles para ajustar el perfil observado de Hα (una rápida y una δ-lenta). Aquí adoptamos los valores promedios para k y α obtenidos a partir de ambos ajustes en ese trabajo. Utilizando el código Hydwind, se determina que la región de la brecha en este modelo corresponde al intervalo $0.20 < \delta < 0.24$.

4.1. Leyes de velocidad

En la Fig. 1 se muestran algunas soluciones obtenidas con ZEUS-3D, correspondientes a los regímenes rápido y δ-lento, separadas entre sí por la región de transición. En la Fig. 2 se presentan las nuevas soluciones obtenidas mediante ZEUS-3D, para los valores del parámetro δ que comprenden la región de la brecha. Luego, en la Fig. 3 se pueden ver todas las soluciones encontradas: rápidas, δ-lentas, y en la región de la brecha. Puede observarse que estas soluciones muestran una región interna cuya dependencia en $u = -R_*/r$ es muy similar y que representa una transición continua entre todas las soluciones. Sin embargo, en el interior de la brecha, aparece un marcado cambio en la pendiente dv/du que da lugar a un *kink* o quiebre. A medida que se disminuye el valor de δ, este *kink* se va desplazando hacia afuera. De este modo,

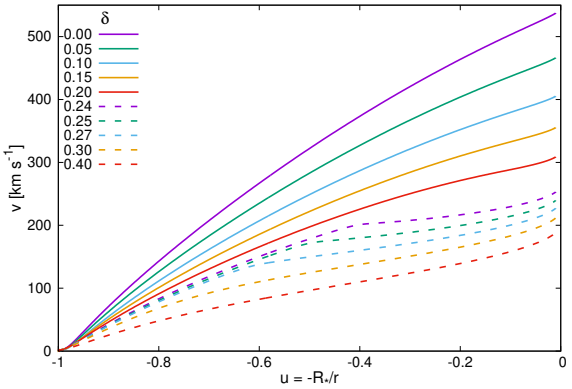


Fig. 1. Leyes de velocidad obtenidas con el código ZEUS-3D en el régimen rápido ($0.0 \leq \delta \leq 0.2$) en líneas continuas, y δ-lento ($0.24 \leq \delta \leq 0.4$) en líneas a trazos.

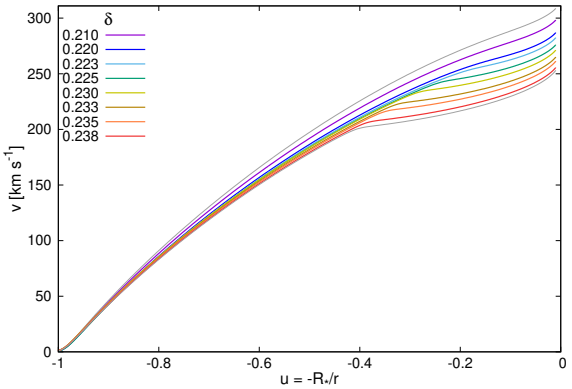


Fig. 2. Nuevas leyes de velocidad obtenidas con el código ZEUS-3D en la región de la brecha. Para comparación, se incluyen (en color gris) la última solución rápida ($\delta = 0.2$) y la primera δ-lenta ($\delta = 0.24$), a ambos lados de la brecha.

puede verse que el código ZEUS-3D predice un empalme continuo de las soluciones a un lado y a otro de la brecha. Es de destacar que cada una de estas soluciones, aún teniendo un *kink*, son estacionarias. Es decir, al dejar transcurrir el tiempo en ZEUS-3D, luego de la convergencia, se observa que estas soluciones mantienen su forma. Eso implica que los *kinks* en las leyes de velocidad pueden permanecer fijos a determinadas distancias de la estrella o, si las condiciones de ionización cambiaran (modificando el parámetro δ), estos *kinks* podrían desplazarse a lo largo del viento.

4.2. Perfiles de Si IV

En la Fig. 4 se muestran perfiles del doblete Si IV $\lambda\lambda$1394 y 1403 Å en el UV, obtenidos para los regímenes rápido (panel superior), en la brecha (medio) y δ-lento (inferior). Se compara el perfil obtenido considerando un ensanchamiento Doppler, y un ensanchamiento Stark cuadrático (que genera un perfil de Voigt). A pesar de presentar un cambio brusco en la pendiente de la ley de velocidad, no resulta evidente que estos *kinks* produzcan una componente discreta. Sin embargo, resulta

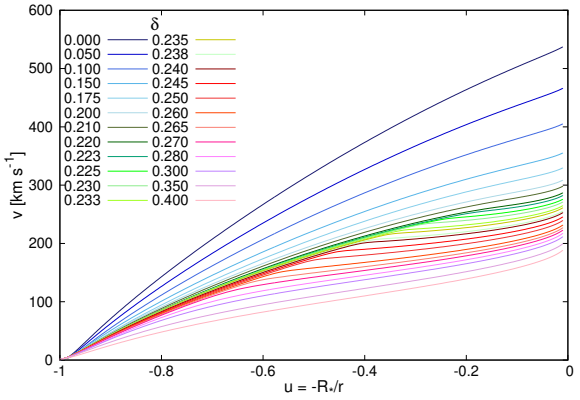


Fig. 3. Leyes de velocidad obtenidas con el código ZEUS-3D para los distintos valores de δ: régimen rápido $0.0 \leq \delta \leq 0.2$ (azules), brecha $0.21 \leq \delta \leq 0.238$ (verdes), régimen δ-lento $0.24 \leq \delta \leq 0.4$ (rojos).

notorio el cambio en las componentes en emisión de los perfiles P Cygni, las cuales prácticamente desaparecen en los perfiles Voigt. Aunque esto parecería descartar a los *kinks* como generadores de las DACs, se puede mencionar que, en algunos regímenes transitorios previos a la obtención de la solución estacionaria, fue posible observar la formación de estas componentes. Para que se produzcan componentes DACs, los *kinks* deberían ser considerablemente más abruptos que los encontrados. Este comportamiento transitorio necesita ser explorado con más detalle.

5. Conclusiones

Adoptando la parametrización de la teoría m-CAK para la descripción de los vientos impulsados por radiación en las estrellas masivas de baja o nula rotación, es posible encontrar soluciones hidrodinámicas rápidas y δ-lentas. En este trabajo se exploró la región de transición entre dichas soluciones, haciendo uso de un código hidrodinámico dependiente del tiempo. Así se encontraron nuevas soluciones en dicha región, las cuales son estacionarias y presentan un quiebre o *kink* en la ley de velocidad. Para las soluciones encontradas, se calcularon perfiles de línea de Si IV en el UV, adoptando un ensanchamiento Stark cuadrático, mediante el código de resolución de transporte radiativo MULITAS. Analizando los perfiles de línea resultantes, los quiebres obtenidos en las soluciones hidrodinámicas no son suficientes para generar las DACs observadas en los espectros de las estrellas supergigantes B. Es importante mencionar que este es un primer intento de modelar el viento en las condiciones de la brecha, y de obtener observables (perfiles de línea) bajo este régimen mixto de viento. Resulta necesario extender este modelado a diferentes tipos de estrellas supergigantes para obtener conclusiones más generales. Este análisis, junto con la obtención de perfiles de línea de otros elementos, permitirán una comparación más amplia con las observaciones, estableciendo rangos de aplicabilidad de estas nuevas soluciones hidrodinámicas en el viento de las supergigantes B.

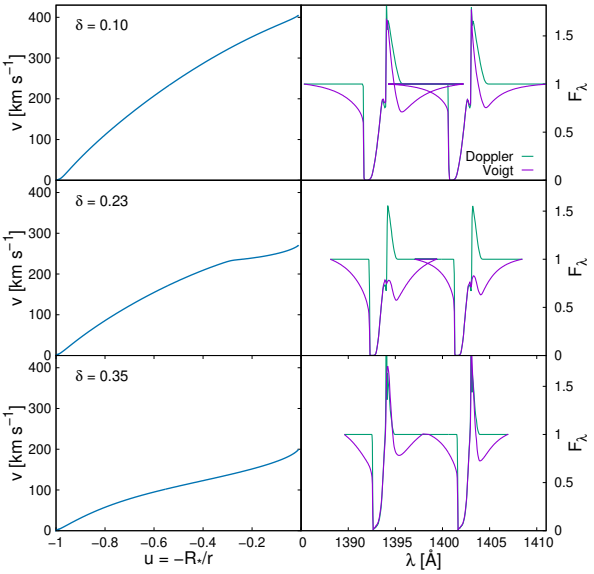


Fig. 4. Perfiles de línea y leyes de velocidad obtenidos para cada régimen del viento. *Panel superior izq.:* solución rápida. *Panel medio izq.:* solución que corresponde a la brecha. *Panel inferior izq.:* solución δ-lenta. Los perfiles de línea se muestran en los paneles de la derecha.

Agradecimientos: MCF agradece el soporte de la Beca de Entrenamiento de la Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires. ROJV y LSC agradecen el apoyo financiero del Proyecto PIP 1337 (CONICET) y del Programa de Incentivos 11/G160 (UNLP). MC agradece el apoyo financiero brindado por el Centro de Astrofísica de Valparaíso. IA y MC agradecen al FONDECYT proyecto 1230131. Este proyecto recibió financiamiento de la Unión Europea en el marco del programa POEMS "Programme for Research and Innovation Horizon 2020 (2014-2020) under the Marie Skłodowska-Curie Grant Agreement No. 823734".

Referencias

Abbott D.C., 1982, ApJ, 259, 282
Araya I., et al., 2018, MNRAS, 477, 755
Castor J.I., Abbott D.C., Klein R.I., 1975, ApJ, 195, 157
Clarke D.A., 1996, ApJ, 457, 291
Clarke D.A., 2010, ApJS, 187, 119
Curé M., 2004, ApJ, 614, 929
Curé M., Araya I., 2023, Galaxies, 11, 68
Curé M., Cidale L., Granada A., 2011, ApJ, 737, 18
Friend D.B., Abbott D.C., 1986, ApJ, 311, 701
Howarth I.D., Prinja R.K., 1989, ApJS, 69, 527
Mihalas D., Kunasz P.B., 1978, ApJ, 219, 635
Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R.P., 1986, A&A, 164, 86
Venero R., Cidale L., Ringuelet A., 2000, M.A. Smith, H.F. Henrichs, J. Fabregat (Eds.), *IAU Colloq. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 214, 607
Venero R.O.J., et al., 2016, ApJ, 822, 28
Venero R.O.J., et al., 2024, MNRAS, 527, 93

Curvas de luz de supernovas con el telescopio HSH

A. Mendez Llorca[1,2], G. Folatelli[1,2], L. Martinez[2,3], K. Ertini[1,2] & L. Ferrari[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Universidad Nacional de Río Negro, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 24 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / El estudio de las curvas de luz de supernovas (SNs) es fundamental para poder comprender las propiedades de las estrellas progenitoras y estimar distancias cosmológicas. En este trabajo presentamos los datos obtenidos en la primera campaña de observación hecha por el grupo SOS (Simulaciones y Observaciones de Supernovas) utilizando el telescopio de 60 cm Helen Sawyer Hogg (HSH) del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) en el año 2021. Los principales objetivos de esta campaña fueron: I) determinar la viabilidad de utilizar este telescopio para el seguimiento de SNs, II) adquirir fotometría de objetos transitorios dentro de las primeras horas/días luego de su descubrimiento, III) obtener curvas de luz multi-banda de SNs seleccionadas. En las 37 noches consecutivas que duró la campaña, se observaron 70 objetos transitorios, siendo 27 de estos confirmados como SNs. El grupo SOS realizó tres anuncios sobre la confirmación del descubrimiento temprano para 5 de las SNs. La diferencia de tiempo media entre el descubrimiento y nuestra primera observación fue de 31 horas. A las tres SNs Tipo Ia con mayor cobertura temporal de la muestra se les estimaron sus distancias hacia su galaxia anfitriona, el enrojecimiento producido por su galaxia y el parámetro de decaimiento del brillo Δm_{15}. Las distancias de luminosidad obtenidas tienen incertezas típicas de $\sim 10\,\%$. Los resultados muestran un buen acuerdo con las distancias determinadas mediante un modelo cosmológico de expansión.

Abstract / The study of supernova (SN) light curves is crucial to understand the properties of the progenitor stars and to estimate cosmological distances. In this work we present the data obtained in the first observation campaign performed by the SOS (Supernova Observations and Simulations) group using the 60 cm Helen Sawyer Hogg (HSH) telescope at CASLEO in 2021. The main goals of this campaign were: I) to determine the feasibility of using this telescope for SNe follow-up, II) to acquire photometry of transients within hours/days from discovery, and III) to obtain multi-band light curves of selected SNe. During 37 consecutive nights, 70 transients were observed, 27 of them confirmed as SNe. The SOS group made three announcements with the early discovery confirmation of 5 SNe. The average delay between the discovery and our first observation was 31 hours. For the three Type Ia SNe with the best coverage within our sample, we estimated the distances to their host galaxy, the reddening of the host and the decline rate parameter Δm_{15}. The obtained luminosity distances have typical uncertainties of $\sim 10\%$. The results are in good agreement with the distances determined by a cosmological expansion model.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual (SN 2021vtq, SN 2021wjb, SN 2021xju) — galaxies: distances and redshifts

1. Introducción

Las supernovas (SNs) son eventos explosivos que suceden al final de la vida evolutiva de ciertos tipos de estrellas. El estudio de las curvas de luz durante los momentos iniciales de las SNs tiene gran valor para poder inferir ciertos parámetros de la estructura externa de los progenitores, tales como su radio y perfil de densidad (Bersten et al., 2012). Dado que las SNs se producen de forma inesperada y son muy complicadas de prever, los datos fotométricos tempranos eran difíciles de obtener con las tecnologías de antaño. En la actualidad, los relevamientos se encuentran a la vanguardia para detectar y descubrir cientos de nuevos objetos transitorios cada noche (Chambers et al., 2016; Tartaglia et al., 2018; Masci et al., 2019, por mencionar algunos). Estos descubrimientos tempranos motivan campañas de seguimiento exhaustivo de SNs desde etapas muy tempranas. Es por ello que por parte del grupo SOS ⋆ (Simulaciones y Observaciones de Supernovas) del Instituto de Astrofísica de La Plata, se propuso llevar a cabo una de estas campañas en el año 2021 para recolectar curvas de luz tempranas de SNs haciendo uso del telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH) en CASLEO.

Luego de una breve descripción de los alcances de la campaña de observación (Sección 2), en este trabajo nos centraremos en el análisis de tres SNs Tipo Ia (SNs Ia) con las que determinaremos distancias (Sección 3). Este tipo de SNs está ampliamente estudiado y es conocido por ser un "faro estándar"para la estimación de distancias extragalácticas. Esto se debe a que se trata de la explosión de una enana blanca en condiciones relativamente uniformes en todos los casos. Es por eso que muestran curvas de luz homogéneas y alcanzan

⋆ `https://sos.fcaglp.unlp.edu.ar/`

✉ *Contacto* / mendez.ll.axel@gmail.com Research article

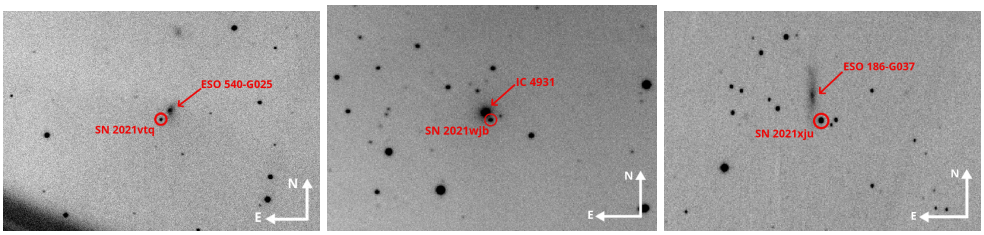


Fig. 1. Imágenes en banda R obtenidas por el grupo SOS de la campaña de observación del 2021 con el telescopio HSH donde se muestran las SNs Ia (circulo rojo) analizadas en este trabajo y sus galaxias anfitrionas (flechas). *Panel izquierdo*: SN 2021vtq. *Panel central*: SN 2021wjb. *Panel derecho*: SN 2021xju.

Tabla 1. Magnitud límite alcanzada en la campaña de observación en cada banda para diferentes intervalos de FWHM.

FWHM [arcsec]	2 a 3.5	3.5 a 4.5	4.5
m_B [mag]	17.5 ± 0.32	17.06 ± 0.53	16.68 ± 0.43
m_V [mag]	17.19 ± 0.42	16.77 ± 0.55	16.3 ± 0.4
m_R [mag]	17.55 ± 0.61	17.07 ± 0.58	16.45 ± 0.81
m_I [mag]	16.83 ± 0.39	16.47 ± 0.39	15.91 ± 0.5

luminosidades similares. En detalle, existe una relación empírica entre el ancho de las curvas de luz y el máximo de luminosidad. Las SNs Ia más luminosas tienen curvas de luz más anchas y las más débiles presentan curvas de luz más angostas. Phillips (1993) estableció el parámetro $\Delta m_{15}(B)$, la diferencia en magnitud en la banda B entre el máximo y los 15 días posteriores, para cuantificar la relación. Este método lo aplicaremos a nuestras tres SNs Ia y así obtendremos las distancias a sus galaxias anfitrionas.

2. Campaña y observaciones

La campaña de observación del grupo SOS tuvo una duración de 37 noches consecutivas asignadas previamente entre los meses de agosto y septiembre de 2021. Se llevó a cabo utilizando el telescopio de 60 cm HSH de CASLEO. Las imágenes fueron obtenidas en los filtros *BVRI*. Debido a problemas con el seguimiento del telescopio, fue necesario tomar imágenes individuales para luego combinarlas y generar la imagen final. Para cada época se tomaron 20 imágenes individuales y los tiempos de exposición de cada una fueron de: 60 s para las bandas *VRI* y 90 s para B, llegando a un total de 1 200 s y 1 800 s, respectivamente.

Los objetos a observar fueron seleccionados mediante las alertas diarias de ALeRCE** (Förster et al., 2021) y TNS (*Transient Name Server*)***. Las primeras noches se priorizaron eventos nuevos para armar las listas de seguimiento. Cada día se agregaban nuevos objetos y se realizaba el seguimiento de los anteriores. En caso de que algún objeto fuese muy débil, mayor a 18 mag, o se confirmaba espectroscopicamente que no era SN, se dejaba de hacer su seguimiento. A partir del décimo día de la campaña el 80 % del tiempo se dedicó al seguimiento de las SNs que cumplian las condiciones mencionadas y el resto del tiempo a nuevos eventos con la posibilidad de agragarlos a la lista de seguimiento. Se observaron un total de 70 objetos transitorios, de los cuales 27 (39 %) fueron catalogados como SNs, siendo 17 Tipo Ia, 2 Tipo Ib/c, 2 Tipo Ic y 6 Tipo II. El intervalo de tiempo medio entre el descubrimiento y nuestra primera observación fue de 31 horas, por lo que se pudo recolectar datos muy tempranos de los objetos. Gracias a esto pudimos publicar tres anuncios con la confirmación del descubrimiento de cinco SNs (Ertini et al., 2021; Martinez et al., 2021; Pessi et al., 2021). La calidad de imagen, medida como el ancho a mitad de altura (*full width half maximum*, FWHM) de los objetos puntuales fluctuó entre 2.2 y 7 arcsec, con un valor promedio de 3.3 arcsec. Estos altos valores se deben a la sumatoria de factores como *seeing*, problemas de seguimiento y foco.

**https://alerce.science/services/sn-hunter/
***https://www.wis-tns.org/

2.1. Procesado de imágenes y fotometría

Todas las imágenes individuales obtenidas en la campaña fueron reducidas usando IRAF (Tody, 1986). La solución astrométrica se realizó con *Astrometry.net* (Lang et al., 2010). Luego, todas las imágenes fueron combinadas para generar la imagen final. Estos procesos fueron llevados a cabo mediante códigos desarrollados por los miembros del grupo SOS.

La fotometría de las imágenes se hizo con el programa AutoPhOT (*Automated Photometry Of Transients*; Brennan & Fraser, 2022), el cual está diseñado en PYTHON. El método utilizado fue de fotometría diferencial de PSF (*point spread function*). Solamente para la SN 2021wjb, que se encontraba muy contaminada por su galaxia anfitriona, fue necesario recurrir al método de sustracción de galaxia. Para restar la contribución de la galaxia se tomaron imágenes plantilla de *Skymapper* (Onken et al., 2019) en las bandas *gri*, siendo las mejores disponibles para esta galaxia. Aunque las bandas a restar no fueron las mismas que las de nuestras imágenes, se pudieron recuperar muchas épocas donde el análisis fotométrico no era capaz de realizarse y también incrementar la precisión de las magnitudes ya calculadas.

Mediante estos datos fue posible determinar la magnitud límite alcanzada en la campaña, es decir, la magnitud para una relación señal-ruido de 5; y se la separó en tres intervalos respecto del FWHM (ver Tabla 1). El objetivo, que está en proceso, es crear una calculadora de tiempo de integración para el telescopio HSH.

Tabla 2. Características de las SNs Ia analizadas.

SN	2021vtq	2021wjb	2021xju
R.A.	$0^h47^m38^s.94$	$20^h0^m49^s.92$	$20^h22^m30^s.96$
Dec.	-20°31'24".46	-38°34'38".03	-53°16'44".15
$E(B-V)_{\rm MW}$ [mag]	0.016	0.063	0.043
Época de descubrimiento [JD]	2459438.91	2459444.59	2459457.68
Primera observación [JD]	2459440.25	2459450.03	2459458.1
Galaxia anfitriona	ESO 540-G025	IC 4931	ESO 186-G037
Redshit Heliocéntrico	0.02089 ± 0.00015	0.02004 ± 0.00002	0.01558 ± 0.00015
Redshift CMB	0.01988 ± 0.00015	0.01948 ± 0.00004	0.01514 ± 0.0015

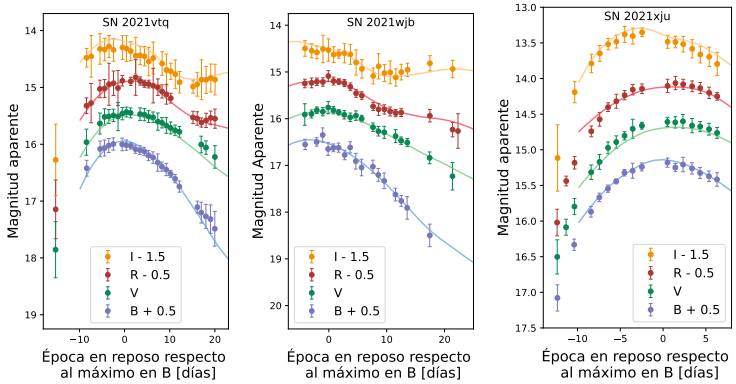


Fig. 2. Curvas de luz de las SNs Ia analizadas: SN 2021vtq (*panel izquierdo*), SN 2021wjb (*panel central*) y SN 2021xju (*panel derecho*). Se muestran las magnitudes estimadas para cada SN calculadas con AutoPhOT (puntos) y los ajustes de curvas de luz patrón de SNooPy (líneas sólidas) para las bandas *BVRI*.

3. Resultados

Este trabajo hace énfasis en las tres SNs Ia con la mayor cobertura temporal de la campaña: SN 2021vtq, SN 2021wjb y SN 2021xju (Fig. 1). En la Tabla 2 se presentan datos de las mismas. Los valores de enrojecimiento de la Vía Láctea ($E(B-V)_{\rm MW}$; Schlafly & Finkbeiner, 2011) y los *redshift* fueron extraidos de *NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)* ****. En la Fig. 2 se presentan las curvas de luz multi-banda de estas SNs, que se corresponden a las típicas curvas de luz de las SNs Ia. Para el eje temporal utilizamos la época en reposo respecto del máximo en la banda B para hacer comparaciones de SNs Ia a distintos *redshifts*. Para las tres SNs tenemos datos de los máximos en todas las bandas. De la SN 2021vtq y la SN 2021xju obtuvimos datos muy tempranos, más de 10 días antes del máximo, con intervalos de tiempo desde la detección hasta nuestra primera observación de 1.3 y 0.4 días, respectivamente.

Para la estimación de las distancias usamos el programa SNooPy (Burns et al., 2011), el cual ajusta curvas de luz patrón de SNs Ia a los datos fotométricos. Los parámetros que deriva el programa son: Δm_{15}, la época del máximo en la banda B, el enrojecimiento de la galaxia anfitriona ($E(B-V)_{\rm host}$), y el módulo de distancia (μ). En la Tabla 3 se muestran los resultados obtenidos y, además, la distancia de luminosidad (D_L), la distancia en base a un modelo cosmológico de expansión (D_z) y una distancia calculada por el método de Tully-Fisher ($D_{\rm T-F}$). D_L fue estimada con el módulo de distancia. D_z fue inferida con el uso de una calculadora online † aplicando la ley de Hubble, tomando $H_0 = 72\ {\rm km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ y el *redshift* respecto del CMB con un error de 0.001 por efectos dinámicos de las galaxias. Los errores corresponden a los errores estadísticos de los datos y errores sistemáticos del programa, respectivamente. En todos los valores calculados el error que domina es el sistemático, y entendemos que se debe a transformaciones fotométricas que realiza el programa para llevar las bandas *BVRI* a las bandas predeterminadas *BVgri* que utiliza. La SN 2021xju es la que mayor error sistemático presenta, debiéndose a la poca cantidad de datos pasado el máximo. Para que estos errores diminuyan sería necesario obtener las magnitudes en las bandas que usa el programa y tener una mayor cobertura temporal postmáximo, ya que el programa toma plantillas que están entre -10 a 80 días respecto del máximo en la banda B.

Las distancias calculadas con el método de las curvas de luz se encuentran en buen acuerdo con las inferidas mediate un modelo cosmológico. Las diferencias entre éstas se encuentran por debajo del 13 %. Además, para la SN 2021wjb tenemos para comparar una distancia de Tully-Fisher a su galaxia (Dale et al., 1999), que también está en concordancia.

La SN 2021wjb es la que presentó un valor más alto de $E(B-V)_{\rm host}$ de las tres SNs, posiblemente se deba a que también es la que se encuentra más embebida en su galaxia anfitriona de las SNs estudiadas. En cambio, la SN 2021xju presenta un valor negativo, pero se encuentra debajo de su incerteza, siendo compatible con

****http://ned.ipac.caltech.edu/

†https://astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html

Tabla 3. Parámetros de las SNs derivados por SNooPy y distancias mediante diferentes métodos.

SN	2021vtq	2021wjb	2021xju
Δm_{15} [mag]	1.093 ± 0.02 ± 0.06	1.207 ± 0.02 ± 0.06	1.282 ± 0.01 ± 0.06
$t_{\max}$ [JD]	245955.83 ± 0.161 ± 0.34	2459451.15 ± 0.336 ± 0.34	2459470.683 ± 0.162 ± 0.34
$E(B-V)_{\rm host}$ [mag]	0.037 ± 0.014 ± 0.06	0.119 ± 0.016 ± 0,06	-0.023 ± 0.01 ± 0.06
μ	34.650 ± 0.016 ± 0.124	34.712 ± 0.026 ± 0.143	33.724 ± 0.017 ± 0.313
D_L [Mpc]	85.11 ± 0.63 ± 4.86	87.58 ± 1.05 ± 5.77	55.56 ± 0.43 ± 8.01
D_z [Mpc]	84.1 ± 4.2	82.4 ± 4.2	63.8 ± 4.2
D_{T-F} [Mpc]	-	81.1 ± 5.2	-

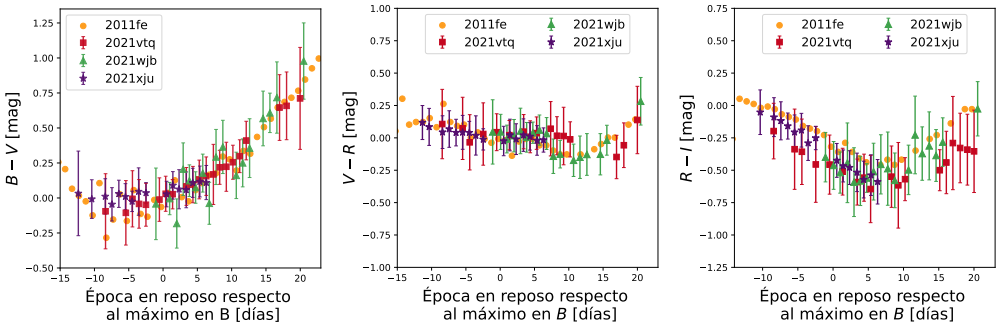


Fig. 3. Curvas de color de las SNs Ia estudiadas y la SN 2011fe, corregidas por la extinción galáctica y de la galaxia anfitriona. *Panel izquierdo*: Color $B-V$. *Panel central*: Color $V-R$. *Panel derecho*: Color $R-I$.

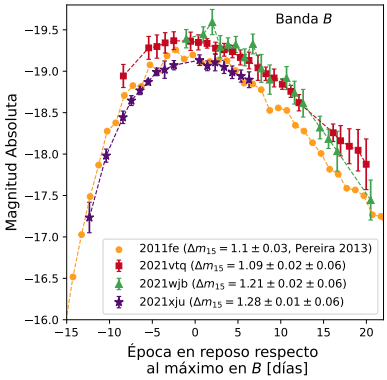


Fig. 4. Curvas de luz absoluta en la banda B de las SNs Ia corregidas por extinción galáctica y de la galaxia huésped.

un valor nulo de enrojecimiento y para el trabajo se lo tomó como cero.

En la Fig. 3 se muestran las curvas de color de las tres SNs corregidas por extinción de la Vía Láctea y de la galaxia anfitriona. Para comparar se agregó a la SN 2011fe, una SN Ia típica que fue muy estudiada y tiene datos de gran calidad ya que explotó en la galaxia M101 (~ 6.6 Mpc). En los tres colores observamos que nuestras tres SNs siguen los mismos comportamientos que la SN 2011fe. Asimismo, disponemos de colores en las etapas tempranas de estas SNs que suelen ser escasos.

En relación al parámetro Δm_{15}, la SN 2021vtq debería ser más luminosa que las otras dos SNs y tener la curva de luz más ancha. En la Fig. 4 se presentan las curvas de luz absolutas y se ven reflejados los aspectos mencionados. Sin embargo, observamos que la luminosidad de la SN 2021vtq y la SN 2021wjb son casi iguales. Entendemos que esto se debe a que el método tiene su grado de dispersión y la estimación de las distancias y extinciones también presentan incertezas.

4. Trabajo a futuro

Los datos de las SNs restantes continúan siendo analizados y sigue en desarrollo la calculadora de tiempo de exposición para el telescopio HSH.

Aunque la campaña fue exitosa, todavía no se pudo volver a repetir por la gran cantidad de tiempo que conlleva. Sin embargo, se planea realizar campañas más cortas utilizando el HSH y siguiendo el mismo enfoque.

Referencias

Bersten M.C., et al., 2012, ApJ, 757, 31
Brennan S.J., Fraser M., 2022, A&A, 667, A62
Burns C.R., et al., 2011, AJ, 141, 19
Chambers K.C., et al., 2016, The pan-starrs1 surveys
Dale D.A., et al., 1999, AJ, 118, 1489
Ertini K., et al., 2021, Transient Name Server AstroNote, 225, 1
Förster F., et al., 2021, AJ, 161, 242
Lang D., et al., 2010, The Astronomical Journal, 139, 1782–1800
Martinez L., et al., 2021, Transient Name Server AstroNote, 237, 1
Masci F.J., et al., 2019, PASP, 131, 018003
Onken C.A., et al., 2019, PASA, 36, e033
Pessi P., et al., 2021, Transient Name Server AstroNote, 226, 1
Phillips M.M., 1993, ApJL, 413, L105
Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103
Tartaglia L., et al., 2018, ApJ, 853, 62
Tody D., 1986, *Instrumentation in astronomy VI*, vol. 627, 733

Proyecto HKα: 24 años y 400 noches.

A.P. Buccino[1,2], P.D. Colombo[1,2], F. Mosca[2], R. Ibañez Bustos[3], M. Flores[4], M.C. Vieytes[1], C.G. Oviedo[1], C.F. Martinez[5], J.I. Peralta[1] & P. Mauas[1,2]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Departamento de Física, FCEN–UBA, Argentina*
[3] *Observatoire de la Côte d'Azur, Francia*
[4] *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET–UNSJ, Argentina*
[5] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 27 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Desde el año 1999, el Grupo de Física Estelar, Exoplanetas y Astrobiología del IAFE desarrolla en el Complejo Astronómico El Loencito (CASLEO) el Proyecto HKα destinado a observar sistemáticamente una centena de estrellas dF5 a dM5.5, con el objetivo de extender el estudio de la variabilidad y periodicidad magnética al final de la secuencia principal. Actualmente el Proyecto HKα es el único relevamiento sistemático de actividad estelar funcionando desde hace más de dos décadas. Este proyecto permitió detectar los primeros ciclos de actividad en enanas rojas, así como estudiar indicadores de actividad en diferentes regiones del espectro visible para distintos tipos espectrales y a lo largo de todo un ciclo de actividad estelar. En este trabajo, presentamos las nuevas herramientas desarrolladas para manejar esta extensa base de datos y los aportes que representarán para el Proyecto HKα con las mejoras instrumentales del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) en estos últimos 5 años.

Abstract / Since 1999, the IAFE Stellar Physics, Exoplanets and Astrobiology Group has been developing the HKα Project at el Complejo Astronómico El Loencito (CASLEO), dedictaed to systematically observe a hundred dF5 to dM5.5 stars, with the aim of extending the study of magnetic variability and periodicity at the end of the main sequence. Currently the HKα Project is the only systematic survey of stellar activity in operation for more than two decades. The observations obtained under this project allowed the group to detect the first activity cycles in red dwarfs and to study activity indicators in different regions of the visible spectrum for different spectral types and throughout an entire stellar activity cycle. In this work, we present the new tools developed to manage this extensive database and the expected contributions for the HKα from the instrumental improvements of the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) in this last 5 years.

Keywords / stars: activity — stars: red dwarfs — stars: solar-type

1. Introducción

Luego de cuatro décadas de estudios de variabilidad en estrellas de tipo solar, Baliunas et al. (1998) encontraron que un 60 % de las mismas muestran un comportamiento cíclico como el del Sol, con períodos que van de 2 a 30 años. Alrededor del 25 % de las estrellas observadas muestra variaciones erráticas, sin una periodicidad observable. El otro 15 % de las observaciones muestra estrellas con niveles constantes de emisión cromosférica. Sin embargo, poco se conocía de la actividad magnética de largo plazo en estrellas más frías (tipo K tardío y M).

En este sentido, con el objetivo de extender el estudio de la variabilidad y periodicidad estelar al final de la secuencia principal y obtener un registro de actividad para estrellas del hemisferio sur. En 1999 el grupo de Física Estelar, Exoplanetas y Astrobiología (FEEPA) del IAFE, liderado por el Dr. Pablo Mauas, inició el Proyecto HKα (Cincunegui & Mauas, 2004) destinado a observar sistemáticamente un conjunto de estrellas tardías, utilizando el espectrógrafo REOSC, montado en el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan). Estos estudios fueron realizados con frecuencia creciente, y que actualmente es de cuatro veces al año.

La extensa base de datos del Proyecto HKα ha permitido la detección de los primeros ciclos de actividad en las estrellas Ms. En particular, a partir de las observaciones de CASLEO en conjunto con espectros obtenidos de la base pública del European Southern Observatory hemos detectado ciclos de actividad en las estrellas M puramente convectivas muy activas como Proxima Centauri y GJ 729 (Cincunegui et al., 2007; Ibañez Bustos et al., 2020), en estrellas M en el límite convectivo como GJ 375, AD Leo y Ross 128 (Díaz et al., 2007; Buccino et al., 2014; Ibañez Bustos et al., 2019b) y en las estrellas M tempranas GJ 752 A, GJ 229 A y AU Mic (Buccino et al., 2011; Ibañez Bustos et al., 2019a). Estos trabajos constituyen una de las pocas detecciones de ciclos de actividad magnética en estrellas Ms.

Por otro lado, la amplia cobertura espectral de los espectros del Proyecto HKα permite estudiar diferentes líneas espectrales asociadas a la actividad de la estrella que se forman en diferentes regiones de la cromósfera co-

✉ *Contacto* / abuccino@iafe.uba.ar Research article

mo (Hα, Na I y Ca II) de manera simultánea. Entre los trabajos más citados de este proyecto se encuentra el de Cincunegui et al. (2007) donde se reportó por primera vez que los flujos de las líneas de Hα y Ca II correlacionaban positivamente en algunas estrellas al igual que el caso solar, pero por primera vez mostró que esta correlación no se hacía presente o era negativa en otro grupo de estrellas de tipo solar y enanas rojas (enanas K tardío y M). Estos resultados fueron corroborados por otros autores con otras estrellas y otras bases de datos (Walkowicz & Hawley, 2009; Meunier et al., 2022; Gomes da Silva et al., 2022).

Entre los resultados relevantes del Proyecto HKα cabe destacar la formación de recursos humanos. Con las observaciones obtenidas en CASLEO en el marco de este proyecto se han llevado a cabo 7 tesis doctorales en diferentes universidades argentinas (UBA, UNC, UNSJ) y una tesis de maestría en la Universidad de Colorado (E.E. U.U.), así como 6 tesis de licenciatura en la UBA*. En la actualidad, el Proyecto HKα vincula investigadores y becarios del Instituto de Astronomía y Física de del Espacio (IAFE, UBA-CONICET), del Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio (ICATE, UNSJ-CONICET) y del Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC, UNC-CONICET).

El proyecto HKα cuenta con observaciones obtenidas a lo largo de 24 años en 93 turnos de observación, generando un gran volumen de datos de características comunes. Una correcta caracterización de esta base de datos permitiría diagnosticar el material disponible así como también programar observaciones futuras de manera eficiente. Con estos objetivos, hemos desarrollado un repositorio público disponible en GITHUB que permite interactuar con la amplia base de datos obtenidos a lo largo de 24 años del proyecto. En este trabajo, presentaremos la metodología de observación, los productos típicos del Proyecto HKα y, por primera vez, compartiremos los paquetes diseñados para leer y analizar la amplia cantidad de imágenes obtenidas en CASLEO.

2. Observaciones

El Proyecto HKα fue concebido con el objetivo de obtener espectros calibrados en flujo de alta calidad que permitieran por un lado construir modelos de atmósferas, así como monitorear sistemáticamente los niveles de actividad de estrellas del hemisferio sur. La muestra original se seleccionó de acuerdo a una serie de criterios. Por un lado, se incluyeron 18 estrellas no variables, según Henry et al. (1996) que fueron utilizadas par calibrar el índice de Mount Wilson, también se incluyeron estrellas tardías con altos niveles de actividad, estrellas de tipo solar, estrellas con planetas y otras estrellas para complementar una distribución medianamente uniforme en tipo espectral. A lo largo de los años, la muestra fue evolucionando. En particular, el programa se dedicó a la observación de estrellas dM, abarcando diferentes rangos de actividad y priorizando el estudio de esta muestra cerca del límite convectivo (dM3.5). Hoy en día la muestra incluye un centenar de enanas F y G activas y K y M de diferentes niveles de actividad, todas ellas principalmente observables sólo desde el hemisferio Sur.

Desde el año 1999, el Proyecto HKα solicita turnos de observación de frecuencia trimestral en CASLEO, donde en cada turno se obtienen 2 espectros echelle consecutivos de cada una de las estrellas de la muestra, según la visibilidad, con el espectrógrafo REOSC en configuración DC montado en el Telescopio Jorge Sahade (TJS) de 2.15 m. Para lograr una amplia cobertura espectral y una dispersión que permita resolver las líneas de Ca II H y K en 3968 y 3933 Å utilizamos la red 316 l/mm centrada en 5000 Å. Ambos espectros son promediados para eliminar los rayos cósmicos. Para la reducción y calibración de los espectros, utilizamos el método desarrollado en (Cincunegui & Mauas, 2004). El principal problema de los espectros de alta dispersión obtenidos con el espectrógrafo REOSC en dispersión cruzada, es que tienen superpuesta una función de *blaze* muy pronunciada, lo que hace muy difícil la calibración en flujo por comparación directa con estrellas estándares. Como solución, se recomienda adquirir espectros de las mismas estrellas en dispersión simple, y utilizarla para la calibración en flujo del espectro echelle.

En la Fig. 1 mostramos espectros característicos del Proyecto HKα para diferentes tipos espectrales de la muestra.

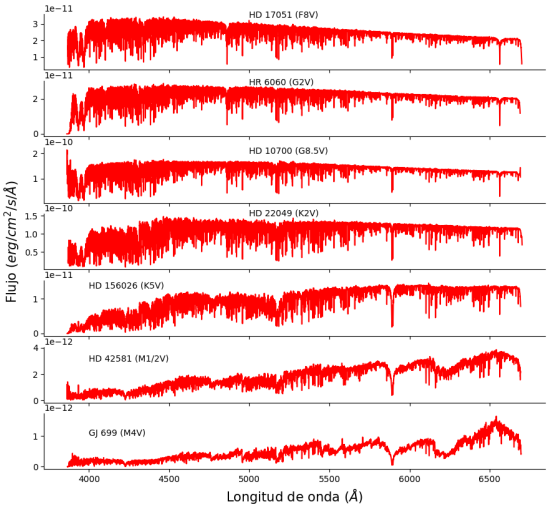


Fig. 1. Espectros calibrados en flujo obtenidos en el Proyecto HKα, a modo de ejemplo se muestra un espectro característico para estrellas de secuencia principal de diferentes tipos espectrales.

Desde el primer semestre del 2020, el Proyecto HKα fue presentado como propuesta *PLP* (*Proyecto de Largo Plazo*), ya que el alcance de sus objetivos científicos requieren observaciones en más de un semestre.

3. Base de datos

Con el propósito principal de caracterizar la base de datos y, así, diagramar futuras observaciones de manera eficiente, hemos desarrollado un repositorio diseñado

*`https://casleo.conicet.gov.ar/tesis/`

específicamente para operar con los espectros crudos del Proyecto HKα. El repositorio se encuentra disponible públicamente en `https://github.com/HKalpha/HKalpha`, donde se puede acceder a un paquete diseñado en lenguaje PYTHON destinado a la lectura de la base de datos y un *script* que muestra una serie de rutinas que permiten acceder a la información de la tabla y caracterizar la base de datos. Estos paquetes fueron diseñados en base a módulos de las librerías PANDAS y ASTROPY.

Para una correcta lectura de la base de datos, se requiere que los espectros observados desde CASLEO se encuentren organizados en la estructura de directorios y subdirectorios según el turno (MMYY) y la fecha de observación (YYYYMMDD) respectivamente. El paquete TABLE.PY lee los headers de las observaciones y construye una única tabla donde cada columna representa un campo de los headers. Los ejemplos volcados en la *notebook* ANALISIS.IPYNB muestran rutinas que permiten leer esta tabla y analizar distintos parámetros característicos de la base de datos: número de observaciones por estrella, extensión temporal de las observaciones por estrella, etc. Algunas de las rutinas pueden interactuar con la base de datos del *SIMBAD-Astronomical Database*** y, así relacionar características de la base de datos con parámetros estelares de la muestra.

En la Fig. 2 mostramos un esquema del funcionamiento de estas rutinas. Si bien ambos paquetes fueron diseñados para observaciones del Proyecto HKα, estos paquetes fueron desarrollados con el objetivo de que fuesen fácilmente adaptables a otras base de datos de CASLEO. Por lo tanto, estimamos que ambos paquetes serán de gran utilidad para la comunidad astronómica argentina.

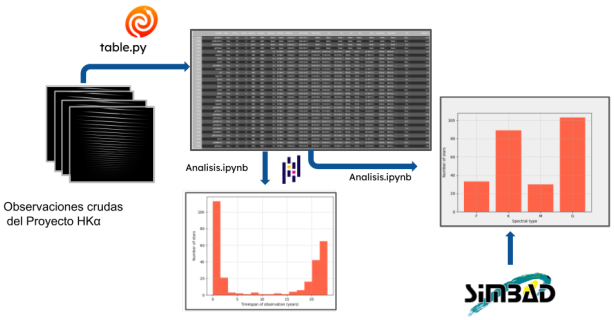


Fig. 2. Esquema del repositorio diseñado para lectura y análisis de la base de datos del Proyecto HKα.

3.1. Resultados

A septiembre del 2023, el Proyecto HKα contaba con un total de 20245 observaciones, donde se incluyen imágenes de calibración (*bias*, *flats*, *lámparas*, *estrellas estándares*) e imágenes de ciencia obtenidas a lo largo de 24 años. Del análisis de la base de datos, construimos el histograma de la Fig. 3 donde se puede ver la distribución del lapso de tiempo de observación de cada una de las estrellas de la muestra. Del total de 261 estrellas de ciencia observadas por el Proyecto HKα, 110 estrellas de la muestra fueron observadas sostenidamente durante al menos 20 años, permitiendo estudiar su actividad de largo plazo.

**https://simbad.unistra.fr/simbad/

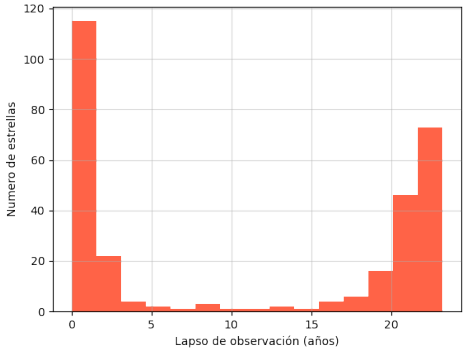


Fig. 3. Histograma del extensión temporal de la base de espectros por estrella.

A partir del conocido paquete ASTROQUERY, en el *script* ANALISIS.IPYNB se incluyeron celdas de códigos que permiten entrecruzar información de base de datos o catálogos públicos con la tabla confeccionada de las observaciones. A modo de ejemplo de estos códigos en la Fig. 4 mostramos la distribución de la muestra de estrellas de ciencia observadas en el Proyecto HKα en función de la clase espectral. A lo largo del proyecto HKα se han observado 33 estrellas M, 34 F, 103 G y 91 K.

4. Futuro del Proyecto HKα

Con observaciones del Proyecto HKα hemos mostrado que las estrellas dM pueden presentar ciclos de actividad similares a los solares (e. j. Cincunegui et al. 2007; Buccino et al. 2011; Ibañez Bustos et al. 2020, 2021), así como también se han detectado dos ciclos de actividad simultáneos en estrellas de tipo solar (Metcalfe

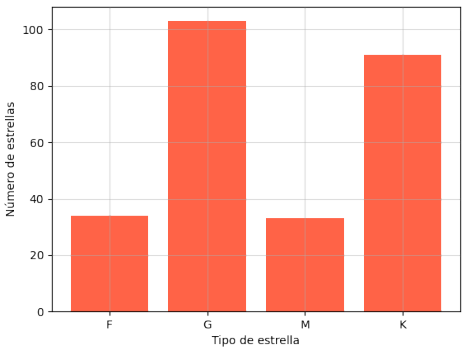


Fig. 4. Distribución de la muestra de estrellas según clase espectral.

et al., 2013; Flores et al., 2016) o se ha estudiado la actividad en sistemas binarios (Díaz et al., 2007; Martínez et al., 2019; Flores et al., 2021). Dado que los espectros se encuentran calibrados en flujo, muchos espectros del Proyecto HKα han sido utilizados para construir modelos de atmósferas (Vieytes et al., 2009; Tilipman et al., 2021), así como para analizar mediciones simultáneas de distintos indicadores de actividad (Buccino et al., 2012; Ibañez Bustos et al., 2023).

Esta primera fase del proyecto ha cumplido gran parte de sus objetivos iniciales y se planea que una segunda fase del Proyecto HKα se dedique a monitorear una nueva muestra de estrellas frías. De esta manera nos enfocaremos en aquellas estrellas dM y dK tardías recientemente catalogadas en CONCH-SHELL (Gaidos et al., 2014), observadas por el Proyecto HKα desde el año 2018, aunque con baja frecuencia. Estas observaciones permitirán analizar la variabilidad a corto y largo plazo y, eventualmente, confirmar la periodicidad de una serie de estrellas dK y dM no estudiadas previamente en la literatura.También incorporaremos a la muestra enanas ultrafrías para determinar los niveles de actividad desde una serie de índices espectroscópicos y así complementar el trabajo liderado por la Dra. Romina Petrucci (OAC, UNC-CONICET) quien recientemente ha estudiado la variabilidad fotométrica de estas estrellas en Petrucci et al. (2024). Por otro lado, en los últimos años una revisión de la actividad magnética en estrellas de tipo solar y observaciones recientes en estrellas FGK han echado luz sobre el dínamo solar, así como también han contextualizado las fases de baja actividad solar y han revelado nuevos aspectos de la actividad magnética en estrellas de tipo solar y en última instancia sobre su dínamo subyacente. En este contexto la segunda fase del Proyecto HKα se enfocará en aquellas estrellas de tipo solar cuya actividad atraviesa un mínimo prolongado, fortaleciendo la línea iniciada por el Dr. Matías Flores (ICATE, UNSJ-CONICET)en Flores et al. 2018, 2021.

Cabe señalar que las mejoras instrumentales llevadas a cabo en CASLEO nos permitirán expandir el Proyecto HKα en busca de estos objetivos. En el año 2023 el espectrógrafo REOSC fue equipado con un nuevo detector SOPHIA 2048B-152-VS-X, que permite ampliar la cobertura espectral y la resolución de los espectros obtenidos hasta dicha fecha. Por un lado, siguiendo el reciente informe del Dr. Federico González[***], donde analiza la eficiencia de cada una de las redes disponibles con este nuevo detector, exploraremos nuevas configuraciones experimentales en los nuevos turnos asignados para el 2024.

Por otro lado, dado que para observar las líneas de Ca II H y K en las estrellas ultra-frías, que se incorporarán en el proyecto, se requieren muchas horas de integración y sólo podrá lograrse con aquellas más brillantes, surge la necesidad de buscar nuevos indicadores de actividad en longitudes de onda mayores. Una ventaja que posee el nuevo detector SOPHIA es que permite observar simultáneamente las líneas de Hα y el triplete infrarrojo del Ca II. De esta manera, a partir de una calibración fiable del doblete y el triplete del Ca II junto con el indicador Hα podremos expandir los registros de actividad en aquellas estrellas dM más frías y más débiles. Más aún, muchas de estas mediciones podrán ser complementadas con espectros de alta resolución en la banda YJHK de otros observatorios (CARMENES, SPIRou, NIRPS), donde las líneas del Ca II H y K, usualmente utilizadas para el estudio de actividad no se observan.

Finalmente, expandiremos el repositorio presentado en este trabajo, ya que los códigos actuales fueron construidos para administrar las observaciones crudas. En una segunda fase desarrollaremos rutinas similares que operen con los espectros extraídos y calibrados con el objetivo de proveer mediciones de actividad provenientes de distintas líneas espectrales. La automatización de estos procesos permitirán eficientizar el análisis así como estandarizar los productos del Proyecto HKα para ser compartidos con la comunidad internacional.

Agradecimientos: Agradecemos a todo el personal técnico y científico de CASLEO por permitir que el Proyecto HKα se desarrolle ininterrumpidamente durante 24 años. La presentación de este trabajo en la 65a. Reunión Anual Argentina de Astronomía fue posible gracias al apoyo económico del subsidio PICT 2018-0863 expedido por la Agencia Nacional para la Promoción de Ciencia y Tecnología.

Referencias

Baliunas S.L., et al., 1998, R.A. Donahue, J.A. Bookbinder (Eds.), *ASP Conf. Ser. 154: Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, 153–+

Buccino A.P., Vieytes M.C., Mauas P.J.D., 2012, C.H. Mandrini, D.F. Webb (Eds.), *IAU Symposium*, *IAU Symposium*, vol. 286, 324–327

Buccino A.P., et al., 2011, AJ, 141, 34

Buccino A.P., et al., 2014, ApJL, 781, L9

Cincunegui C., Mauas P.J.D., 2004, A&A, 414, 699

Cincunegui C.C., Diaz R., Mauas P., 2007, A&A, 461, 1107

Díaz R.F., et al., 2007, A&A, 474, 345

Flores M., et al., 2016, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 58, 325

Flores M., et al., 2018, MNRAS, 476, 2751

Flores M., et al., 2021, A&A, 645, L6

Gaidos E., et al., 2014, MNRAS, 443, 2561

Gomes da Silva J., et al., 2022, A&A, 668, A174

Henry T.J., et al., 1996, AJ, 111, 439

Ibañez Bustos R.V., Buccino A.P., Mauas P.J.D., 2021, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 62, 71

Ibañez Bustos R.V., et al., 2019a, MNRAS, 483, 1159

Ibañez Bustos R.V., et al., 2019b, A&A, 628, L1

Ibañez Bustos R.V., et al., 2020, A&A, 644, A2

Ibañez Bustos R.V., et al., 2023, A&A, 672, A37

Martínez C.I., et al., 2019, MNRAS, 490, 5832

Metcalfe T.S., et al., 2013, ApJL, 763, L26

Meunier N., et al., 2022, A&A, 658, A57

Petrucci R.P., et al., 2024, MNRAS, 527, 8290

Tilipman D., et al., 2021, ApJ, 909, 61

Vieytes M.C., Mauas P.J.D., Díaz R.F., 2009, MNRAS, 398, 1495

Walkowicz L.M., Hawley S.L., 2009, AJ, 137, 3297

[***] `https://casleo.conicet.gov.ar/wp-content/uploads/sites/42/2023/08/ReoscDC270.pdf`

Determinación de tasas de acreción en enanas blancas DA con discos *debris*

L. Saker[1,2], L. Althaus[3], & E. Jofré[1,4]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Secretaría de Ciencia y Tecnología, UNC, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[4] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 16 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / En los últimos años, el número de enanas blancas que acretan un disco de tipo *debris* ha aumentado significativamente. Dicho disco se forma mediante la destrucción por efecto de marea de cuerpos rocosos menores que originalmente formaban un sistema planetario. La caracterización de estos discos, por lo tanto, nos proporciona información importante sobre el sistema planetario original. Más aún, la determinación de las tasas de acreción nos permite estimar la masa de dicho sistema. En esta contribución, se realizan simulaciones numéricas utilizando el código de evolución estelar LPCODE, con el objetivo de determinar las tasas de caída de material en una muestra de enanas blancas con atmósferas de hidrógeno (DA) que tienen abundancias bien determinadas en la literatura. En las simulaciones, se tiene en cuenta el proceso físico desestabilizante conocido como convección termohalina.

Abstract / In recent years, the number of white dwarfs accreting a debris disk has increased significantly. Such disk is formed by the tidal destruction of minor rocky bodies that originally formed a planetary system. The characterization of these disks, therefore, provides important information about the original planetary system. Moreover, the determination of the accretion rates allows us to estimate the mass of such a system. In this contribution, numerical simulations are performed using the LPCODE stellar evolution code to determine the material fall-out rates in a sample of white dwarfs with hydrogen atmospheres (DA) that have abundances well determined in the literature. In the simulations, the destabilizing physical process known as fingering convection is taken into account.

Keywords / white dwarfs — stars: abundances — accretion, accretion disks

1. Introducción

Al presente, está bien establecido que la presencia de planetas y cuerpos rocosos menores (como asteroides y cometas), es común alrededor de estrellas de secuencia principal. Más aún, se espera que estos sobrevivan a las distintas etapas de la evolución estelar (Debes & Sigurdsson, 2002). Teniendo en cuenta que las enanas blancas (EBs) son los remanentes estelares más comunes en la Galaxia, la búsqueda y caracterización de sistemas planetarios en estas estrellas ha sido sido objeto de considerable interés durante las últimas décadas.

Se estima que entre el 25-50 % de las EBs con $T_{eff} \leq 2.5 \times 10^4$ K presentan elementos más pesados que He en sus atmósferas (Zuckerman et al., 2003, 2010; Koester et al., 2014). Dado que las escalas de tiempo de sedimentación gravitatoria son mucho más cortas que el tiempo de enfriamiento evolutivo, estos elementos pesados detectados no pueden ser primordiales (Paquette et al., 1986). Por otro lado, gracias a relevamientos llevados a cabo por misiones espaciales (*Spitzer, WISE* y *Gaia*) se conocen ∼60 EBs que además de tener metales en sus atmósferas, presentan excesos infrarrojos (IR) en sus distribuciones espectrales de energía (SEDs, Gentile Fusillo et al., 2021).

La detección de elementos pesados junto con los excesos IR en sus SEDs, se atribuyeron a la presencia de un disco de polvo o tipo *debris* que está siendo acretado por la estrella. Dicho disco se forma mediante la destrucción por efecto de marea de cuerpos rocosos menores que originalmente formaban un sistema planetario (Jura, 2003). En los últimos años, la detección de planetesimales en desintegración alrededor de EBs con discos tipo *debris*, confirmó dicho modelo (Vanderburg et al., 2015; Manser et al., 2019; Vanderbosch et al., 2020). Cabe destacar que la mayoría de los estudios espectroscópicos determinaron que los discos se formaron a partir de cuerpos rocosos cuya composición es en su mayoría similar a la composición global de la Tierra, siendo Fe, Mg, Si y O los elementos dominantes (Jura & Young, 2014; Xu et al., 2019).

Por lo tanto, el estudio de las EBs contaminadas permite obtener la composición química de los planetesimales que orbitan a la estrella y comprender mejor los diversos procesos físicos que intervienen en la evolución de los sistemas planetarios. Más aún, la determinación de las tasas de acreción nos provee información acerca de la masa del sistema planetario original.

Estimaciones previas de las tasas de acreción en EBs con discos *debris* asumen que el material acretado es

✉ *Contacto* / leilasaker88@unc.edu.ar

Research article

Tabla 1. Características de las EBs analizadas, obtenidas de MWDD.

EB	Tipo Espectral	T_eff [K]	Masa [M⊙]	log g
G166−58	DAZ	11239	0.61	8.01
PG 1541+651	DAV	7381	0.56	7.98

mezclado homogéneamente en la zona de convección superficial, y luego difundido hacia el interior estelar (*Mixing Length Theory,* Dupuis et al., 1992; Farihi et al., 2012; Koester et al., 2014). Sin embargo, estas estimaciones no tienen en cuenta que el material acretado posee un peso molecular mayor al peso molecular de la atmósfera de la estrella. Este gradiente inverso en peso molecular produce turbulencias, las cuáles generan que el material acretado sea re-mezclado y diluido. Este proceso físico se conoce como *fingering convection* ó convección termohalina. Cabe señalar que sin la inclusión de este proceso físico, las tasas de acreción calculadas en EBs con envolturas de H son subestimadas en varios órdenes de magnitud (Wachlin et al., 2017; Bauer & Bildsten, 2018, 2019).

En esta contribución, realizamos simulaciones numéricas utilizando el código de evolución estelar LPCODE, con el objetivo de determinar tasas de caída de material en dos EBs de tipo espectral DA (atmósferas de H) con discos de polvo, y abundancias bien determinadas en la literatura.

2. Muestra analizada y LPCODE

Las estrellas fueron seleccionadas de la muestra de EBs que poseen un disco de polvo confirmado de la base de datos *Montreal White Dwarf Database (MWDD)*⋆. Teniendo en cuenta que EBs con atmósferas de H desarrollan una envoltura convectiva a $T_{eff} \sim 1.5 \times 10^4$ K, elegimos dos objetos de tipo espectral DA, con temperaturas que permitieran asegurar la presencia de dicha envoltura y que tuvieran las abundancias de los elementos de interés bien determinadas en la literatura. Las características de G166−58 y PG 1541+651, las 2 EBs analizadas, se muestran en la Tabla 1.

Para determinar las tasas de acreción, utilizamos el código de evolución estelar LPCODE (Althaus et al., 2005, 2015; Miller Bertolami, 2016, etc.). Dicho código ha sido ampliamente probado y utilizado en diversos contextos de evolución estelar de estrellas de baja masa. Wachlin et al. (2017) adaptó LPCODE para poder simular los efectos de la caída de material tipo planetario sobre EBs:

- Incorpora la convección termohalina, utilizando la teoría de la doble difusión desarrollada por Grossman et al. (1993),
- asume que la acreción es un proceso continuo y el material es distribuido uniformemente en la superficie de la estrella,
- permite seguir la evolución de elementos químicos que no se encontraban presentes en la versión original: Mg, Si, Ca y Fe,
- permite establecer distintas abundancias para el material acretado

El código ha sido utilizado con éxito en la determinación de las tasas de acreción de WD 0307+077 y WD 2115+560, dos EBs con discos de polvo (ver Saker et al., 2022).

Para cada objeto, arrancamos con un modelo inicial de una EB de Renedo et al. (2010) con una envoltura de H estándar ($M_H \sim 10^{-4}$ M⊙). Para G166−58 utilizamos un modelo inicial con una masa M = 0.55 M⊙ y para PG 1541+651, M = 0.60 M⊙. Dado que los modelos iniciales presentan temperaturas elevadas ($T_{eff} \sim 9 \times 10^4$ K), el primer paso fue enfriarlos, mientras se difundían sus elementos. Cuando la estrella llegó a una $T_{eff} \sim 5 \times 10^4$ K, agregamos los nuevos elementos con abundancias iniciales en proporciones solares. Finalmente, cuando el modelo llegó a la T_{eff} de la estrella, detuvimos su enfriamiento y activamos la acreción. Dado que la mayoría de los estudios indican que la composición química del material acretado por EBs tiende a ser similar a la abundancia de distintos cuerpos rocosos del sistema solar, establecimos una abundancia tipo *bulk earth* para el material acretado (Allègre et al., 2001), y tomamos valores para las tasas de acreción entre $dM/dt = 10^6 - 10^{9.5} g/s$ (ver Wachlin et al., 2022). Las opacidades radiativas que utilizamos, las obtuvimos de las tablas OPAL⋆⋆ para diferentes metalicidades.

3. Resultados obtenidos

La mejor aproximación a las abundancias obtenidas de la literatura para G166−58 y PG 1541+651, la obtuvimos con una tasa de acreción $dM/dt = 10^{6.2} g/s$ y $dM/dt = 10^9 g/s$, respectivamente. En la Tabla 2, presentamos las abundancias reportadas en la literatura, y las abundancias obtenidas con nuestras simulaciones, para las tasas de acreción mencionadas. En el panel izquierdo de la Fig. 1 se muestran los perfiles químicos internos obtenidos de los elementos H, He, O, Mg, Si, Ca, y Fe, para G166−58. En color rojo vemos la zona convectiva (CZ) donde el material es mezclado homogéneamente y por debajo de esta región observamos (en color azul) la zona de la convección termohalina (TCZ). Allí podemos ver que la abundancia de cada elemento disminuye ligeramente, debido al mezclado extra de material.

En el panel derecho de la Fig. 1, se presenta la evolución de la estructura estelar en función del tiempo para G166−58. Allí se puede ver que la zona de la TCZ crece rápidamente cuando comienza la acreción. Esto provoca que se diluyan los elementos pesados, y se reduzca la contaminación de la superficie.

4. Síntesis y conclusiones

Para este trabajo determinamos las tasas de acreción en 2 EBs que tienen un disco de polvo confirmado, utilizando el código de evolución estelar LPCODE. Para nuestras simulaciones, tuvimos en cuenta el proceso físico conocido como convección termohalina y establecimos

⋆ `https://montrealwhitedwarfdatabase.org/home.html`

⋆⋆ `https://opalopacity.llnl.gov/existing.html`

Tabla 2. Abundancias de la literatura y obtenidas en este trabajo con el LPCODE para los objetos de la muestra.

EB	$log(Mg/H)$	$log(Si/H)$	$log(Ca/H)$	$log(Fe/H)$	Ref.
G166−58	−8.1	< -8.2	−9.3	−8.2	Xu et al. (2019)
	−8.2	−8.2	−9.4	−8.4	este trabajo
PG 1541+651	< -6.5	< -5.70	−7.4	< -6.0	Xu et al. (2019)
	−6.1	−6.1	−7.3	−6.2	este trabajo

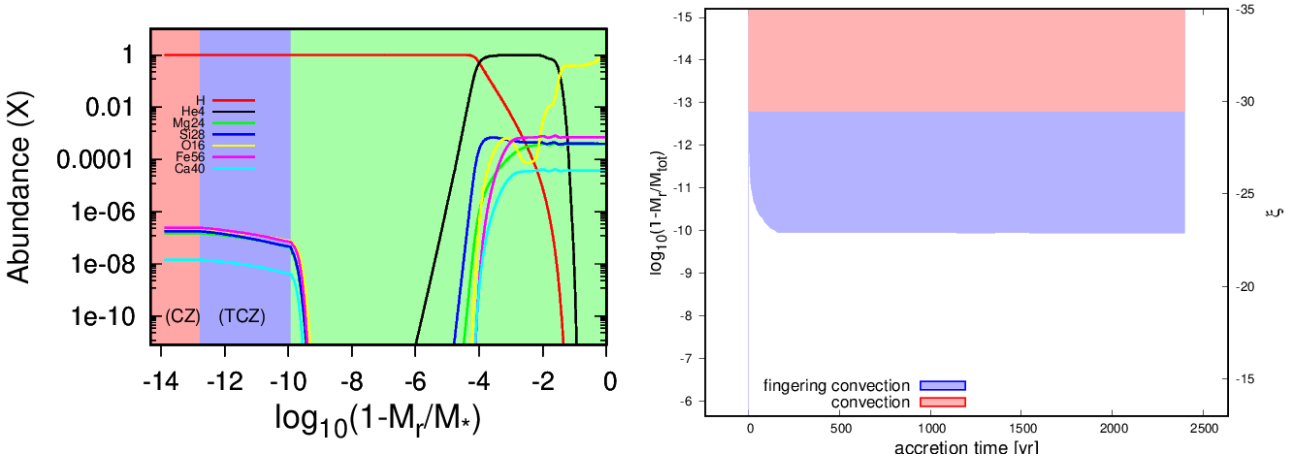


Fig. 1. *Panel izquierdo:* Abundancia de los distintos elementos químicos analizados en función de la profundidad, para G166−58. En color rojo, se presenta la zona convectiva (CZ) y en azul la zona de la convección termohalina (TCZ). *Panel derecho:* Evolución de la estructura estelar en función del tiempo, para G166−58. En color rojo, se presenta la zona convectiva y en azul la región de la convección termohalina.

una abundancia tipo *bulk earth* para el material acretado.

Como se puede ver en la Fig. 1, el mezclado extra del material debido a la convección termohalina implica que son necesarias tasas de acreción mayores a las reportadas en la literatura. Por lo tanto, los cuerpos rocosos que fueron destruidos y formaron el disco de polvo, tienen una masa mayor a la estimada sin tener en cuenta dicho proceso físico.

Con el objetivo de mejorar nuestro entendimiento de las etapas finales de los sistemas planetarios, seguiremos determinando las tasas de acreción en EBs con discos *debris* teniendo en cuenta todos los procesos físicos que afectan al material acretado. Para ello, obtendremos observaciones espectroscópicas (propias o de la literatura) de estrellas con discos confirmados que no tienen abundancias reportadas, o candidatas que presentan excesos IR en sus SEDs y no se les ha determinado aún la abundancia atmosférica.

Referencias

Allègre C., Manhès G., Lewin É., 2001, Earth and Planetary Science Letters, 185, 49

Althaus L.G., et al., 2005, A&A, 435, 631

Althaus L.G., et al., 2015, A&A, 576, A9

Bauer E.B., Bildsten L., 2018, ApJL, 859, L19

Bauer E.B., Bildsten L., 2019, ApJ, 872, 96

Debes J.H., Sigurdsson S., 2002, ApJ, 572, 556

Dupuis J., et al., 1992, ApJS, 82, 505

Farihi J., et al., 2012, MNRAS, 424, 464

Gentile Fusillo N.P., et al., 2021, MNRAS, 508, 3877

Grossman S.A., Narayan R., Arnett D., 1993, ApJ, 407, 284

Jura M., 2003, ApJL, 584, L91

Jura M., Young E.D., 2014, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 42, 45

Koester D., Gänsicke B.T., Farihi J., 2014, A&A, 566, A34

Manser C.J., et al., 2019, Science, 364, 66

Miller Bertolami M.M., 2016, A&A, 588, A25

Paquette C., et al., 1986, ApJS, 61, 197

Renedo I., et al., 2010, ApJ, 717, 183

Saker L., Wachlin F.C., Althaus L.G., 2022, Actas de las Cuartas Jornadas de Astrofísica Estelar, 13, 65

Vanderbosch Z., et al., 2020, ApJ, 897, 171

Vanderburg A., et al., 2015, Nature, 526, 546

Wachlin F.C., et al., 2017, A&A, 601, A13

Wachlin F.C., et al., 2022, A&A, 660, A30

Xu S., et al., 2019, AJ, 158, 242

Zuckerman B., et al., 2003, ApJ, 596, 477

Zuckerman B., et al., 2010, ApJ, 722, 725

On the morphology of open clusters probed by ASteCA using Gaia data

M.S. Pera[1, 3], G.I. Perrén[2, 3], H.D. Navone[1, 3] & R.A. Vázquez[2]

[1] *Instituto de Física de Rosario, CONICET–UNR, Argentina*
[2] *Instituto de Física de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 21 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Analizamos la morfología de más de 1000 cúmulos abiertos dispersos en el tercer y cuarto cuadrante de la Galaxia, obteniendo estimaciones de sus elipticidades bidimensionales proyectadas y ángulos de rotación. Ambos parámetros están muy ligados al proceso de formación y evolución dinámica de estos objetos. Empleamos un método de inferencia bayesiana combinado con un modelo de perfil de King generalizado a través de nuestra herramienta de Análisis Automatizado de Cúmulos Estelares (ASteCA). Los datos provienen de la última versión de Gaia hasta la fecha (DR3) hasta una magnitud de G=19. El análisis de cientos de cúmulos sintéticos indica que nuestro enfoque es considerablemente más preciso y robusto que el método habitual de ajustar una elipse a un subconjunto de miembros seleccionados a través del método de descomposición de valores singulares.

Abstract / We analyze the morphology of over 1000 open clusters scattered in the third and fourth quadrants of the Galaxy, obtaining estimates for their projected two-dimensional ellipticities and rotation angles. Both parameters are closely linked to the formation process and dynamical evolution of these objects. We employed a Bayesian inference method combined with a generalized King profile model through our Automated Stellar Cluster Analysis (ASteCA) tool. The data come from the latest Gaia release to date (DR3), up to a magnitude of G=19. Analysis of hundreds of synthetic clusters indicates that our approach is considerably more precise and robust than the usual method of fitting an ellipse to a subset of selected members using the singular value decomposition method.

Keywords / methods: statistical — galaxies: star clusters: general — open clusters and associations: general — techniques: photometric — parallaxes — proper motions

1. Introduction

Open clusters (OCs) are gravitationally bound stellar systems characterized by containing from tens to thousands of members. The analysis of these objects is essential in the research of the structure and dynamic evolution of galaxies, as well as in the study of the stellar evolutionary process.

The morphology of star clusters is intricately linked to the internal gravitational interactions among their member stars . In their early stages, young OCs often retain traces of substructures inherited from their parent molecular clouds (Alves et al., 2020). As OCs age, the equilibration of kinetic energy through two-body relaxation has a direct consequence on the distribution of stars within a cluster (Kroupa, 1995; de La Fuente Marcos, 1996). These interactions shape the spatial distribution of stars within the cluster, influencing its density and radial distribution. Additionally, external factors such as stellar evaporation and disturbances like the Galactic tidal force, differential rotation, and encounters with molecular clouds can further influence the external spatial structure of the cluster and, in some cases, lead to its dissolution (Dinnbier & Kroupa, 2020; Tarricq et al., 2022).

In this work, we analyze the morphology of 1037 open clusters scattered throughout the third and fourth galactic quadrants, obtaining estimates of their projected two-dimensional ellipticities and rotation angles. Both parameters are closely related to the formation process and dynamic evolution of these objects. To do this, we employ a Bayesian inference method combined with a generalized King profile model through our Automated Stellar Cluster Analysis (`ASteCA`) tool (Perren et al., 2015). The data come from the latest Gaia release to date (DR3, Gaia Collaboration et al. (2023)) up to a magnitude of G=19.

To evaluate the results of this study, a comparative analysis was carried out by cross-matching the data obtained with the results of Hu et al. (2021) for 639 OCs in common. The results of the Bayesian method employed in this work were compared with the results obtained by these authors through an analysis of hundreds of synthetic clusters.

2. Methods

To estimate the parameters of the King Profile (King, 1962), we applied the maximum likelihood estimation method used in Pieres et al. (2016) and extended by us

✉ *Contact* / msolpera@gmail.com

Research article

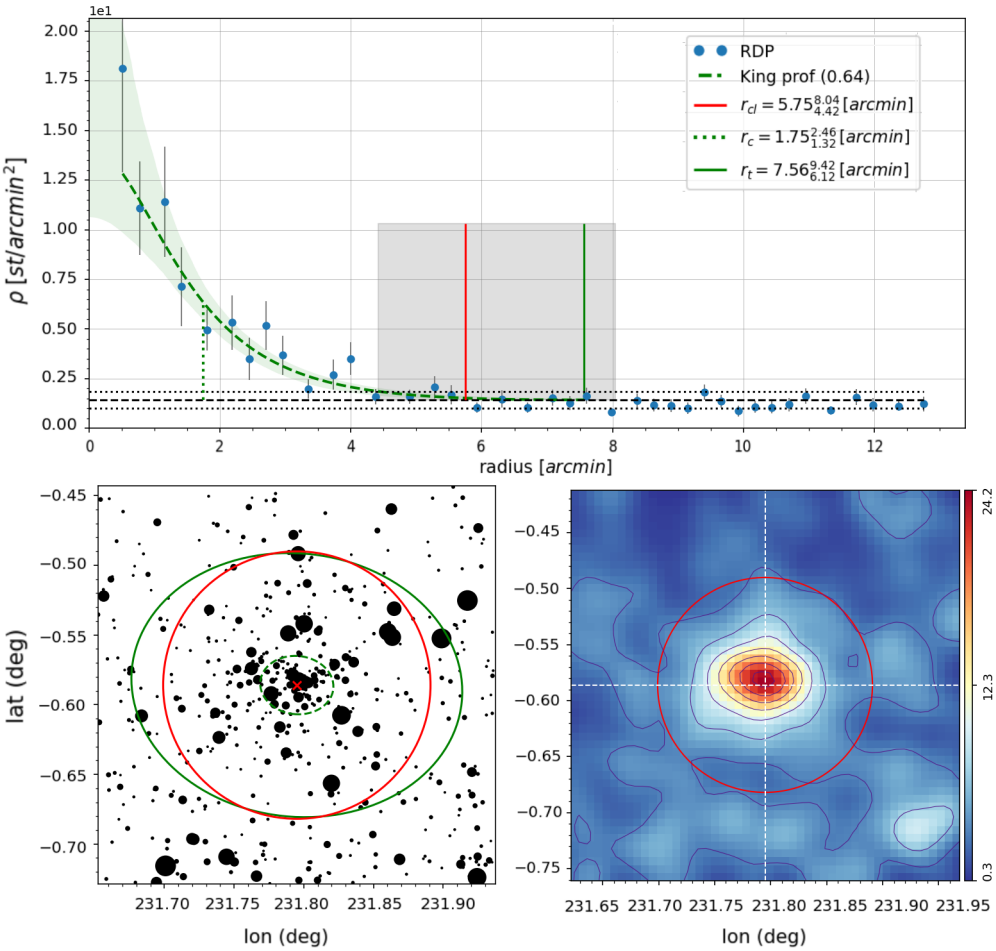


Fig. 1. Results of applying ASteCA to the open cluster Haffner 9, with detailed plot descriptions provided on the body of the article.

to process elliptical and rotated clusters. In the mentioned article, the probability that star i belongs to the complete model (King profile) with radii r_c* and r_t** and centered at (x_c, y_c) is expressed as follows:

$$l_i = \rho_{cl}(r_i) + \rho_{fl} \tag{1}$$

where ρ_{fl} is the field density value and $\rho_{cl}(r_i)$ is the surface density profile at a distance r_i from the cluster center:

$$\rho_{cl}(r_i) = k \left(\frac{1}{[1 + (r_i/r_c)^2]^{1/2}} + \frac{1}{[1 + (r_t/r_c)^2]^{1/2}} \right) \tag{2}$$

In the case of elliptical clusters, r_i is equivalent to the major semi-axis of a rotated ellipse with a given ellipticity (ell) and rotation angle (θ):

$$r_i(ell, \theta) = \left(\frac{[(x_i - x_c)\cos\theta + (y_i - y_c)\sin\theta]^2}{1 - ell^2} + \frac{[(x_i - x_c)\sin\theta - (y_i - y_c)\cos\theta]^2}{1 - ell^2} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{3}$$

To estimate the parameters r_c, r_t, ell and θ we use Bayesian inference on the model represented by the log-likelihood sum over all stars.

The ASteCA package first uses a two-dimensional Gaussian kernel density estimator to determine the center coordinates of the cluster. After this step, the *emcee package* (Foreman-Mackey et al., 2013) is employed to explore the $[r_c, r_t, ell, \theta]$ parameters space and estimate the distribution of each parameter.

3. Results

Figure 1 shows the result of applying ASteCA on the open cluster Haffner 9. The plot on *the top panel* shows the elliptical radial density profile of the cluster region. The dashed green line represents the King profile fit, while the shaded green area indicates its 16th–84th uncertainty region. The core radius (r_c) is denoted by a dashed green line, and the tidal radius (r_t) is shown as a solid green line. Additionally, the red vertical line represents the radius r_{cl} obtained through fitting a circular density profile (Eq. 2). The values of these parameters, along with their 16th-84th uncertainties, are displayed in the top right corner of this panel.

The bottom panels show: in the left plot, the coordi-

*Core radius, degree of concentration in the core of the cluster

**Tidal radius, limit of the cluster where stars are lost due to the gravitational pull of the host galaxy

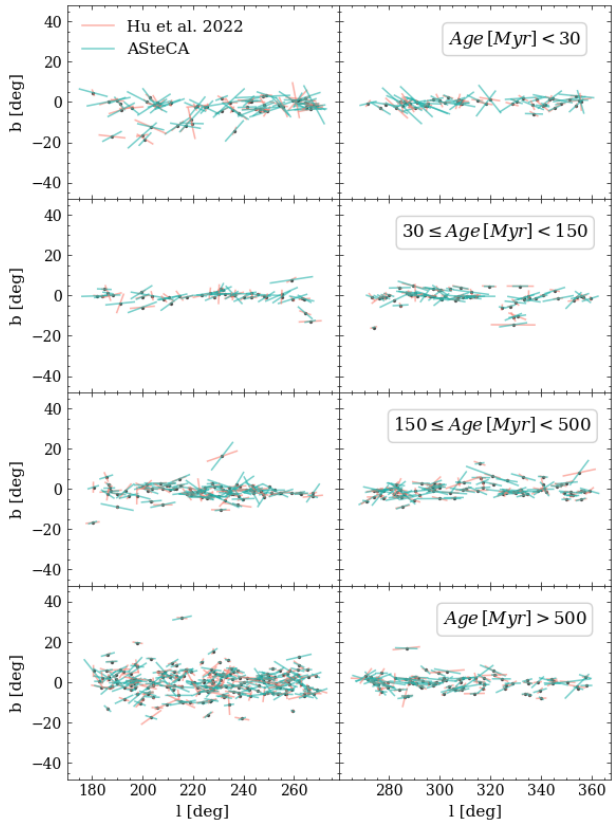


Fig. 2. Ellipticity and rotation angle estimated by ASteCA (cyan) and Hu et al. (2021) (orange)

nate space of the cluster, and in the right plot a density map. The green ellipse corresponds to the ellipse of the fitted parameters $[r_c, r_t, ell, \theta]$, and the red circle represents the fit of a circular density profile.

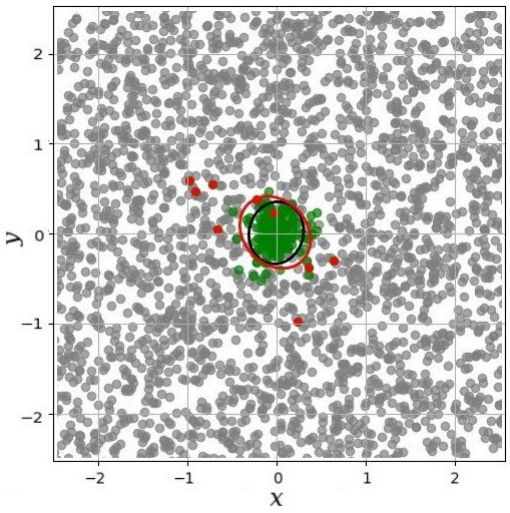


Fig. 3. An example of a synthetic cluster used to analyze how the presence of outliers affects ellipticity estimation in ASteCA and the SVD method.

To evaluate the results of this study regarding the ellipticity (ell) and position angle (θ) parameters, a comparative analysis was conducted by cross-matching our obtained data with the findings of a previous study by Hu et al. (2021). In this study, the authors conducted a detailed analysis of the structure of 1256 OCs distributed throughout the Galaxy. They utilized the database provided by Cantat-Gaudin et al. (2020), considering all stars with membership probability greater than 0 for each cluster. Using density estimation techniques and ellipse fitting with the Singular Value Decomposition (SVD) method, they characterized the spatial distribution and shape of OCs in the Galactic coordinate system.

Figure 2 presents the results of the comparative analysis for ell and θ parameters of the 639 OCs in common between Hu et al. (2021) and our work. In cyan, values obtained using ASteCA are displayed, and superimposed in orange are those obtained by Hu et al. (2021). Each OC is positioned on the graph based on its galactic coordinates and is represented by inclined lines, where the slopes align with the obtained orientation, and the length indicates the magnitude of the ellipticity estimated in each study. Additionally, the OCs from the cross-match are divided into four ascending age ranges, with the youngest ones in the first row and the oldest ones in the last row.

Most OCs present a more elongated shape in the direction parallel to the Galactic plane than in the direction perpendicular to the Galactic plane, which is in agreement with what has been found in other studies (Bergond et al., 2001; Zhai et al., 2017; Pang et al., 2021). On the other hand, while the cluster population according to their ages is not homogeneous, it is possible to observe that the ellipticity is generally higher in young clusters than in clusters of advanced ages. This aligns with findings from other studies (Chen et al., 2004; Zhai et al., 2017) regarding the morphology of OC cores. As clusters age, they become increasingly influenced by internal dynamic effects where low-mass stars reach the outer regions of the cluster, while simultaneously, the cluster core contracts. Since in this study, ASteCA conducts an analysis based on radial density, the more dispersed stars are excluded from the structural analysis, and therefore, the obtained results are more related to the core morphology rather than the entirety of the cluster.

Comparing the results of the fit performed by Hu et al. (2021) using the SVD method with those obtained in this work through ASteCA's Bayesian inference, significant differences in ellipticity and rotation angle are observed for some OCs. For this reason, a comparative analysis of both methods was carried out using a set of 250 synthetic clusters. These synthetic clusters contain between 10-25% of non-member stars (outliers) that replace the member stars and are distributed in a wider region around the cluster, up to 1.5 times the tidal radius. The objective of this comparison was to analyze how the presence of outliers affects the ellipticity estimation in both methods (SVD vs ASteCA's Bayesian inference).

An example of a synthetic cluster is shown in Fig. 3. The green dots represent the real members, the red dots correspond to the outliers, and the gray dots rep-

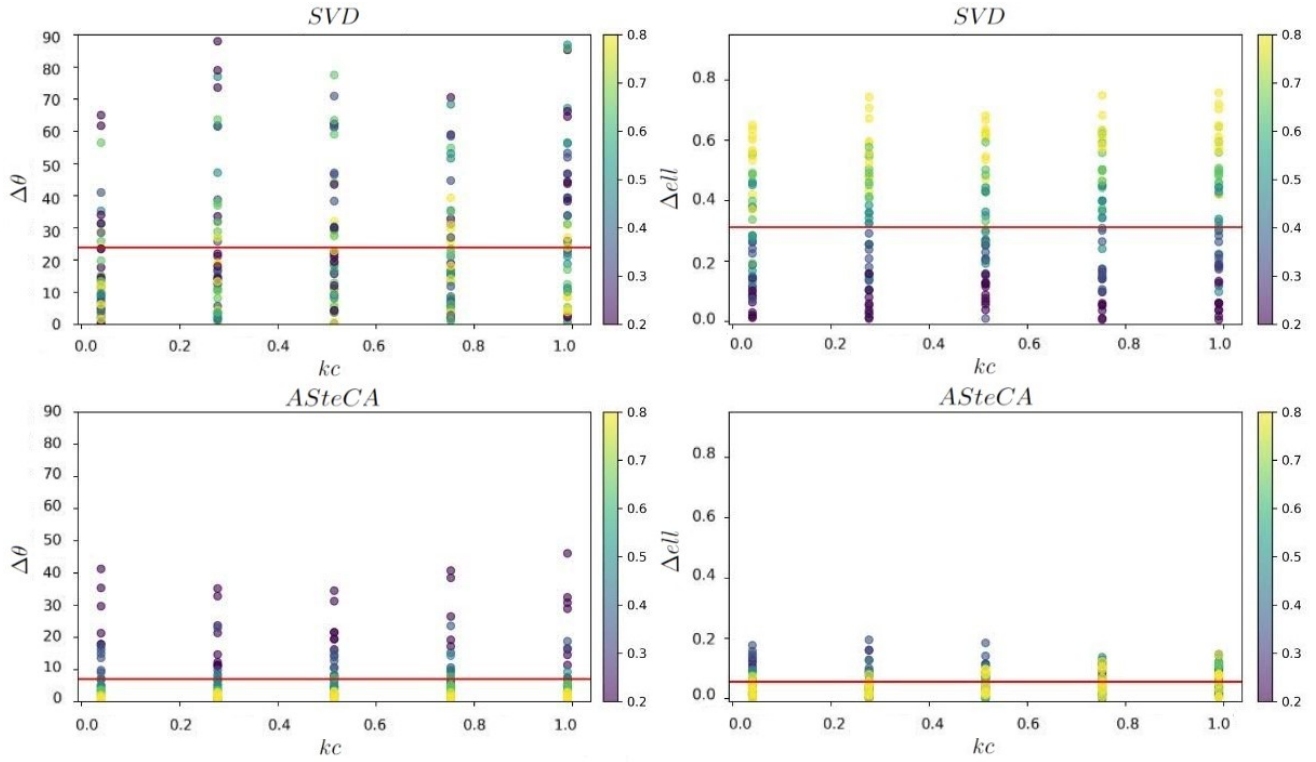


Fig. 4. Differences between real and estimated values of θ and ellipticity for SVD (top) and ASteCA (bottom) methods, presented against King's concentration (kc). Red lines indicate mean values, and dots are colored by real ellipticity.

resent the field stars. In the SVD method used by Hu et al. (2021) only the green and red dots are fitted, i.e., without considering the field stars. In this case, the red ellipse shown in the figure is the fitted ellipse. In contrast, in the ASteCA method, King's profile models both field stars and cluster members, taking them into account during the fitting. For this method, the fitted ellipse corresponds to the ellipse marked in black.

It can be observed that the SVD method is considerably affected by the presence of outliers in its ellipticity estimation. In addition, it is evident that OC with higher ellipticities are more susceptible to this influence compared to those with lower ellipticities. From these results we can assure that the method used in this work is more precise than the method used in Hu et al. (2021). This is true even for OCs with almost all their members correctly identified.

Figure 4 shows the results obtained from this comparative analysis. *The top panels* corresponds to the SVD method, while *the bottom panels* corresponds to ASteCA. *The left panels* shows the difference between the real and estimated values of θ, while *the right panels* represents the difference between the real and estimated values of ellipticity. All the plots are presented as a function of King's concentration (kc), expressed as the logarithm of the ratio of the tidal radius to the core radius (r_t/r_c). The red line indicates the mean value of each quantity and the dots are colored according to the real ellipticity.

4. Conclusions

We analyze the morphology of more than 1037 open clusters scattered throughout the Galaxy, obtaining estimates of their two-dimensional ellipticities and projected rotation angles. We employ a Bayesian Bayesian inference method combined with a generalized King profile model through our ASteCA tool. Analysis of hundreds of synthetic clusters indicate that our approach is considerably more accurate and robust than the usual method of fitting an ellipse to a subset of selected members by singular value decomposition.

References

Alves J., et al., 2020, Nature, 578, 237
Bergond G., Leon S., Guibert J., 2001, A&A, 377, 462
Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
Chen W.P., Chen C.W., Shu C.G., 2004, AJ, 128, 2306
de La Fuente Marcos R., 1996, A&A, 314, 453
Dinnbier F., Kroupa P., 2020, A&A, 640, A85
Foreman-Mackey D., et al., 2013, PASP, 125, 306
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Hu Q., Zhang Y., Esamdin A., 2021, A&A, 656, A49
King I., 1962, AJ, 67, 471
Kroupa P., 1995, MNRAS, 277, 1522
Pang X., et al., 2021, ApJ, 912, 162
Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
Pieres A., et al., 2016, MNRAS, 461, 519
Tarricq Y., et al., 2022, A&A, 659, A59
Zhai M., et al., 2017, AJ, 153, 57

Supernovas asociadas a explosiones de radiación gamma

L.M. Román Aguilar[1,2], M.M. Saez[3,4], & M.C. Bersten[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Interdisciplinary Theoretical and Mathematical Sciences Program, RIKEN, Japón*
[4] *Department of Physics ans Astronomy, University of California, EE.UU.*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 11 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo estudiamos un conjunto de ocho supernovas (SNs) asociadas a explosiones de radiación gamma (GRB-SNs), con el objetivo de identificar las propiedades físicas que las caracterizan. Para garantizar la comparabilidad entre estos objetos, realizamos una homogeneización de la muestra, dado que en la literatura encontramos distintos métodos de cálculo de luminosidades bolométricas aplicados. Mediante un código hidrodinámico, modelamos las SNs de la muestra y derivamos sus parámetros físicos. Nuestros resultados muestran una degeneración en los modelos. Por un lado, modelos de baja masa y por otro, modelos de alta masa que necesitan la formación de remanentes compactos consistentes con agujeros negros estelares. Independientemente del modelo elegido, hay un requerimiento en común: la masa eyectada debe ser baja para reproducir las observaciones.

Abstract / In this study we analyze a set of eight GRB-SNe, with the aim to identify the the physical properties that chacaterize these events. To ensure comparability, we homogenize the sample, since different methods have been applied in the literature to calculate bolometric luminosities. Using a hydrodynamic code, we model the SN sample and derive their physical parameters. Our results reveal a degeneration in the models, with both low-mass and high-mass initial models being acceptable. High-mass models require compact remnants consistent with stellar black holes formation. Regardless of the chosen model, a common requirement emerges: low ejected mass is necessary to reproduce the observations.

Keywords / supernovae: general — gamma rays: stars — gamma-ray burst: general

1. Introducción

El origen de las GRB-SNs es un tema interesante que se encuentra actualmente en discusión. Todas estas SNs han sido clasificadas como de tipo Ic-BL, es decir, SNs de colapso de núcleo, deficientes en hidrógeno y helio, que además presentan líneas anchas en sus espectros (BL: *Broad-Lines*, líneas anchas). Esta última característica indica que sus velocidades, y por lo tanto su energía, son superiores a las observadas en otras SNs (Modjaz et al., 2016). La primera GRB-SN observada fue la SN 1998bw (z = 0.0085, Galama, T. J. et al. (1999)), que coincidió temporal y espacialmente con el GRB 980425 (Soffitta et al. (1998)). Luego de esta, y hasta la actualidad, gracias a los lanzamientos de nuevos telescopios y satélites, ha habido un gran aumento de dichas detecciones; por ejemplo SN 2003dh (Hjorth et al., 2003), SN 2013dx (DÉlia et al., 2015), SN 2016jca (Pian et al., 2016), SN 2023pel (Agui Fernandez et al., 2023), entre otras. Asimismo, las SNs Ic-BL también han sido asociadas a *flashes* de rayos X (XRFs). Se piensa que estos eventos son fenómenos parecidos a los GRBs, pero que alcanzan menores rangos de luminosidad (Heise et al., 2001). Ejemplos de estas asociaciones son las SN 2006aj y SN 2010bh asociadas con los XRF 060218 y XRF 100316D respectivamente (Pian et al., 2006; Cano et al., 2011). Conviene resaltar que no todas las SNs Ic-BL cuentan con un GRB detectado. El motivo de esta diferencia, o si comparten un origen en común con las GRB-SNs, está aún en debate. Dentro de este grupo se encuentran SNs tales como SN 2002ap (Deng et al., 2003), SN 2018bvn (Ho et al., 2020b), y la SN 2020bvc (Ho et al., 2020a).

En este trabajo, hemos seleccionado una muestra de ocho GRB-SNs y estandarizado el método de cálculo de sus luminosidades bolométricas (Lbol), para garantizar la comparabilidad entre ellas. Luego, derivamos sus parámetros físicos a través del modelado hidrodinámico de sus curvas de luz y velocidades de expansión en simultáneo. Esperamos que este estudio contribuya a una mejor comprensión del origen y las características distintivas de estos fenómenos estelares.

2. Muestra y homogeneización

Para la búsqueda de GRB-SNs a estudiar, nos basamos en la recopilación realizada por Cano et al. (2017b), de donde seleccionamos a aquellas SNs que tuvieran una buena cobertura temporal, fotométrica y espectroscópica. Estas son: SN 1998bw, SN 2003dh, SN 2003lw, SN 2006aj, SN 2010bh y SN 2012bz. Luego, revisamos la literatura en búsqueda de objetos más recientes, e incorporamos en nuestro análisis a la SN 2013dx estudiada por Taddia, F. et al. (2019) y DÉlia et al. (2015), así como a la SN 2016jca de los trabajos de Cano et al. (2017a) y Ashall et al. (2019). Finalmente,

✉ *Contacto* / mroman94@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

Tabla 1. Propiedades de la muestra de GRB/XRF-SNs. Las columnas corresponden a: *redshift*, distancia corregida, extinción galáctica y por galaxia huésped.

GRB-SN	z	d [Mpc]	$E(B-V)_G$	$E(B-V)_H$
1998bw	0.0085	34.9	0.06	-
2003dh	0.1685	769.2	0.025	-
2003lw	0.1055	463.4	0.78	0.25
2006aj	0.03342	139.9	0.13	-
2010bh	0.0591	251.8	0.117	0.063
2012bz	0.283	1373.9	0.03	-
2013dx	0.145	652.7	0.04	-
2016jca	0.1475	665.0	0.028	-

nuestra muestra comprende: SN 1998bw/GRB 980425, SN 2003dh/GRB 030329, SN 2003lw/GRB 031203, SN 2006aj/XRF 060218, SN 2010bh/XRF 100316D, SN 2012bz/GRB 120422, SN 2013dx/GRB 130702A y SN 2016jca/GRB 161219B.

En la literatura, se han utilizado diversos métodos para calcular las curvas de luz bolométricas o pseudo-bolométricas asociados a estos objetos (Deng et al., 2005; Mazzali et al., 2006; Cano et al., 2011; Schulze et al., 2014; DÉlia et al., 2015; Ashall et al., 2019). Estos métodos incluyen diferentes rangos de integración para la fotometría, diversos enfoques para considerar los flujos omitidos en las regiones azul y roja, la consideración de diferentes curvas de extinción y la suposición de diferentes cosmologías (es decir, diferentes valores para H_0, Ω_Λ, Ω_M), entre otros factores. Para trabajar de manera más consistente, decidimos utilizar la fotometría disponible de cada uno de los objetos (cuando ha sido posible), en lugar de usar las CLs pseudo-bolométricas presentadas por los distintos autores. De esta manera podemos construir todas las CLs lo más estandarizadas posible. Para ello, aplicamos las siguientes correcciones y calibraciones a los datos fotométricos:

(a) Corrección por extinción Galáctica y por galaxia huésped. Las correciones se realizaron siguiendo la ley de extinción propuesta por Cardelli et al. (1989) para $R_V = 3.1$. Los valores adoptados para $E(B-V)_G$ y $E(B-V)_H$ fueron obtenidos de la literatura y se muestran en la Tabla 1.
(b) Calibración presentada por Lyman et al. (2014), la cual ofrece una aproximación para el cálculo de las magnitudes bolométricas, basándose en datos fotométricos BVRI o *g r i*, de SE-SNs. En dicho trabajo se propone que la corrección bolométrica puede ser calculada mediante un polinomio de grado 2, en función de la diferencia de magnitudes de dos bandas fotométricas.
(c) Corrección por cosmología para recalcular las distancias de luminosidad. De esta manera, para todos los objetos de la muestra consideramos una cosmología Flat ΛCDM, con $H_0 = 73.4\,[\mathrm{km\,s^{-1}Mpc^{-1}}]$, $\Omega_M = 0.338 \pm 0.018$, y $\Omega_\Lambda = 0.662 \pm 0.018$ (Brout et al., 2022).

2.1. Curvas de luz resultantes

En los casos en los que fue posible, trabajamos con los datos fotométricos y aplicamos las 3 correcciones mencionadas anteriormente, de manera de obtener la CL bolométrica asociada a las SNs. Sin embargo, este no fue el caso de las SN 2003lw, SN 2012bz, SN 2013dx y SN 2016jca. Para estos objetos, debimos trabajar directamente con las CLs pseudo-bolométricas publicadas en la literatura, corregidas únicamente por (c). En el primero de los casos (SN 2003lw), esto se debió a que la fotometría disponible correspondía solo a las bandas I y J (Cobb et al., 2004; Gal-Yam et al., 2004), lo que resulta insuficiente para utilizar la calibración (b). Luego, en los 3 casos restantes, la fotometría presentada no contaba con la corrección K, la cual se vuelve muy importante a altos valores de redshift ($z \gtrsim 0.1$), de manera que la calibración (b) no podía ser aplicada a dichas SNs.

En la Fig. 1 mostramos las CLs y las velocidades medidas de la línea de Fe II λ5169 Å, para toda la muestra de GRB-SNs. Se estima que dicha línea muestrea adecuadamente la fotósfera (Dessart & Hillier, 2005; Schulze et al., 2014). Los datos de las velocidades fueron obtenidos del trabajo de Schulze et al. (2014). En dicha figura podemos diferenciar las CLs bolométricas (con las correcciones aplicadas) en línea contínua, y las CLs pseudo-bolométricas halladas en la literatura, en línea punteada. En general, observamos que las diferencias existentes entre nuestras CLs bolométricas y las pseudo-bolométricas de otros autores, son pequeñas. En los casos donde la única corrección aplicada fue (c), dicha diferencia se mantiene constante a lo largo de la CL, dado que al corregir solo por cosmología, se altera la distancia de luminosidad utilizada para estimar las magnitudes. Al cuantificar esta diferencia obtuvimos un valor máximo de 10^{-3} dex, correspondiente a la SN 2013dx. Para las SN 1998bw, SN 2003dh, SN 2006aj y SN 2010bh, a las cuales fue posible aplicar todas las correcciones, las diferencias obtenidas varían a lo largo de la CL y son de 0.164 dex como máximo. Estos valores las sitúa dentro de los rangos de error estimados por otros autores. Como mencionamos previamente, esto podría deberse a distintos procedimientos o extrapolaciones utilizadas en la literatura para calcular la CL bolométrica. A pesar de ser correcciones menores, su relevancia reside en la capacidad de llevar a cabo una comparación más precisa entre las SNs de la muestra. A su vez, estas variaciones en la CL serán importantes para determinar con mayor precisión las características físicas de los objetos, como por ejemplo la cantidad de níquel radiactivo sintetizado en la explosión.

3. Modelado hidrodinámico

Utilizamos el código hidrodinámico Lagrangiano en 1D descripto en el trabajo de Bersten et al. (2011). Este código simula la explosión de la SN y genera CLs bolométricas y velocidades fotosféricas. Para iniciar dicha explosión, son necesarios modelos pre-SN obtenidos a partir de la evolución de estrellas en equilibrio hidrostático, que son utilizados para los cálculos hidrodinámicos. En este trabajo consideramos modelos pre-

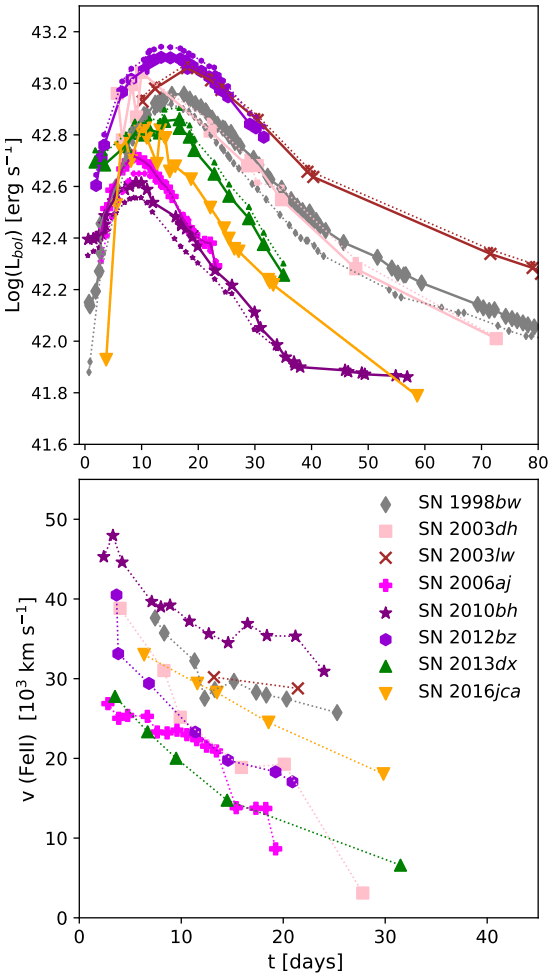


Fig. 1. *Panel superior:* CLs corregidas de GRB-SNs (líneas continuas) y CLs pseudo-bolométricas presentadas en otras referencias (líneas punteadas). *Panel inferior:* Velocidades medidas de la línea de FeII λ5169Å. Las barras de error omitidas para mayor claridad.

SN calculados por Nomoto & Hashimoto (1988), los cuales siguen la evolución de la estrella desde la ZAMS hasta su etapa pre-explosión. Específicamente utilizamos los modelos ricos en helio de 3.3 $M_\odot$ (He3), 4 $M_\odot$ (He4), 5 $M_\odot$ (He5), 6 $M_\odot$ (He6) y 8 $M_\odot$ (He8), dada la falta de modelos deficientes en He disponibles. Estos modelos se corresponden con masas de remanentes compactos (M_{cut}) estándares de 1.4, 1.5, 1.6, 1.7, 1.85 $M_\odot$, y con M_{ZAMS} 13, 15, 18, 20 and 25 $M_\odot$, respectivamente (Sugimoto & Nomoto, 1980; Tanaka et al., 2009). Además, dado que este tipo de objetos son generalmente asociados a eventos más extremos, con mayores energías y progenitores más masivos, también empleamos un modelo pre-SN de 11 $M_\odot$ (He11) calculado por el Dr. Laureano Martinez, usando el código público MESA (Paxton et al., 2010). Dicho modelo se corresponde con M_{cut} estándar de 2.5 $M_\odot$ y con una M_{ZAMS} de 30 $M_\odot$.

Tabla 2. Parámetros físicos derivados del modelado hidrodinámico. E en unidades de foe (1 foe$=10^{51}$erg), y M_{Ni}, M_{cut} y M_{ej} en unidades de $M_\odot$.

SN	Modelo	E	M_{Ni}	M_{cut}	M_{ej}
98bw	He5	15.3	0.6	1.6	3.4
	He11	17	0.6	6.9	4.1
03dh	He3	4.5	0.6	1.4	1.9
	He11	10	0.53	8.2	2.8
03lw	He11	23	0.74	6.9	4.1
06aj	He4	1.8	0.23	3.18	0.82
10bh	He11	33	0.24	7.7	3.3
12bz	He3	3.5	0.75	1.4	1.9
	He11	8.8	0.74	8.4	2.6
13dx	He5	2.5	0.35	3.5	1.5
	He11	3.3	0.35	9.3	1.7
16jca	He3	7.15	0.35	1.4	1.9
	He11	12	0.34	8.6	2.4

Los parámetros libres del código son: masa pre-SN (M_{preSN}), energía de explosión (E) y la masa de ^{56}Ni (M_{Ni}). Tanto M_{cut} como la masa eyectada post-explosión (M_{ej}) son también tenidos en cuenta, dada la relación $M_{preSN} = M_{cut} + M_{ej}$. Para identificar el modelo más adecuado, ajustamos los parámetros libres y buscamos aquella combinación que mejor represente las Lbol, y la evolución de velocidades de manera simultánea.

Para más del 60 % de los objetos de la muestra, encontramos dos soluciones posibles. Una asociada a modelos iniciales pre-SN de baja masa ($M_{PreSN} < 8\ M_\odot$) y otra asociada a modelos de alta masa ($M_{PreSN} \geq 8\ M_\odot$). Los parámetros correspondientes a los mejores modelos, se muestran en la Tabla 2. A su vez, en la Figura 2 mostramos, a modo de ejemplo, los modelos hallados para 3 de las SNs de la muestra, tanto la solución de baja masa como la de alta masa (líneas sólidas y punteadas respectivamente).

Como se observa en la Tabla 2, las GRB-SNs son objetos muy energéticos (E $\sim$ 10 foe) y ricos en níquel ($M_{Ni} \gtrsim 0.2\ M\odot$), en comparación con las SNs de colapso gravitatorio normales (ver por ejemplo Taddia, F. et al. (2018)). Sin embargo, podemos notar que precisamente las SNs vinculadas a XRFs, son aquellas que presentan los valores más bajos de M_{Ni} de toda la muestra, lo cual está en acuerdo con que son también fenómenos de menor luminosidad que las GRB-SNs (Heise et al., 2001).

4. Discusión y conclusiones

En este estudio, exploramos las características de SNs asociadas con estallidos de rayos gamma. Nuestro objetivo principal fue estimar sus propiedades físicas características. Para ello, trabajamos con una muestra que incluye ocho GRB/XRF-SNs y calculamos sus CLs bolométricas utilizando una metodología lo más uniforme posible. Para los objetos seleccionados, realizamos

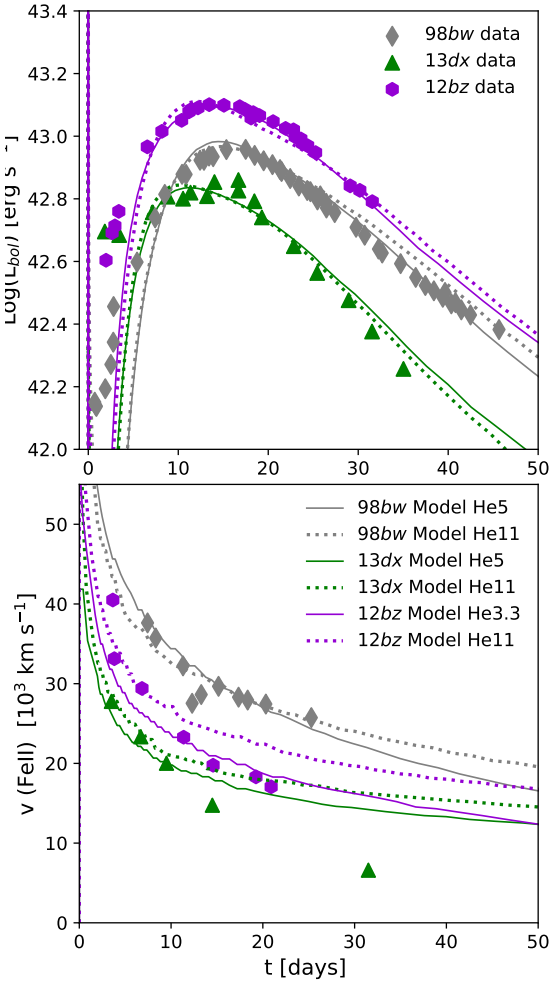


Fig. 2. Comparación entre observables y modelos para las SNs 1998bw, SN 2013dx y SN 2012bz. *Panel superior:* CLs bolométricas. *Panel inferior:* Evolución de las velocidades de expansión. Se muestran dos modelos posibles: de baja masa (línea sólida) y de alta masa (línea punteada).

el modelado hidrodinámico de las CLs y las velocidades de expansión simultáneamente. De esta manera, derivamos los parámetros físicos que mejor reproducen los observables. En la mayoría de los casos, encontramos una degeneración en los modelos, hallando dos soluciones posibles: una asociada a modelos pre-SN de baja masa, y otra asociada a modelos pre-SN de alta masa. Esta ultima solución, además requiere la consideración de $M_{cut} \geq 6.9$ M$\odot$. Por lo tanto, la asociamos a la formación de un agujero negro estelar. Notamos que sin importar el modelo elegido, las GRB-SNs resultan ser objetos con energías altas, ricos en ^{56}Ni y por lo tanto muy luminosos. Además, ambas soluciones comparten el requisito común de necesitar una baja M_{ej} para encontrar un modelo adecuado. Los valores encontrados para M_{ej} (~ 0.8 a 4 $M_\odot$) son similares a los observados en SNs de colapso gravitatorio normales. La solución asociada a modelos de alta masa parece ser la más natural para explicar este tipo de eventos, ya que los mismos suelen estar vinculados a progenitores muy masivos, y los parámetros hallados están en concordancia con otros estudios. Sin embargo, las soluciones de modelo de masa baja no pueden ser descartadas completamente. Aunque estos eventos están asociados con M_{ZAMS} grandes, las mismas podrían verse potencialmente afectadas por algún mecanismo intenso de pérdida de masa, resultando en una pre-SN menos masiva. Esta posibilidad, no ha sido investigada en profundidad en trabajos previos, y abordarlo contribuiría significativamente a resolver la degeneración en el modelado.

Agradecimientos: Agradecemos a la Asociación Argentina de Astronomía por el espacio otorgado para compartir nuestro trabajo con la comunidad científica.

Referencias

Agui Fernandez J.F., et al., 2023, GRB Coordinates Network, 34597, 1
Ashall C., et al., 2019, MNRAS, 487, 5824
Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, The Astrophysical Journal, 729, 61
Brout D., et al., 2022, The Atrophys. J., 938, 110
Cano Z., et al., 2011, The Atrophys. J., 740, 41
Cano Z., et al., 2017a, Astronomy and Astrophysics, 605, A107
Cano Z., et al., 2017b, Advances in Astronomy, 2017, 8929054
Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., 1989, ApJ, 345, 245
Cobb B.E., et al., 2004, The Atrophys. J. l, 608, L93
DÉlia V., et al., 2015, Astronomy and Astrophysics, 577, A116
Deng J., et al., 2003, Nuclear Physics A, 718, 569
Deng J., et al., 2005, The Atrophys. J., 624, 898
Dessart L., Hillier D.J., 2005, Astronomy and Astrophysics, 439, 671
Gal-Yam A., et al., 2004, The Atrophys. J. l, 609, L59
Galama, T. J., et al., 1999, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 138, 465
Heise J., et al., 2001, E. Costa, F. Frontera, J. Hjorth (Eds.), *Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era*, 16–21, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg
Hjorth J., et al., 2003, Nature, 423, 847
Ho A.Y.Q., et al., 2020a, The Atrophys. J., 902, 86
Ho A.Y.Q., et al., 2020b, ApJ, 893, 132
Lyman J.D., Bersier D., James P.A., 2014, MNRAS, 437, 3848
Mazzali P.A., et al., 2006, Nature, 442, 1018
Modjaz M., et al., 2016, The Astrophysical Journal, 832, 108
Nomoto K., Hashimoto M., 1988, Physics Reports, 163, 13
Paxton B., et al., 2010, The Astrophysical Journal Supplement Series, 192, 3
Pian E., Palazzi E., Perley D., 2016, Transient Name Server Discovery Report, 2016-1090, 1
Pian E., et al., 2006, Nature, 442, 1011
Schulze S., et al., 2014, Astronomy and Astrophysics, 566, A102
Soffitta P., et al., 1998, IAU Circulars, 6884, 1
Sugimoto D., Nomoto K., 1980, SSRv, 25, 155
Taddia, F., et al., 2018, A&A, 609, A136
Taddia, F., et al., 2019, A&A, 621, A71
Tanaka M., et al., 2009, The Astrophysical Journal, 692, 1131

Primeros resultados del estudio observacional de estrellas masivas y centrales en cúmulos abiertos

A.D. Alejo[1,2], J.F. González[1,2] & S.P. González[1]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina*
[2] *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET–UNSJ, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 24 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Los modelos teóricos muestran que las estrellas binarias y múltiples juegan un papel importante en la energética de los cúmulos estelares y por lo tanto en su evolución dinámica, en particular en cúmulos pobres dominados por una estrella masiva central. En este trabajo presentamos los resultados de un análisis espectroscópico, astrométrico y fotométrico de cuatro cúmulos abiertos jóvenes (UPK 617, Markarian 38, Alessi 19 y UPK 38), que son parte de una muestra seleccionada de 43 cúmulos que poseen una o pocas estrellas centrales que son al menos una magnitud más brillantes que el resto de los miembros. Medimos velocidades radiales de las estrellas brillantes en espectros obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito y analizamos la variabilidad fotométrica con datos de *TESS*. A partir de datos astrométricos y fotométricos de *Gaia* DR3 realizamos un análisis de membresía a los cúmulos, estimamos sus masas y edades. En los dos cúmulos más jóvenes encontramos que las estrellas centrales brillantes son sistemas binarios masivos. Específicamente la estrella HD 173003 de UPK 38, es una binaria de líneas dobles de 7.9 d de período, mientras que la estrella HD 167287 en el cúmulo Markarian 38 es una binaria de 12.1 d de período con una primaria supergigante azul. Por su parte, el cúmulo Alessi 19 tiene dos estrellas más masivas que el resto de los miembros, una de las cuales posee líneas anchas y la otra presenta una probable variabilidad en velocidad radial. Finalmente en UPK 617, el cúmulo más viejo analizado, la estrella central (HD 139165) posee una alta rotación y es una pulsante lenta de tipo espectral B. Estas estrellas masivas podrían jugar un rol destacado en la evolución dinámica de los cúmulos, particularmente cuando se trata de agregados pobres, como es el caso de UPK 38, donde la binaria central contiene cerca del 40 % de la masa total del cúmulo.

Abstract / Theoretical models show that binary and multiple stars play an important rol in the energetics of open clusters and therefore in their dynamical evolution, particulary in poor clusters dominated by one or a few central massive stars. In this work we present the results of our spectroscopic, astrometric and photometric analysis of four young open clusters (UPK 617, Markarian 38, Alessi 19 y UPK 38), that are part of a selected sample of 43 clusters that have one or a few central stars that are at least one magnitude brighter than the rest of the members. We measure radial velocities of bright stars in spectra obtained at the Complejo Astronómico El Leoncito and we analyze photometric variability with data from *TESS*. Using astrometric and photometric data from *Gaia* DR3 we perform a membership analysis of the clusters, estimating their masses and ages. In the two youngest clusters we find that the bright central stars are massive binary systems. Specifically, the star HD 173003 in UPK 38 is a double-line binary with a period of 7.9 d, while star HD 167287 in the cluster Markarian 38 is a binary with a period of 12.1 d with a blue supergiant primary. The cluster Alessi 19 has two stars that are more massive than the rest of the members, one of which has broad spectral lines and the other presents a probable variability in radial velocity. Finally, UPK 617 is the oldest cluster analyzed whose central star (HD 139165) has a high rotation and is a slow pulsating B-type star. These massive stars could play a prominent role in the dynamical evolution of clusters, particularly in the case of poor aggregates like UPK 38, whose central binary contains about 40% of the total mass of the cluster.

Keywords / open clusters and associations: general — methods: data analysis — surveys

1. Introducción

Los cúmulos abiertos son considerados como laboratorios naturales para estudiar la evolución de una población estelar acotada. Sin embargo, el abordaje integral del problema es complejo porque la evolución estelar, la dinámica global del cúmulo y actividad binaria (formación y ruptura de sistemas) son procesos que se influyen mutuamente y que se desarrollan en escalas temporales comparables. Particularmente la población de estrellas binarias y múltiples juega un papel crucial en la energética de los cúmulos. Los modelos numéricos muestran que la interacción dinámica de éstos objetos ocasiona continuamente la formación y rompimiento de sistemas múltiples (Portegies Zwart et al., 2001, 2004). Leigh & Geller (2012, 2013) destacan el papel de las triples y otras múltiples de alto orden, ya que poseen secciones eficaces mucho mayores y por lo tanto tienen más chances de interactuar dinámicamente en el cúmulo. Por otro lado, el estrechamiento (endurecimiento) de las órbitas binarias libera energía que "calienta" dinámicamente el

✉ *Contacto* / aalejo@unsj-cuim.edu.ar

Research article

cúmulo. En las simulaciones de cúmulos suficientemente masivos (población inicial de algunos miles de miembros) se ha encontrado que se podrían formar objetos mucho más masivos que las demás estrellas a través de sucesivos eventos de fusiones colisionales (Moeckel & Clarke, 2011; Oh & Kroupa, 2018; Reinoso et al., 2022). Estos procesos dinámicos son relativamente rápidos. Oh & Kroupa (2018) estiman que en el 50 % de los casos se alcanzan objetos centrales con más de 50 $M_\odot$ en los primeros 5 millones de años. Existe cierto número de cúmulos abiertos jóvenes con pocos miembros que parecen dominados por una estrella luminosa central que se ubica en los diagramas color–magnitud en por lo menos una magnitud por encima de las demás estrellas de secuencia principal, en una posición frecuentemente irreconciliable con la isócrona del cúmulo.

El presente estudio se enmarca dentro de un proyecto más amplio que incluye el análisis de la dinámica de 43 cúmulos abiertos jóvenes que poseen una estrella central significativamente más brillante que el resto de los miembros del grupo. Particularmente nuestro objetivo es hacer un aporte al conocimiento empírico del papel de las estrellas binarias, múltiples y masivas en la evolución dinámica y la eventual desintegración de los cúmulos, mediante un estudio observacional utilizando espectroscopía propia obtenida en CASLEO y la fotometría disponible en la base de datos *TESS* (Ricker et al., 2015).

2. Análisis

2.1. Membresía y cálculo de masa

En este trabajo presentamos los primeros resultados obtenidos de las estrellas centrales de los cúmulos UPK 617, Markarian 38 (desde ahora Mrk 38), Alessi 19 y UPK 38. Como primer paso realizamos un estudio de membresía utilizando SCLUDAM⋆ (*Star CLUster Detection And Membership estimation*) (González, 2022), una librería de Python que permite obtener datos de los catálogos de *Gaia* (Gaia Collaboration et al., 2023), localizar cúmulos mediante la detección de picos de densidad en histogramas multidimensionales y calcular probabilidades de pertenencia. SCLUDAM utiliza HDBSCAN (*Hierarchical density based clustering*) y KDE (*Kernel Density Estimation*) con ancho de banda variable, incorporando los errores y correlaciones provistas por los catálogos.

Una vez realizado el estudio de membresía, calculamos los parámetros medios del cúmulo como el promedio de los valores de las estrellas pesadas por su probabilidad de pertenencia. En el cálculo de la velocidad radial media del cúmulo (v_C) utilizamos las probabilidades de pertenencia y el error de la medición de *Gaia*. Posteriormente ajustamos una isócrona de los modelos PARSEC (Nguyen et al., 2022) al diagrama color – magnitud para obtener la edad de cada uno de los cúmulos. Finalmente, a cada estrella se le asignó la masa correspondiente al punto más cercano de la isócrona en el diagrama color-magnitud (masa fotométrica). En estos cálculos tuvimos en cuenta los errores de la magnitud G y del color (BP-RP).

⋆https://github.com/simonpedrogonzalez/scludam.

2.2. Variabilidad

Analizamos la variabilidad fotométrica y espectroscópica de las estrellas más brillantes de los cúmulos utilizando espectroscopía y fotometría. Las observaciones espectroscópicas se obtuvieron con el espectrógrafo REOSC del CASLEO en modo dispersión cruzada, de poder resolvente R=14000, en varios turnos de observación entre los años 2022 y 2023.

A partir de una primera inspección visual de los espectros analizamos la variabilidad de la morfología de las líneas y determinamos el tipo espectral. De acuerdo al tipo seleccionamos un espectro sintético de referencia (*template*) adecuado para medir las velocidades radiales utilizando la tarea FXCOR del paquete *Iraf*. En las estrellas en que las mediciones de velocidad radial sugerían variabilidad, aplicamos la tarea PDM del paquete ASTUTIL para identificar el período. En el caso de las binarias de líneas espectrales dobles, realizamos la separación espectral de las componentes utilizando el código de *disentangling* de González & Levato (2006). Cuando fue posible determinar el período, ajustamos una órbita kepleriana por cuadrados mínimos para calcular los parámetros orbitales.

Para estudiar la variabilidad fotométrica de las estrellas más brillantes, descargamos de la base de datos de *TESS* las imágenes disponibles y aplicamos fotometría con la herramienta LightKurve (Lightkurve Collaboration et al., 2018). Solamente encontramos datos para la estrella HD 139165 en el cúmulo UPK 617 (ver Sec. 3.4).

3. Resultados

3.1. UPK 38

UPK 38 aparece dominado por la estrella HD 173003, la cual es 2 mag más brillante que las demás estrellas del cúmulo. A partir de nuestro análisis de pertenencia y del ajuste de la isócrona obtuvimos la edad y los parámetros listados en la Tabla 1).

Si bien los parámetros astrométricos de HD 173003 ($\Pi = 1.25 \pm 0.09$ msa, $\mu^*_\alpha = -2.31 \pm 0.10$ msa año^{-1}, $\mu_\delta = -6.32 \pm 0.09$ msa año^{-1}) difieren apreciablemente de los del cúmulo, si se considera el parámetro de exceso del ruido (*Excess noise of the source*) consignado en *Gaia* (0.67 msa), las diferencias son comparables a las incertezas.

Por otro lado, los espectros mostraron que HD 173003 es una binaria espectroscópica de doble línea. Realizamos una separación espectral que nos permitió hallar que las componentes poseen morfologías espectrales similares correspondientes a un tipo espectral B1-B2V. Para la clasificación espectral utilizamos los criterios de Gray & Corbally (2009). El mejor ajuste de las curvas de velocidad radial (Fig. 1) arroja una razón de masas $q = 0.6$ ($M_1 \,\mathrm{sen}^3\, i$=1.86 $\mathrm{M}_\odot$ $M_2 \,\mathrm{sen}^3\, i$=1.18 $\mathrm{M}_\odot$) y un período de 7.889 d, aunque se trata de una orbita preliminar ya que las observaciones actuales no permiten identificar inequívocamente el período.

Tabla 1. Parámetros obtenidos para los cúmulos a partir del análisis de pertenencia y del ajuste de la isócrona. Para cada cúmulo se lista el número de estrellas, paralaje, movimientos propios, velocidad radial media del cúmulo, el logaritmo de la edad medida en millones de años, enrojecimiento y masa fotométrica.

	UPK 38	Mrk 38	Alessi 19	UPK 617
N	17	170	85	57
Π (msa)	1.69 ±0.16	0.56 ±0.01	1.70 ±0.08	1.37 ±0.09
μ^*_α (msa año^{-1})	−1.88 ±0.12	+5.57 ±0.03	−1.4 ±0.04	−4.58 ±0.04
μ_δ (msa año^{-1})	−5.29 ±0.51	−2.30 ±0.05	−7.13 ±0.32	−5.29 ±0.35
v_C (km s^{-1})	−13.7 ±2.5 (9)	—	−7.7 ±2.6 (36)	−36.1 ±4.4 (33)
log(τ)	6.98 ±0.06	7.41 ±0.12	7.63 ±0.07	7.97 ±0.18
E(BP-RP) (mag)	1.09 ±0.13	0.41 ±0.03	0.19 ±0.03	0.18 ±0.02
$M_{\rm fot}$ (M$_\odot$)	40 ±6	248 ±19	74 ±9	60 ±5

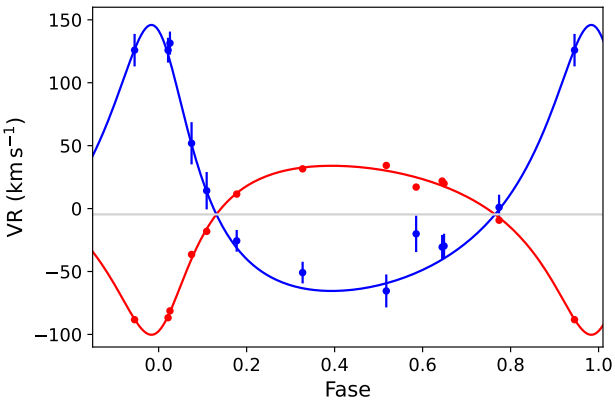


Fig. 1. Curva de velocidad radial de HD 173003. La línea gris corresponde a la velocidad del centro de masas.

Como un criterio adicional de pertenencia analizamos la distribución de energía espectral (SED) de HD 173003 comparando la fotometría disponible con los espectros sintéticos de Coelho (2014) (Fig.2). Encontramos consistencia con la distancia y el enrojecimiento del cúmulo si se asume que la binaria está compuesta por una primaria de $T_{\rm ef}$ = 25000 K y R = 6.3 R$_\odot$, y una secundaria de $T_{\rm ef}$ = 19000 K y R = 3 R$_\odot$, parámetros que son consistentes con el tipo espectral y la razón de masas espectroscópica.

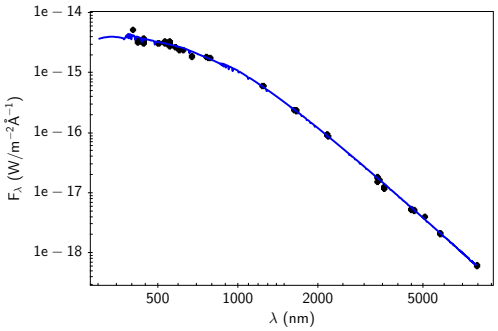


Fig. 2. Distribución espectral de energía (SED) de HD 173003.

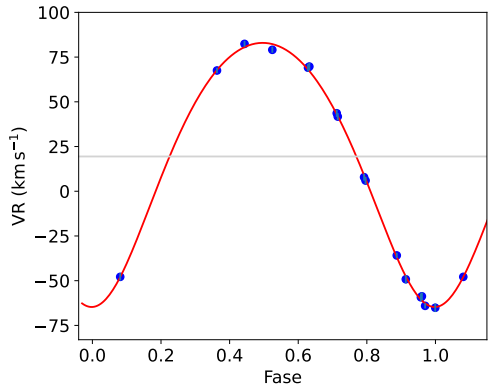


Fig. 3. Curva de velocidad radial de HD 167287. La línea gris corresponde a la velocidad del centro de masas.

Tabla 2. Parámetros orbitales de HD 167287.

Parámetro	HD 167287
T_0 (HJD)	2460001.607±0.038
V_γ(km s^{-1})	19.44±0.75
K_1(km s^{-1})	73.83±0.72
ω(°)	3.159±0.072
e	0.140±0.013
P (d)	12.1272±0.0016

3.2. Markarian 38

Este cúmulo está formado por un compacto grupo de estrellas alrededor de HD 167287 en una región de alta densidad estelar. La estrella central es una binaria de líneas simples con un período de 12.13 d y una velocidad del centro de masa de 19.4 km s^{-1} (Fig 3 y Tabla 2). Analizando los espectros hallamos que posee un tipo espectral B1Ia. Del ajuste de isócronas al diagrama color–magnitud encontramos que HD 167287 se encuentra en una posición consistente con una masa fotométrica de 9.9 ± 0.6 M$_\odot$.

3.3. Alessi 19

Alessi 19 posee dos estrellas brillantes de tipo espectral B temprano. Para la estrella central, denominada HD 168431, determinamos una masa fotométrica de 6.1±0.3 M$_\odot$. Hacia el sur del cúmulo, se halla HD 168131

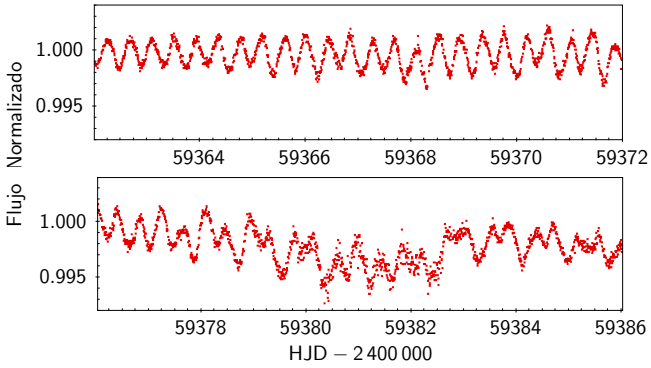


Fig. 4. Curva de luz de *TESS* de HD 139165. La variación de la forma de la curva sugiere la presencia de varias frecuencias simultáneas, siendo la principal frecuencia 2.40 d^{-1}.

con una masa de 6.2 ± 0.2 $M_\odot$. Los espectros de la estrella central presentan líneas anchas (estimamos $v \operatorname{sen} i \approx 300$ km s^{-1}) y variación en la posición y morfología de las líneas espectrales. Sin embargo, con los datos actuales no es posible asegurar que sea la binaridad la causa de esas variaciones por lo que se planea continuar el monitoreo espectroscópico con una mayor relación señal-ruido. Las velocidades radiales medias de las estrellas HD 168131 y HD 168431 son -8.5 ± 5.3 km s^{-1} y -11.8 ± 0.7 km s^{-1} respectivamente, las cuales son consistentes con la obtenida para el cúmulo (Tabla 1).

3.4. UPK 617

La edad que obtuvimos para UPK 617 es la mayor de todos los cúmulos analizados en este trabajo (Tabla 1). La estrella HD 139165 se encuentra en el centro del grupo y posee un movimiento propio algo diferente al obtenido para el cúmulo ($\Pi = 1.40 \pm 0.03$ msa, $\mu^*_\alpha = -3.01 \pm 0.03$ msa año^{-1}, $\mu_\delta = -4.99 \pm 0.03$ msa año^{-1}), por lo que se obtuvo una baja probabilidad de pertenencia, aún cuando el resto de los parámetros son consistentes con los del cúmulo. Al igual que en otras estrellas, HD 139165 posee un exceso de ruido astrométrico apreciable (0.21 msa), por lo que no la podemos descartar como probable miembro del cúmulo. La masa fotométrica que hallamos para esta estrella fue de 4.0 ± 0.3 $M_\odot$. Por otro lado, analizando la fotometría de *TESS* hallamos que es una pulsante lenta de tipo espectral B con una amplitud de 1.5×10^{-3} mag y un período de 0.416 d (ver Fig.4).

4. Discusión

En los cúmulos estudiados en este trabajo, confirmamos que las estrellas centrales brillantes son los objetos más masivos de los cúmulos, siendo múltiples en dos de los cuatro casos analizados. Una de las estrellas para las que no obtuvimos indicios de variabilidad es HD 168131 en Alessi 19. Sin embargo, su alta rotación conspira contra la detección de variaciones moderadas de velocidad radial y no es posible analizar variaciones fotométricas de baja amplitud ya que no dispone de datos fotométricos *TESS*.

La binaria HD 173003 es un objeto masivo que estaría jugando un rol crucial en la dinámica del cúmulo UPK 38 ya que representa al menos dos quintos la masa total del cúmulo y es unas 5 veces más masiva que el segundo objeto más masivo, lo que la convierte en una estrella muy interesante para nuestro objetivo.

Por otro lado la binaria ubicada en el centro de coordenadas de Mrk 38, posee una componente primaria masiva evolucionada. Estimamos que incluyendo ambas componentes el sistema tiene unas 16 a 20 $M_\odot$, lo que representa un 8 % aproximadamente la masa del cúmulo.

La suma de las masas de las estrellas más masivas de Alessi 19, representan el 17 % aproximadamente de la masa total del cúmulo. Finalmente la estrella HD 139165 representa un 7 % la masa de UPK 617 y es el doble de las dos estrellas que le siguen en masa.

Como trabajo a futuro planeamos completar la caracterización de las estrellas centrales en la muestra total de cúmulos y analizar su relación con los parámetros estructurales y dinámicos de los cúmulos (escalas de tiempo, radio de marea, radio que contiene la mitad de la masa, existencia de segregación de masas).

Agradecimientos: Este trabajo está basado en datos obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito, operado bajo convenio entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de la Plata, Córdoba y San Juan. Este trabajo ha utilizado datos de la mision *Gaia* de la Agencia Espacial Europea (ESA) (https://www.cosmos.esa.int/gaia, procesado por el Consorcio de Análisis y Procesamiento de Datos *Gaia* (DPAC). La financiación para el DPAC ha sido proporcionada por instituciones nacionales, en particular las instituciones que participan en el Acuerdo Multilateral de *Gaia*.

Referencias

Coelho P.R.T., 2014, MNRAS, 440, 1027
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
González J.F., Levato H., 2006, A&A, 448, 283
González P.S., 2022, *Desarrollo de software para el cálculo de probabilidades de pertenencias astrométricas en cúmulos estelares*, Trabajo Final de Licenciatura, Facultad de Ciencias Exactas Físicas y Naturales, Universidad Nacional de San Juan.
Gray R.O., Corbally Christopher J., 2009, *Stellar Spectral Classification*
Leigh N., Geller A.M., 2012, MNRAS, 425, 2369
Leigh N.W.C., Geller A.M., 2013, MNRAS, 432, 2474
Lightkurve Collaboration, et al., 2018, Lightkurve: Kepler and TESS time series analysis in Python, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1812.013
Moeckel N., Clarke C.J., 2011, MNRAS, 415, 1179
Nguyen C.T., et al., 2022, A&A, 665, A126
Oh S., Kroupa P., 2018, MNRAS, 481, 153
Portegies Zwart S.F., et al., 2001, MNRAS, 321, 199
Portegies Zwart S.F., et al., 2004, MNRAS, 351, 473
Reinoso B., et al., 2022, MNRAS, 509, 3724
Ricker G.R., et al., 2015, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 1, 014003

Estudio espectrofotométrico de cuatro cúmulos abiertos de características poco conocidas

F.O. Simondi-Romero[1,2], A.V. Ahumada[2,3], J.J. Clariá[2,3] & M.A. Oddone[2]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 13 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / A partir de datos *Gaia* y el ajuste de isócronas teóricas de última generación, se derivan enrojecimiento, distancia, edad y metalicidad para cuatro cúmulos abiertos de la Vía Láctea de características poco conocidas, a saber: ESO 559-SC02, Ruprecht 15, Ruprecht 38 y Teutsch 65. Estos parámetros fueron obtenidos no sólo a partir de diagramas color-magnitud construidos usando datos del catálogo *Gaia*, sino también utilizando espectros integrados obtenidos en el CASLEO (Argentina). Como segundo resultado, usando movimientos propios, distancias y velocidades radiales, se determina por primera vez la órbita de ESO 559-SC02.

Abstract / Using *Gaia* data and the fitting of most recent theoretical isochrones, reddening, distance, age and metallicity are derived for four Milky Way's open clusters of poorly known characteristics, namely: ESO 559-SC02, Ruprecht 15, Ruprecht 38 and Teutsch 65. These parameters were obtained both from color-magnitude diagrams constructed using data from the *Gaia* catalog and also using integrated spectra obtained at CASLEO (Argentina). As a second result, based on proper motions, distances and radial velocities, the orbit of the open cluster ESO 559-SC02 is determined for the first time.

Keywords / open clusters and associations: general — techniques: photometric — techniques: spectroscopic

1. Introducción

Los cúmulos estelares (CEs) pueden considerarse bloques primordiales en la evolución galáctica, ya que sus estrellas se formaron prácticamente en la misma época y con la composición química presente en la nube originaria (Janes, 2000). Esto permite, en general, comparar los CEs con modelos teóricos de poblaciones estelares simples, ya que posibilita estudiar y modelar los procesos de evolución estelar (Salaris & Cassisi, 2005). Conocer las propiedades físicas (v.g., edad, composición química), dinámicas (v.g., movimientos propios) y estructurales (v.g., distribución de masa) de un sistema de CEs como el de la Vía Láctea (VL), tanto como de aquéllos ubicados en otras galaxias a elevados *redshift* (Bradley et al., 2024), resulta fundamental para entender los procesos de formación y evolución de nuestra y otras galaxias (Greggio & Renzini, 2011). El estudio integrado de CEs en la era *Gaia*, es decir, el análisis conjunto de datos fotométricos, espectroscópicos y dinámicos de los mismos, supone el próximo escalón para arribar a una mejor comprensión de la formación y evolución de la VL y, por consiguiente, de otras galaxias similares.

En este trabajo se determinan enrojecimiento, distancia, edad y metalicidad para cuatro cúmulos abiertos (CAs) de la VL de características poco conocidas y, a partir de datos cinemáticos, se calcula la órbita de uno de ellos. En la Sec. 2 se presenta la muestra seleccionada, mientras que en la Sec. 3 se comentan los métodos empleados para determinar los parámetros astrofísicos. En la Sec. 4 se presentan los resultados y en la Sec. 5 se examina la dinámica de uno de los cúmulos de la muestra. Finalmente, en la Sec. 6 se resumen las principales conclusiones de este trabajo.

2. Datos

La muestra de CAs seleccionada en este estudio (Fig. 1) se presenta en la Tabla 1, junto con las coordenadas ecuatoriales absolutas y galácticas y los diámetros angulares tomados de Archinal & Hynes (2003) o Kronberger et al. (2006). Para el presente trabajo se descargaron datos fotométricos y astrométricos del *Data Release 3* (Babusiaux et al., 2022) de la misión *Gaia* (Gaia Collaboration et al. 2016) en regiones circulares centradas en cada objeto, usando los radios angulares de los mismos. Los espectros integrados de los cuatro CAs seleccionados se obtuvieron con el telescopio "Jorge Sahade" de 2.15 m del CASLEO desplazando en declinación el telescopio a fin de colectar con la ranura ($2.25' \times 5''$) del espectrógrafo toda la luz proveniente del CA (Ahumada et al. 2007). La reducción de los espectros y posterior calibración en flujo se llevó a cabo usando distintas tareas de IRAF.

✉ *Contacto* / federico.simondi.romero@unc.edu.ar

Research article

Fig. 1. Imágenes de los cúmulos abiertos estudiados obtenidas de Aladin. *Panel sup. izq.:* ESO 559-SC02. *Panel sup. der.:* Ru 15. *Panel inf. izq.:* Ru 38. y *Panel inf. der.:* Teu 65. Los círculos celestes representan los diámetros angulares adoptados de cada objeto.

Tabla 1. Coordenadas galácticas, ecuatoriales absolutas y diámetro angular de los objetos de la muestra.

Objeto	l [°]	b [°]	$\alpha_{2000.0}$ [h m s]	$\delta_{2000.0}$ [° ' "]	d [']
ESO 559-SC02	232.5	-2.7	07 18 05.6	-18 35 42	1.2
Ruprecht 15	233.5	-2.9	07 19 31.7	-19 37 48	2.0
Ruprecht 38	237.6	+3.2	07 50 29.0	-20 11 06	2.0
Teutsch 65	266.2	-1.5	08 50 32.5	-46 29 47	2.1

3. Método

3.1. Fotometría

Para cada objeto seleccionado se construyó un diagrama color-magnitud (DCM) siguiendo el proceso descripto en Baracchi et al. (2023), el cual consiste en seleccionar estrellas cuyos errores en magnitud fueran inferiores a 0.022 en el filtro G (Gaia Collaboration et al. 2018). Luego, se seleccionaron los posibles miembros de cada CA teniendo en cuenta los movimientos propios, la paralaje estelar y su error relativo de acuerdo al procedimiento descripto por Piccioni (2022). En este trabajo se realizó una segunda selección variando el diámetro angular de cada objeto de manera de incluir posibles miembros más alejados del centro. Finalmente, la muestra se refinó seleccionando sólo aquellas estrellas que presentaban un error en sus paralajes (positivas) menor al 30 % (Luri et al. 2018). Para cada selección de estrellas, se construyó el correspondiente DCM $(G - G_{\rm RP}, G)$ de los filtros G y $G_{\rm RP}$ de *Gaia* y se ajustaron visualmente diferentes isócronas teóricas para el sistema fotométrico de *Gaia*, todas obtenidas del código PARSEC (Bressan et al. 2012) en su última versión (CMD 3.7⋆). El mejor ajuste de la isócrona de una determinada edad y metalicidad permitió determinar con precisión razonable el exceso de color $E[G - G_{\rm RP}]$ y el módulo de distancia. Tanto para la manipulación de los datos como para la construcción de los DCM, se utilizó siempre el programa TopCat (*Tool for OPerations on Catalogues And Tables*, Taylor 2017).

⋆`http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd_3.7`

3.2. Espectroscopía integrada

La metodología aplicada para la determinación espectroscópica de enrojecimiento y edad consistió en medir anchos equivalentes de las líneas de Balmer para usarlos como primer indicador de edad y aplicar luego el "método de ajuste de *templates*", utilizando el *software* FISA (Benítez-Llambay et al. 2012) descripto en trabajos anteriores (**v.g.**, Clariá et al. 2017). En este proceso, se utilizaron las bases de *templates* de metalicidad solar de Piatti et al. (2002) y Ahumada et al. (2007). La elección final del *template* que mejor ajusta el espectro observado del cúmulo se realizó teniendo en cuenta el flujo residual calculado como $(F_{\rm cúmulo} - F_{\rm template})/F_{\rm cúmulo}$, ya que de esta manera se tiene en cuenta el buen acuerdo logrado entre la profundidad de las líneas y la forma del continuo.

4. Análisis de datos

A continuación, por razones de espacio, se presenta el análisis detallado de dos CAs de la muestra: ESO 559-SC02 y Ruprecht 15, en tanto que los resultados derivados para toda la muestra se presentan en la Tabla 2.

4.1. ESO 559-SC02

En la Fig. 2a se presenta el DCM de ESO 559-SC02 y las isócronas del mejor ajuste. En dicho diagrama se representan con círculos rojos todos los objetos dentro de la región observada, y aquellos que a partir de nuestro análisis serían miembros, se presentan como círculos negros. En rojo con borde negro se presentan los miembros proyectados dentro de la región observada, los que al ser tenidos en cuenta confieren mayor confianza a la determinación de los parámetros astrofísicos del objeto. El aporte de estas últimas al espectro integrado dependerá de su posición en el DCM. En la Fig. 2b se presenta en rojo el espectro integrado del cúmulo, en azul el *template* ajustado y en verde el flujo residual entre ambos espectros. Se han aplicado constantes para desplazar los mismos.

ESO 559-SC02 resulta ser un CA de 2×10^9 años y metalicidad solar según su DCM, con $E[G-G_{\rm RP}] = 0.37$ y un módulo de distancia de 14.45 mag (7.8 kpc), en buen acuerdo con la distancia estadística de 8.0 kpc obtenida a partir de la astrometría de *Gaia*. Nótese la presencia en el DCM de una estrella gigante roja brillante ($G = 12.9$ mag), la cual también aporta al espectro integrado. Si se relajan las condiciones de pertenencia, los círculos rojos en la región inferior del DCM que continúan la tendencia de la isócrona son posibles miembros del cúmulo, mientras que los círculos rojos en la región superior son claramente estrellas de pri-

mer plano. Estos últimos objetos afectan ligeramente la región azul del espectro elevando el flujo total, como se aprecia en el flujo residual. El espectro integrado de ESO 559-SC02 se ajusta mejor con el *template* Ia de 10^9 años y $E[B-V] = 0.35$.

Oddone et al. (2018) determinaron tentativamente una edad de $(2-3) \times 10^9$ años para ESO 559-SC02, mientras que Bica et al. (2019) sólo reportan este este objeto como un candidato a CA, sin determinar sus parámetros astrofísicos.

4.2. Ruprecht 15

En las Figs. 3a y 3b se presentan el DCM de Ruprecht 15 y las isócronas del mejor ajuste y el espectro integrado y su mejor ajuste, respectivamente. Los colores corresponden de la misma manera que para ESO 559-SC02.

Ruprecht 15 es entonces un CA de 7×10^8 años y metalicidad solar según su DCM, con $E[G-G_{\rm RP}] = 0.20$ y módulo de distancia 12.4 mag (3.0 kpc), mientras que la distancia estadística es 2.7 kpc. Puede apreciarse a partir del DCM que, entre las estrellas consideradas miembros, las dos más brillantes fueron observadas con aportes similares al espectro. Si se relajan las condiciones de pertenencia, los círculos rojos en la región inferior del DCM que continúan la tendencia de la isócrona son potenciales miembros, aunque por supuesto puede existir contaminación por estrellas del campo responsables de algunas diferencias en el ajuste del espectro integrado. El mejor ajuste del espectro observado se logra con el *template* Yh de 5×10^8 años, adoptando $E[B-V] = 0.31$. Debe tenerse presente que las librerías de espectros *templates* son discretas en edad y que el template que continúa al antes mencionado corresponde a 10^9 años, con el cual no se logra un buen ajuste.

Usando datos del catálogo *2MASS* (Skrutskie et al. 2006), Tadross (2012) deriva para este cúmulo $E[B-V] = 0.65$, un módulo de distancia de 11.9 mag y una edad de 5×10^8 años, con abundancia solar. Kharchenko et al. (2013), por su parte, reportan $E[B-V] = 0.31$, un módulo de distancia de 12 mag y una edad de 6×10^8 años, mientras que Piatti (2017) no lo considera un CA y Loktin & Popova (2017) derivan $E[B-V] = 0.27$, 12.68 mag y 10^9 años, respectivamente.

5. Dinámica

En las Figs. 4 y 5 se presentan proyecciones de la órbita de ESO 559-SC02 sobre distintos planos y la órbita completa del cúmulo en tres dimensiones, respectivamente, esta última obtenida a partir de los datos estadísticos determinados con TopCat, usando un potencial de Miyamoto & Nagai (1975) con parámetros de Allen & Santillan (1991). Si bien existen nuevos parámetros en la bibliografía, este análisis se encuentra en su etapa de prueba y espera poder ser ampliado en futuros trabajos.

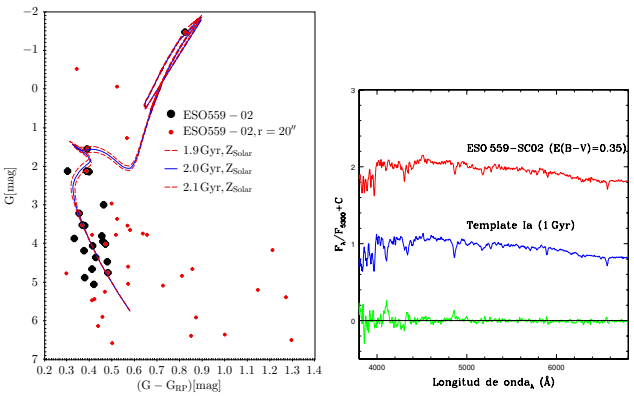


Fig. 2. Ajustes realizados sobre ESO 559-SC02. Panel izq.: DCM con las isócronas propuestas como los mejores ajustes; Panel der.: espectro integrado corregido por enrojecimiento en rojo, *template* Ia en azul y flujo residual en verde.

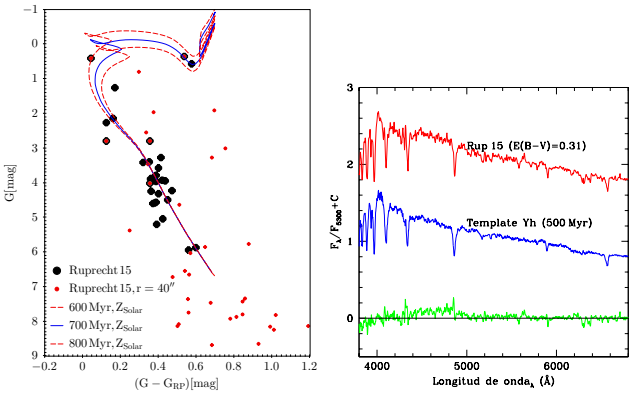


Fig. 3. Ajustes realizados sobre Ruprecht 15. Panel izq.: DCM con las isócronas propuestas como los mejores ajustes; Panel der.: espectro integrado corregido por enrojecimiento en rojo, *template* Yh en azul y flujo residual en verde.

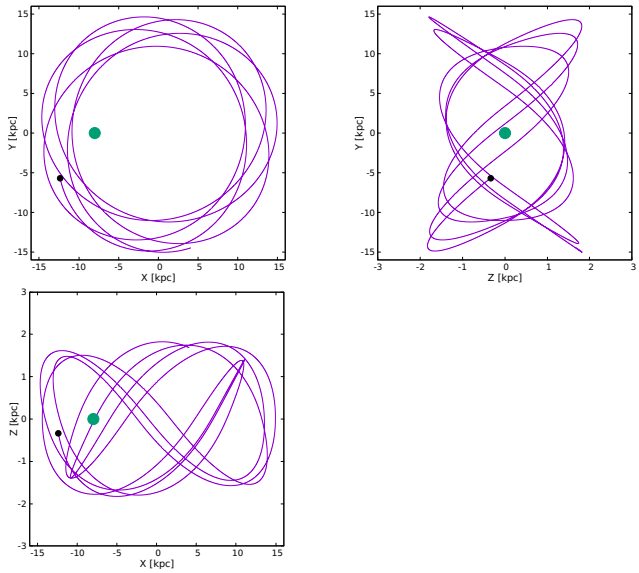


Fig. 4. Proyecciones de la órbita de ESO 559-SC02 sobre diferentes planos en violeta. Los pequeños círculos negro y verde representan la posición actual del cúmulo y del Sol, respectivamente.

Tabla 2. Parámetros derivados para los CAs de este trabajo.

Objeto	Edad isócrona $\times 10^9$ años	Z isócrona	$E[G-G_{RP}]$	Módulo de distancia	Edad template $\times 10^9$ años	$E[B-V]$
ESO 559-SC02	2.0 ± 0.1	Z_{Solar}	0.37 ± 0.02	14.45 ± 0.02	1	0.35 ± 0.02
Ruprecht 15	0.7 ± 0.1	Z_{Solar}	0.20 ± 0.02	12.40 ± 0.02	0.5	0.31 ± 0.02
Ruprecht 38	2 ± 1	Z_{Solar}	0.13 ± 0.02	12.68 ± 0.02	2	0.00 ± 0.02
Teutsch 65	1.2 ± 0.2	Z_{Solar}	0.33 ± 0.02	12.65 ± 0.02	0.4	0.25 ± 0.02

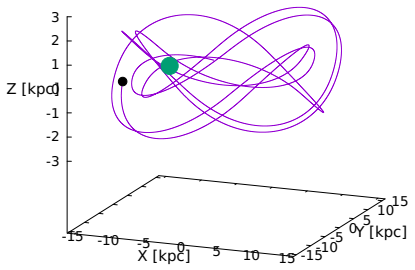


Fig. 5. Órbita en tres dimensiones de ESO 559-SC02. Los pequeños círculos negro y verde representan la posición actual del cúmulo y del Sol, respectivamente.

6. Conclusiones

En la Tabla 2 se presentan los parámetros aquí determinados para los cuatro CAs seleccionados, de los cuales se desprenden las siguientes conclusiones.

- Se determinaron parámetros astrofísicos de cuatro CAs a partir de dos técnicas diferentes, espectroscopía y fotometría. Dado que en tres de los CAs analizados las edades calculadas son similares, se concluye que ambas técnicas resultan complementarias. Es decir, con el espectro integrado puede analizarse el objeto en su conjunto, en especial cuando dicho objeto no puede resolverse en estrellas individuales. Teu65 es un CA particular, el cual su estudio será profundizado en trabajos futuros.
- En base al análisis astrométrico, fotométrico y espectroscópico del presente estudio es posible concluir que ESO 559-SC02 y Ruprecht 15 son CAs de aproximadamente 2×10^9 años y 7×10^8 años, respectivamente. Un análisis similar sobre Ruprecht 38 y Teutsch 65 permite derivar los resultados consignados en la Tabla 2.
- Si bien los parámetros determinados con datos *Gaia* para objetos relativamente cercanos son verdaderamente precisos, en la actualidad no resultan suficientes para obtener resultados científicos confiables en objetos astronómicos más distantes, tales como las Nubes de Magallanes. Por esta razón, sigue siendo recomendable la aplicación de la técnica de espectroscopía integrada para objetos extragalácticos.
- Finalmente, la mejor comprensión de los procesos a través de los cuales se formó la VL, y por ende otras galaxias similares, reside en el estudio de los gradientes actuales de metalicidad radial y perpendicular al plano Galáctico y en los denominados paleogradientes (Piatti et al. 1995). Con este propósito, continuaremos determinando parámetros astrofísicos de CAs y utilizaremos los parámetros estadísticos calculados para integrar las órbitas de estos objetos y reconocer sus lugares de nacimiento para caracterizar la VL en metalicidad.

Agradecimientos: Based on data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), 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.

Referencias

Ahumada A.V., Clariá J.J., Bica E., 2007, A&A, 473, 437
Allen C., Santillan A., 1991, RMxAA, 22, 255
Archinal B.A., Hynes S.J., 2003, *Star Clusters*, Willman-Bell, Inc.
Babusiaux C., et al., 2022, Gaia DR3 documentation Chapter 2: Simulated data
Baracchi M.A., et al., 2023, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, La Plata, Argentina, 64, 96
Benítez-Llambay A., Clariá J.J., Piatti A.E., 2012, PASP, 124, 173
Bica E., et al., 2019, AJ, 157, 12
Bradley L.D., et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2404.10770
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Clariá J.J., et al., 2017, NewA, 56, 71
Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
Gaia Collaboration, et al., 2018, A&A, 616, A10
Greggio L., Renzini A., 2011, *Stellar Populations. A User Guide from Low to High Redshift, Series in Cosmology*, Wiley-VCH-Verlag
Janes K., 2000, P. Murdin (Ed.), *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, 1871
Kharchenko N.V., et al., 2013, A&A, 558, A53
Kronberger M., et al., 2006, A&A, 447, 921
Loktin A.V., Popova M.E., 2017, Astrophysical Bulletin, 72, 257
Luri X., et al., 2018, A&A, 616, A9
Miyamoto M., Nagai R., 1975, PASJ, 27, 533
Oddone M.A., et al., 2018, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, La Plata, Argentina, 60, 243
Piatti A.E., 2017, MNRAS, 466, 4960
Piatti A.E., Claria J.J., Abadi M.G., 1995, AJ, 110, 2813
Piatti A.E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233
Piccioni R., 2022, *ASP Conference Series*, vol. 533, 247
Salaris M., Cassisi S., 2005, *Evolution of Stars and Stellar Populations*, Wiley-VCH-Verlag
Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
Tadross A.L., 2012, RAA, 12, 158
Taylor M., 2017, arXiv e-prints, arXiv:1707.02160

Una aproximación a la cinemática de los cúmulos abiertos de la Vía Láctea

L.A. Becerra[1], M.L. Remaggi[1,2] & A.E. Piatti[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UNCuyo, Argentina*
[2] *Instituto Interdisciplinario de Ciencias Básicas, CONICET–UNCuyo, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 28 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Los cúmulos abiertos de la Vía Láctea muestran una distribución perpendicular al plano galáctico que aumenta con la distancia galactocéntrica. Este resultado observacional no ha podido aún ser reproducido satisfactoriamente por los modelos y simulaciones numéricas existentes. En este trabajo, generamos e implementamos un código en lenguaje FORTRAN que permite integrar numéricamente las trayectorias de partículas de prueba en el potencial de nuestra Galaxia, con el fin de representar el comportamiento de los cúmulos abiertos. Para ello, consideramos condiciones iniciales adecuadas para los cúmulos abiertos de nuestra Galaxia, y analizamos la distribución en la coordenada perpendicular al plano galáctico de las trayectorias obtenidas con la finalidad de identificar los mecanismos que la producen.

Abstract / Open clusters in the Milky Way exhibit a distribution perpendicular to the galactic plane that increases with galactocentric distance. This observational finding has not yet been satisfactorily reproduced by existing models or numerical simulations. In this study, we develop and implement a FORTRAN code to numerically integrate the trajectories of test particles within within our Galaxy's gravitational potential, aiming to capture the behavior of open clusters. To achieve this, we carefully choose initial conditions for the open clusters in our Galaxy and analyze the resulting distribution in the coordinate perpendicular to the galactic plane of trajectories to identify the underlying mechanisms.

Keywords / methods: numerical — open clusters and associations: general — Galaxy: kinematics and dynamics

1. Introducción

La disposición espacial de los cúmulos abiertos (CA) en la Vía Láctea ha desconcertado a la comunidad científica al revelar una distribución en altura (perpendicular al plano galáctico) que aumenta con la distancia galactocéntrica, según se observa en las órbitas computadas por Tarricq et al. (2021) (ver Fig. 1) y en el catálogo de Dias et al. (2021); desafiando así las expectativas teóricas y las simulaciones numéricas existentes (por ejemplo, Martinez-Medina et al., 2016), las cuales sugieren que los CA que alcanzan mayores alturas sobre el plano galáctico son aquellos con distancias galactocéntricas menores. Con el objetivo de encontrar una respuesta conciliadora, hemos desarrollado e implementado un código computacional en lenguaje FORTRAN, diseñado para integrar numéricamente las trayectorias de partículas de prueba en un modelo del potencial gravitatorio de nuestra Galaxia, para simular aquellas de los CA, especialmente su distribución en altura con respecto al plano Galáctico.

Consideramos a la Vía Láctea constituida por un disco, un bulbo, y una estructura esferoidal o halo caracterizado por la presencia de gran cantidad de materia oscura. El disco galáctico es la componente de mayor tamaño, en la cual se forman CA que han desempeñado un papel fundamental en la comprensión de la dinámica galáctica y han sido trazadores fundamentales de sus

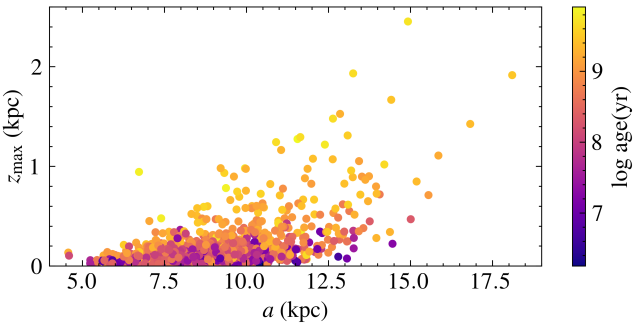


Fig. 1. Distribución en altura en función del semieje mayor de la órbita para los CA de la Vía Láctea, las cuales han sido computadas por Tarricq et al. (2021).

propiedades globales, como puede verse en los trabajos de Monteiro et al. (2021) y Cantat-Gaudin et al. (2020). En este trabajo desarrollamos un código computacional capaz de simular la distribución espacio-temporal de los CA en la Vía Láctea. Hemos prestado particular atención en reproducir su distribución en altura sobre el plano galáctico, a partir de un cuidadoso análisis de las condiciones iniciales de nuestras simulaciones numéricas.

El presente trabajo está estructurado en las siguientes secciones: la sección 2 describe en detalle la generación de condiciones iniciales y el método de integración

✉ *Contacto* / lbecerra@est.fcen.uncu.edu.ar

de las trayectorias de partículas de prueba en el potencial gravitatorio de la Vía Láctea; en la sección 3 presentamos los resultados de las simulaciones numéricas, destacando la distribución espacial de los CA en relación con la distancia galactocéntrica y la altura sobre el plano galáctico; en la sección 4 evaluamos la propagación de errores en las integraciones numéricas, identificando posibles fuentes de incertidumbre y limitaciones en nuestro enfoque; y finalmente la sección 5 sintetiza las contribuciones claves del trabajo, discutiendo la concordancia entre los resultados numéricos y las observaciones, así como las implicaciones para la comprensión de la formación y evolución de la Vía Láctea. A través de esta aproximación, aspiramos a enriquecer la comprensión de los mecanismos que subyacen a la distribución peculiar de CA en nuestra Galaxia, proporcionando un marco sólido para futuras investigaciones en este campo de la astrofísica.

2. Metodología

Utilizamos como referencia el catálogo de 1743 CA de Dias et al. (2021) y el catálogo de 1382 CA con parámetros orbitales computados por Tarricq et al. (2021). A partir de esa información, generamos en total cinco mil partículas de prueba en tres muestras distintas, dependiendo de la edad (tiempo de integración). De acuerdo a la distribución observada de edades de los CA, la primera muestra contiene el 75 % del total de CA simulados, la segunda contiene el 14 % y la tercera el 11 %, y sus trayectorias se integraron por una cantidad de pasos en la variable temporal que representan 500 Myr, 1 Gyr y 2 Gyr, para cada muestra respectivamente.

2.1. Modelo del potencial galáctico

Modelamos la Galaxia con un potencial estático axisimétrico Φ constituido por tres componentes: bulbo, disco y halo de materia oscura de la forma:

$$\Phi = \Phi_{\rm b} + \Phi_{\rm d} + \Phi_{\rm h} \ . \tag{1}$$

Adoptamos potenciales de Miyamoto & Nagai (1975) para el bulbo y el disco:

$$\Phi_{\rm b} + \Phi_{\rm d} = \sum_{i=1}^{2} - \frac{GM_i}{\sqrt{R_{\rm GC}^2 + \left(a_i + \sqrt{z^2 + b_i^2}\right)^2}} \ , \tag{2}$$

con $M_1 = 1.43 \cdot 10^{10}\,{\rm M}_\odot$, $a_1 = 0.0\,$kpc y $b_1 = 0.3873\,$kpc representando la masa y las dimensiones del bulbo, respectivamente, y $M_2 = 8.58 \cdot 10^{10}\,{\rm M}_\odot$, $a_2 = 5.3178\,$kpc y $b_2 = 0.25\,$kpc representando la masa y las dimensiones del disco galáctico, respectivamente, donde los parámetros corresponden a los utilizados por Allen & Santillan (1991).

Adoptamos un potencial logarítmico para el halo

$$\Phi_{\rm h} = \frac{v_0^2}{2} \ln\left(R_{\rm GC}^2 + z^2 q^{-2} + d^2\right) \ , \tag{3}$$

donde $v_0 = 186\,{\rm km\ s^{-1}}$ representa la velocidad de rotación en la región del halo, $q = 1$ da la relación entre los ejes de las superficies equipotenciales y $d = 12\,$kpc es una longitud de escala (Vande Putte et al., 2010).

Con este modelo de potencial calculamos las trayectorias de los CA tomando las posiciones y velocidades iniciales de Wu et al. (2009) y para cada una de ellas obtuvimos los siguientes parámetros orbitales: el semieje mayor a y la altura máxima $z_{\rm max}$. En la Fig. 2 se muestra una comparación entre estos parámetros obtenidos por Wu et al. (2009) y los calculados con el modelo utilizado en este trabajo. Se observa que para la mayoría de los CA los parámetros obtenidos son consistentes entre sí.

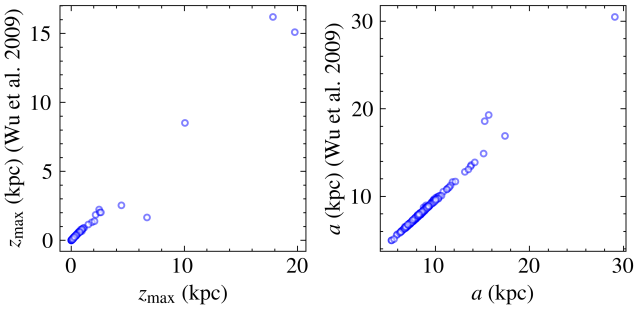


Fig. 2. Comparación de la altura máxima (izquierda) y el semieje mayor (derecha) entre las órbitas obtenidas por Wu et al. (2009) y las del modelo utilizado en este trabajo.

2.2. Condiciones iniciales

Generamos condiciones iniciales realistas para las partículas de prueba con posiciones y velocidades en un sistema de coordenadas cilíndricas. La coordenada radial sigue un perfil de densidad de Miyamoto & Nagai (1975) con los parámetros del disco galáctico descritos en la sección 2.1 utilizando el método aceptación/rechazo de Von Neumann (Press et al., 1996), ya que el perfil de densidad no es invertible. Los CA fueron generados dentro del intervalo 4 kpc $< R_{\rm GC} <$ 16 kpc, que es el intervalo dónde se tienen observaciones de CA con parámetros astrofísicos bien establecidos (Dias et al., 2021). La coordenada angular sigue una distribución uniforme. Con el objetivo de reproducir la distribución espacial observada (Fig. 1), propusimos para la coordenada z inicial, condiciones distintas según la muestra. Estas fueron generadas con la consideración de que las estrellas más jóvenes del disco nazcan en regiones más cercanas al plano Galáctico, y con menos velocidad vertical (Ting & Rix, 2019). La primera muestra (500 Myr) sigue una distribución gaussiana con media $\mu_z = 0$ y desviación estándar $\sigma_z = 0.01\,$kpc. La segunda (1 Gyr) tiene media $\mu_z = 0$ y desviación estándar $\sigma_z = 0.02\,$kpc, mientras que la última (2 Gyr) tiene $\mu_z = 0$ y desviación estándar $\sigma_z = 0.05\,$kpc. La velocidad angular sigue el perfil de la curva de rotación de la Galaxia (Monteiro et al., 2021), mientras que la velocidad radial es distinta para cada muestra, según Tarricq et al. (2021): la primera muestra sigue una distribución gaussiana con media $\mu_{v_R} = 0$ y desviación $\sigma_{v_R} = 19.11\ {\rm km\ s^{-1}}$; la segunda sigue una media $\mu_{v_R} = 0$ y desviación $\sigma_{v_R} = 20.51\ {\rm km\ s^{-1}}$; y la última sigue una media $\mu_{v_R} = 0$ y desviación $\sigma_{v_R} = 26.86\ {\rm km\ s^{-1}}$.

Para la velocidad vertical exploramos el caso en que la misma sea nula (Martinez-Medina et al., 2016) y obtuvimos resultados que no se asemejan a la distribución observada. Por este motivo, realizamos pruebas considerando una distribución gaussiana para la componente vertical de la velocidad con diferentes dispersiones σ_{v_z} para las tres muestras, hasta dar con aquellos parámetros que mejor replican la distribución observacional: $\mu_{v_z} = 0$ y $\sigma_{v_z} = 10$ km s^{-1} para la muestra joven, $\mu_{v_z} = 0$ y $\sigma_{v_z} = 12$ km s^{-1} para la muestra de edad intermedia y $\mu_{v_z} = 0$ y $\sigma_{v_z} = 17$ km s^{-1} para la más vieja. Además, exploramos la posibilidad de considerar una distribución de velocidades uniforme para las tres muestras. Estas velocidades las obtuvimos considerando valores aproximados de σ_{v_z}, $2\sigma_{v_z}$ y $3\sigma_{v_z}$ para la muestra más vieja. Concretamente, realizamos simulaciones con velocidades de 15 km s^{-1} para la primera muestra, 30 km s^{-1} para la segunda y 50 km s^{-1} para la última, respectivamente. Para la integración numérica de las trayectorias de las partículas de prueba utilizamos el método Runge-Kutta de cuarto orden en coordenadas cartesianas en un código que genera las condiciones iniciales e integra numéricamente (Press et al., 1996).

3. Resultados

Obtuvimos las trayectorias de las partículas de prueba generadas, y analizamos las alturas máximas alcanzadas para períodos de integración de 500 Myr, 1 Gyr y 2 Gyr, respectivamente.

Realizamos un análisis de comparación para la muestra de 2 Gyr entre nuestros resultados y los de Dias et al. (2021) y de Tarricq et al. (2021). Para ello, nos restringimos únicamente a los CA de los catálogos con edades mayores a 1.5 Gyr. Un análisis de los CA más jóvenes se realizará en un trabajo posterior. Calculamos el promedio aritmético de la altura máxima alcanzada en función del semieje mayor, en intervalos de 2 kpc. Luego, a partir de un ajuste lineal, obtuvimos la pendiente β de cada distribución. Obtuvimos $\beta = 0.040 \pm 0.022$ para Dias et al. (2021) (Fig. 3) y $\beta = 0.060 \pm 0.035$ para Tarricq et al. (2021) (Fig. 4).

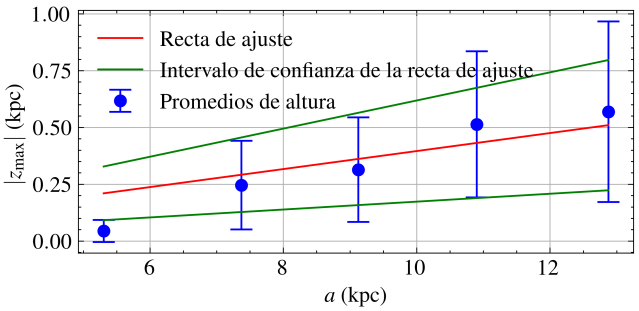


Fig. 3. Promedio de altura de CA para el catálogo de Dias et al. (2021).

En las Fig. 5 y 7 graficamos el módulo de la altura máxima alcanzada $z_{\max}$ de cada órbita en función del semieje mayor a para las simulaciones realizadas con velocidades gaussianas y uniformes, respectivamente. Calculamos el promedio de la altura alcanzada en función del semieje mayor en intervalos de 2 kpc únicamente para la muestra de 2 Gyr y obtuvimos $\beta = 0.026 \pm 0.004$ para el caso de velocidades gaussianas (Fig. 6) y $\beta = 0.047 \pm 0.007$ para el caso de velocidades uniformes (Fig. 8).

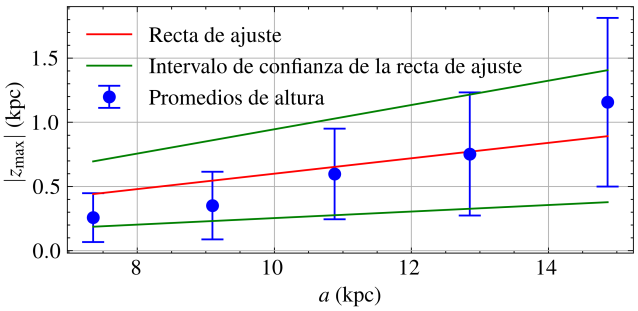


Fig. 4. Promedio de altura de CA para el catálogo de Tarricq et al. (2021).

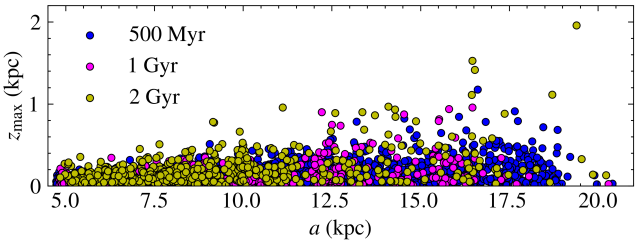


Fig. 5. Altura máxima alcanzada en función del semieje mayor de la órbita para 5000 CA luego de la integración numérica para una distribución inicial de velocidades gaussianas.

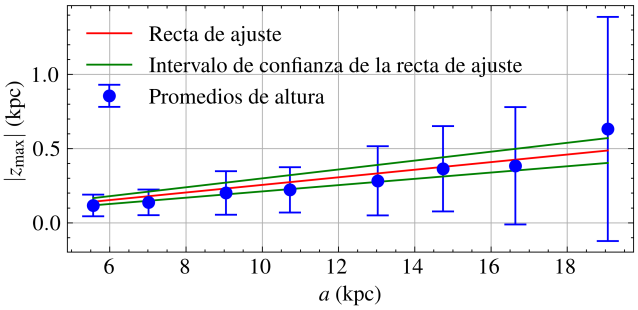


Fig. 6. Promedio de altura de los CA con distribución inicial de velocidades verticales gaussianas con edad de 2 Gyr.

4. Análisis de errores

Integramos las trayectorias orbitales de la muestra de 2 Gyr 100 veces, utilizando un muestreo de Monte Carlo de las incertidumbres en las posiciones y velocidades, tomadas de Dias et al. (2021), y asumimos distribuciones gaussianas. Adoptamos como incertidumbres de los parámetros orbitales obtenidos las desviaciones estándar resultantes de dichas integraciones. La Fig. 9 muestra las

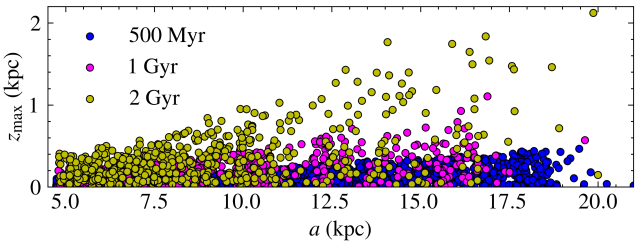


Fig. 7. Altura máxima alcanzada en función del semieje mayor de la órbita para 5000 CA luego de la integración numérica para una distribución inicial de velocidades uniforme.

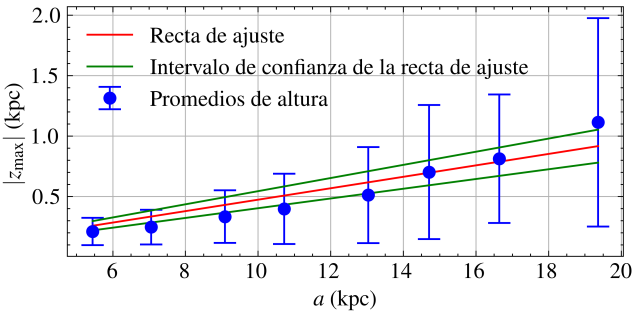


Fig. 8. Promedio de altura de los CA con distribución inicial de velocidades verticales uniformes con edad de 2 Gyr.

incertezas individuales calculadas para 10 partículas de prueba elegidas aleatoriamente de la muestra de 2 Gyr con velocidades gaussianas.

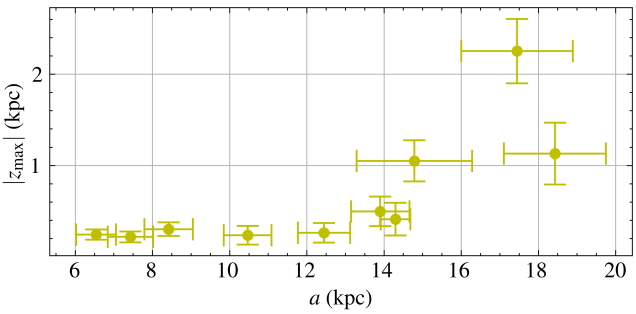


Fig. 9. Incertezas para 10 CA elegidos aleatoriamente.

5. Resumen y Conclusiones

Generamos e implementamos un código en FORTRAN que permite integrar las trayectorias de CA bajo la acción del potencial de la Vía Láctea. Simulamos el comportamiento de partículas de prueba con condiciones iniciales capaces de representar CA y obtuvimos una distribución en altura (para la muestra que integramos durante 2 Gyr) que muestra un buen acuerdo con la distribución observacional correspondiente a los CA con edad mayor a 1.5 Gyr de los catálogos de Dias et al. (2021) y Tarricq et al. (2021), observando una altura máxima que aumenta con la distancia galactocéntrica.

Para el caso en que la distribución de la componente vertical de las velocidades iniciales es gaussiana con una desviación de 17 km s^{-1}, no se logra un buen ajuste lineal. Además, las alturas máximas alcanzadas por las partículas de prueba resultan menores que las obtenidas por Tarricq et al. (2021). Esta diferencia parecería aumentar con la distancia galactocéntrica (ver figuras 4 y 6), lo que sugiere una posible dependencia de σ_{v_z} con R. Exploraremos esta posibilidad en futuros trabajos.

Los resultados indican un mejor ajuste para las simulaciones con distribución de velocidades uniforme, dando un buen acuerdo con los resultados de Dias et al. (2021) y Tarricq et al. (2021).

Por lo tanto, la distribución en altura observada de los CA, no explicada satisfactoriamente por ningún modelo hasta el presente, puede reproducirse bajo la simple consideración de una distribución de velocidades iniciales en la dirección vertical. Dado que el modelo utilizado no incluye efectos perturbativos, como brazos espirales o una barra, las partículas de prueba simuladas en este trabajo no tienen mecanismos para ganar energía que se traduzca en una componente vertical de velocidades. Sin embargo, esta distribución de velocidades en la dirección perpendicular al plano galáctico está de acuerdo con el escenario de formación del disco galáctico (ver Burkert et al., 1992): los CA más viejos se formaron en el disco grueso que colapsó hacia el disco fino, donde se formaron los CA más jóvenes. Por este motivo, los CA más viejos pueden tener componentes de velocidades en z mayores que los más jóvenes, al mismo tiempo que se los puede encontrar a mayores alturas sobre el plano galáctico (ver Piatti et al., 1995). Esto sugiere que, aunque los CA pueden haber nacido con estas velocidades, también es posible que las hayan adquirido a través de diferentes mecanismos dinámicos a lo largo de su vida.

Agradecimientos: Agradecemos los comentarios y sugerencias realizadas por el árbitro, que contribuyeron significativamente para mejorar la calidad de este trabajo. Este trabajo fue realizado con fondos del proyecto FONCYT PICT-2020-SERIEA-01914 y del Programa de Integración FCEN-UNCUYO.

Referencias

Allen C., Santillan A., 1991, RMxAA, 22, 255
Burkert A., Truran J.W., Hensler G., 1992, ApJ, 391, 651
Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
Dias W.S., et al., 2021, MNRAS, 504, 356
Martinez-Medina L.A., et al., 2016, ApJL, 817, L3
Miyamoto M., Nagai R., 1975, PASJ, 27, 533
Monteiro H., et al., 2021, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 8, 62
Piatti A.E., Claria J.J., Abadi M.G., 1995, AJ, 110, 2813
Press W.H., et al., 1996, *Numerical recipes in Fortran 90 the art of parallel scientific computing*, Cambridge university press
Tarricq Y., et al., 2021, A&A, 647, A19
Ting Y.S., Rix H.W., 2019, ApJ, 878, 21
Vande Putte D., et al., 2010, MNRAS, 407, 2109
Wu Z.Y., et al., 2009, MNRAS, 399, 2146

A case study of oversight and neglect in the handling of massive data

E.E. Giorgi[1,2], M.S. Pera[3,4], G. Perren[2,3], R.A. Vázquez[1,2] & A. Cruzado[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina*
[4] *Instituto de Física de Rosario, CONICET–UNR, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 07 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Presentamos y discutimos datos obtenidos de la misión *Gaia* Data Release 3 hasta $G = 21$ mag en dos campos estelares que cubren cerca de 5 grados cuadrados en el área del cúmulo abierto NGC 2659 en la región de Vela. En combinación con los paquetes de análisis pyUPMASK y ASteCA, los datos *Gaia* proveen probabilidad de membresía, parámetros estructurales y fundamentales de tres cúmulos abiertos, NGC 2659, UBC 482 y UBC 246 ya encontrados en este lugar. Hallamos que dos de ellos, NGC 2659 y UBC 246, están superpuestos a lo largo de la línea de visión y separados entre si casi 100 pc. Esto confirma reportes previos sobre su existencia, siendo el más evidente el cúmulo joven NGC 2659 mientras el otro, UBC 246, es un objeto relativamente débil y más viejo. También investigamos la verdadera naturaleza del sistema binario compuesto por NGC 2659 y UBC 482.

Abstract / We present and discuss data coming from the *Gaia* Data Release 3 mission up to $G = 21$ mag in two stellar fields covering about 5 square degrees in the area of the open cluster NGC 2659 in the region of Vela. In combination with the pyUPMASK and ASteCA analysis packages,*Gaia* data provide membership probabilities, structure and fundamental parameters of three open clusters, NGC 2659, UBC 482 and UBC 246 already found in this place. We found that two of them, NGC 2659 and UBC 246, are superposed along the line of sight and separated by about 100 pc. This confirms previous reports about their existence, the more evident being the young group NGC 2659 while the other, UBC 246, is a relatively faint and older object. We also investigated the true nature of the binary system composed by NGC 2659 and UBC 482.

Keywords / open clusters and associations: general — techniques: photometric

1. Introduction

In a recent work Giorgi et al. (2023) investigated partially the area of the open clusters NGC 2659 and of Pismis 9, both superposed along the line of sight. However, new research in the region of NGC 2659 has concluded that this cluster forms part of a probable binary system with UBC 246 (Castro-Ginard et al., 2020). Contrarily, Song et al. (2022) assigned a different partner to NGC 2659 named UBC 482, which was reported by Casado (2021) as member of a physical pair with NGC 2659 as well. Casado applied a rule that groups clusters according to their mutual distances and range of ages. Similar criterion was applied by other authors to detect binary cluster but including radial velocities too (Subramaniam et al., 1995; Song et al., 2022).Based on the mutual distance between NGC 2659 and UBC 482, Casado claims that both clusters constitute a physical pair. Casado also claims that NGC 2659 belongs to group No 18 on his list containing clusters in this same region at similar distances from the Sun.

The present work is aimed at establishing a more trustable frequency of binary clusters in our Galaxy. This number is poorly known because most open clusters are located along the Galactic plane where the presence of dust makes it difficult to accurately estimate the distances of each component in any potential physical pair. Uncertainties in ages, distances and absorption often worsen due to the increasing errors amongst the faintest stars and observational data limits. Therefore, extensive and high-precision data provided by the *Gaia* DR3 mission -from now on *Gaia*- (Gaia Collaboration et al., 2023) down to G $\sim$ 21, offer a great opportunity to elucidate the true nature of assumed binary clusters in the Milky Way.

2. Data and analysis tools

Gaia data such as position, parallax, proper motions, G magnitudes and color index $BP - RP$ were used in our investigation. Two areas were considered for our analysis: the first one centered around the NGC 2659 position enclosed by a small red box 1° on a side including more than 25 000 stars with *Gaia* data. The second region is centered on the coordinates given for UBC 482 and is delimited by a red square of 2° on a side as shown in Fig. 1. Areas this big are necessary to get an adequate sample of the cluster surroundings. In the same figure the small box ($15' \times 15'$) in green shows approximately the region studied in the past by Corti et al. (2007) that we will discuss later on. Notice that there exists

✉ *Contact* / egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar Research article

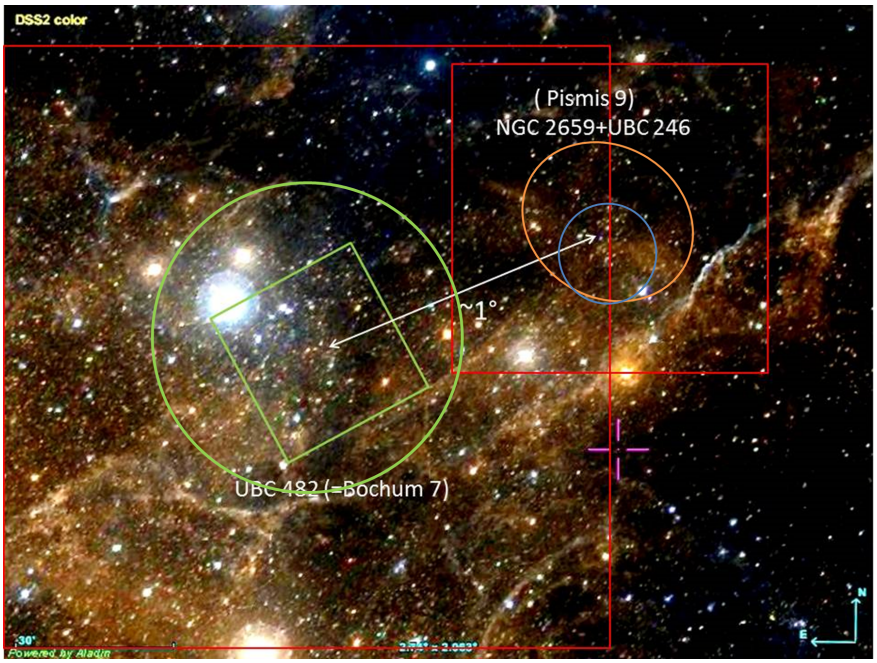


Fig. 1. Analyzed region: The large red square (2° on a side) is centered on UBC 482 (known as Bochum 7). The green square ($\sim 15'$ on a side) shows the field investigated by Corti and Niemela (2007) with spectroscopy while the green circle shows the estimated size of UBC 482. The small red square (1° on a side) encloses the region occupied by NGC 2659 (blue ellipse) and UBC 246 (orange ellipse). The double arrow line indicates the angular distance between NGC 2659+UBC 246 and the potential center of UBC 482.

some overlapping between the red boxes. The presence of dust and gas all over the surveyed region is easily noted in the figure, particularly in the position of NGC 2659. These two regions were inspected using the codes pyUPMASK (Pera et al., 2021) and ASteCA (Perren et al., 2015) which our group developed. The first code has been designed to assign membership probabilities to cluster stars observed in a frame contaminated by field stars. The second is intended to get the parameters of each group (distances, ages and sizes).

2.1. The star groups

Figure 2 shows the results after applying pyUPMASK in the region. The process yielded three stellar groups already shown in Fig. 1, NGC 2659 (blue circles), UBC 246 (yellow circles) and UBC 482 (green circles). The spatial distribution of the potential members with probability above 70% shows that NGC 2659 and UBC 246 are strongly concentrated while those of UBC 482 are not. UBC 246 has a number of peripheral members spanning a large area. Likewise, the proper motion diagram (pmRA and pmDE are right ascension and declination, respectively) of the zone (left panel in Fig. 3) indicates that NGC 2659 and UBC 482 share the same pmRA with a slight difference in pmDE. That is, these two objects share the same state of motion, quite different from that of UBC 246. The distribution of individual parallaxes in the right panel of Fig. 3 shows a similar distance for UBC 482 and NGC 2659 and a slightly greater value for the UBC 246 group. Notice -within the uncertainties of the values- that the distributions of parallaxes in the UBC 482 and UBC 246 groups, 0.30 mas and 0.27 mas, respectively, are broader than the one of NGC 2659, 0.19 mas. Since NGC 2659 is a small cluster and, moreover, superimposed to UBC 246, the confusion between their members only could be clarified with proper motions.

Whatever the analysis strategy used to get the most trustable membership in each group, still they must be analyzed individually to see whether their color-magnitude diagrams (CMD) are the ones expected for open clusters. To do this, potential members of each of these groups were analyzed next with ASteCA; the respective parameters are listed in Table 1 while the appearance of the CMDs obtained with ASteCA are depicted in Fig. 4. Here, NGC 2659 and UBC 246 have the expected CMDs for open clusters according to their ages. Moreover, both have well-defined main sequences extending over eight magnitudes. In the case of UBC 246, the top of its sequence is well-delimited and components of the giant branch, compatible with the age assigned by ASteCA, are seen. The conclusion is that these two star groups are real open clusters. Contrarily, the CMD of UBC 482 is complex since it appears as a young object with a confused main sequence where the few brighter members above $G = 14$ mag are fully scattered. Below that value, the main sequence shows a slight widening. We will discuss these facts in the next section.

Table 1. Galactic coordinates and parameters of the three groups analyzed.

Cl ID	l°	b°	log(age)	Distance (pc)	μ_α (mas/y)	μ_δ (mas/y)	radius ($'$)
UBC 482	265.118	-1.976	7.47±0.09	2128^{2208}_{2050}	-5.134±0.092	5.070±0.095	27.00
UBC 246	264.178	-1.671	8.70±0.05	1914^{1976}_{1853}	-4.387±0.080	3.011±0.082	18.15
NGC 2659	264.182	-1.671	7.50±0.29	2089^{2147}_{2032}	-5.324±0.80	5.064±0.086	6.66

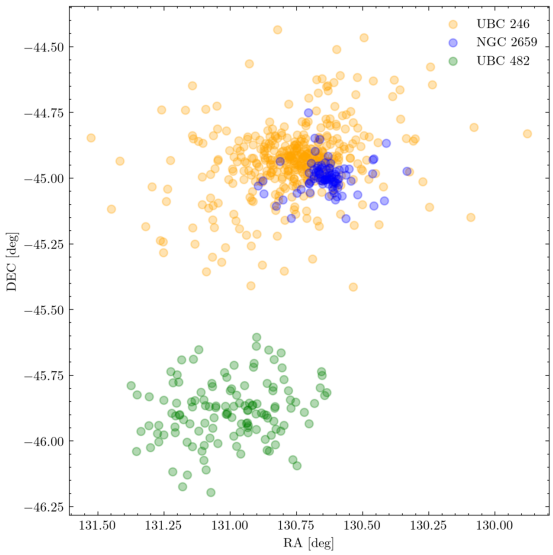


Fig. 2. J2000 Right ascension and Declination (RA, DEC) showing the members of the stellar groups found by pyUPMASK. Blue, green and yellow circles indicate NGC 2659, UBC 482 and UBC 246 members, respectively. See text.

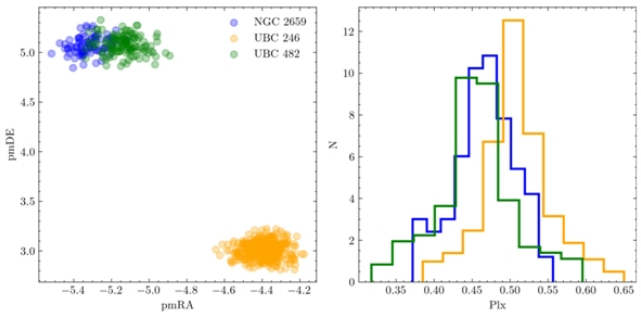


Fig. 3. *Left panel:* pmRA and pmDE proper motions for the three groups. *Right panel:* the parallax histograms of the three groups. Colors as in Fig. 2. See text.

3. The alleged physical pair UBC 482 and NGC 2659

Reviewing the literature, we found that UBC 482 coincides with the position of the potential cluster, Bochum 7, already revisited by Sung et al. (1999), Corti et al. (2003) and by Corti et al. (2007). So, the existence of Bochum 7 has been known for many years (Moffat & Vogt, 1975). Sung et al. identified two stellar components, one is the association Vela OB1 with a mean distance of $\sim$ 1 800 pc and the other is the association Vela OB3 at an average distance of 4 800 pc. For these authors, Bochum 7 is a stellar group in Vela OB3. Corti et al. (2007) carried out a spectroscopic survey for more than 60 young stars confirming that two associations of very young objects superimposed along the line of sight are seen. They concluded that Bochum 7 is not an open cluster but the farthest portion of a very young stellar continuum that extends for several thousand parsecs. Corti et al. (2007) computed individual distance moduli according to colors, absorption and spectral types of these young stars. This way of estimating distances can lead to large errors between early-type stars due to calibration and reddening uncertainties. But what really matters in the present case is not the distance value of each star but the dispersion that the set of them shows. We estimated individual distances of the same stars through the inversion of their *Gaia* parallaxes. We know this method is entirely naïve but again, what matters to us is the dispersion level and correlation of distances of these stars derived by a method completely independent of the previous one.

Figure 5 shows spectrophotometric distances obtained by Corti et al. (2007) vs. distances obtained through *Gaia* parallaxes. These early-type stars range from 1 000 to 7 000 pc in the spectrophotometric case and from 1 000 to 8 000 pc in the case of parallaxes with similar dispersions around the identity line. Fig. 5 confirms that the region of UBC 482 does not contain an open cluster but rather two associations, Vela OB1 and Vela OB3. These associations seem to separate from each other at about 4 000 pc from the sun (see the large grey plus sign). Therefore, we must accept that two star groups compose the region of UBC 482/Bochum 7 and that none of them is an open cluster given their huge radial distribution. These facts are against the idea of a binary association between NGC 2659 and UBC 482 since the last one is just a handful of early-type stars belonging to Vela OB1 and Vela OB3. Some members of Vela OB1 are located at almost the same distance and share a same proper motion with the real cluster NGC 2659. And it is only by this fact that they have similar proper motions. New *Gaia* radial velocities are needed to investigate the entire group and adequately explain how we can see similar proper motions maintained for over 6 000 pc. To the same extent, the proper motion of UBC 246 should be investigated apart since its movement is completely different from the rest. There is a possibility that UBC 246 is associated with a different stellar current that intersects that of Vela OB1 and Vela OB3. This is quite characteristic of associations. As an example, Vela OB2, at a distance of about 400 pc and almost 6 degrees south of the region studied in this case, was studied by Armstrong et al. (2022) who found different kinematic groups that would form in star subgroups dispersed from their initial concentrations in open clusters.

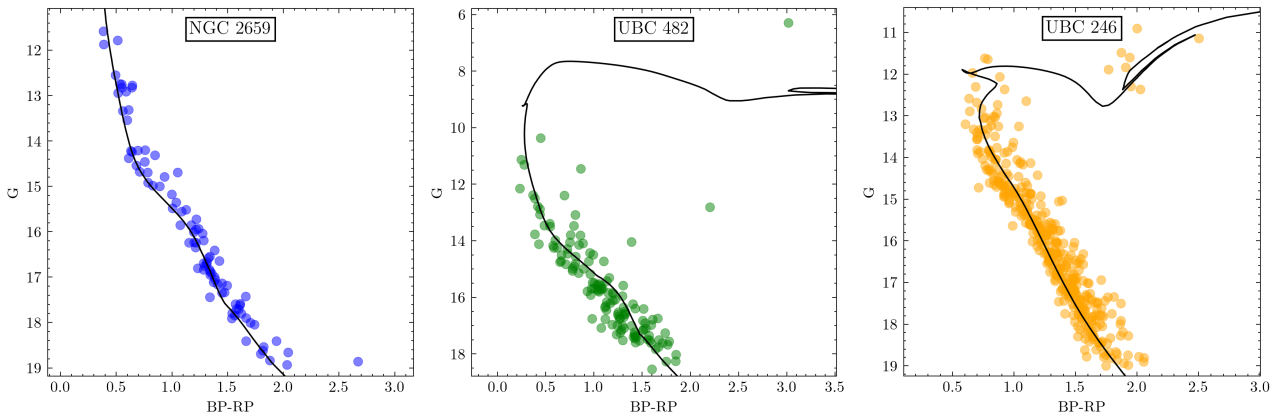


Fig. 4. Color-magnitude diagrams for NGC 2656 (*left panel*), UBC 482 (*center panel*) and UBC 246 (*right panel*). The black continuous line is the isochrone that best represents the cluster age. Colors as in Fig. 2.

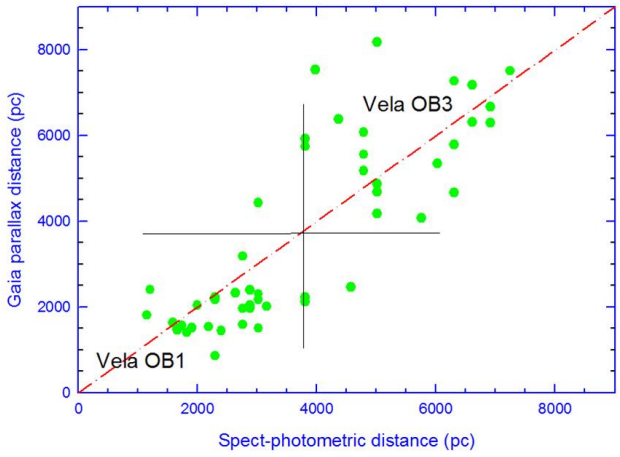


Fig. 5. Spectrophotometric vs. *Gaia* distances (See text). Green dots are stars from Corti et al. (2007). The dashed line is the identity. The grey big cross shows the star hiatus between Vela OB1 and Vela OB3 approximately.

3.1. Concluding remarks

From our analysis of *Gaia* data using our own codes in 5 square degrees in the area of NGC 2659, we found three well spatially defined stellar groups. Two of them correspond to true open clusters, NGC 2659 and UBC 246. The first is very young while the second is much older. NGC 2659 is located ahead of UBC 246 separated along the line of sight by just 100 parsecs. UBC 482, which has been considered member of a binary system along with NGC 2659, is not a cluster but the superposition of young stars for more than 6 000 pc that, in turn, are scattered members of two associations, Vela OB1 and Vela OB3, reported previously. Consequently there is no possibility that NGC 2659 and UBC 482 form a physical pair despite their proximity and similar age. NGC 2659 appears here as a member of Vela OB1. A final comment: the treatment of massive data that ignores information stored in the literature can lead to wrong statistics.

References

Armstrong J.J., et al., 2022, MNRAS, 517, 5704
Casado J., 2021, Astronomy Reports, 65, 755
Castro-Ginard A., et al., 2020, A&A, 635, A45
Corti M., Bosch G., Niemela V., 2007, A&A, 467, 137
Corti M., Niemela V., Morrell N., 2003, A&A, 405, 571
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Giorgi E.E., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 90
Moffat A.F.J., Vogt N., 1975, A&AS, 20, 85
Pera M.S., et al., 2021, A&A, 650, A109
Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
Song F., et al., 2022, A&A, 666, A75
Subramaniam A., et al., 1995, A&A, 302, 86
Sung H., et al., 1999, Journal of Korean Astronomical Society, 32, 109

Estudio espectroscópico de cúmulos estelares pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes - Parámetros astrofísicos

M.I. Tapia-Reina[1,2,3], A.V. Ahumada[2,3] & F.O. Simondi-Romero[1,2]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 07 July 2024
©The Authors 2024

Resumen / A partir de observaciones realizadas en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina), se presentan espectros integrados en la región del visible correspondientes a 9 cúmulos estelares (CE) pertenecientes a la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Mediante diferentes métodos tales como: medición de anchos equivalentes, ajuste de espectros de referencia (*templates*) y síntesis espectral, se determinaron edad, enrojecimiento y metalicidad de cada CE. En cuanto a la abundancia metálica, los valores presentados en general son los típicos de la NMM. Por otra parte, se analizaron las poblaciones estelares simples contribuyentes a cada CE, y se discute la presencia de poblaciones múltiples en uno de los CE.

Abstract / Flux-calibrated integrated spectra in optical wavelength range have been obtained for a sample of 9 Large Magellanic Cloud (LMC) star clusters (SCs) at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan, Argentina). Age, reddening values and metallicity were simultaneously derived using methods like equivalent width measurements, the template matching method and through evolutionary synthesis models. Also the derived chemical abundances for the sample are LMC's typical values. On the other hand, the simple stellar populations for each SC are analyzed and the presence of multiple stellar populations is confirmed in one SC.

Keywords / galaxies: individual (LMC) — galaxies: star clusters: general — techniques: spectroscopic

1. Introducción

Los cúmulos estelares (CE) son los objetos más importantes para comprender la evolución estelar y son considerados los bloques fundamentales de las galaxias. Por este motivo, conocer sus parámetros astrofísicos permite, además, determinar las propiedades principales de las galaxias que los albergan. La espectroscopía integrada ha demostrado ser una poderosa herramienta en el estudio de los CE en general, tanto de la Galaxia (e.g., Clariá et al. 2017) como en galaxias distantes (e.g., Sakari et al. 2021). En particular ha sido aplicada con éxito al estudiar CE de la Nube Mayor de Magallanes (NMM) (Ahumada et al., 2019). Finalmente, vale mencionar que Asa'd et al. (2013) encontraron que los espectros integrados de CE, cuando se comparan con modelos computacionales de alta resolución, proveen edades robustas.

En este trabajo se estudian, utilizando la mencionada técnica observacional, 9 CE de la NMM completando, en parte, el trabajo iniciado por Tapia-Reina et al. (2023).

2. Metodología

2.1. Observaciones y reducción de datos

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio "Jorge Sahade" ($2.15\,m$) del CASLEO (San Juan, Argentina), utilizando el espectrógrafo REOSC (modo dispersión simple). La configuración del instrumento como la técnica empleada para realizar las observaciones se encuentran en Tapia-Reina et al. (2023). La reducción de datos fue realizada de manera estándar con IRAF⋆ (Ahumada et al., 2016) empleando el entorno Python (PyRAF) (Tapia-Reina, 2023). En la Tabla 1 se presentan las principales denominaciones y coordenadas ecuatoriales de los 9 CE, como así también el tiempo de exposición total y la razón señal-ruido S/N en $5500 - 5700$ Å de cada agregado. En la Fig. 1 se presentan los espectros finales de cada uno de los 9 CE estudiados.

2.2. Determinación de parámetros

Los parámetros astrofísicos determinados fueron edad, enrojecimiento y metalicidad y se derivaron a partir de diferentes métodos (medición de anchos equivalentes, ajuste de espectros de referencia (*templates*) y síntesis espectral). Una primera determinación de edades se realizó mediante la medición de anchos equivalentes, a partir de la cual se ajustaron espectros de referencia (*templates*), tal como lo indica Tapia-Reina et al. (2023).

⋆Software confeccionado y continuamente actualizado por el grupo de programación *IRAF* del *National Optical Astronomy Observatories*, Tucson (Arizona, EE.UU.)

✉ *Contacto* / martina.tapia@mi.unc.edu.ar

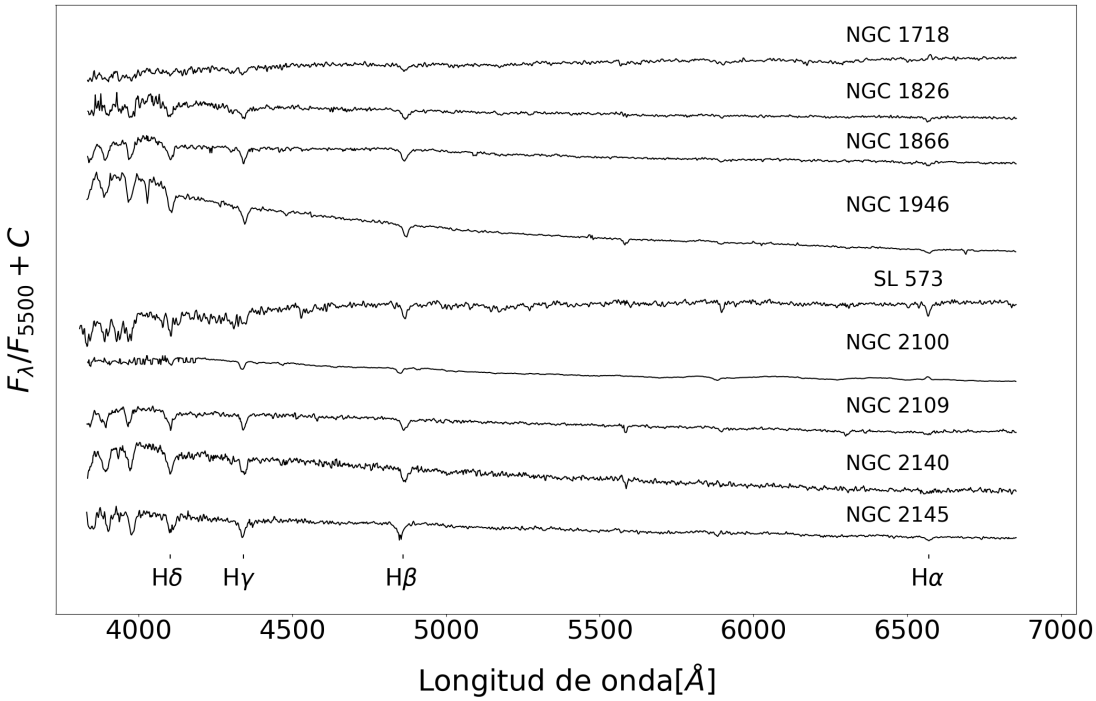


Fig. 1. Espectros finales de los CE en unidad de flujo normalizado a la unidad en $\lambda \sim 5500$ Å, desplazados por diferentes constantes para una mejor visualización. Se marcan las regiones correspondientes a las primeras cuatro líneas de Balmer.

Tabla 1. Muestra de CE observados.

Cúmulo	α_{2000} $(h\ m\ s)$	δ_{2000} $(^o\ '\ '')$	Exposición total (min)	S/N
NGC 1718	04 52 25	−67 03 09	95	30
NGC 1826	05 05 34	−66 13 45	110	46
NGC 1866	05 13 39	−65 27 53	70	45
NGC 1946	05 25 15	−66 23 39	40	40
SL 573	05 33 44	−64 56 06	50	29
NGC 2100	05 42 07	−69 12 27	55	42
NGC 2109	05 44 23	−68 32 49	135	35
NGC 2140	05 54 17	−68 36 00	195	20
NGC 2145	05 54 23	−70 54 08	70	35

En la Fig. 2, a modo de ejemplo, se presenta el ajuste realizado con FISA (Benítez-Llambay et al., 2012) para el CE NGC 2109. Este código, a partir de la minización de χ^2 indica no sólo el *template* que mejor representa el espectro observado, sino también el valor de exceso de color (*E(B-V)*) por el cual se encuentra afectado el CE. También se muestra la bondad del ajuste entre el espectro integrado corregido por enrojecimiento ($E(B-V) = 0.11$) y el *template* Yg de la base escogida (Piatti et al., 2002).

Seguidamente se determinaron, además de la edad de los CE, la metalicidad de los mismos a partir del método de síntesis espectral, combinando poblaciones estelares simples (PES) (Ahumada et al., 2019; Simondi-Romero et al., 2023). Vale destacar que esta técnica permite además analizar las diferentes PES contribuyentes a cada CE, e inferir (o no) la presencia de poblaciones múltiples. En la Fig. 3 se presentan los vectores de población estelar (PES) utilizados para sintetizar el espectro integrado de NGC 1866, donde claramente se ve que se trata de dos PES bien marcadas.

En la Tabla 2 se presentan los valores finalmente adoptados correspondientes a edad, exceso de color *E(B-V)* y metalicidad representada con [Fe/H]. Vale destacar que para cada CE, la edad proviene de analizar los valores obtenidos a partir de los diferentes métodos empleados. El enrojecimiento (*E(B-V)*) corresponde al determinado del ajuste de templates y respecto a la metalicidad de los objetos, se decidió representarla a través de [Fe/H] luego de convertir la abundancia Z obtenida del método de síntesis espectral, para facilitar su lectura. La precisión que acompaña los valores determinados para la edad, proviene de examinar cuidadosamente que el intervalo final comprenda los valores encontrados por todos los métodos. En el caso del *E(B-V)*, corresponde a la mínima variación necesaria para detectar un cambio en el ajuste del *template* escogido al espectro observado. Finalmente para el error de [Fe/H], se asigna el indicado por González Delgado & Cid Fernandes (2010).

3. Análisis y conclusiones. Trabajo futuro

En la Fig. 4 se presenta la comparación de las edades adoptadas en este trabajo (Tabla 2) y las encontradas por diferentes autores. A través de las barras de error presentadas se puede ver que, en general, los resultados se encuentran en buen acuerdo. El amplio rango de

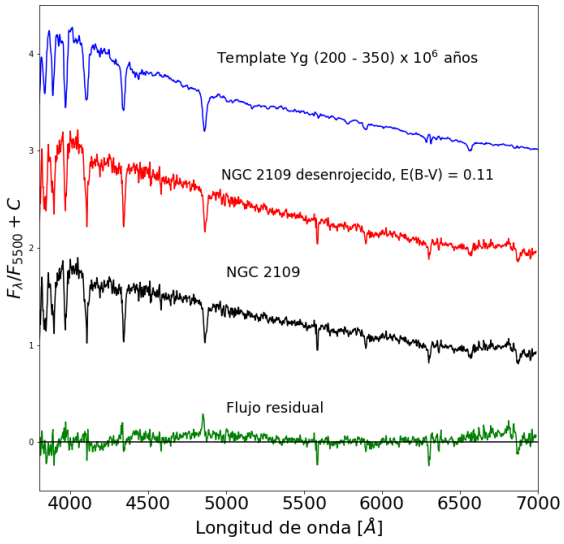


Fig. 2. Ajuste realizado con FISA para NGC 2109: Espectro observado (negro), espectro corregido por enrojecimiento (rojo) y espectro *template* Yg correspondiente a $(200-350)\times10^6$ años y metalicidad solar (azul). En la parte inferior se muestra el flujo residual resultante (verde).

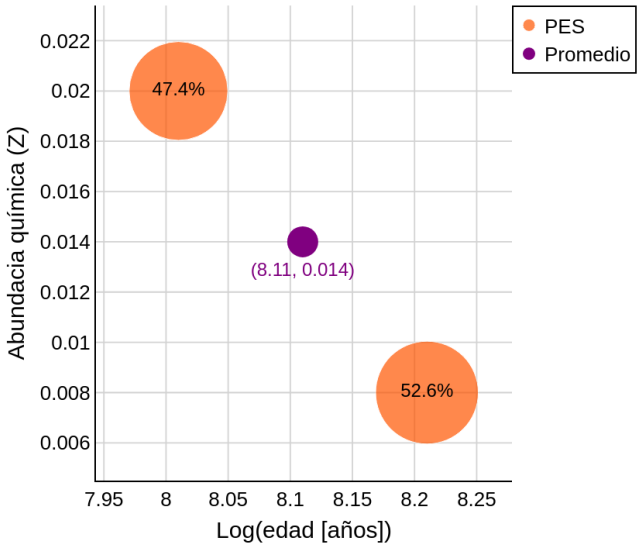


Fig. 3. PES de diferentes edades y abundancias utilizados para realizar la síntesis espectral de NGC 1866 (anaranjado), en tanto que en violeta se muestra el promedio de los aportes. La escala de los círculos anaranjados corresponde al aporte de cada PES.

Tabla 2. Valores finales adoptados para la muestra de CE.

Cúmulo	Edad [$x10^6$ años]	*E(B-V)* [mag]	[Fe/H]
NGC 1718	3000 ± 1000	0.25 ± 0.05	-0.1 ± 0.4
NGC 1826	500 ± 300	0.05 ± 0.02	-0.2 ± 0.4
NGC 1866	160 ± 60	0.23 ± 0.02	-0.4 ± 0.4
NGC 1946	40 ± 20	0.03 ± 0.02	-0.4 ± 0.4
SL 573	1000 ± 500	0.10 ± 0.03	-0.3 ± 0.4
NGC 2100	20 ± 10	0.32 ± 0.03	-0.2 ± 0.4
NGC 2109	160 ± 40	0.11 ± 0.02	0.0 ± 0.4
NGC 2140	100 ± 50	0.00 ± 0.05	-0.7 ± 0.4
NGC 2145	150 ± 50	0.11 ± 0.02	-0.5 ± 0.4

edades encontrado abarca: desde CE muy jóvenes con edades de 20×10^6 años, hasta CE de edad intermedia ($3\,000 \times 10^6$ años). Por otro lado, los valores de enrojecimiento *E(B-V)* determinados abarcan entre 0 y 0.32, siendo éstos similares a los típicos de la NMM (Zaritsky et al., 2004).

Respecto a las metalicidades, para la mayoría de los CE de la muestra, son las aquí determinadas las primeras en su tipo. Por otra parte, al analizar la Figura 3 se encuentra que STARLIGHT sólo empleó dos PES en la síntesis espectral de NGC 1866, indicando además que cada una contribuye con aproximadamente el 50 %. Quizás este resultado sea un reflejo de la presencia de poblaciones estelares múltiples tal como encuentran Milone et al. (2017).

Los espectros integrados acá presentados serán utilizados, junto a otros obtenidos previamente, para poder combinar los de aquellos CE de características similares (Minniti et al., 2014). De esta manera se crearán espectros patrones que permitirán mejorar la resolución temporal de las bibliotecas existentes. Estos *templates* serán útiles no sólo para estudiar CE de la NMM, sino también de galaxias distantes en las que sólo es posible utilizar técnicas integradas.

Referencias

Ahumada A.V., et al., 2016, PASP, 128, 094101
Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101
Asa'd R.S., Hanson M., Ahumada A.V., 2013, PASP, 125, 1304
Benítez-Llambay A., Clariá J.J., Piatti A.E., 2012, PASP, 124, 173
Bica E., et al., 1996, ApJS, 102, 57
Clariá J., et al., 2017, NewA, 56, 71
Glatt K., Grebel E.K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
González Delgado R.M., Cid Fernandes R., 2010, MNRAS, 403, 797
Kapse S., de Grijs R., Zucker D.B., 2021, MNRAS, 503, 6016
Milone A.P., et al., 2017, MNRAS, 465, 4363
Minniti J.H., et al., 2014, A&A, 565, A49
Niederhofer F., et al., 2015, A&A, 575, A62
Piatti A.E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233
Sakari C.M., et al., 2021, MNRAS, 502, 5745
Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., Vega-Neme L.R., 2023, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, La Plata, Argentina, 64, 81
Tapia-Reina M., 2023, *Trabajo Especial para optar al título de Lic. en Astronomía. FaMAF, UNC, 2023. URL: https://rdu.unc.edu.ar/handle/11086/547136.*
Tapia-Reina M.I., Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., 2023, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, La Plata, Argentina, 64, 87
Zaritsky D., et al., 2004, AJ, 128, 1606

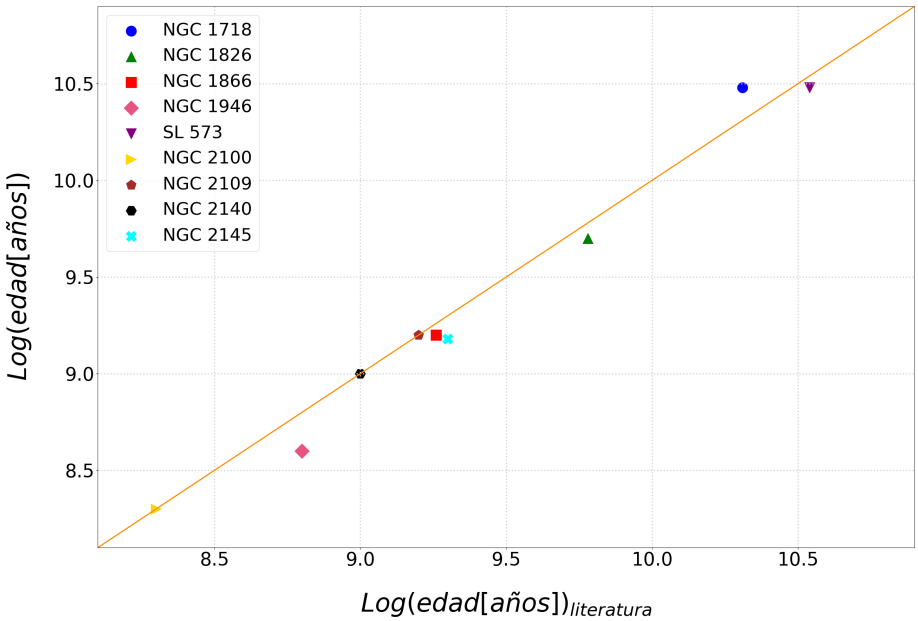


Fig. 4. Comparación de las edades determinadas en este trabajo y las derivadas por otros autores, a saber: NGC 1718 (Kapse et al., 2021), NGC 1826 (Bica et al., 1996), NGC 1866 (Milone et al., 2017), NGC 1946 (Glatt et al., 2010),SL 573 (Bica et al., 1996), NGC 2100 (Niederhofer et al., 2015), NGC 2109 (Glatt et al., 2010), NGC 2140 (Glatt et al., 2010) y NGC 2145 (Glatt et al., 2010). Se señala también la relación 1:1 como referencia.

Agradecimientos: Los autores agradecen al Comité Organizador Local por haber hecho posible su participación en la 65^o RAAA. Extienden este agradecimiento tanto al árbitro como a los editores de este Boletín.*Based on data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), 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.*

Espectroscopía integrada de candidatos a cúmulos globulares ubicados hacia el centro de la Via Láctea

A.A. Massara[1], D.M. Illesca[1,2] & A.E. Piatti[1,2]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UNCuyo, Argentina*
[2] *Instituto Interdisciplinario de Ciencias Básicas, CONICET–UNCuyo, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 21 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / El conocimiento de la población de los cúmulos globulares de la región central de la Vía Láctea es de vital importancia para reconstruir la historia de formación de la misma. Recientemente, varios candidatos a cúmulos globulares han sido identificados en el bulbo galáctico, lo cual ha motivado su estudio más detallado. En este trabajo presentamos resultados obtenidos del análisis de uno de estos candidatos, Minni 22, a partir de espectroscopía integrada. Hasta donde conocemos, es la primera vez que se aplica esta técnica al estudio de candidatos a cúmulos globulares del bulbo de nuestra galaxia. Los espectros integrados obtenidos permitieron determinar propiedades astrofísicas fundamentales, tales como edad, enrojecimiento y metalicidad. A partir de los valores obtenidos obtenemos conclusiones acerca de la realidad fisica de Minni 22 como cúmulo globular genuino.

Abstract / The knowledge of the population of globular clusters of the central region of the Milky Way is of vital importance to rebuild the history of its formation. Recently, many globular cluster candidates have been identified in the galactic bulge, which has motivated more detailed stuydies. In this work we present results obtained from the analysis of one of these candidates, Minni 22, based on integrated spectroscopy. As far as we as aware, this is the first time this technique is applied to the study of globular cluster candidates in the bulge of our Galaxy. The integrated spectra obtained allowed us determining fundamental astrophysical properties, such as age, reddening and metallicity. From the obtained values we conclude about the physical reality of the studied object as a genuine globular cluster.

Keywords / Galaxy: bulge — globular clusters: general — techniques: spectroscopic

1. Introducción

El estudio de los cúmulos globulares galácticos nos proporciona información sobre los procesos de formación de la Vía Láctea y de su interacción pasada con otras galaxias. Los cúmulos globulares galácticos se formaron en las etapas más tempranas de la Vía Láctea, y por ello constituyen los fósiles más valiosos para reconstruir su formación y evolución.

El conocimiento de la población real de cúmulos globulares galácticos ha sido y sigue siendo uno de los aspectos más importantes en la reconstrucción del proceso de formación de nuestra galaxia. Por ejemplo, dependiendo de la población real de cúmulos globulares, de su distribución espacial, de sus edades y composición química, diferentes modelos de formación y evolución de la Vía Láctea se han propuesto (Prantzos & Silk 1998, Gilmore 1999, Jang & Lee 2015, Keller et al. 2020). Actualmente, existe un consenso general de que la Vía Láctea se formó a partir de un colapso gradual, en el cual estuvo presente la acreción de galaxias enanas (Kruijssen et al., 2019). Sin embargo, quedan muchos interrogantes acerca del origen del bulbo galáctico (región central de unos 3 kpc de radio), a saber: si este se originó a través de la inestabilidad del disco galáctico, o por la acreción de galaxias enanas, o a partir de un colapso jerárquico, entre otros (Debattista et al. (2019), Lian et al. (2021)).

Durante varias décadas, los astrónomos han invertido mucho tiempo y esfuerzo en la identificación de cúmulos globulares galácticos. Actualmente, existen casi 200 cúmulos globulares identificados cuyas propiedades astrofísicas fundamentales se conocen relativamente bien (Baumgardt et al., 2019). Sin embargo, aún no se conoce la población total de cúmulos globulares en nuestra galaxia. De acuerdo a los más recientes censos de la población de cúmulos globulares de la Vía Láctea, la dirección hacia el centro de la galaxia es la más afectada por incompletitud, debido a la severa absorción que experimenta la luz en esa dirección (Harris, 1996). Por ese motivo, más recientemente, varios relevamientos observacionales han identificado nuevos candidatos a cúmulos globulares en la región del bulbo de la galaxia utilizando técnicas observacionales infrarrojas (Froebrich et al. (2008), Minniti et al. (2017), Camargo (2018)).

Debido a la fuerte absorción interestelar y a la marcada contaminación de estrellas del campo en dirección hacia el centro de nuestra galaxia, los nuevos candidatos a cúmulos globulares aparecen en el cielo como diminutas concentraciones de estrellas, similares a las fluctuaciones de la densidad estellar observada en esa región. Por ese motivo, es de fundamental importancia confirmar en primer lugar la realidad física de dichos candidatos como cúmulos globulares genuinos y, en el caso de

✉ *Contacto* / amassara@est.fcen.uncu.edu.ar

Research article

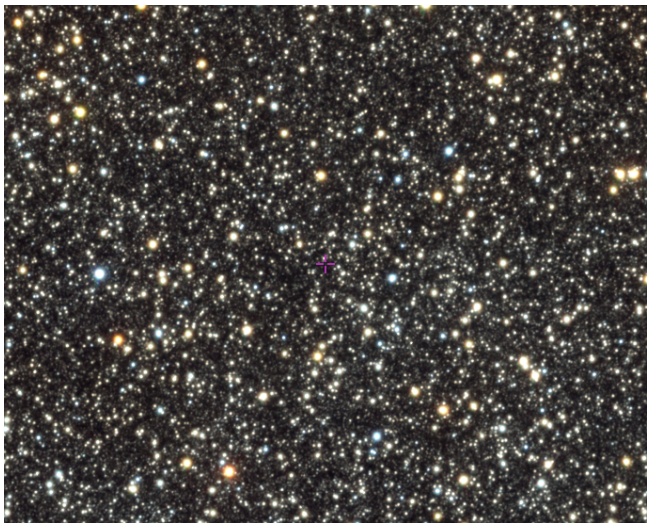


Fig. 1. Imagen VVV JYZ combinada centrada en Minni 22. El campo es 2'x 2'. El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda. Imagen obtenida de SIMBAD.

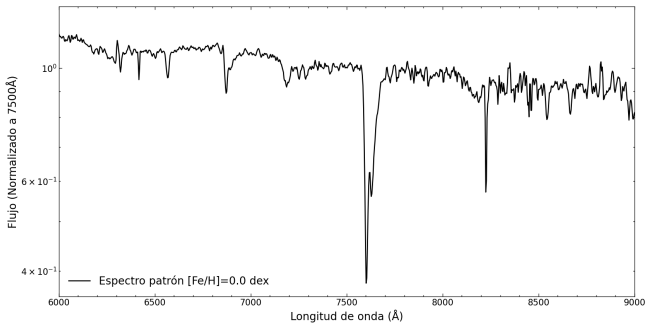


Fig. 2. Espectro integrado de NGC 6642, obtenido con espectrógrafo REOSC de CASLEO.

aquellos que puedan ser confirmados como tales, determinar sus propiedades astrofísicas fundamentales.

Recientemente, varios candidatos a cúmulos globulares han sido identificados en el bulbo galáctico utilizando datos infrarrojos del relevamiento VVV (Minniti et al., 2017). En este trabajo nos proponemos realizar un análisis de las propiedades astrofísicas fundamentales (edad, enrojecimiento y metalicidad) de uno de estos candidatos, Minni 22, a partir de espectroscopía integrada. Hasta donde tenemos conocimiento, es la primera vez que se aplica esta técnica al estudio de candidatos a cúmulos globulares del bulbo de nuestra galaxia.

En la Sección 2 describimos las observaciones espectroscópicas realizadas. La Sección 3 presenta el procedimiento seguido para determinar las propiedades astrofísicas (edad, enrojecimiento, metalicidad) a partir del uso de espectros patrones; los resultados obtenidos y su comparación a la luz de los estudios previos sobre la realidad física de Minni 22. Por último, la Sección 4 resume las conclusiones finales.

2. Observaciones

Minni 22 está localizado en dirección hacia el centro de la Vía Láctea (R.A. $= 17:48:51.4, \mathrm{Dec.} = -33:03:40, J2000$) (Minniti et al., 2018). La Fig. 1 muestra una imágen de la region de interés. Como puede apreciarse, predomina la presencia de una gran cantidad de estrellas de campo.

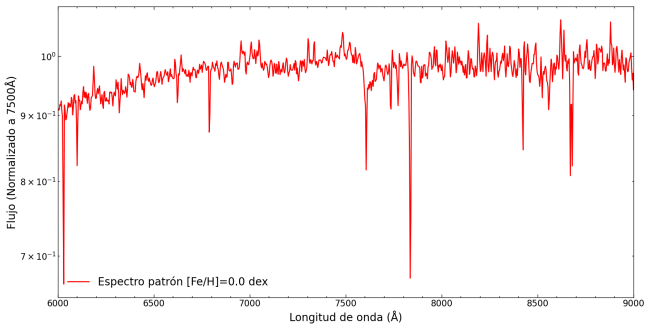


Fig. 3. Espectro integrado de Minni 22, obtenido con espectrógrafo REOSC de CASLEO.

Las observaciones espectroscópicas las realizamos en el Complejo Astronómico "El Leoncito" (CASLEO, San Juan) utilizando el telescopio "Jorge Sahade" y el espectrógrafo REOSC, en modo de dispersión simple. Empleamos la ranura de mayor tamaño (ancho de ranura=4.2" y largo de ranura=4.7'), una red de 300l/mm y el filtro GG495. Debido a la importante absorción interestelar en dirección hacia el centro de la galaxia, decidimos obtener espectros en el rango 5800-9200Å. Obtuvimos 6 integraciones de 900 segundos cada una, seguidas de la obtención de lámparas de comparación de CuNeAr. Para control de la metodología de análisis y como patrón de referencia observamos el cúmulo globular NGC 6642, obteniendo también 6 integraciones de 900 segundos cada una, y de sus respectivas lámparas de comparación. Durante cada integración barrimos la ranura en declinación, procurando que la misma fuera iluminada por toda la extensión del objeto aproximadamente de modo uniforme. También obtuvimos espectros de las estrellas estándares HD 160233 y LTT 7379 (tiempo de integración de 300 segundos) para calibraciones de flujo.

Los espectros fueron procesados con IRAF ⋆ del modo habitual en el Instituto Interdisciplinario de Ciencias Básicas (ICB, CONICET-UNCuyo). Primeramente corrigiendo los mismos por bias y flat promediados, luego extrajimos los espectros propiamente de las imágenes bidimensionales, y finalmente los calibramos en longitud de onda a partir de los espectros de las lámparas de comparación de CuNeAr, y en flujo, empleando los espectros observados de las estrellas estándares. A partir de los espectros de lámparas de comparación obtuvimos una dispersión de 3.36 Å/px y una resolución de 17Å. La Figura 2 muestra el espectro obtenido de NGC 6642, mientras que la Figura 3 muestra el espectro de Minni22. La S/N típica obtenida es de 30.

3. Análisis y resultados

La metodología seguida para desentrañar si Minni 22 es un cúmulo globular genuino, consiste en comparar

⋆Image Reduction and Analysis Facility.

su espectro integrado con una librería de espectros patrones de cúmulos globulares. En este trabajo empleamos el catálogo de espectros integrados de Bica & Alloin (1987), el cual contiene espectros patrones que cubren todo el rango de metalicidades conocidas de cúmulos globulares del bulbo galáctico. Particularmente, seleccionamos los espectros patrones que corresponden a las edades de los cúmulos globulares. La Figura 4 muestra cinco espectros patrones de dicho catálogo, con metalicidades [Fe/H] $= -2.0, -1.5, -1.0, -0.5, 0.0$ dex, respectivamente. Estas metalicidades corresponden a los espectros patrones utilizados. Hasta donde tenemos conocimiento, esta técnica no ha sido utilizada previamente para el estudio de cúmulos globulares del bulbo de la galaxia, por ello observamos también NGC 6642, un cúmulo globular del bulbo galáctico muy bien conocido.

NGC 6642 es un cúmulo globular del bulbo de la Vía Láctea que tiene una metalicidad de [Fe/H]$= -1.1$ dex (Harris (2010), Geisler et al. (2023)). Corregimos por enrojecimiento el espectro obtenido $E(B-V) = 0.4$ mag (Harris, 2010) y lo comparamos con el espectro patrón correspondiente ([Fe/H] $= -1.0$ dex). La Figura 5 ilustra el resultado de dicha comparación. Como se observa, el acuerdo es satisfactorio.

A continuación comparamos el espectro de Minni 22 con cada uno de los espectros patrones, para obtener enrojecimiento ($E(B-V)$) y metalicidad ([Fe/H]), simultáneamente. Para ello, empleamos una grilla de valores de ($E(B-V)$) desde 0.0 mag hasta 2.0 mag , en intervalos de 0.5 mag ; corregimos el espectro observado de Minni 22 por cada uno de estos valores, y comparamos todos los espectros corregidos por enrojecimiento obtenido con cada uno de los cinco espectros patrones de la Figura 4. El rango de valores de ($E(B-V)$) abarca aquel conocido hacia el centro de la Vía Láctea.

Encontramos que ninguno de los espectros de Minni 22 corregidos con diferentes valores de enrojecimiento entre $E(B-V) = 0.0$ y 2.0 mag ($E(B-V) = 1.386$, NED) se asemejan a alguno de los espectros patrones de los cúmulos globulares. Para ilustrar esto, la Figura 6 muestra el espectro de Minni 22 corregido por enrojecimiento ($E(B-V) = 0.5$ mag) que más se asemeja a alguno de los espectros patrón utilizados ([Fe/H] $= 0.0$ dex). Como se observa, hay una cierta similitud en la pendiente global de los espectros, pero también se observan diferencias importantes en la presencia de líneas y bandas moleculares (ejemplo, TiO, Ca II, etc). De esta comparación concluimos que el espectro integrado de Minni 22 no presenta las características de un cúmulo globular del bulbo galáctico. Por el contrario, su espectro integrado se asemeja a aquél resultante de la superposición de los espectros de estrellas del campo distribuídas a lo largo de la visual.

Minniti et al. (2018) mostraron que Minni 22 es un cúmulo globular a partir de datos del relevamiento VVV, una base de datos de fotometría infrarrojo que abarca el bulbo galáctico y buena parte del disco interior de la Galaxia (Minniti et al., 2010). De los datos VVV, ellos identificaron estrellas RR Lyrae. También utilizaron movimientos propios obtenidos a partir de los mismos datos VVV. El mejor ajuste del diagrama color-magnitud en la región de Minni 22 corresponde para una isócrona teórica con una metalicidad [Fe/H] $= -1.3$ dex. Sin embargo, Gran et al. (2019) reexaminaron la región de Minni 22 a partir de la aplicación de un algoritmo que reconoce sobredensidades en un espacio de cinco dimensiones, a saber: R.A., Dec, movimientos propios en R.A. y Dec. y color. Gran et al. (2019) aplicaron dicha metodología a datos del catálogo Gaia DR2 (Brown et al., 2016) y (Helmi et al., 2018) de una región del cielo dentro de $-10^o \leq (l, b) \leq 10^o$, y a datos del catálogo VVV que incluye fotometría PSF y movimientos propios para estrellas dentro de $|b| < 3^o$, donde Gaia DR2 está incompleto debido a la gran extinción interestelar Gran et al. (2019). Del análisis realizado, Gran et al. (2019) descartaron la naturaleza física como cúmulo globular de 93 candidatos identificados previamente Minniti et al. (2017), dentro de los cuales se encuentra Minni 22. Concretamente, basándose en el requisito de que los miembros de un cúmulo deben moverse coherentemente, Gran et al. (2019) descartaron a Minni 22 como un cúmulo globular genuino.

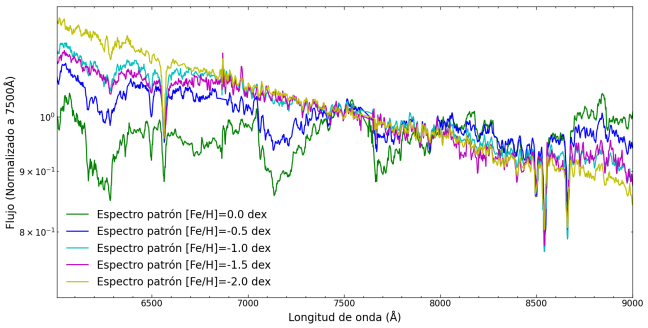


Fig. 4. Espectros integrados patrones del catálogo de Bica y Alloin (1986).

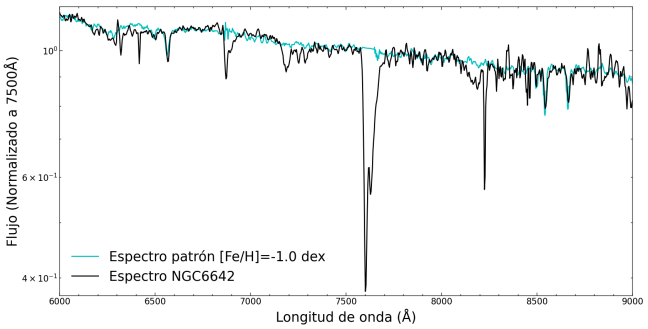


Fig. 5. Espectro integrado de cúmulo globular NGC6642 en comparación con el espectro patrón de la metalicidad correspondiente. Ambos obtenidos con espectrógrafo REOSC de CASLEO.

Los resultados obtenidos no muestran relación con los valores de Minniti et al. (2018) para ninguno de los patrones examinados. La metalicidad obtenida en este trabajo para Minni 22 difiere significativamente del valor derivado por Minniti et al. (2018), lo cual consideramos como evidencia de que Minni 22 podría no ser un cúmulo globular. Hacemos notar que la escala de metalicidades del presente trabajo está en muy buen acuerdo con la escala de metalicidades de los cúmulos globulares (ver arriba análisis de NGC 6642). Por otro lado, el enrojecimiento obtenido aquí para Minni 22 difiere también

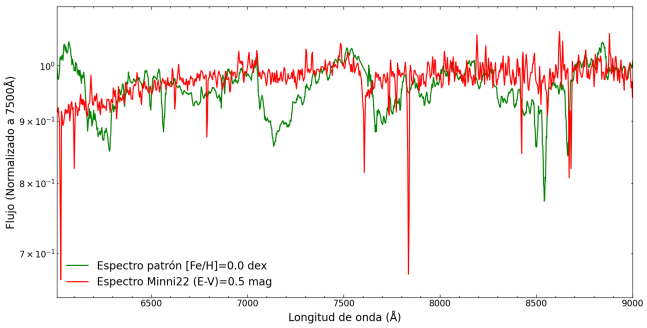


Fig. 6. Espectro integrado corregido de Minni 22 con enrojecimiento de $E(B-V) = 0.5$ comparado con espectro de metalicidad [Fe/H] = 0.0.

significativamente del valor derivado por Minniti et al. (2018), lo cual constituye un segundo elemento a favor de que se trataría de un conjunto de estrellas del campo proyectadas en la línea de la visual. Nuestros resultados, sin embargo, concuerdan con los encontrados por Gran et al. (2019).

4. Conclusiones

El presente análisis es parte de un programa de investigación en el cual buscamos estudiar los espectros integrados de una decena de candidatos a cúmulos globulares de la Vía Láctea. En este trabajo presentamos un estudio sobre las propiedades astrofísicas del candidato a cúmulo globular de la Vía Láctea, Minni 22. Utilizando el telescopio "Jorge Sahade" y el espectrógrafo REOSC del CASLEO, en modo dispersión simple, obtuvimos el espectro integrado de Minni 22 y de un cúmulo globular bien conocido (NGC 6642). Calibramos los espectros en longitud de onda y flujo, y mediante el método de comparación con espectros de referencia estimamos sus enrojecimientos y metalicidades. Para NGC 6642 estimamos una metalicidad en muy buen acuerdo con los valores de la literatura. Este resultado sirvió de prueba de validación de la metodología de análisis, la cual hasta donde tenemos conocimiento, fue aplicada por primera vez a cadidatos a cúmulos globulares del bulbo galáctico. El enrojecimiento y metalicidad obtenidos para Minni 22 distan notablemente de los valores derivados por Minniti et al. (2018), quienes catalogaron a Minni 22 como candidato a cúmulo globular. Además de las diferencias en la curvatura del espectro observado de Minni 22 con la de espectros patrones de cúmulos globulares, también observamos diferencias en la intensidad de varias líneas y bandas moleculares. Nuestros resultados favorecen las conclusiones de Gran et al. (2019) quienes descartaron a Minni 22 como cúmulo globular genuino.

Agradecimientos: Basado en datos obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito, operado bajo convenio entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan. Observación ralizada los días 26 y 27 de julio del 2022. Este trabajo se realizó con fondos del proyecto PICT 2020-SERIEA-01914. AAM y DMI agradecen la hospitalidad del personal del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO).

Referencias

Baumgardt H., et al., 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 482, 5138
Bica E., Alloin D., 1987, A&A, 186, 49
Brown A.G., et al., 2016, Astronomy & Astrophysics, 595, A2
Camargo D., 2018, The Astrophysical Journal Letters, 860, L27
Debattista V.P., et al., 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 485, 5073
Froebrich D., Meusinger H., Davis C., 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 383, L45
Geisler D., et al., 2023, Astronomy & Astrophysics, 669, A115
Gilmore G., 1999, Nature, 400, 402
Gran F., et al., 2019, A&A, 628, A45
Harris W.E., 1996, Astronomical Journal v. 112, p. 1487, 112, 1487
Harris W.E., 2010, arXiv preprint arXiv:1012.3224
Helmi A., et al., 2018, Astronomy & astrophysics, 616, A12
Jang S., Lee Y.W., 2015, ApJS, 218, 31
Keller B.W., et al., 2020, MNRAS, 495, 4248
Kruijssen J.M.D., et al., 2019, MNRAS, 486, 3180
Lian J., et al., 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 500, 282
Minniti D., et al., 2010, New Astronomy, 15, 433
Minniti D., et al., 2017, ApJL, 849, L24
Minniti D., et al., 2018, ApJ, 866, 12
Prantzos N., Silk J., 1998, ApJ, 507, 229

Determinación de parámetros astrofísicos de cúmulos abiertos a partir de fotometría de GAIA

A.R. Callen[1,2], A.L. García[1,2], A. Martinez-Bezoky[1,2], J. Rapoport[1,2], F.O. Simondi-Romero[1,2], L.Y. Saker[2,3], A.V. Ahumada[2,3] & L. Tapia[2]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 21 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Como continuación de un proyecto en el marco de la materia *"Astrofísica General"* (FaMAF, UNC), se presentan parámetros astrofísicos de 4 cúmulos abiertos de la Vía Láctea. Basados en datos fotométricos *Gaia DR3* y ajustando isócronas teóricas en los diagramas color-magnitud $(G_{BP} - G_{RP}, G)$, se derivan edades, metalicidades, distancias y excesos de color $E(G_{BP} - G_{RP})$ para estos cúmulos abiertos relativamente conocidos. Los datos fotométricos permitirán, a partir de diagramas color-magnitud, analizar los mencionados agregados estelares de manera homogénea.

Abstract / As a continuation of a project within the framework of the General Astrophysics subject (FaMAF, UNC), astrophysical parameters of 4 open clusters of the Milky Way are presented. Based on Gaia DR3 photometric data and fitting theoretical isochrones in the color-magnitude diagrams $(G_{BP} - G_{RP}, G)$, ages, metallicities, distances and color excesses $E(G_{BP} - G_{RP}, G)$ are derived for these relatively well-known open clusters. The photometric data will allow, based on color-magnitude diagrams, to analyze the aforementioned stellar aggregates in a homogeneous manner.

Keywords / open clusters and associations: general — open clusters and associations: individual (NGC 2910, NGC 5715, NGC 6204, Pismis 21) — techniques: photometric — astrometry

1. Introducción

Los cúmulos abiertos (CAs) son las herramientas ideales para estudiar y analizar diferentes aspectos relacionados con la estructura, composición, formación, dinámica y evolución del disco de la Vía Láctea (VL) (ver, por ej., Moraux (2016)). Esto se debe a que sus parámetros astrofísicos fundamentales, tales como edad, distancia, exceso de color y metalicidad, entre otros, pueden determinarse, en general, con mejor precisión que para estrellas individuales (Cantat-Gaudin et al., 2020).

Continuando el estudio sistemático de CAs de la VL, que fuera iniciado en Baracchi et al. (2023), enmarcado dentro de las actividades prácticas de la materia *"Astrofísica General"* (FaMAF, UNC), se presenta aquí la segunda comunicación de esta serie. En este trabajo se presenta el estudio realizado de cuatro CAs ubicados en el cuarto cuadrante de la Galaxia, a saber: NGC 2910, NGC 5715, NGC 6204 y Pismis 21. Los mismos corresponden a un grupo de CAs de los que ya se poseen imágenes en los filtros B,V e I obtenidas desde la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (OAC, UNC). Los datos acá analizados provienen de la misión *Gaia*, y si bien los mismos ya han sido analizados por diferentes autores (ver por ej., Bossini et al. (2019), Monteiro et al. (2020)), lo han hecho de manera automática. El procedimiento con el cuál se determinan los parámetros astrofísicos fundamentales de los cuatro objetos estudiados se presenta en la Sec. 2. En la Sec. 3 se encuentran los resultados de este trabajo, así como también los parámetros disponibles en bibliografía. Finalmente en la Sec. 4 se presentan las conclusiones y perspectivas futuras.

2. Datos y análisis

La muestra de CAs (Fig. 1) estudiada se presenta en la Tabla 1, junto con sus coordenadas ecuatoriales absolutas y galácticas, los diámetros angulares y paralajes. Los datos fueron obtenidos del *Data Release 3* (DR3) (Gaia Collaboration et al., 2023) de la misión *Gaia* ((Gaia Collaboration et al., 2016)). *Gaia* consta de dos dispersores llamados BP por *Blue Photometer* $(330 < \lambda < 680)$ nm, y RP por *Red Photometer* $(640 < \lambda < 1050)$ nm[⋆]. En particular, se utilizaron datos fotométricos $(G, G_{BP}$ y $G_{RP})$ y astrométricos (coordenadas ecuatoriales, paralaje y movimientos propios). Utilizando el *software* TopCat (Taylor, 2005), un graficador visual e interactivo que permite manipular tablas con una gran cantidad de datos, se realizó un diagrama color-magnitud (DCM) restringiendo el conjunto de datos de cada CA para que contenga sólo aquellas estrellas pertenecientes al mismo, siguiendo el método descripto en Baracchi et al. (2023). Para esto, se filtró el conjunto original teniendo en cuenta el movimiento propio, la paralaje y su error relativo.

[⋆] `http://www.cosmos.esa.int/web/gaia/`

✉ *Contacto* / federico.simondi.romero@unc.edu.ar

Research article

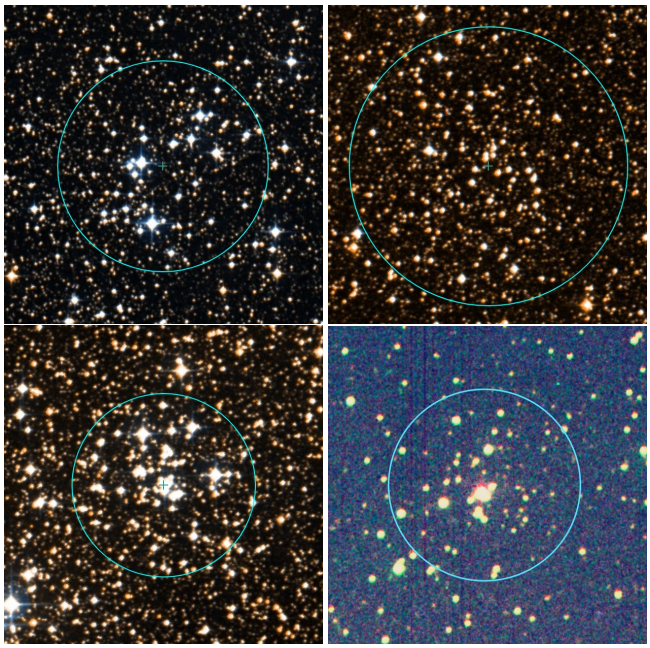


Fig. 1. Imágenes de los CAs: *Panel superior izquierdo:* NGC 2910; *Panel superior derecho:* NGC 5715; *Panel inferior izquierdo:* NGC 6204; y *Panel inferior derecho:* Pismis 21. Las tres primeras son imágenes adquiridas de *Aladin* en color DSS2. La imagen de Pismis 21 se obtuvo en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, OAC - UNC en los filtros U, B y V. Norte hacia arriba, Este hacia la izquierda. (FoV: 9'x9'). Los círculos celestes corresponden a los diámetros adoptado para cada cúmulo.

Una vez construido el DCM para cada CA, se obtuvieron múltiples isócronas teóricas para el sistema fotométrico de *Gaia* descargadas de PARSEC ((Bressan et al., 2012)) en su última versión (CMD 3.7)**, tomando como curva de extinción la de Cardelli et al. (1989) y el valor $R_V = 3.1$. En primer lugar, se tomó como parámetro fijó a la metalicidad, siendo ésta solar, y se varió la edad de las mismas. Una vez elegida la isócrona que mejor se ajustó a los datos, se descargaron nuevas isócronas manteniendo como parámetro fijo la edad y variando la metalicidad para un ajuste más fino. De este modo, se obtuvo un ajuste final (Fig. 2) para cada CA determinando así la edad y metalicidad de los mismos. De esta mejor selección, se derivaron el exceso de color $E(G_{BP} - G_{RP})$ que afecta a cada uno de los CAs a partir de desplazar las isócronas a lo largo del eje de color $(G_{BP} - G_{RP})$, en tanto que para obtener el módulo de distancia aparente $(G - M_G)$ las isócronas se desplazaron a lo largo del eje de la magnitud (G). Vale destacar que estos desplazamientos no son independientes.

3. Resultados

Los valores de los parámetros determinados en este trabajo para los CAs analizados, se presentan en la Tabla 2. Las incertezas indicadas en la determinación de edades, corresponden a las diferencias en los valores de las isócronas que más se asemejaban a la del ajuste definitivo, en tanto para los dos parámetros restantes, $G - M_G$ y $E(G_{BP} - G_{RP})$, los errores corresponden al mínimo valor que hubo que desplazar la isócrona seleccionada en ambos ejes del DCM para que se produjera un cambio apreciable. La distancia astrométrica indicada para cada CA se determinó a partir del promedio de distancias teniendo en cuenta solamente aquellas estrellas que presentaban un error en sus paralajes (positivas) menor al 20 % (Luri et al., 2018).

**http://www.stev.oapd.inaf.it/cmd/

3.1. NGC 2910

Este CA, catalogado también como BH 71 (van den Bergh & Hagen, 1975), se encuentra a una distancia de (1.7 ± 0.8) kpc, mientras que Giorgi et al. (2015) determinaron un valor $(1.3 \pm 0.1$ kpc). A partir del ajuste de isócronas se determinaron en este trabajo una metalicidad solar y una edad de 150×10^6 años, sin embargo Giorgi et al. (2015) determinaron una edad de 6×10^7 años, aunque los autores expresan la dificultad de resolver la región superior de la secuencia principal. Al desplazar ambos ejes del DCM, se obtuvieron un exceso de color $E(G_{BP} - G_{RP}) = 0.30 \pm 0.02$, y un módulo de distancia aparente $(m - M) = 11.0 \pm 0.1$.

3.2. NGC 5715

NGC 5715, también fue catalogado por van den Bergh & Hagen (1975) bajo BH 163. El mismo se encuentra a (2.1 ± 0.8) kpc como se obtuvo a partir de TopCat, en concordancia con la literatura, ya que Carraro & Seleznev (2012) determinaron una distancia (1.6 ± 0.8) kpc, y Cantat-Gaudin & Anders (2020) encontraron 2.3 kpc. La metalicidad del CA es solar, según la isócrona del mejor ajuste, valor comparable al determinado por Carraro & Seleznev (2012). En cuanto a la edad, la isócrona que mejor ajustó el DCM corresponde a 6×10^8 años. De los desplazamientos en ambos ejes del DCM, se obtuvo un enrojecimiento $E(G_{BP} - G_{RP}) = 1.30 \pm 0.20$, y un módulo de aparente $(m - M) = 15.1 \pm 0.2$.

3.3. NGC 6204

El CA NGC 6402, BH 196 (van den Bergh & Hagen, 1975) o Cr 312 (Collinder, 1931), se encuentra a una distancia 1.3 ± 0.3 kpc según se determinó mediante la estadística de TopCat. Este valor no es muy diferente al encontrado por Peña Ramírez et al. (2022), quienes resolvieron una distancia de 1.2 kpc. Como resultado del ajuste de isócronas se obtuvo una metalicidad de 0.03 y una edad de 225×10^6 años. El valor encontrado está en concordancia con la literatura, ya que Peña Ramírez et al. (2022) determinaron una edad de 234×10^6 años. Del ajuste se derivaron también el enrojecimiento y el módulo de distancia aparente, siendo $E(G_{BP} - G_{RP}) = 0.55 \pm 0.03$ y $(m - M) = 11.3 \pm 0.3$, respectivamente.

Tabla 1. Coordenadas celestes y parámetros básicos de los CAs estudiados.

Cúmulo	l [°]	b [°]	$\alpha_{2000.0}$ [h m s]	$\delta_{2000.0}$ [h m s]	d [arcmin]	ω *mas*
NGC 2910	275.32	-1.16	09 30 34.3	-52 54 47	6.4	0.746
NGC 5715	317.52	2.09	14 43 29.0	-57 34 36	8.0	0.435
NGC 6204	338.55	-1.05	16 42 27.0	-46 56 12	5.0	0.805
Pismis 21	320.35	-1.79	15 16 47.8	-59 39 32	3.0	0.290

Nota: los diámetros angulares y las paralajes medias corresponden a Cantat-Gaudin et al. (2020).

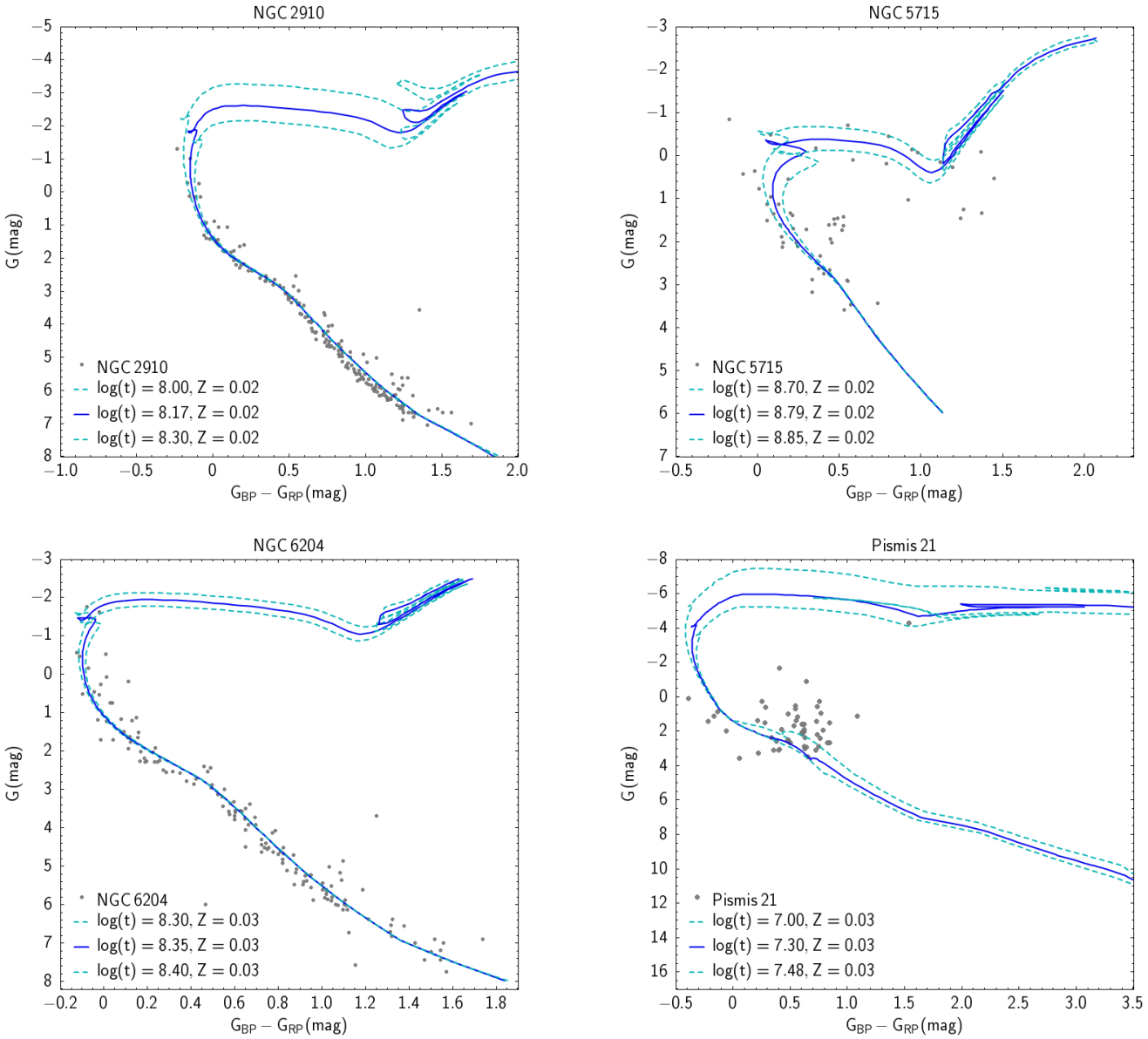


Fig. 2. Ajustes finales realizados a los CAs. En azul la isócrona adoptada, y en celeste punteada las más próximas. *Panel superior izquierdo:* NGC 2910; *Panel superior derecho:* NGC 5715; *Panel inferior izquierdo:* NGC 6204; y *Panel inferior derecho:* Pismis 21.

3.4. Pismis 21

Pismis 21, también conocido como BH 171 (van den Bergh & Hagen, 1975), es un CA bastante compacto. A partir de la estadística de las paralajes individuales con TopCat se determinó una distancia (3.0 ± 0.5) kpc. Del ajuste de isócronas, se obtuvieron una metalicidad solar y una edad de 2×10^7 años, valor en consonancia con 8×10^7 años, encontrado por Ahumada et al. (2000). Al ajustar los valores en el DCM, se obtuvieron un exceso de color $E(G_{BP} - G_{RP}) = 1.30 \pm 0.02$ y un módulo de distancia aparente $(m - M) = 12.4 \pm 0.4$.

Tabla 2. Parámetros astrofísicos fundamentales determinados para los CAs de la muestra.

Cúmulo	Distancia [kpc]	Edad $\times 10^6$ años	Z	$G - M_G$	$E(G_{BP} - G_{RP})$
NGC 2910	1.7 ± 0.8	150 ± 50	0.02	11.0 ± 0.1	0.30 ± 0.02
NGC 5715	2.1 ± 0.8	600 ± 100	0.02	15.1 ± 0.2	1.30 ± 0.20
NGC 6204	1.3 ± 0.3	225 ± 25	0.03	11.3 ± 0.3	0.55 ± 0.30
Pismis 21	3.0 ± 0.5	20 ± 10	0.03	12.4 ± 0.4	1.30 ± 0.02

4. Resumen, conclusiones y trabajo futuro

Del presente trabajo se obtuvieron los siguienes resultados:

- Se determinaron parámetros fundamentales para 4 CAs del cuarto cuadrante, presentados en la Tabla 2. Si bien, los datos de éstos ya han sido analizados, en este trabajo se ha realizado un estudio detallado de cada uno. Particularmente edades y abundancias químicas resultaron, en general, en concordancia con las encontradas en bibliografía.
- El cúmulo más joven de la muestra resultó ser Pismis 21, con una edad de 2×10^7 años y un enrojecimiento comparable a un objeto joven, mientras que el objeto más viejo resultó ser NGC 5715 con una edad de 600×10^6 años.
- Se puede observar que, en general, las distancias obtenidas a partir de las paralajes y de la que se deriva del módulo de distancia aparente al momento de ajustar isócronas, no son similares. Se estima que podría ser o bien por la selección de estrellas o por las isócronas seleccionadas, entre otros.
- Finalmente, se espera continuar con este proyecto, agregando a los datos de esta misión espacial, datos obtenidos desde la Estación Astrofísica de Bosque Alegre. Más allá de comparar los resultados obtenidos por uno y otro telescopio, se sabe que, si bien la calidad fotométrica no es comparable a la *Gaia*, se podrían hacer monitoreos de estrellas particulares. Además, los estudiantes podrán adquirir herramientas observacionales certeras que les permitirán comprender y realizar todos los pasos involucrados para obtener datos obesrvacionales que puedan ser analizados con rigurosidad científica.

Agradecimientos: Los autores agradecen a la FaMAF, al OAC y al COL por hacer posible la participación de los estudiantes de la Licenciatura en Astronomía en la 65° RAAA. Desean además agradecer la labor de los editores del presente Boletín, ya que dado que este trabajo fue de relevancia para ellos al permitirles analizar grandes volúmenes de datos de diferentes *surveys*, podrán interiorizarse en el trabajo científico que desarrollarán en el futuro. Agradecemos también al referee por sus comentarios y sugerencias en pos de mejorar este trabajo.

Referencias

Ahumada A.V., et al., 2000, A&AS, 141, 79
Baracchi M.A., et al., 2023, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, 64, 96
Bossini D., et al., 2019, A&A, 623, A108
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Cantat-Gaudin T., Anders F., 2020, A&A, 633, A99
Cantat-Gaudin T., et al., 2020, A&A, 640, A1
Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., 1989, ApJ, 345, 245
Carraro G., Seleznev A.F., 2012, MNRAS, 419, 3608
Collinder P., 1931, Annals of the Observatory of Lund, 2, B1
Gaia Collaboration, et al., 2016, A&A, 595, A1
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Giorgi E.E., et al., 2015, NewA, 40, 87
Luri X., et al., 2018, A&A, 616, A9
Monteiro H., et al., 2020, MNRAS, 499, 1874
Moraux E., 2016, *EAS Publications Series*, *EAS Publications Series*, vol. 80-81, 73–114
Peña Ramírez K., et al., 2022, MNRAS, 513, 5799
Taylor M.B., 2005, P. Shopbell, M. Britton, R. Ebert (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 347, 29
van den Bergh S., Hagen G.L., 1975, AJ, 80, 11

Rendimiento de métodos semi-automáticos de búsqueda de cúmulos estelares

M. Chiarpotti[1,2] & A.E. Piatti[1,2]

[1] *Instituto Interdisciplinario de Ciencias Básicas, CONICET–UNCuyo, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 29 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo evaluamos el rendimiento de métodos computacionales de detección de cúmulos estelares utilizando la base de datos infrarroja VVV. La evaluación de dicha capacidad de detección la llevamos a cabo comparando los resultados obtenidos con métodos computacionales que desarrollamos con aquellos basados en la inspección visual de las imágenes VVV. De la comparación entre los resultados obtenidos a partir del método computacional desarrollado y los resultados que provienen de la detección de candidatos a cúmulo estelar por inspección visual, encontramos que el método computacional confirmó un 60 % de los candidatos seleccionados. Estos candidatos resultaron ser sobredensidades estelares que destacan, por lo menos, cinco veces por sobre la densidad media del fondo del cielo, lo cual interpretamos como un umbral de sensibilidad del ojo humano.

Abstract / In this work we evaluate the performance of computational methods for detecting star clusters using the VVV infrared database. We carried out the assessment of detecting star cluster candidates by comparing the results obtained from computational methods and those from visual inspection of the VVV images. We found that the computational methods recovered 60% of visual detected candidates. These candidates turned out to be stellar overdensities that stand out, at least, five times above the average density of the background of the sky, which we interpret as a threshold for the sensitivity of the human eye.

Keywords / open clusters and associations: general — stars: fundamental parameters — techniques: photometric

1. Introducción

El estudio de cúmulos estelares ha sido fundamental desde tiempos inmemoriales para mejorar nuestro conocimiento acerca de la formación, estructura, evolución dinámica y química de las galaxias. Particularmente, el análisis de los cúmulos abiertos es importante para conocer el pasado y presente de las propiedades de la Vía Láctea. Para la detección y posterior análisis de nuevos candidatos a cúmulos estelares a partir de relevamientos en el rango visible del espectro electromagnético, se utilizan actualmente programas de búsquedas automáticos o semiautomáticos con resultados satisfactorios (Ferreira et al. 2020). Sin embargo, estos métodos no han sido aún evaluados extensamente para detectar nuevos candidatos a cúmulos estelares en la región infrarroja del espectro. La región infrarroja es favorable para estudiar zonas de la Vía Láctea marcadamente afectadas por extinción interestelar, en la cual también abundan un gran número de estrellas, como por ejemplo las regiones centrales de la Galaxia. Estas características imponen nuevos desafíos a la búsqueda de candidatos a cúmulos estelares.

Borissova et al. (2011) identificaron, con un método de detección visual, 96 candidatos a cúmulos estelares y grupos estelares en el infrarrojo, utilizando los datos recolectados por *Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy, Variables in the Vía Láctea* (VVV:Fig. 1). El VVV es un relevamiento público que tiene como objetivo observar homogéneamente la región central y el disco interno de la Vía Láctea, utilizando el telescopio VISTA de 4m ubicado en el Observatorio Europeo Austral (ESO, Chile). Cada región aproximadamente cuadrada (2x2 grados) cubierta por el mosaico de detectores empleados por el telescopio VISTA se denomina *tile*. Los datos que proporciona para cientos de millones de estrellas observadas en esta región de la galaxia consisten en la posición, movimientos propios y magnitudes en 5 filtros diferentes (Z, Y, J, H, Ks). Borissova et al. (2011) utilizaron solamente estrellas con Ks <13.5 mag.

Piatti et al. (2016) desarrollaron un método de búsqueda de cúmulos semiautomático con el cual identificaron 38 candidatos a cúmulos estelares en el infrarrojo utilizando los datos proporcionados por VISTA para el relevamiento *Vista Magellanic Clouds* (VMC) en una zona altamente enrojecida de la Nube Mayor de Magallanes. Para su desarrollo, utilizaron un programa de búsqueda de sobredensidades basado en una librería de *Machinelearning* llamado Kernel Density Estimator (KDE), el cual utiliza como variables principales el ancho de banda o *bandwidth, h,* y la función de distribución de densidad estelar (gaussiana). Para obtener los valores de h apropiados confeccionaron inicialmente una lista de 68 cúmulos estelares conocidos en la región estudiada, utilizando el catálogo de Bica et al. (2008), de los cuales extrajeron los valores de los radios y densidades medias. En particular, utilizaron 3 valores de h diferentes, correspondientes a los valores mínimo, inter-

✉ *Contacto* / mati.charpo@gmail.com

Research article

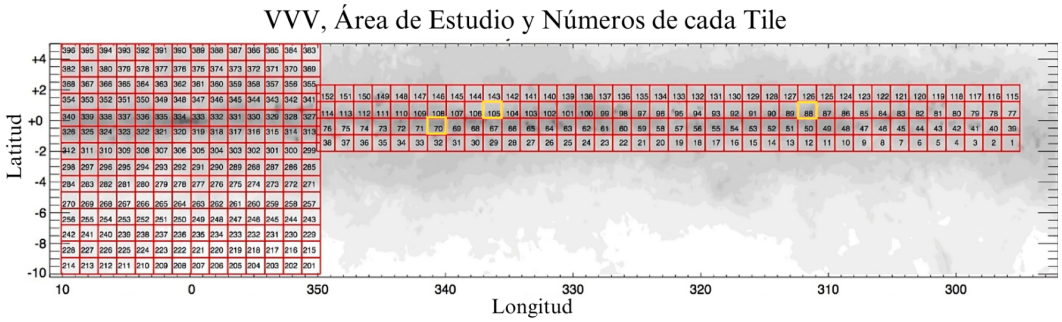


Fig. 1. Esquema de las regiones de la Galaxia observada por VVV representadas con grillas rojas. Dichas regiones fueron relevadas uniformemente con campos de 2 grados de lado aproximadamente llamados *tiles*. En amarillo se representan los *tiles* seleccionados en este trabajo (d070, d105, d088 en orden de izquierda a derecha). Imagen obtenida de la página oficial de *VVV survey* (https://vvvsurvey.org/about/survey-area/).

medio y máximo de los radios de los cúmulos previamente conocidos. De todas las sobredensidades detectadas por KDE en las imágenes VMC, Piatti et al. (2016) seleccionaron aquellas cuya densidad y extensión (radio) se encontraran dentro de los rangos respectivos de los cúmulos estelares conocidos en la región analizada. De la búsqueda de nuevos candidatos en la misma región del cielo, pero a partir de datos en el infrarrojo, Piatti et al. (2016) detectaron 143 sobredensidades estelares nuevas. Posteriormente, realizaron una limpieza de posibles estrellas de campo, obteniendo así 38 objetos candidatos a cúmulo estelar genuinos.

En el presente trabajo desarrollaremos un método de detección y análisis automático de cúmulos estelares y lo aplicamos a los mismos datos utilizados por Borissova et al. (2011). El método propuesto se basará principalmente en la implementación de KDE. A partir de su utilización y de sus resultados comparados con aquéllos de Borissova et al. (2011) evaluamos su rendimiento en la detección de cúmulos estelares en la región infrarroja del espectro electromagnético.

2. Método

La detección de candidatos a cúmulos estelares la llevamos a cabo utilizando como base de datos los *tiles* d070, d088, d105 del relevamiento VISTA VVV, mostrados con amarillo en la Fig 1. Elegimos estos *tiles* porque contienen un número significativo de candidatos a cúmulos estelares identificados visualmente por Borissova et al. (2011), lo cual permite evaluar mejor estadísticamente los métodos semiautomáticos de búsqueda de cúmulos. Cada *tile* contiene 5 candidatos detectados visualmente por Borissova et al. (2011).

El análisis de los 15 candidatos a cúmulos estelares lo llevamos a cabo con un programa de detección semiautomático desarrollado ad-hoc, que tiene en cuenta sobredensidades estelares mayores a un cierto umbral, y la correspondiente distribución de las estrellas que componen una sobredensidad en el diagrama color-magnitud. Luego, comparamos nuestros resultados con los de Borissova et al. (2011).

A continuación describimos la metodología, paso a paso.

2.1. Comprobación de candidatos

En primer lugar seleccionamos una región de 0.11 grados de radio alrededor de las coordenadas centrales de los 15 candidatos a cúmulos estelares seleccionados. Dichas coordenadas centrales las tomamos de Borissova et al. (2011). El tamaño del campo lo elegimos de modo que en ellos se incluyera no solamente el campo del candidato a cúmulo estelar, sino también una buena parte de su campo circundante, por razones que resultarán claras más adelante. Luego, graficamos las posiciones (R.A. y Dec., por sus siglas en inglés) de todas las estrellas observadas en el campo de cada candidato a cúmulo estelar en un área cuadrada de 0.11 grados de lado. Sobre estos campos seleccionados aplicamos KDE para reconocer dichas sobredensidades estelares. Además, realizamos un conteo estelar para cada candidato para verificar los datos extraídos de Borissova et al. (2011).

2.2. Mapas de densidad estelar

KDE provee de información muy valiosa para detectar la existencia de sobredensidades reales de entre cientos de miles de estrellas examinadas en la base de datos VVV. Como resultado de diferentes corridas de KDE, obtuvimos las posiciones centrales, en ascensión recta y declinación, (R.A. y Dec.) de las sobredensidades estelares detectadas. Para filtrar sobredensidades estelares espúreas, por ejemplo, aquellas debidas a fluctuaciones de la densidad estelar del campo, sustrajimos a las densidades obtenidas por KDE el valor medio de la densidad real de cada campo en los alrededores del candidato a cúmulo estelar, y dividimos dicho valor por la dispersión de la densidad de las estrellas del campo, que representamos con la variable sigma (σ). La Fig. 2 muestra la distribución de densidad "σ" en función de la posición espacial de las estrellas.

El modo concreto deutilizar KDE lo detallamos a continuación: Inicialmente generamos una grilla de celdas cuadradas distribuidas en todo el campo a explorar; en cada una de ellas KDE aplica una función de distribución de densidades definida previamente. El tamaño de las celdas cuadradas elegido fue $(\Delta Dec., \Delta R.A.) = (826\text{pixel}, 826\text{pixel})$ (0.479 segundos de lado), y el mismo resultó suficientemente grande como para evitar detec-

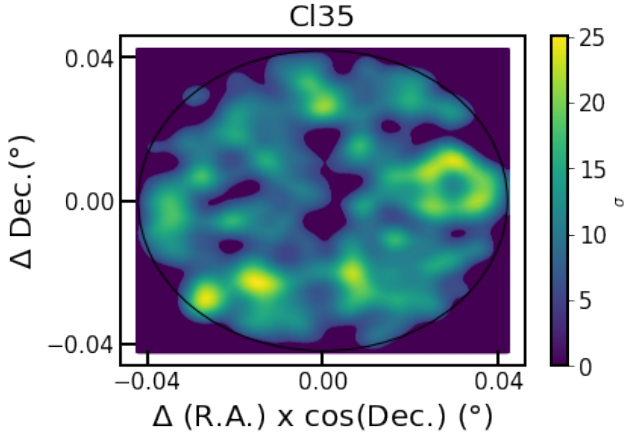


Fig. 2. Mapa de densidad estelar generado por KDE para el candidato a cúmulo estelar Cl35. El círculo negro está centrado en el objeto y su radio es el estimado por Borissova et al. (2011). El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

tar fluctuaciones espúreas y suficientemente chico como para detectar sobredensidades reales pequeñas. De entre todos los parámetros que tuvimos que variar dentro de KDE, éste resultó el más sensible en cuanto al tiempos de ejecución que demandó cada corrida de KDE.

Para utilizar un valor de ancho de banda apropiado decidimos adoptar un valor igual a 4 veces el radio más pequeño de los candidatos a cúmulo estelar, expresado en grados, de modo que cada sobredensidad estelar asociada a un candidato a cúmulo estelar pueda ser mapeada por KDE por una cantidad razonable (número de celdas) de funciones de distribución. El candidato con menor radio en nuestra muestra es Cl88 con un valor de 0.0033grados. En base a esto, adoptamos $h = 0.0012$grados.

2.3. Comparación con diagramas color-magnitud

Como última condición necesaria para corroborar si efectivamente las sobredensidades estelares reportadas en Borissova et al. (2011) son candidatos a cúmulos estelares, analizamos sus diagramas color-magnitud. Para construir este diagrama, utilizamos las magnitudes en los filtros Ks y J.

Para confeccionar el diagrama color-magnitud de cada candidato a cúmulo estelar tomamos las estrellas contenidas en un círculo con centro correspondiente a las coordenadas R.A. y Dec. y el radio reportado en Borissova et al. (2011). El diagrama color-magnitud resultante lo comparamos con aquel de un campo estelar adyacente, para un círculo de igual área. Si el objeto de interés es un candidato a cúmulo estelar, su diagrama color-magnitud contiene secuencias de estrellas que se distinguen del diagrama color magnitud de las estrellas del campo adyacentes al objeto.

3. Análisis y resultados

Luego de realizadas las corridas de los métodos semi-automáticos mencionados obtuvimos los siguientes resultados. Las Figs. 3 y 4 muestran los resultados obtenidos a partir de la aplicación del método semi-automático para Cl36. Se realizó un análisis de completitud de KDE de forma individual en los 3 *tiles* seleccionados, resultando 100 %, 100 %, y 75 %, respectivamente.

3.1. Sobredensidades detectadas con KDE

A partir del conteo estelar observamos que el número de estrellas contabilizadas computacionalmente dentro del radio de cada candidato a cúmulo estelar es aproximadamente un 100 % mayor que el número total de estrellas miembros estimado por Borissova et al. (2011). Esta diferencia puede ser debida a las limitaciones del método visual para reconocer estrellas detrás de otras, aunque ellos no mencionan si el número de estrellas miembros obtenido incluye la substracción estadística de estrellas del campo.

Los mapas de densidad estelar para los candidatos a cúmulo estelar Cl35, Cl36, Cl37, Cl73, Cl74, Cl86, Cl87, Cl88 muestran picos de sobredensidad centrados en las coordenadas de los candidatos identificados por Borissova et al. (2011), o poseen múltiples picos dentro del radio respectivo. En cambio, los candidatos Cl33 y Cl34 presentan sobredensidades con picos que están desplazados ligeramente de las posiciones centrales de los mismos, aunque en todos los casos dentro del radio de cada candidato a cúmulo estelar. Por otro lado, Cl76 y Cl90 no poseen ningún pico de densidad dentro del radio respectivo, por lo que podemos concluir que estos candidatos a cúmulo estelar no presentan ninguna sobredensidad.

3.2. Diagramas color-magnitud

Realizamos un análisis de los diagramas color-magnitud construidos y concluimos que los candidatos a cúmulo estelar Cl36 ,Cl37, Cl74, Cl87 y Cl88 poseen secuencias de estrellas que insinúan la presencia de un cúmulo estelar. Mientras que para los candidatos Cl33, Cl34, Cl35, Cl73, Cl74, Cl76, Cl88 y Cl90 no detectamos secuencias de estrellas que puedan pertenecer a un cúmulo estelar.

4. Discusión y conclusiones

Luego de inspeccionados y analizados los gráficos de distribución espacial y distribución de densidades decidimos descartar los candidatos a cúmulo estelar Cl76 y Cl90, debido a que ninguno cumple con la condición de conformar una sobredensidad estelar; no fueron detectados por KDE por lo que no los tuvimos en cuenta en adelante. También descartamos los candidatos a cúmulo estelar Cl77, Cl78 y Cl91 debido a que las estrellas de la base de datos VVV que componen dichos candidatos no está completa y presenta errores. Por otro lado, los candidatos a cúmulo estelar Cl34, Cl35, Cl73, y Cl88 no presentan una secuencia de estrellas propias de un cúmulo estelar en su diagrama color-magnitud, y por lo tanto también los descartamos como candidatos

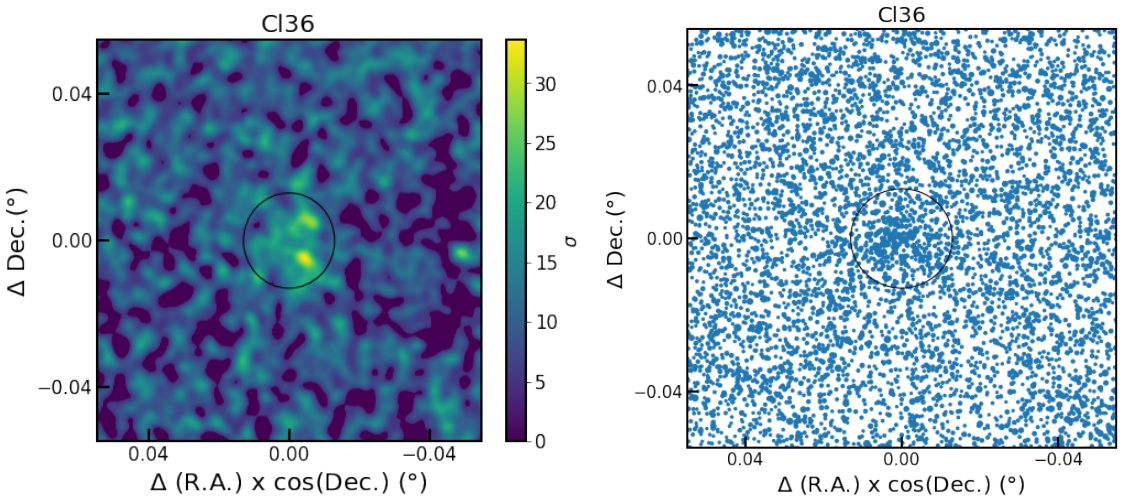


Fig. 3. *Panel izquierdo:* Diagrama de distribución de sobredensidades, *Panel derecho:* Diagrama de distribución espacial de las estrellas pertenecientes al candidato a cúmulo Cl36 y estrellas del campo cercano. El círculo negro representa el radio reportado por Borissova et al. (2011).

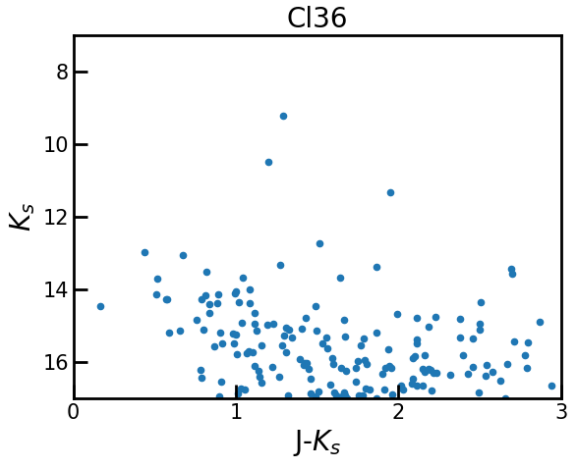


Fig. 4. Diagrama color-magnitud, sin descontaminar, del candidato a cúmulo estelar Cl36.

a cúmulo. Finalmente, los 6 candidatos a cúmulo estelar Cl33, Cl36, Cl37, Cl74, Cl87 y Cl66 presentan sobredensidades estelares y diagramas color-magnitud compatibles con los de cúmulos estelares, y por lo tanto confirmamos los mismos como candidatos a cúmulo estelar. Concluimos que de 10 candidatos a cúmulos estelares detectados en Borissova et al. (2011), solamente 6 fueron detectados por KDE. Esto implica que el rendimiento o capacidad de KDE para detectar los candidatos a cúmulo estelar de Borissova et al. (2011) es de: 6/10, lo cual representa un 60 %. Este porcentaje hace referencia a candidatos a cúmulo estelar donde KDE detecta sobredensidades bien definidas y sus respectivos diagramas color-magnitud también muestran secuencias compatibles con las de cúmulos estelares. De los candidatos descartados, donde la sobredensidad no es clara o los diagramas color-magnitud de sobredensidades no muestran secuencias claras de un cúmulo estelar no podemos concluir definitivamente que no sean cúmulos estelares. Especulamos que esos candidatos a cúmulo estelar reconocidos por inspección visual pueden estar constituidos por pocas estrellas o embebidos en nebulosas, las cuales fueron identificadas por Borissova et al. (2011) como candidatos a cúmulo estelar.

Una de las ventajas que hemos identificado en los métodos computacionales es que las coordenadas centrales de las sobredensidades son estimadas con mayor certeza, al igual que la estimación de sus extensiones (radios). Por ejemplo, las sobredensidades detectadas para los candidatos a cúmulo estelar Cl33 y Cl34 están desplazadas ligeramente de las coordenadas provistas por Borissova et al. (2011). Por otro lado, hemos detectado que los candidatos a cúmulo estelar estudiados y finalmente confirmados se distinguen de la densidad del fondo del cielo en $\sigma > 5$. De aquí concluimos que la sensibilidad del ojo humano permitiría distinguir sobredensidades si ellas sobresalen claramente de la distribución de las estrellas del campo.

Referencias

Bica E., et al., 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 389, 678
Borissova J., et al., 2011, Astronomy & Astrophysics, 532, A131
Ferreira F.A., et al., 2020, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 496, 2021
Piatti A.E., et al., 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 460, 383

Parámetros fundamentales de cúmulos estelares poco estudiados de la Nube Mayor de Magallanes derivados a partir de sus espectros integrados

C.M. Rodríguez-Buss[1,2], M.I. Tapia-Reina[1,2,3], A.V. Ahumada[2,3] & L.R. Vega-Neme[2,4]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina.*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina.*
[4] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina.*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 02 August 2024
©The Authors 2024

Resumen / Se presentan los primeros datos espectroscópicos obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina) de dos cúmulos estelares (CEs) poco estudiados ubicados en la Nube Mayor de Magallanes (NMM). De esta forma, se obtienen edades y metalicidades de los CEs SL 802 y SL 888 a partir de sus espectros integrados aplicando la técnica de síntesis espectral. Se encuentra que son CEs de edad intermedia con valores de metalicidad típicos de la NMM.

Abstract / We present the first spectroscopic data obtained at Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, Argentina) for two poorly studied star clusters (SCs) located in the Large Magellanic Cloud (LMC). In this way, ages and metallicities of the SCs SL 802 and SL 888 were obtained from their integrated spectra by applying the spectral synthesis technique. They turned out to be intermediate-age SCs with metallicity values typical of the LMC.

Keywords / galaxies: invidivual (LMC) — galaxies: star clusters: general — techniques: spectroscopic

1. Introducción

Para obtener una mejor comprensión de la evolución estelar y las propiedades significativas de las galaxias, es esencial estudiar sus cúmulos estelares (CEs). Según la definición tradicional, son grupos de estrellas que se mantienen unidas por su propia gravedad, todas ellas con la misma edad, distancia y composición química (Cantat-Gaudin, 2022). Una de las maneras de estudiar CEs es a través de la espectroscopía integrada. Esta técnica implica la síntesis de poblaciones estelares, lo que permite analizar poblaciones estelares compuestas utilizando un conjunto de patrones estándares y una matriz de propiedades espectrales integradas, parametrizadas según la edad y la metalicidad. A partir de esto, se puede obtener información crucial, como la edad, el enrojecimiento y la metalicidad de CEs (Ahumada et al., 2019). En este trabajo se estudian CEs de la Nube Mayor de Magallanes (NMM) mediante la técnica mencionada, siendo estos resultados espectroscópicos los primeros en su tipo.

2. Observación y reducción de datos

Se observaron dos CEs de la NMM, cuyas principales denominaciones y coordenadas ecuatoriales (J2000.0) son SL 888 (NGC 2241) (α_{2000} = 06h 22m 53.0s ; δ_{2000} = -68º 55' 30") y SL 802 (α_{2000} = 05h 57m 25.0s ; δ_{2000} = -75º 08' 24"). Las observaciones espectroscópicas tuvieron lugar en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) en San Juan, Argentina. Se utilizó el telescopio "Jorge Sahade" de 2.15 m durante un turno de observación en enero de 2018. Se empleó una cámara CCD acoplada al espectrógrafo REOSC en modo dispersión simple. Se configuró la rendija de 400 μm, con una apertura de 5" y una longitud de 2.25', en la dirección este-oeste. Las observaciones se realizaron desplazando la rendija a lo largo de los objetos en dirección norte-sur para obtener así una adecuada muestra de las estrellas del cúmulo. Se utilizó una red de 300 líneas/mm que produjo una dispersión promedio en la región observada de 3.4 Å/píxel y una región espectral útil de (3800–7250) Å. En la Fig. 1 se presenta al CE SL 802, en tanto que en la Fig. 2 se puede ver a SL 888, junto a una representación de la ranura utilizada.

La reducción de los datos para obtener los espectros finales, se llevó a cabo con PYRAF, que permite ejecutar IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) en un entorno de Python, siguiendo procedimientos estándar (Tapia-Reina, 2023). Luego de examinar los espectros finales, se decidió acotar el rango espectral útil a (4000-6850) Å debido, por un lado, a la escasa señal en las longitudes de onda más bajas (S/N $\sim$ 6), y por el otro, a la ausencia de información relevante que podría existir en las longitudes de onda mayores.

✉ *Contacto* / catalina.rodriguez@mi.unc.edu.ar

Research article

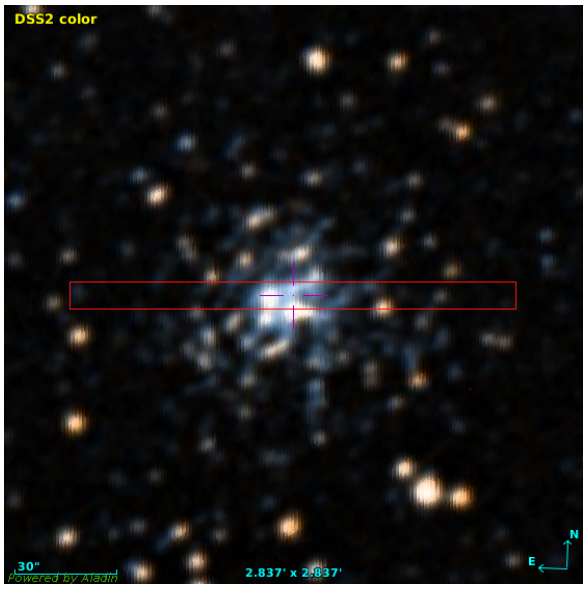


Fig. 1. CE SL 802. La imagen fue creada con ©Aladin en color DSS2. El norte está hacia arriba y el este está hacia la izquierda. Además, se representa la disposición de la ranura $\sim$ 2.25' $\times$ 5") en rojo.

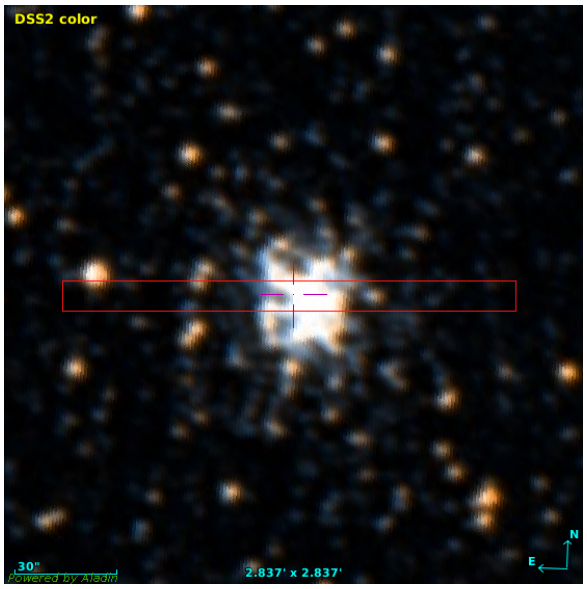


Fig. 2. Ídem que Fig. 1, pero para SL 888.

3. Determinación de parámetros

Se obtuvieron edades y metalicidades mediante modelos de síntesis evolutiva para poblaciones estelares simples (SSPs, por sus siglas en inglés) utilizando el código STARLIGHT de ajuste de espectro completo (Cid Fernandes et al., 2005), que incorpora un conjunto de modelos de SSPs de diferentes edades y metalicidades. Las SSPs se combinan linealmente en diferentes proporciones para obtener el espectro del modelo resultante (M_λ) que mejor se ajusta al espectro integrado observado (O_λ). Los ajustes se realizaron minimizando:

$$\chi^2 = \frac{\sum_\lambda [O_\lambda - M_\lambda]^2}{O_\lambda^2} w_\lambda^2, \quad (1)$$

donde w_λ es una función de peso. Esta minimización proporciona la mejor combinación de SSPs en el espacio de parámetros edad y metalicidad. STARLIGHT realiza la síntesis espectroscópica a partir de una base espectral de más de 300 SSPs obtenidas de los modelos de (Bruzual & Charlot, 2003) (versión actualizada), construidos mediante las librerías MILES + Martins (Sánchez-Blázquez et al., 2006; Martins et al., 2005). Para los propósitos de este estudio, se seleccionaron sólo 69 SSPs con edades entre 1 $\times$ 10^6 años y la edad del Universo (13 000 $\times$ 10^6 años) y tres abundancias químicas diferentes: la típica de la NMM (Z = 0.008) y sus dos más cercanas (Z = 0.019 y 0.004) (Simondi-Romero et al., 2023). Vale destacar que para los valores finales promediados, se tuvieron en cuenta sólo aquellas SSPs cuyas contribuciones superaron el 5 %.

La Tabla 1 muestra los diferentes porcentajes de las SSPs utilizadas (vectores población) y los valores medios de edad y de metalicidad (Z), que corresponden a la edad y Z pesadas por la contribución de cada SSP. De esta manera, SL 888 presentaría una edad log(t) = 9.66 y una [Fe/H] = -0.16, en tanto que SL 802 haría lo propio con log(t) = 9.05 y [Fe/H] = -0.28. Los valores promedios se indican de esta forma, ya que González Delgado & Cid Fernandes (2010) señalaron su precisión: σ (log t) = 0.1-0.2 y σ[Fe/H] = 0.3-0.4. Las Figs. 3 y 4 presentan los espectros sintetizados de SL 802 y SL 888. El factor de normalización de los espectros observados fue un parámetro libre, en tanto que las SSPs fueron normalizadas a la unidad en λ = 4020 Å (Cid Fernandes & González Delgado, 2010). El flujo residual, determinado como la resta entre el espectro integrado observado en una dada longitud de onda y el espectro sintetizado en la misma longitud de onda, es evidencia del buen ajuste obtenido.

4. Discusión y trabajo futuro

Los CEs estudiados presentan investigaciones previas basadas en métodos fotométricos. SL 802, también conocido como IC 2161, es un CE de tipo SWB V (Searle et al., 1980), lo que corresponde a un rango de edad de (0.8 - 2.0) $\times$ 10^9 años según Bica et al. (1996). Este valor de edad concuerda con el promedio obtenido aquí ($\sim$ 1.1 $\times$ 10^9 años). Por otro lado, SL 888, también conocido como NGC 2241, es de tipo SWB VI (Searle et al., 1980), lo que corresponde a un rango de edad de (2.0 - 5.0) $\times$ 10^9 años (Bica et al., 1996). Este CE también cuenta con trabajos previos, aunque más detallados. Uno de Jones (1987), quien obtuvo una edad entre 3 y 4 $\times$ 10^9 años ajustando isócronas en los respectivos diagramas color-magnitud, y otro de Geisler et al. (1997) quienes estimaron una edad de 1.9 $\times$ 10^9 años basándose en la diferencia de magnitud T1 entre la rama gigante y el punto de desvío. Es decir que ambos trabajos señalan a SL 888 como un CE de genuina edad intermedia, tal como el promedio encontrado acá ($\sim$ 4.6 $\times$ 10^9 años).

Al analizar los porcentajes de las SSPs utilizadas

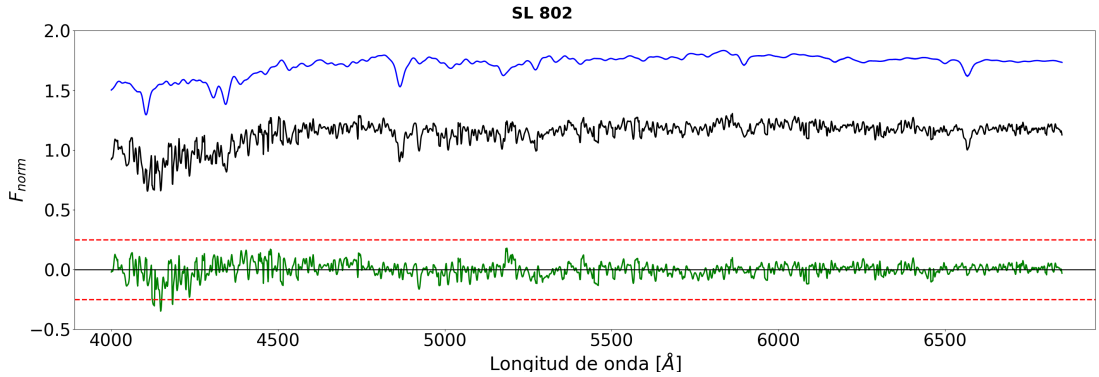


Fig. 3. Ajuste de SL 802 realizado con STARLIGHT. El espectro integrado observado aparece en negro, el sintetizado en azul y el flujo residual en color verde. Se han añadido constantes en el eje vertical a los efectos de una mejor visualización. Las líneas rojas a trazos (-0.25; 0.25) señalan la dispersión del flujo residual.

Tabla 1. Parámetros determinados para cada CE y sus vectores población.

Cúmulo	Edad Promedio (x 10^6 años)	Z Promedio	%	SSP Edad (x 10^6 años)	SSP Z
SL 888	4622	0.013	11	10000	0.004
			16	13000	0.004
			13	10000	0.008
			28	8.7	0.019
			11	1.0	0.019
			6	2.5	0.019
			6	2.9	0.019
			6	5.1	0.019
SL 802	1113	0.010	70	1278.1	0.008
			14	286.1	0.019

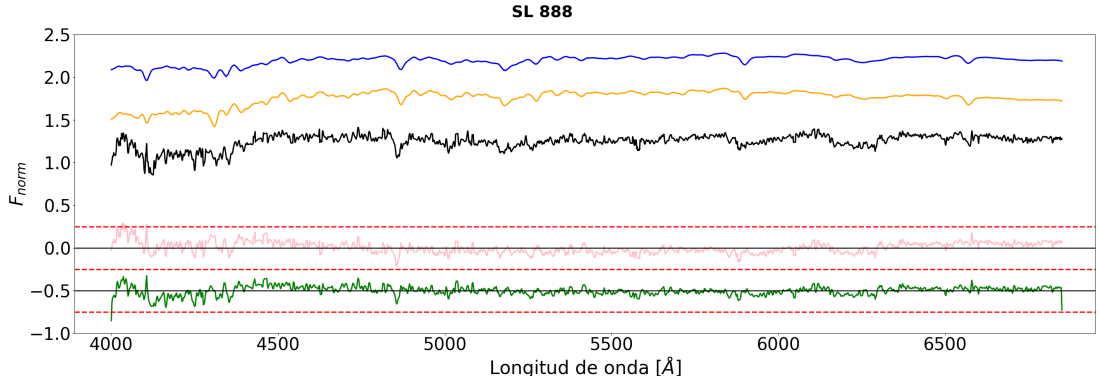


Fig. 4. Ajuste de SL 888 realizado con STARLIGHT, Ídem Fig. 3. También se grafica en amarillo una única población de 4.25 × 10^9 años y su respectivo flujo residual en rosa. Las líneas rojas a trazos (-0.25; 0.25 y -0.25; -0.75) señalan la dispersión del flujo residual de ambos ajustes.

en ambas síntesis espectrales, se encuentra que para el CE SL 802 sólo se utilizaron dos SSPs, siendo el aporte de una de ellas del 70 % y que corresponde a una población de edad intermedia (1.3 × 10^9 años). Por otro lado, para la síntesis espectral de SL 888 se emplearon ocho SSPs diferentes correspondientes a dos grupos de edades bien marcados, un 40 % correspondiente a poblaciones genuinamente viejas (10 - 13 × 10^9 años), y el porcentaje restante a poblaciones muy jóvenes (1 - 9 × 10^6 años). Estos diferentes porcentajes se podrían deber a una variedad de efectos, tal como las edades y metalicidades limitadas de las SSPs utilizadas, la contaminación de estrellas no miembros y la baja señal espectral, entre otros. Sin embargo se debe notar la posibilidad de que los vectores población respondan efectivamente a poblaciones múltiples (MPs, por sus siglas en inglés) reales (Ahumada et al., 2019).

Con el objetivo de estudiar si la bimodalidad tan marcada encontrada en la síntesis espectral de SL 888 podría corresponder a una MP genuina, se procedió

a sintetizar su espectro integrado aplicando en STARLIGHT una base con una única SSP correspondiente a la edad más cercana al promedio encontrado anteriormente (4.25×10^9 años) y con la metalicidad típica de la NMM (Z = 0.008). La Fig. 4 presenta también la mencionada SSP, que, como puede observarse, es similar al espectro sintetizado con la contribución de las diferentes SSPs indicadas en la Tabla 1. Esto también se puede apreciar en la similitud de ambos flujos residuales. Vale destacar que Cid Fernandes & González Delgado (2010) señalan haber encontrado que la síntesis espectral de algunos CEs correspondía a múltiples contribuciones de SSPs dividas en jóvenes y viejas, como si el espectro sintetizado careciera de estrellas azules viejas, y que estos ajustes con multiple componentes no deberían ser relevantes para los CEs.

Se tiene previsto mejorar la calidad de los espectros integrados obtenidos, y realizar nuevas síntesis espectrales con mayor cantidad y combinaciones de SSPs. De esta manera, se espera mejorar los resultados acá encontrados y poder ahondar respecto al significado de los vectores población, indagando el porqué STARLIGHT necesitó tantas SSPs de valores tan dispares, en lugar de basar la síntesis de SL 888, principalmente, en SSPs de edad intermedia.

Agradecimientos: Agradecemos al referee por sus valiosos aportes que permitieron mejorar notablemente este trabajo. CMRB agradece a la FaMAF y al OAC por el apoyo económico brindado. Los autores agradecen al Comité Organizador Local por hacer posible su participación en la 65º RAAA. Basado en datos obtenidos en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), operado bajo acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan. Esta investigación ha hecho uso de la base de datos SIMBAD, operada en el CDS, Estrasburgo, Francia (2000,A&AS,143,9, "La base de datos astronómicos SIMBAD", Wenger et al.). Esta investigación ha hecho uso del atlas Aladin sky desarrollado en el CDS, Observatorio de Estrasburgo, Francia [2000A&AS..143...33B (Aladin Desktop), 2014ASPC..485..277B (Aladin Lite v2), y 2022ASPC..532....7B (Aladin Lite v3)].

Referencias

Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101
Bica E., et al., 1996, ApJS, 102, 57
Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
Cantat-Gaudin T., 2022, Universe, 8, 111
Cid Fernandes R., González Delgado R.M., 2010, MNRAS, 403, 780
Cid Fernandes R., et al., 2005, MNRAS, 358, 363
Geisler D., et al., 1997, AJ, 114, 1920
González Delgado R.M., Cid Fernandes R., 2010, MNRAS, 403, 797
Jones J.H., 1987, AJ, 94, 345
Martins L.P., et al., 2005, MNRAS, 358, 49
Sánchez-Blázquez P., et al., 2006, A&A, 457, 809
Searle L., Wilkinson A., Bagnuolo W.G., 1980, ApJ, 239, 803
Simondi-Romero F.O., Ahumada A.V., Vega-Neme L.R., 2023, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, La Plata, Argentina, 64, 81
Tapia-Reina M.I., 2023, *Estudio espectroscópico integrado de cúmulos estelares pertenecientes a las Nubes de Magallanes: parámetros astrofísicos y espectros patrones*, FaMAF, UNC, Argentina

Estudio de la dinámica de sistemas binarios de cúmulos abiertos con LP-VIsuite: el cúmulo doble de Perseo

A. Granada[1,2], F. Zoppetti[2,3,4], N.P. Maffione[1,2] & M. Orellana[1,2]

[1] *Laboratorio de Investigación Científica en Astronomía, UNRN, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[4] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 29 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo se lleva a cabo una investigación sobre la dinámica de los cúmulos NGC 869 y NGC 884, conocido como el cúmulo doble de Perseo con el fin de evaluar posibles aproximaciones pasadas o futuras entre ellos y su impacto potencial en la formación de estrellas Be. Se emplea LP-VIcode para realizar las simulaciones, mientras que el modelo Hydra 2.0 se utiliza para representar el potencial de la Vía Láctea. Los resultados sugieren que no se puede descartar que un acercamiento máximo en el pasado pueda haber influido en la formación de estrellas Be, aunque el máximo de probabilidad para este máximo acercamiento corresponde a un tiempo futuro. Se propone extender este análisis a otros cúmulos dobles de la literatura para obtener una comprensión más amplia de su dinámica, y para aquellos que albergan estrellas Be evaluar si la dinámica de los cúmulos pudo haber influenciado la formación de estrellas Be.

Abstract / In this work, we carry out an investigation of the dynamics of the clusters NGC 869 and NGC 884, known as the Double Cluster in Perseus in order to assess possible past or future approaches between them, and its potential impact on Be star formation. LP-VIcode is used to perform the numerical simulations, while the Hydra 2.0 model is used to represent the Milky Way potential. We find that it cannot be ruled out that a maximum approach in the past may have influenced Be star formation, although the maximum probability for this maximum approach corresponds to a future time. We propose to extend this analysis to other double clusters in the literature to gain a broader understanding of their dynamics, and for those harbouring Be stars to assess whether the dynamics of the clusters may have influenced the formation of Be stars.

Keywords / Galaxy: kinematics and dynamics — open clusters and associations: individual (NGC 869, NGC 884) — stars: emission-line, Be

1. Introducción

Una de las líneas de investigación del Laboratorio de Investigación Científica en Astronomía (LICA) de la Universidad Nacional de Río Negro propone contribuir a mejorar el conocimiento de diferentes aspectos vinculados a las estrellas Be. Se trata de estrellas B de secuencia principal que rotan en promedio más rápido que el grueso de las estrellas B y que forman eventualmente discos circunestelares a partir del material eyectado (Rivinius et al., 2013). Estas estrellas se observan con mayor frecuencia en cúmulos abiertos (CA) de entre 10 y 50 Ma, algunos de ellos con fracción de estrellas Be sobre el total de las B cercana al 50 %. Tal es el caso del Cúmulo doble de Perseo, que consiste en un par de cúmulos abiertos con una elevada fracción de estrellas Be. Proponemos investigar con datos de la literatura (Tarricq et al., 2021) y utilizando la LP-VIsuite, si este par de cúmulos se está acercando o alejando entre sí, para poder evaluar si una mayor cercanía en épocas de formacion estelar pudo haber favorecido la formación de estrellas Be.

2. LP-VIsuite

LP-Visuite (Carpintero et al., 2022) es un paquete de códigos para trabajar en dinámica, particularmente diseñado para operar con indicadores de caos. Entre las componentes del paquete, para el presente trabajo utilizamos dos: (a) LP-VIcode es el código principal del paquete que calcula hasta 10 indicadores de caos dado un potencial, las aceleraciones y las ecuaciones variacionales asociadas al mismo. También ofrece el cálculo de cantidades físicas vinculadas a la órbita, entre otra información relevante (Carpintero et al., 2014). (b) MILKYWAYHYDRA, es un archivo que contiene el potencial, aceleraciones y ecuaciones variacionales para modelos de galaxia variados, ajustado particularmente para galaxias tipo Vía Láctea. Este archivo está en el formato de entrada del LP-VIcode, para poder utilizarlo directamente para el análisis de dinámica galáctica. En este trabajo hacemos uso del modelo MILKYWAYHYDRA de Vía Láctea conocido como Hydra 2.0. Más información de la suite en: `http://lp-vicode.fcaglp.unlp.edu.ar/`.

Hydra 2.0 es un modelo representativo de potencial de galaxia tipo Vía Láctea, con valores de los parámetros

✉ *Contacto* / agranada@unrn.edu.ar

Research article

ajustados para representar la dinámica en vecindades tipo solar. Sus componentes son:

- Zona nuclear donde se tiene al agujero negro supermasivo;
- Bulbo modificado por el efecto de la barra;
- Discos fino y grueso de perfiles exponenciales;
- Cuatro brazos espirales que representan, desde el interior hacia el exterior, los brazos Scutum-Centaurus, Local (límite exterior) más los de Sagittarius (límite interior), Perseus y Cygnus;
- Halo de materia oscura bi-triaxial.

Tanto la barra como los brazos espirales son componentes dependientes del tiempo que tienen diferentes velocidades angulares. Las demás componentes son estáticas. Por otro lado, cabe aclarar que si bien es posible realizar con el código una introducción adiabática de la barra y los brazos, en este estudio consideramos que en $t = 0$, que corresponde al inicio de la simulación, tanto brazos como barra ya han alcanzado su configuración final.

3. Metodología

Dado el modelo de potencial de Vía Láctea mencionado, y dadas las posiciones y velocidades observadas de los cúmulos NGC 869 y NGC 884 respecto al centro galáctico obtenidas de la literatura con sus correspondientes errores (Tarricq et al., 2021), buscamos conocer las posibles separaciones mínimas entre los cúmulos y las fechas donde estas ocurrieron u ocurrirán. Para ello, seguimos los pasos descritos en las siguientes subsecciones.

3.1. Generación de condiciones iniciales

Para NGC 869 y NGC 884, tomamos los valores observados de las posiciones y velocidades junto con sus errores del artículo de Tarricq et al. (2021). Luego, modelamos cada cúmulo a partir de elipsoides 6D, en el espacio de fases, con distribuciones normales de partículas sintéticas alrededor de las posiciones y velocidades medias. Para ello distribuimos aleatoriamente alrededor de los valores medios observados una cantidad de partículas sintéticas compatible con una densidad media de 0.0002387 pc^{-3} en el espacio de configuraciones. Este valor, que fue elegido arbitrariamente con el único objetivo de definir el número de partículas en cada elipsoide, tiene su origen en el orden de magnitud de tamaño típico de cúmulos abiertos jóvenes, y es de unos 10 pc de radio (Piskunov et al., 2007). Es decir, corresponde a una partícula por esfera de radio de 10 pc. Considerando tal densidad, el elipsoide que representa a NGC 869 tiene 1197 partículas y el que representa a NGC 884, 863 partículas. Cabe recordar que estas partículas no representan estrellas individuales de cada cúmulo, sino posibles estados actuales en el espacio de configuraciones. Luego, en cada elipsoide 6D, estas partículas son distribuidas siguiendo una distribución normal que tiene por σ a un tercio del valor de desviación estándar que brinda la literatura para las posiciones y velocidades de estos cúmulos (Tarricq et al., 2021). Esto asegura que, fuera de los errores observacionales, prácticamente no haya partículas. Por completitud, en la Tabla 1 detallamos las dispersiones de posiciones y velocidades que hemos utilizado. Entre las partículas de cada cúmulo, hemos considerado a aquel que tiene como condiciones iniciales a las posiciones y velocidades medias del cúmulo (Tarricq et al., 2021). Nos referiremos a tales partículas como "nominales".

Tabla 1. Desviaciones estándar utilizadas para definir los elipsoides en torno a NGC 869 y NGC 884.

Cúmulo NGC	σX kpc	σY kpc	σZ kpc	σvX $\mathrm{km\,s^{-1}}$	σvY $\mathrm{km\,s^{-1}}$	σvZ $\mathrm{km\,s^{-1}}$
869	0.06347	0.06428	0.00569	1.84027	1.84497	0.7613
884	0.05826	0.05814	0.00494	0.99897	0.99730	0.6793

3.2. Integración de órbitas

Integramos las órbitas de todas las partículas sintéticas en cada elipsoide, representativas de ambos cúmulos en la Vía Láctea, utilizando el modelo Hydra 2.0 en LP-VIcode sin habilitar el cómputo de los indicadores de caos, sólo integración de las trayectorias. Aquí debemos mencionar que hacemos una simplificación, y es que consideramos que ambos cúmulos son solamente afectados por el potencial de la galaxia y no interactúan entre sí. Cabe destacar que entre las órbitas calculadas están incluidas aquellas que tienen como posiciones y velocidades iniciales los valores observados de NGC 869 y NGC 884, es decir, las denominadas "nominales".

3.3. Cálculo de separaciones mínimas entre los cúmulos

Con todas las trayectorias integradas, incluidas las nominales, calculamos la separación mínima para todos los pares posibles. Es decir, para cada partícula dentro del elipsoide representativo de NGC 869, calculamos su separación mínima con cada partícula dentro del elipsoide representativo de NGC 884, y registramos el momento de mínima separación. En la Fig. 1 mostramos parte del método en un gráfico de tiempo y separaciones. Con línea sólida verde tenemos la evolución de la separación entre las posiciones nominales de NGC 869 y NGC 884, con un círculo negro el resultado de buscar el mínimo en la evolución temporal de esta separación. En puntos rojos, las separaciones mínimas para todos los demás pares de las distribuciones, calculados de igual manera que en el caso de las posiciones nominales arriba descriptas.

4. Descripción de los experimentos numéricos

Dados los resultados anteriores, queremos investigar qué tan probable es que los cúmulos NGC 869 y NGC 884 se hayan encontrado o estén por encontrarse en el futuro. Esto puede verse en la Fig 2, donde se tiene un gráfico separación/tiempo dividido en una grilla de 100×100 celdas. Cada celda tiene una extensión temporal de 1 Ma (0.001Ga) y en separación de 0.012 kpc (12 pc). Este valor surge de dividir en 100 partes al máximo de

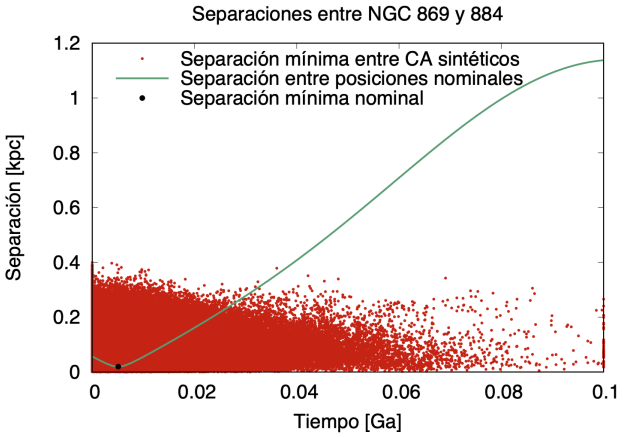


Fig. 1. Ubicación de cada par de posibles separaciones mínimas de los cúmulos en el plano separación-tiempo. La curva verde indica la evolucion temporal esperada para los cúmulos según sus velocidades y posiciones nominales.

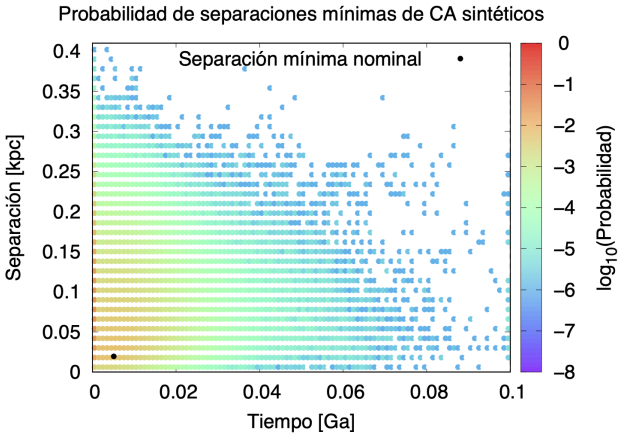


Fig. 2. Ubicación de cada par de posibles separaciones mínimas de los cúmulos en el plano separación-tiempo. El símbolo negro corresponde a los valores nominales. La paleta de colores indica la probabilidad de que ocurra cada separación mínima al tiempo correspondiente.

separación de las posiciones nominales de NGC 869 y 884 durante los primeros 100 Ma. Luego contamos el número de "separaciones mínimas" entre pares representativos que se dieron en cada celda, y dividimos por la cantidad de pares totales (1197×863) para obtener una probabilidad de separación mínima en cada celda. Los colores de la figura indican probabilidades de cada celda en escala logarítmica.

Entonces, en la Fig. 2, se puede observar cómo la región de mayor probabilidad, de 0.32 en color rojo oscuro, en realidad se encuentra en la primera columna de celdas, que corresponde a que la separación mínima entre NGC 869 y NGC 884 pueda haber ocurrido antes del final del primer Ma de integración. Cálculos complementarios donde integramos exlusivamente el primer Ma pero con un paso temporal 100 veces más chico que el original, muestran que hay dos máximos de probabilidad en ese primer Ma. Un máximo con probabilidad 0.0248 ocurre en el primer intervalo de integración (correspondiente al primer 0.01 Ma), representativo de mínimas separaciones ocurridas en tiempos anteriores al intervalo de integración. Otro máximo, con probabilidad 0.0526 ocurre en el último intervalo temporal (correspondiente al intervalo entre 0.09 Ma y 1 Ma), y que asociamos a mínimas separaciones ocurridas luego del primer Ma. Es decir que al refinar la grilla temporal más gruesa en el primer Ma, encontramos dos máximos de probabilidad: uno que sigue representando una mínima separación ocurrida en tiempos anteriores al de integración (y que por los tanto no podemos descartar con nuestros argumentos estadísticos) y otro, más relevante, que apoya la hipótesis de que el máximo sucede luego del primer Ma.

En este sentido, también, en la Fig. 2, vemos que la separación mínima entre posiciones nominales que está señalada con un círculo negro en 19.4 pc a los 5.1 Ma también se encuentra dentro de una región de alta probabilidad.

Para observar esto con mayor detalle, descartamos la primera columna, dado que representa la probabilidad

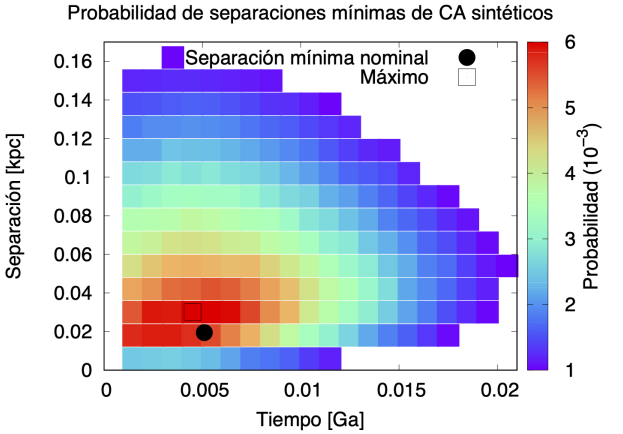


Fig. 3. Ídem Fig. 2, pero descartando las probabilidades de que el evento haya ocurrido antes del primer Ma y también toda probabilidad inferior a 0.001.

asociada a encuentros ocurridos exclusivamente antes del primer Ma como detallamos previamente, y también toda probabilidad inferior a 0.001 (notemos que la probabilidad acumulada de todas las celdas con valores menores a 0.001, es de 0.13). De esta manera buscamos detallar mejor la región alrededor de la separación nominal. En la Fig. 3 repetimos el gráfico de la Fig. 2, pero en este caso con las restricciones mencionadas. Además establecemos una escala de colores lineal. En este nuevo gráfico señalamos el máximo de probabilidad con un cuadrado negro vacío. Observamos finalmente que la separación mínima nominal entre los cúmulos NGC 869 y NGC 884 está muy cerca de ese máximo de probabilidad.

5. Conclusiones

Calculamos una probabilidad de 0.32 para que la aproximación máxima entre los cúmulos NGC 869 y NGC 884 haya ocurrido en algún momento antes del primer

Ma de integración, y 0.28 para que ocurra antes del primer 0.01Ma de integración. Debido a que estos cúmulos tienen gran cantidad de estrellas Be, no podemos descartar que un máximo acercamiento pasado pueda haber contribuido al desarrollo de esta población estelar en particular. Por otro lado, el máximo de probabilidad en algún momento en el futuro coincide muy bien con la aproximación máxima de los cúmulos abiertos para sus posiciones nominales, es decir: a 19.4 pc dentro de unos 5.1 Ma. Finalmente, tenemos una probabilidad de 0.685 de que la separación mínima no se dé más allá de los próximos 9 Ma. Siguiendo la metodología del presente trabajo para el cúmulo doble de Perseo, proponemos hacer el mismo análisis para todos los cúmulos abiertos dobles de la literatura, ya que el número de cúmulos binarios detectados ha crecido en los últimos tiempos (Song et al., 2022) pero no se ha determinado su dinámica en la Galaxia. Para aquellos que tuvieran estrellas Be podríamos investigar si ya ha ocurrido la máxima aproximación y explorar si las separaciones mínimas en edades jóvenes se correlacionan con la presencia numerosa de estrellas Be.

Agradecimientos: Este trabajo es Auspiciado por el Programa de Estadías Nacionales de la Asociación Argentina de Astronomía (PEN) 2023, F. Zoppetti – N. Maffione. A.G. agradece al proyecto PIBAA 28720210100879CO. Agradecemos a la/el referí del artículo por su detallada lectura de nuestro manuscrito.

Referencias

Carpintero D.D., Maffione N., Darriba L., 2014, Astronomy and Computing, 5, 19
Carpintero D.D., Maffione N.P., Gómez F.A., 2022, Astronomy and Computing, 40, 100592
Piskunov A.E., et al., 2007, A&A, 468, 151
Rivinius T., Carciofi A.C., Martayan C., 2013, A&A Rv, 21, 69
Song F., et al., 2022, A&A, 666, A75
Tarricq Y., et al., 2021, A&A, 647, A19

Comparison of N-body simulations with Gaia DR3 data from OB associations

M. Bascuñán[1], S. Ortega[1], S. Villanova[1] & P. Assmann[1]

[1] *Universidad de Concepción, Chile*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 21 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / A lo largo de los años, los estudios de asociaciones OB han aumentado debido a que las estrellas más masivas permiten un mayor conocimiento de la formación estelar. De esta forma, se han desarrollado diferentes simulaciones con el objetivo de comprender mejor las principales características de estos grupos y analizar las diferentes teorías sobre la formación de estas asociaciones. Por este motivo, en este trabajo se han utilizado simulaciones de N cuerpos, considerando la expulsión de gas, para luego comparar los datos teóricos con los observados, específicamente de la asociación Vela OB2. Para esto se realizaron 3 simulaciones donde se consideró una eficiencia de formación estelar de 0.1 y una distribución fractal. En cada simulación se consideró una masa estelar de 2500, 3000 y 6000 $M_\odot$. Luego, al evolucionar el cúmulo se obtuvo temperatura y luminosidad de cada una de las estrellas, se transformaron estos valores para obtener un diagrama Hertzsprung-Russell y así poder comparar con los datos obtenidos con Gaia DR3. Se encontró que a los 10 Myr, los datos de las simulaciones varían bastante de los observacionales al considerar las estrellas de baja masa, lo que podría indicar que la corrección bolométrica aplicada para obtener las magnitudes absolutas está entregando valores con errores bastante grandes o también podría deberse al cálculo de $G_{BP} - G_{RP}$ que se obtiene con las temperaturas de las estrellas.

Abstract / Over the years, studies of OB associations have increased due to the fact that more massive stars allow for a better understanding of star formation. Thus, different simulations have been developed with the aim to better understand the main characteristics of these groups and to analyze the different theories about the formation of these associations. For this reason, in this work we have used N-body simulations, considering gas ejection, in order to compare the theoretical data with the observed data, specifically of the Vela OB2 association. For this purpose, 3 simulations were performed where a star formation efficiency of 0.1 and a fractal distribution were considered. In each simulation a stellar mass of 2500, 3000 and 6000 $M_\odot$ was considered. Then, as the cluster evolved, temperature and luminosity were obtained for each of the stars, and these values were transformed to obtain a Hertzsprung-Russell diagram to compare with the data obtained with Gaia DR3. It was found that at 10 Myr, the data from the simulations vary quite a lot from the observational data when considering low mass stars, which could indicate that the bolometric correction applied to obtain the absolute magnitudes is giving values with quite large errors or it could also be due to the calculation of $G_{BP} - G_{RP}$ that is obtained with the temperatures of the stars.

Keywords / open clusters and associations: general — stars: evolution — methods: numerical — methods: observational

1. Introducción

OB associations are stellar groups containing a large number of massive and young stars. Thus, the study of these associations has increased in recent years thanks to the progress of astronomical instruments that now allow us to penetrate into the regions of star formation and to know all the physical processes involved in order to find the common characteristics between these groups that have not yet been fully studied (Wright, 2020).

Among the main characteristics of OB associations is the size of these regions, which can range from 10 to 500 pc (Melnik & Dambis, 2020). In addition, these groups have a mass between 10^3 $M_\odot$ - 10^4 $M_\odot$ and a density less than 0.1 $M_\odot$ pc^{-3} (Wright, 2020). Since these regions are not very dense and have a large number of massive stars, many studies have focused on the origin of these groups and what were the processes that led to see them as they are today. There are two theories on the formation of these associations. The first one consists of the monolithic model, which explains that the associations are an evolutionary stage of open clusters (Lada & Lada, 2003), which fall apart due to different physical processes during their evolution. On the other hand, the hierarchical model points out that the formation of these clusters occurs in different regions of the molecular cloud without following any pattern (Kruijssen, 2012), only regions of high density are needed to generate stars.

Therefore, both observational and theoretical studies have been carried out to understand the initial parameters that gave way to the formation of these groups, with N-body simulations being one of the main ones to test the monolithic model (Brown et al., 1997) since it is possible to study the effect of gas expulsion from the natal gas cloud (Baumgardt & Kroupa, 2007).

✉ *Contact* / mbascunan2017@udec.cl

Research article

This is why in our galaxy, several OB associations have been studied in depth using both observational and theoretical tools. One of the associations that has been studied for its characteristics is Vela OB2. This association is located at a distance of approximately 410 pc (Zari et al., 2018) and contains an approximate mass between 1300 $M_\odot$ Armstrong et al. (2018) - 2330 $M_\odot$ (Cantat-Gaudin et al., 2019).

During the last time, the observational study of this association has greatly increased, especially thanks to the new Gaia data (Gaia Collaboration et al., 2023), which have allowed finding new members, specifically low-mass stars. With these new data it has been possible to study the age of the association and to relate them to nearby open clusters, which has made it possible to establish certain limits of the association, although they are still not very clear.

One of the main characteristics found in this association is that it has different populations, so these groups have been studied in order to understand the movements and if there is any common pattern. On the other hand, Vela is known for its like-ring structure (Sahu, 1992) and it is believed that this distribution could be due to the expansion of the Vela shell (Cantat-Gaudin et al., 2019).

Therefore, it is interesting to find the physical processes that could lead to the formation of associations such as Vela. For this reason, in this work we study the effects of gas expulsion, assuming that this association is the evolutionary stage of a cluster by adjusting different initial parameters that allow us to create a possible model of formation. Thus, these data are compared with the updated Gaia DR3 data.

Section 2 shows all the adjustment of the simulations and mentions how these data will be transformed in order to be able to compare them with the observed data. On the other hand, section 3 explains the procedure to obtain the Gaia DR3 data. Section 4 gives the preliminary results of the comparisons and then discusses ways to further refine the results in Section 5.

2. Simulations

2.1. Codes

To evolve a cluster with similar characteristics to Vela OB2, the McLuster (Küpper et al., 2011) code was emplyed to generate the initial conditions of the cluster distribution. In this way, the mass of the cluster was varied by generating different amounts of stars which were distributed in a homogeneous sphere to which fractality was applied, in order to obtain a random distribution and thus simulate the filaments and overdensities where star formation occurs. The output of this code provides the masses, positions and velocities of the particles. These parameters are then entered into the Nbody6++ code (Wang et al., 2015) and allows precise integration of many bodies, so that clusters can be evolved to study the models that allows us to understand the stellar systems today. With Nbody6++ it is possible to fit a static background potential, which in this study is simulating the potential of the natal gas molecular cloud. For this, we assume the procedure used by Farias et al. (2015), where this gas is determined by the star formation efficiency. This gas remains static until a certain time, when it will start to eject simulating the first supernova explosions depending on the mass of the massive stars, assuming in this case a time of 4.5 Myr . Although this case is ideal, since there are many factors that can affect the gas during the evolution of the cluster, it allow us a first approximation to the possible paths for the formation of OB associations. Therefore, 3 sets of simulations were performed, fitting 3 different masses of the clusters: 2500 $M_\odot$, 3000 $M_\odot$ and 6000 $M_\odot$. A Kroupa IMF, a binary percentage of 10% and an initial half-mass radius of 1 pc were assumed.

3. Data conversion

In order to compare the data from the simulations with those observed from Vela OB2, it is necessary to transform temperatures and luminosities of each star into magnitudes and color. For this, first of all, in order to relate temperatures to color, a 1 Myr and solar metallicity isochrone was used (Nguyen et al., 2022), to obtain the $G_{BP} - G_{RP}$ color obtained by the different bands (blue G_{BP}, red G_{RP}) used by the Gaia mission.Then, the temperatures were arranged in ascending order to obtain a fit considering up to 45000 K since the dispersion of the values after that temperature was very high, then temperatures up to 52000 K were added by extrapolating the curve. With this, it would be possible to obtain the color depending on the temperature of the stars in the simulations. On the other hand, to find the absolute magnitude of the stars, it is necessary to apply the bolometric correction. For this purpose, the bolometric correction function (BC) of Gaia * was obtained. This function considers 4 parameters: surface temperature, gravity, iron abundance [Fe/H] and alpha enhancement [alpha/Fe]. In this case, average values were taken to make the calculations more efficient. As Gaia only considers temperatures between 2500 K $<$ T $<$ 25000 K, it was necessary to fit another curve to reach the higher temperatures. For this reason, the bolometric correction curve found by Flower (1996) was adjusted for higher temperatures in order to make a complete fit of the corrections at all temperatures.

Finally, to obtain the magnitudes we first calculated the bolometric magnitude and then, applying the bolometric correction, we obtained the absolute magnitudes.

4. Observational data

To perform the comparison with the data obtained from the simulation, new Gaia DR3 data were taken from Vela OB2 using the characteristic values of each group of the association used by Cantat-Gaudin et al. (2019). For each group, the data were taken considering 1 degree around the center of each group. In this way, members were chosen by means of parallax ranges and proper motions. The number of members found in each group is shown in Table 1 and Figure 1 shows the distribution of the groups.

*https://gitlab.oca.eu/ordenovic/gaiadr3_bcg

Table 1. Coordinates of the different groups present in the Vela 0B2 association and the number of members found.

Component	α [deg]	δ [deg]	Members
A	122.4	-47.4	146
B	122.0	-47.4	77
C	119.7	-49.4	127
D	117.4	-46.4	177
E	112.9	-47.0	13
F	125.0	-49.5	27
G	126.3	-40.9	51
H	126.9	-34.7	18
I	127.1	-48.0	50
J	120.1	-50.5	36
K	123.4	-36.3	44

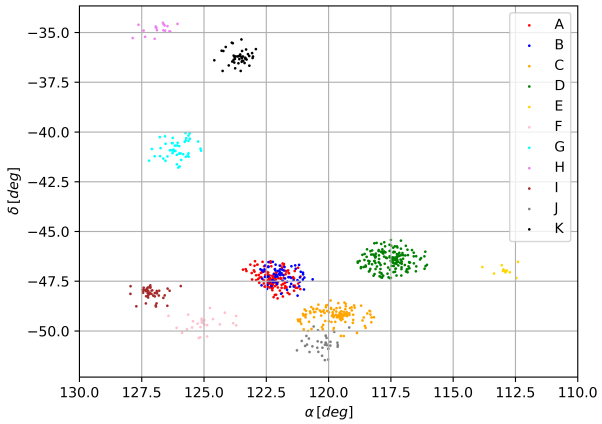


Fig. 1. Distribution of 11 groups found in Vela OB2 obtained from Gaia EDR3.

Table 2. Number of stars of each simulation in each absolute magnitude range.The first row corresponds to the values obtained by (Cantat-Gaudin et al., 2019)

	$M_G < 1$	$1 < M_G < 6$	$M_G > 6$
Reference	72	1018	2120
Sim 2500 $M_\odot$	106	516	3683
Sim 3000 $M_\odot$	95	687	4540
Sim 6000 $M_\odot$	206	1429	9648

5. Results

First, the data from the 3 simulations were taken at a time of 10 Myr in order to compare with the data analyzed in Cantat-Gaudin et al. (2019) where 10 and 32 Myr isochrones were used. By performing the Hertzsprung-Russell (HR) diagram of the simulations it is possible to see that they are quite similar for low mass stars. In figure 2 all the curves can be seen. Only in bright stars there is a small variation. The number of stars with different absolute magnitude ranges was calculated for comparison with those previously found. A summary of all the values found for each simulation is given in Table 2.

The 3000 $M_\odot$ simulation shows the closest approach to the number of stars with magnitudes less than 1, although there is a discrepancy in the other ranges. When considering stars with magnitudes greater than 6, it is observed that the simulations contain a large number of less massive stars, which could suggest that there are still many more stars within the associations that have not been observed.

On the other hand, taking the data obtained from Gaia DR3, an HR diagram was constructed with all the groups found in the association, to which an isochrone of 10 Myr was added. This can be seen in Figure 3, where the dashed line corresponds to the isochrone mentioned above.

The selection and the data previously obtained by Cantat-Gaudin et al. (2019) agree, as they are within the same magnitude ranges.

Finally, in order to check if the aforementioned adjustments would be in agreement with the observational data of Vela, an HR diagram was made with observational data and including those obtained in the simulations.

Figure 4 shows that the results obtained by the simulation only agree for magnitudes less than 6 when the magnitude is set to a value, $C = -1$. As previously mentioned, for low-mass stars the 3 simulations overlap, so that only one curve is displayed. It is possible that the inconsistency in the data is due to the fit that allows us to find the absolute magnitudes, since assuming averages increases the error in the data.

6. Conclusions

We conclude that the simulations have almost no variation in shape for different mass ranges at 10 Myr, so in this case, only the number of stars with different magnitudes are necessary values to compare with those obtained observationally.

On the other hand, when analyzing the data from the simulations we see that the 3000 $M_\odot$ simulation agrees best with the number of stars with magnitude less than 1 present in the Vela OB2 association, which also indicates that it is likely that there is a larger number of low-mass stars that have not yet been recognized as members of the association. Even so, it is necessary to add more initial parameters to obtain a better model, since having N-body simulations is leaving out the true functioning of the gas within the cluster and the continuous star formation within the evolution of these. One of the main conclusion of this research is that, although it is possible to transform the characteristics of each of the stars into magnitudes, it is necessary to improve each of the steps for this process, since we see that when calculating the magnitude of the stars, it is essential to increase the precision of the bolometric correction and thus avoid using an adjustment that may cause an increase in the errors of the data or it may also be a cause of the calculation of $G_{BP} - G_{RP}$.

Acknowledgements: S.V. and M.B. gratefully acknowledge the support provided by ANID BASAL project FB210003 and Fondecyt regular n. 1220264.

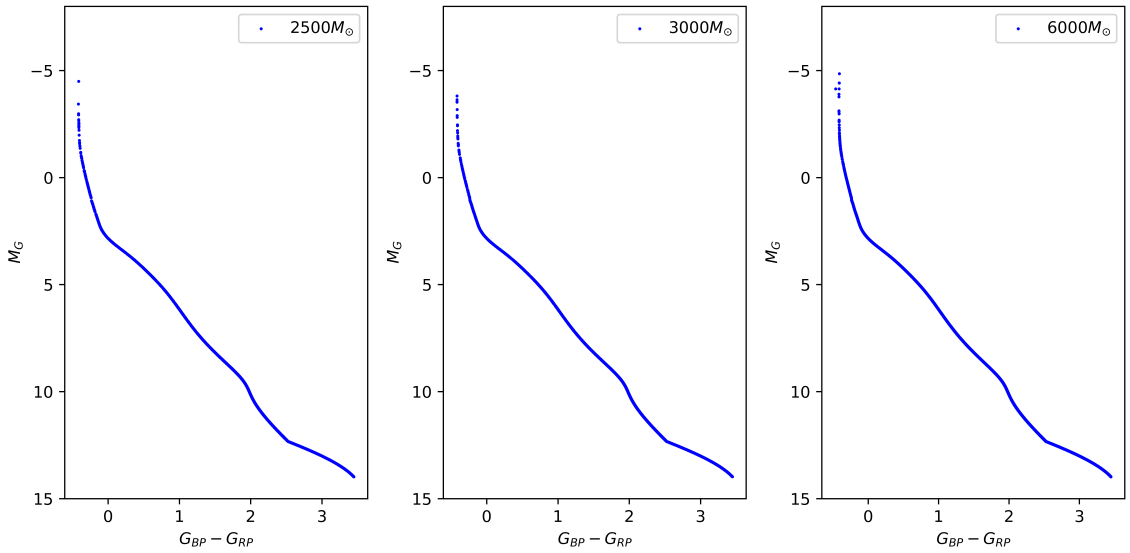


Fig. 2. HR diagrams obtained from the simulations. *Left panel:* simulation of 2500 $M_\odot$. *Center panel:* simulation of 3000 $M_\odot$. *Right panel:* simulation of 6000 $M_\odot$.

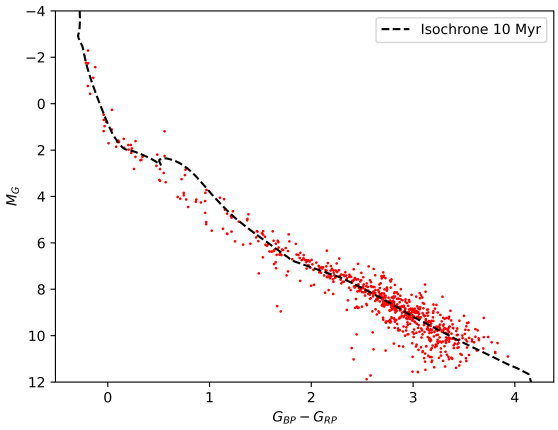


Fig. 3. HR Diagram of data taken from Gaia DR3. The points correspond to the members found and the dashed line corresponds to the 10 Myr isochrone, Av = 0.2.

References

Armstrong J.J., Wright N.J., Jeffries R.D., 2018, MNRAS, 480, L121
Baumgardt H., Kroupa P., 2007, MNRAS, 380, 1589
Brown A.G.A., Dekker G., de Zeeuw P.T., 1997, MNRAS, 285, 479
Cantat-Gaudin T., et al., 2019, A&A, 621, A115
Farias J.P., et al., 2015, MNRAS, 450, 2451
Flower P.J., 1996, ApJ, 469, 355
Gaia Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A1
Kruijssen J.M.D., 2012, MNRAS, 426, 3008
Küpper A.H.W., et al., 2011, MNRAS, 417, 2300
Lada C.J., Lada E.A., 2003, ARA&A, 41, 57
Melnik A.M., Dambis A.K., 2020, MNRAS, 493, 2339
Nguyen C.T., et al., 2022, A&A, 665, A126
Sahu M.S., 1992, *A Study of the ISM in Puppis-Vela Including the GUM Nebula*, Ph.D. thesis, University of Groningen, Kapteyn Astronomical Institute
Wang L., et al., 2015, MNRAS, 450, 4070
Wright N.J., 2020, NewAR, 90, 101549
Zari E., et al., 2018, A&A, 620, A172

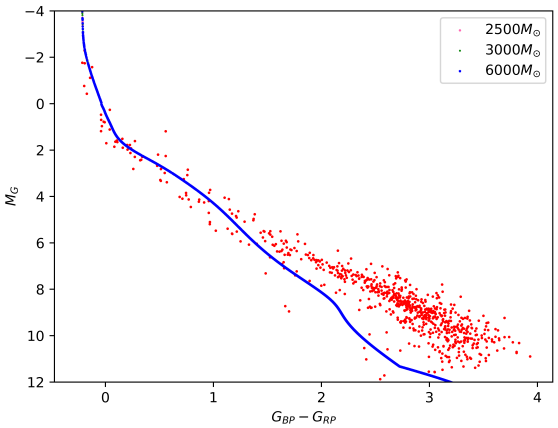


Fig. 4. HR Diagram of observational data and simulations. The red dots indicate the members of Vela OB2. The blue curve shows the values found in the simulations.

Bayesian characterization of the young open cluster NGC 6383 using HDBSCAN and Gaia DR3

L.M. Pulgar-Escobar[1] & N.A. Henríquez-Salgado[1]

[1] *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 18 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Este estudio se centra en determinar las características del joven cúmulo abierto NGC 6383. Para lograrlo, se utiliza el algoritmo de agrupamiento HDBSCAN para identificar los miembros potenciales del cúmulo basándose en los movimientos propios y los paralajes utilizando *Gaia Data Release 3*. Se obtienen varios parámetros de NGC 6383, como el *tidal radius*, el radio del núcleo, la distancia mediante paralaje y ajuste de isocronas, el movimiento propio promedio, la edad, la metalicidad y otros relevantes. Para realizar este análisis, utilizamos una extensión de Monte Carlo Hamiltoniano, el *No-U-Turn Sampler*. Los resultados de este análisis señalan que NGC 6383 es un cúmulo abierto muy joven ($\approx 1-4$ Myr), con una distancia de ≈ 1.1 kpc.

Abstract / This study focuses on determining the characteristics of the young open cluster NGC 6383. To achieve this, the HDBSCAN clustering algorithm is utilized to identify potential cluster members based on proper motions and parallaxes from *Gaia Data Release 3*. Various parameters of NGC 6383, such as tidal radius, core radius, distance through parallax and isochrone-fitting, proper motion, age, metallicity, and relevant others, are assessed. To perform this analysis, we utilize an extension of Hamiltonian Monte Carlo, the No-U-Turn Sampler. The results of this analysis point out that NGC 6383 is a very young open cluster ($\approx 1-4$ Myr), with a distance of ≈ 1.1 kpc.

Keywords / open clusters and associations: individual — galaxies: star clusters: general — stars: distances — techniques: photometric — parallaxes — proper motions

1. Introduction

Precise cluster's members identification is a crucial step when it comes to a correct identification and characterization of the cluster. Various methods have been used for this process (Lindoff, 1968; Fitzgerald et al., 1978; Pandey et al., 1989; Kharchenko et al., 2005; Paunzen et al., 2007), each offering different focuses and sometimes leading to consensus, or discrepancies. Recently, Bayesian analysis implementation on the membership identification, offers a different method to compare or compliment with the ones mentioned.

NGC 6383 ⋆ is a young open cluster situated in the Carina-Sagittarius arm, within the Sh 2-012 star formation region. It forms part of the larger Sagittarius OB1 association, along with NGC 6530 and NGC 6531. The galactic coordinates of the cluster are $\ell = 355.68°$ and $b = 0.05°$ (Rauw & De Becker, 2008).

The distance to the cluster has been estimated by various authors, with an upper limit of 2130 pc proposed by Trumpler (1930) and Zug (1937), and a lower limit of 760 pc and 834 pc suggested by Sanford (1949) and Aidelman et al. (2018), respectively.

The parameters of the cluster exhibit a wide range of results, contingent on the methodology utilized by the authors in their research. Consequently, the age of the cluster has been a topic of considerable debate.

The implementation of Bayesian analysis and Machine Learning techniques in this study, explores a different method to obtained various parameters for characterizing NGC 6383 and contribute to the debate.

2. Methodology

We acquired data from the *Gaia* third Data Release (DR3), executing a cone search of 25 arcmin radius on the *Gaia* archive, yielding 71847 sources. Initial selection filtered sources to distances between 500 pc and 2500 pc—equivalent to parallax ranges between 0.4 mas and 2 mas—based on limits established in prior research, resulting in 29092 sources.

To enhance data reliability, we applied astrometric fidelity parameters from Rybizki et al. (2022). This parameter, derived from a neural network analysis of 17 *Gaia* catalog metrics, assesses the astrometric solution's trustworthiness. Sources with an astrometric fidelity above 0.5 were retained, narrowing the selection to 20215 sources.

Subsequent refinement ensured inclusion of only sources with comprehensive parameters, finalizing the dataset at 19964 sources. Systematic parallax offsets identified in Lindegren et al. (2021) were corrected using the GAIADR3_ZEROPOINT package. Moreover, addressing the bias in proper motion for bright sources

⋆NGC 6383, also known as NGC 6374 in the New General Catalog and classified as Collinder 334 and Collinder 335 in the Collinder catalog, was initially misclassified in the original Collinder catalog (Collinder, 1931).

✉ *Contact* / lescobar2019@udec.cl

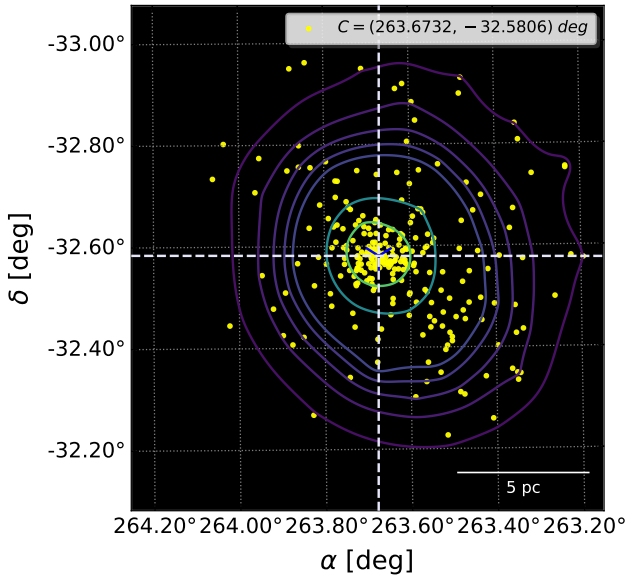


Fig. 1. Spatial distribution of sources in R.A. (α) and DEC. (δ), considering a probability of at least 60 percent. Concentric contour lines indicate levels of the KDE with exponential kernel, and the center of the distribution is marked by the white dashed lines.

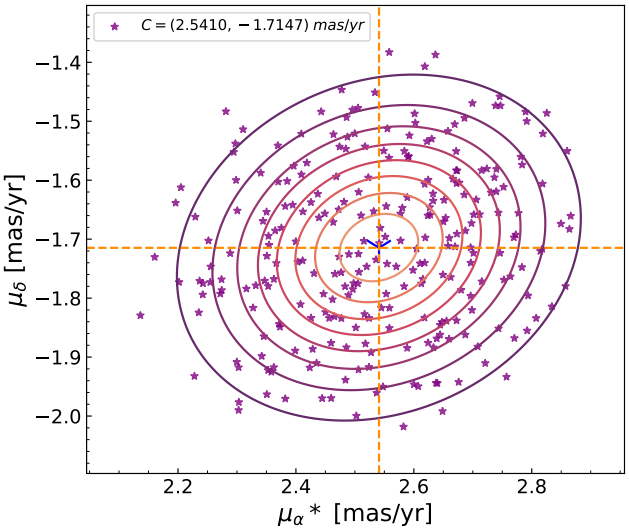


Fig. 2. Proper motions of sources within the cluster in R.A. (μ_α^*) and DEC. (μ_δ), considering a probability of at least 60 percent. Concentric contour lines indicate levels of the multivariate Gaussian, and the center of the proper motion distribution is marked by the orange dashed lines.

(G < 13 mag), as discussed by Cantat-Gaudin & Brandt (2021), we applied a magnitude-based correction for sources with G = 11 − 13 mag, compensating for up to 80 μas yr^{-1} discrepancy between the frames of reference for bright and faint sources.

2.1. COSMIC

Characterization Of Star clusters using Machine learning Inference and Clustering (COSMIC) developed by Lucas Pulgar-Escobar et al. (in prep), is a suite of functions designed for analyzing open clusters. Utilizing unsupervised machine learning algorithms, COSMIC processes extensive datasets, such as those from *Gaia*, to identify fundamental parameters of open clusters through clustering techniques and Bayesian estimation. As an open-source program, it is developed in Python 3.11 and integrates PyMC 5.10**, a Python library specialized in Bayesian analysis.

2.1.1. Membership determination

To identify potential members of NGC 6383, we employed the Hierarchical Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise (HDBSCAN) algorithm (Campello et al., 2013), known for its effectiveness in identifying clusters of varying densities and sizes without requiring a predetermined number of clusters (Hunt & Reffert, 2021). This density-based clustering method, which constructs a hierarchical representation of the data (McInnes et al., 2017), is particularly adept at handling different cluster shapes and sizes while distinguishing noise points. Its capacity to automatically determine the optimal cluster count makes HDBSCAN an ideal choice for this analysis, offering significant benefits over traditional clustering algorithms, especially in terms of robustness against noisy data and outliers.

HDBSCAN was applied*** to the 19964 sources using the proper motions as the clustering parameters, resulting in 544 sources with a probability over 0.5.

We applied the AstroPy Sigma Clipping utility (Astropy Collaboration et al., 2022) for a 2σ clipping around the median, yielding 399 probable members for parameters inference.

2.1.2. Parallax and Distance Estimation

Distance estimation from parallax is challenging due to measurement errors, and transforming parallax to distance is not straightforward and involves significant uncertainties, deviating from the simple *inverse of the parallax* approach (Bailer-Jones, 2015; Bailer-Jones et al., 2021). A crucial aspect is choosing an appropriate prior distribution. When analyzing the parallax measurements of stars within an open cluster and assuming a simplified one-dimensional perspective, we can see that the distribution of this parallax values follows a normal distribution. For accuracy, our analysis only includes members with fractional parallax errors under 0.1.

Our hierarchical model begins by calculating an initial average distance ($\mu_{\rm prior}$) from the observed parallaxes. The cluster's mean distance follows $\mathcal{U}(0.5\mu_{\rm prior}, 1.5\mu_{\rm prior})$ as a prior.

**www.pymc.io

***The algorithm's hyperparameters included an Euclidean distance metric and a minimum cluster size of 43.

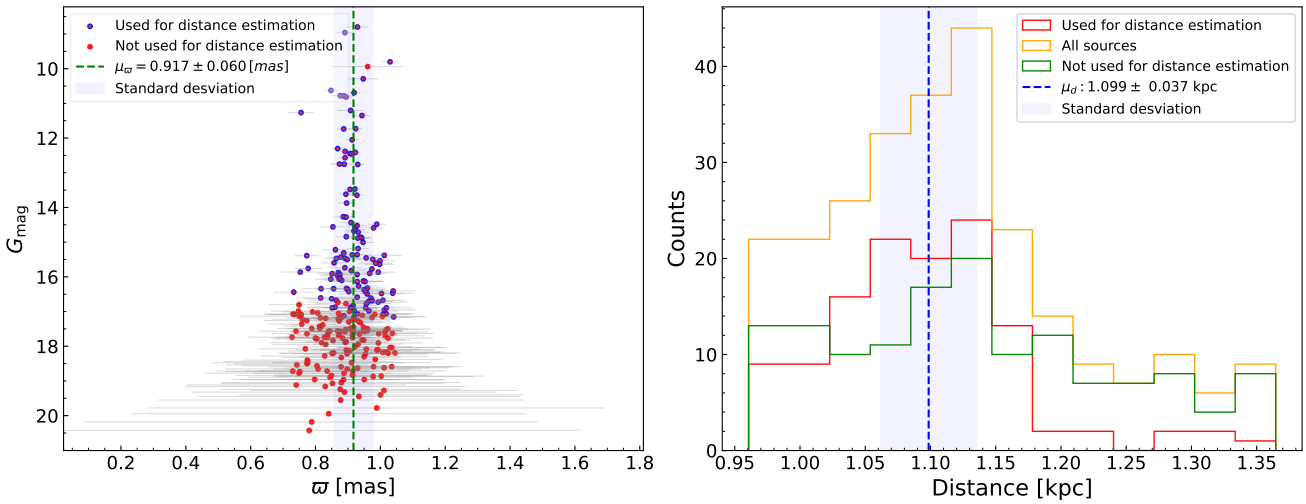


Fig. 3. *Left panel: Gaia* G-band magnitude ($G_{\rm mag}$) vs. parallax (ϖ), it's noticeable that fainter sources exhibit larger parallax errors, rendering them less reliable. Blue dots are sources with fractional parallax less than 0.1, and red ones are sources with values over 0.1, being excluded for the distance estimation. The green dashed line indicates mean parallax. *Right panel:* Histogram of the inverse values of the parallaxes as distances, with the same criteria as the left panel.

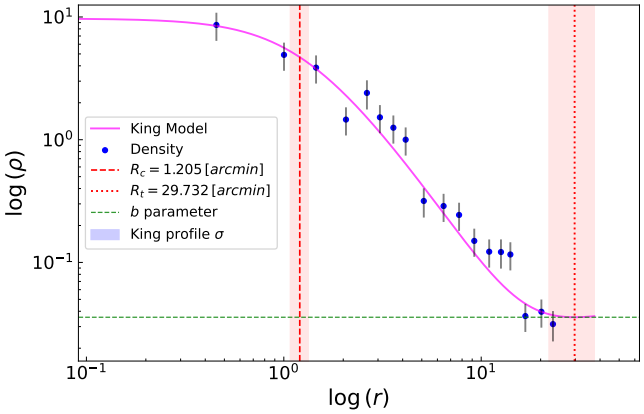


Fig. 4. Radial density profile of NGC 6383, with the blue dots representing the stellar density. The shaded blue zone outlines the deviation of the King's profiles, and the magenta line represents the median profile. The core radius R_c is shown as a red dashed line, the tidal radius R_t as a red dotted line, and the background density b as a green dashed line. The logarithmic axes denote the radius r in arcminutes and the stellar density ρ per arcminute squared.

2.1.3. Proper motions

To estimate the distribution of cluster members' proper motions, we model them using a two-dimensional normal distribution.

A normal prior distribution was assigned to the mean proper motions, based on frequentist means and standard deviations. The standard deviations are modeled using a HalfNormal distribution, while the correlation coefficient between the proper motions follows a $\mathcal{U}(-1, 1)$.

2.1.4. Center determination

To determine the cluster's center, we used a weighted Kernel Density Estimation (KDE) from SCI-KIT LEARN (Pedregosa et al., 2011), assigning weights inversely proportional to the distance from the mean proper motion. Optimal KDE parameters were determined through Grid Search Cross-Validation within the package, exploring a range of bandwidths—from the mean positional error to the search cone radius—and all kernel types. The location of maximum density was designated as the cluster's center.

2.1.5. Radial density profile

To determine structural parameters of the cluster, we utilized the King (1962) density profile. The numerical density ρ, was computed by dividing the cluster area into concentric annuli, each containing an equal number of stars. The number of annuli, K, adheres to the equiprobable bin rule ($K = 2n^{2/5}$), where n is the star count within the cluster.

Model priors were set as follows: background density $b \sim \mathcal{U}(0, 2\rho_{\rm min})$, scale factor $k \sim \mathcal{U}(0, 2\rho_{\rm max})$, core radius $R_c \sim \mathcal{U}(0, 0.8R_t)$, and tidal radius $R_t \sim \mathcal{U}(R_c, 1.5T_{\rm max})$. $T_{\rm max}$ is the maximum value among tidal potential radius, Hill radius, gravitational bound radius, and the maximum observed cluster member distance. This ensures the chosen parameter space for R_c and R_t is within astrophysical valid limits.

2.2. AsTeCA

AsTeCA, or Automated Stellar Cluster Analysis (Perren et al., 2015), is a suite of tools designed to automate the standard tests applied to stellar clusters to determine their basic parameters. In order to obtain accurate estimates for a cluster's metallicity, age and extinction

Table 1. Obtained results for the cluster, distance(ϖ) is the distance obtained by parallax analysis. On the other hand, D.M. indicates distance distance modulus.

Parameter	Value	Unit
Distance (ϖ)	1.099 ± 0.037	kpc
Distance (D.M.)	1.534 ± 0.258	kpc
Age	6.202 ± 0.036	log(age)
Metallicity (Z)	0.015 ± 0.014	-
Parallax (ϖ)	0.917 ± 0.060	mas
Number of members	266	stars
Absorption (A_V)	1.468 ± 0.081	mag
Core Radius (R_c)	1.205 ± 0.126	arcmin
Background (b)	0.035 ± 0.017	stars arcmin^{-2}
Distance Modulus	10.903 ± 0.327	mag
Tidal Radius (R_t)	29.732 ± 7.694	arcmin
Center Density (k)	10.508 ± 0.795	stars arcmin^{-2}
Cluster Center R.A.	263.673 ± 0.004	deg
Cluster Center DEC.	-32.580 ± 0.004	deg
Proper Motion R.A.	2.541 ± 0.007	mas yr^{-1}
Proper Motion DEC.	-1.714 ± 0.006	mas yr^{-1}

values, we use AsTeCA's isochrone fitting process. We used the PARSEC v1.2S isochrones (Bressan et al., 2012; Tang et al., 2014), with the Gaia EDR3 photometric system and Kroupa (2001, 2002) canonical two-part-power law IMF corrected for unresolved binaries, with a logarithmic age range between 6.0 and 7.9. All parameter priors are set as uniform distributions, and the median values of the resulting posterior distributions are informed.

3. Preliminary Results

The informed results and figures are obtained using sources with a membership probability exceeding 60 percent, ensuring a high level of confidence in the analysis. Table 1 presents a summary of the results, highlighting key parameters of NGC 6383. The cluster's center is accurately defined in Fig.1, while Fig.2 illustrates the proper motions. Insights into distance and parallax estimation are provided in Fig.3, and Fig.4 showcases the cluster's structural parameters alongside the fitted King's Profile. Additionally, Fig.5 displays the CMD of NGC 6383 alongside the best-fit isochrone.

4. Conclusion and future work

Our study employed Bayesian methods and HDBSCAN to refine parameters like distance, proper motion, and age for NGC 6383 using Gaia DR3.

Future efforts will broaden member analysis for a complete census and incorporate radial velocity for dynamic insights. Also, the use of a larger search cone to find possible stars in the tidal region of the cluster. Additionally, incorporating multi-wavelength data could enhance the accuracy of determining stellar properties. Finally, a focused investigation into the binary and multiple systems within NGC 6383 like the central binary HD 159176 could offer valuable information about its star formation history.

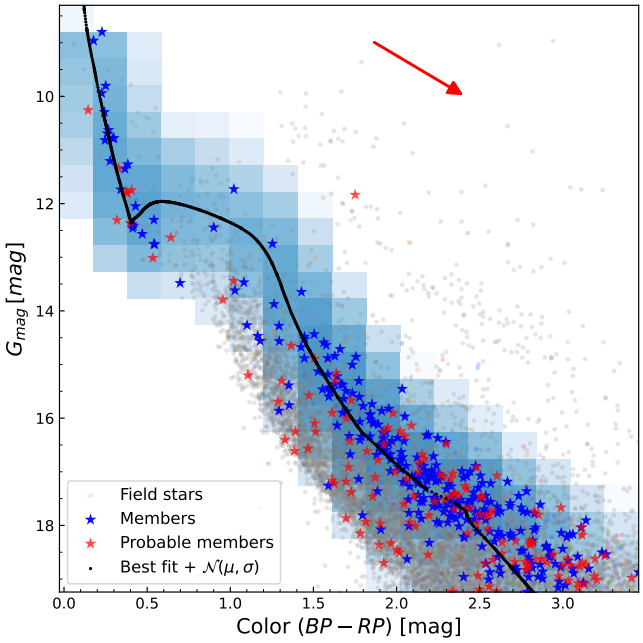


Fig. 5. Color-Magnitude Diagram of the cluster. The best isochrone fitting obtained by AsTeCa is indicated with a black line. Blue stars are sources with probabilities over 60 percent, while red stars are sources with probabilities under 60 percent. The red arrow is the reddening vector. The shaded area is a normal distribution around the best fit.

Acknowledgements: We gratefully acknowledge support by the ANID BASAL project FB210003.

References

Aidelman Y., et al., 2018, A&A, 610, A30
Astropy Collaboration, et al., 2022, apj, 935, 167
Bailer-Jones C.A.L., 2015, PASP, 127, 994
Bailer-Jones C.A.L., et al., 2021, AJ, 161, 147
Bressan A., et al., 2012, MNRAS, 427, 127
Campello R.J.G.B., Moulavi D., Sander J., 2013, 160–172, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg
Cantat-Gaudin T., Brandt T.D., 2021, A&A, 649, A124
Collinder P., 1931, Annals of the Observatory of Lund, 2, B1
Fitzgerald M.P., et al., 1978, MNRAS, 182, 607
Hunt E.L., Reffert S., 2021, A&A, 646, A104
Kharchenko N.V., et al., 2005, A&A, 438, 1163
King I., 1962, AJ, 67, 471
Kroupa P., 2001, MNRAS, 322, 231
Kroupa P., 2002, Science, 295, 82
Lindegren L., et al., 2021, A&A, 649, A2
Lindoff U., 1968, Arkiv for Astronomi, 5, 1
McInnes L., Healy J., Astels S., 2017, The Journal of Open Source Software, 2
Pandey A.K., et al., 1989, MNRAS, 236, 263
Paunzen E., Netopil M., Zwintz K., 2007, A&A, 462, 157
Pedregosa F., et al., 2011, Journal of Machine Learning Research, 12, 2825
Perren G.I., Vázquez R.A., Piatti A.E., 2015, A&A, 576, A6
Rauw G., De Becker M., 2008, vol. 5, 497
Rybizki J., et al., 2022, MNRAS, 510, 2597
Sanford R.F., 1949, ApJ, 110, 117
Tang J., et al., 2014, MNRAS, 445, 4287
Trumpler R.J., 1930, Lick Observatory Bulletin, 420, 154
Zug R.S., 1937, Lick Observatory Bulletin, 489, 89

Insights into the formation of OB associations: an examination of key parameters

S. Ortega[1], M. Bascuñán[1], S. Villanova[1] & P. Assmann[1]

[1] *Universidad de Concepción, Chile*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 19 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Las asociaciones OB son conglomerados estelares no ligados que albergan todo tipo de estrellas, destacándose las de tipo OB. Este grupo estelar resulta de particular interés debido a su idoneidad como entornos para el estudio del proceso de formación estelar. En este trabajo, evolucionamos cúmulos estelares jóvenes con el propósito de determinar los parámetros fundamentales que propiciarían la formación de una asociación OB. Para generar las condiciones iniciales, empleamos el código McLuster para introducir fractalidad en la distribución estelar. Además, ajustamos un radio de media masa de 1 pc, una función inicial de masa de Kroupa y un 10 % de estrellas binarias. Posteriormente, utilizamos el código Nbody6++GPU para evolucionar el cúmulo, incorporando un potencial de fondo que representara el gas residual de la formación estelar. El gas se modeló como una esfera de Plummer que, después de un tiempo característico, comenzó a reducir su masa, simulando así la expulsión de gas de los cúmulos estelares jóvenes. Se exploraron dos escenarios: uno con una expulsión instantánea y otro con una expulsión lenta de la masa de gas. Nuestros hallazgos revelan que, tras 10 millones de años, las simulaciones con expulsión instantánea de gas lograron un radio promedio para el cúmulo de 28.8 pc. Este resultado se sitúa en concordancia con el tamaño característico de una asociación OB, validando así nuestros modelos como posible escenario de evolución de estos sistemas estelares.

Abstract / OB associations are unbound stellar clusters that house a variety of stars, with a particular emphasis on those classified as OB types. This stellar group is of specific interest due to its suitability as an environment for studying the star formation process. In this study, we evolved young star clusters with the aim of determining the fundamental parameters that would lead to the formation of an OB association. We employed the McLuster code to introduce fractality into the stellar distribution to generate initial conditions. Additionally, we adjusted a half-mass radius of 1 pc, an initial mass function following Kroupa, and included 10% binary stars. Subsequently, we used the Nbody6++GPU code to evolve the cluster, incorporating a background potential representing residual gas from star formation. The gas was modeled as a Plummer sphere, which, after a characteristic time, began to reduce its mass, simulating the expulsion of gas from young star clusters. Two scenarios were explored: one with instantaneous gas expulsion and another with a slow expulsion of gas mass. Our findings reveal that, after 10 million years, simulations with instantaneous gas expulsion achieved an average cluster radius of 28.8 pc. This result aligns with the characteristic size of an OB association, thereby validating our models as a possible scenario for the evolution of these stellar systems.

Keywords / Galaxy: kinematics and dynamics — open clusters and associations: general — stars: evolution — methods: numerical

1. Introduction

OB associations, situated within the Milky Way, constitute a diverse collection of stars, with the OB types taking center stage, signifying the youthful nature of these stellar clusters. This inherent youthfulness makes OB associations valuable arenas for investigating recent star formation and the distribution patterns of young stars (Wright, 2020).

The formation mechanisms of OB associations remain a subject of discussion, with two primary models seeking to explain their origins. The monolithic model suggests that OB associations evolve from young clusters, expanding due to the expulsion of residual gas resulting from stellar birth processes, driven by phenomena such as stellar winds, UV radiation, and supernova explosions. Alternatively, the hierarchical model proposes that stars can form in regions of overdensity without adhering to a specific pattern, and their current distribution reflects the conditions of their birth (Carraro, 2020).

Typically, OB associations exhibit sizes ranging from $10 - 500$ pc (Melnik & Dambis, 2017) and maintain low densities (< 0.1 $M_\odot\,pc^{-3}$) (Wright, 2020). Melnik & Dambis (2020) calculated a median stellar mass of 8.1×10^3 $M_\odot$ and an average of 22 stars with a mass greater than 20 $M_\odot$ based on their study of 28 OB associations. However, each association showcases unique features; for instance, Beccari et al. (2018) identified two stellar populations in the Vela OB2 association, aged 10 Myr and 30 Myr, respectively. Similarly, Cantat-Gaudin et al. (2019) identified 11 star subgroups in Vela OB2 based on proper motions and parallaxes. Additionally, certain OB associations like

✉ *Contact* / scarlletortegarojas@gmail.com Research article

Table 1. Initial stellar parameters set in McLuster.

Parameter	Option
Stars number	10 000
Density profile	Homogeneous sphere
Half mass radius	1 pc
Fractal dimension	1.6
Initial mass function	Kroupa
Binary fraction	0.1

Per OB1, Car OB1, Sgr OB1, Gem OB1, Ori OB1, and Sco OB1 exhibit signs of expansion, as analyzed using Gaia DR2 proper motions by Melnik & Dambis (2020).

In this study, we employ the McLuster (Küpper et al., 2011) * code along with N-body simulations by using Nbody6++GPU (Wang et al., 2015) ** code to discern the fundamental parameters influencing the formation of OB associations. Adopting a monolithic scenario in our model, we evolve stellar clusters over time, considering the individual stellar evolution of each star, and incorporate a background gas potential to simulate the effects of the expulsion of the cluster's initial gas.

2. Simulations

2.1. Generation of initial conditions

For this study we utilize the McLuster code, which enables us to derive clusters from their nascent stages of formation. The McLuster code serves as a tool for generating the initial conditions of clusters by adjusting parameters related to spatial and mass distribution.

2.1.1. Setup

Our initial stellar distribution comprises a young cluster with 10 000 stars, with 10% of them existing as primordial binary stars. These stars are spatially distributed within a homogeneous sphere exhibiting maximum fractality, a design chosen to generate clusters without adhering to predefined patterns. Additionally, we set a half-mass radius of 1 pc and adopt a Kroupa initial mass function (IMF) within a mass range spanning from 0.08 to 40 $M_\odot$. This results in a total stellar mass ($M_{\rm st}$) of 5 056 $M_\odot$ and a cluster radius of 1.6 pc.
The parameters mentioned above are summarized in Table 1. In Fig. 1, we can see the cluster, generated with the McLuster code, that will be evolved in Nbody6++GPU to analyze its evolution, which could lead to the formation of OB association.

2.2. N-body simulations

We utilize Nbody6++GPU to steer the dynamical evolution of these young clusters. During the simulations,

*https://github.com/ahwkuepper/mcluster
**https://github.com/nbodyx/Nbody6ppGPU

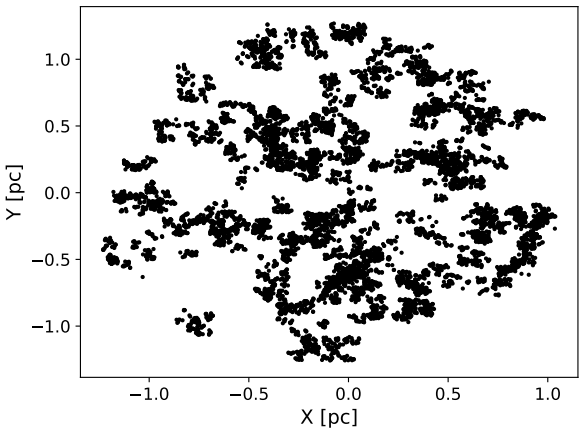


Fig. 1. Initial two dimensional distribution of the star cluster with substructure from a homogeneous sphere.

we consider the stellar evolution of each star complemented by the incorporation of a background gas potential into the model.

2.2.1. Background potential

In our simulations, we incorporate a background potential arising from residual gas generated during star formation. This potential is precisely modeled by adjusting parameters in accordance with Nbody6++GPU keywords: total mass of the Plummer gas sphere (MP), Plummer scale factor (AP), decay time for gas expulsion ($MPDOT$), and initiation time for gas expulsion ($TDELAY$).

To calculate the total gas mass ($M = MP$), we employ Eq. 1, which represents the mass contained within a radius r. Here, *"a"* denotes the Plummer radius, and *"r"* is the cluster's radius:

$$M(r) = M\left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right)^{-3/2}. \quad (1)$$

The gas distribution within the cluster ($M(r) = M_g$) aligns with the adjusted star formation efficiency (SFE) (Farias et al., 2015), ensuring consistency throughout the distribution:

$$SFE = \frac{M_{st}}{M_{st} + M_g}. \quad (2)$$

The evolution of gas mass in the code adheres to Eq. 3, where $MP0$ signifies the initial mass of the Plummer gas sphere (MP). This equation is exclusively applicable during the gas expulsion phase:

$$MP(T) = \frac{MP0}{(1 + MPDOT(T - TDELAY))}. \quad (3)$$

2.3. Evolution of the simulations

All simulations within this investigation adhere strictly to the initial parameters outlined in Table 1. The SFE of 10% yields a total mass for the Plummer gas sphere

equivalent to 75 843 $M_\odot$, with the Plummer scale factor (AP) precisely set at 1 pc.
To evaluate the impact for gas expulsion on the evolution of the cluster, we systematically investigate two extreme scenarios for the decay time of the gas. In the initial scenario, where $MPDOT$ is set to 10 000 (expressed in N-body units), nearly 99% of the total gas mass is expelled within an exceptionally brief timeframe of 1.8×10^{-3} Myr after $TDELAY$. Conversely, in the second scenario with $MPDOT$ adjusted to 0.1, a substantial 50% reduction in gas mass is observed 1.8 Myr after $TDELAY$. In both instances, the initiation of gas expulsion occurs precisely at 4.5 Myr.
Finally, we performed five simulations per set, and the adjusted parameters for background gas are summarized in Table 2.

3. Results

The ensuing section delineates the outcomes derived from the performed numerical simulations. The results are obtained from the average of each simulation set.
Figure 2 shows the evolution of the Lagrangian radius. In the top panel, the average from five simulations of Sim 1 reveals an immediate expansion of cluster shells following gas expulsion. Conversely, the bottom panel displays the average from five simulations of Sim 2, depicting a slower expansion resulting in a more concentrated cluster.
Using the Lagrangian radius, we define the core radius as the boundary containing 20% of the cluster's mass and the cluster radius as the boundary containing 80% of the cluster's mass. The simulation outcomes, including core and cluster radii, are detailed in Table 3.
Our focused analysis centers on the simulations at 10 Myr and 20 Myr, representing the typical ages of OB associations according to Wright (2020). Parameters under examination include the core radius (R_{core}), the count of OB stars within the core radius ($N_{OB,core}$), and the count of stars exceeding 20 $M_\odot$ within the core radius ($N_{20,core}$). Additionally, we evaluate the cluster radius ($R_{cluster}$), the count of OB stars within the cluster radius ($N_{OB,cluster}$), and the count of stars with a mass greater than 20 $M_\odot$ within the cluster radius ($N_{20,cluster}$).

4. Conclusions

At 10 Myr, simulations in Sim 1 resulted in an average cluster radius of 28.8 pc, falling within the observed size range of OB associations ($10 - 500$ pc). This outcome suggests that adjusting a higher $MPDOT$ than that in Sim 2 is necessary when comparing our simulations with OB associations of this age. However, by 20 Myr, both simulation sets reached sizes representative of OB associations.
Additionally, both sets of simulations yielded comparable stars with masses exceeding 20 $M_\odot$, both within the core and the entire cluster. It is noteworthy, however, that in all cases, this count of stars remains considerably lower than Melnik & Dambis (2020) reported, and even

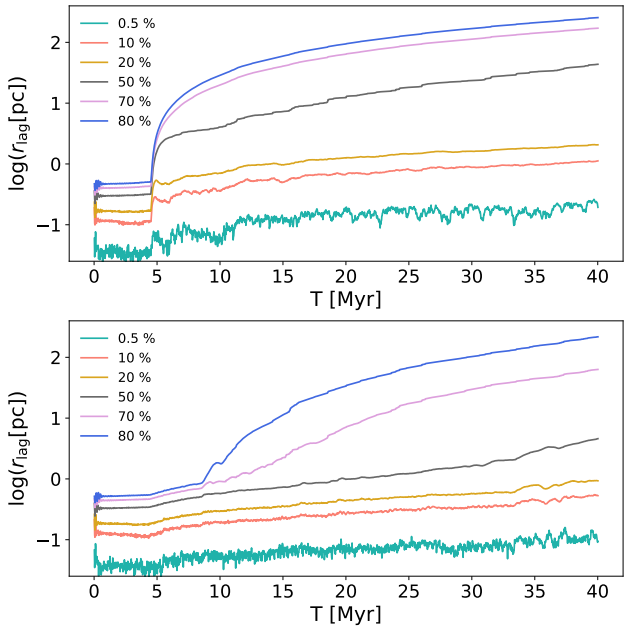


Fig. 2. Evolution of the Lagrangian radius. Each color curve indicates radius values that contain a certain percentage of the total mass of the cluster. The *upper panel* corresponds to Sim 1 and the *lower panel* represents Sim 2.

at 20 $M_\odot$ our model does not yield any such stars. This discrepancy is attributed to our focus on the monolithic model, having a group of pre-existing stars, making it improbable to find extremely massive stars after 10 Myr due to stellar evolution.
Notably, the most massive stars in the cluster are the most likely to be observed in reality, due to their magnitude values. For this reason, the analysis of the number of OB stars and stars with masses greater than 20 $M_\odot$ presented in Table 3 was performed to approximate their distribution throughout the cluster.
In conclusion, we identify the decay time for gas expulsion ($MPDOT$) as a pivotal parameter in our model to emulate the characteristics of OB associations, such as their sizes. Future endeavors will explore the variation of parameters, including the initial mass of the cluster and the half-mass radius, to refine our model and gain deeper insights into the essential factors influencing the formation of OB associations.

Acknowledgements: S.V. and S.O. gratefully acknowledge the support provided by ANID BASAL project FB210003 and Fondecyt regular n. 1220264.

References

Beccari G., et al., 2018, MNRAS, 481, L11
Cantat-Gaudin T., et al., 2019, A&A, 621, A115
Carraro G., 2020, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 61C, 11
Farias J.P., et al., 2015, MNRAS, 450, 2451
Küpper A.H.W., et al., 2011, MNRAS, 417, 2300
Melnik A.M., Dambis A.K., 2017, MNRAS, 472, 3887
Melnik A.M., Dambis A.K., 2020, MNRAS, 493, 2339
Wang L., et al., 2015, MNRAS, 450, 4070

Table 2. Summary of simulation sets, including gas potential.

Simulation	SFE [%]	M_g [$M_\odot$]	r [pc]	AP [pc]	MP [$M_\odot$]	$MPDOT$	$TDELAY$ [Myr]
Sim 1	10	45 506.79	1.6	1	75 842.62	10 000	4.5
Sim 2	10	45 506.79	1.6	1	75 842.62	0.1	4.5

Table 3. Simulation results.

Simulation	T [Myr]	R_{core} [pc]	$N_{OB,core}$	$N_{20,core}$	$R_{cluster}$ [pc]	$N_{OB,cluster}$	$N_{20,cluster}$
Sim 1	10	0.7	102	3	28.8	256	3
	20	1.3	106	0	94.3	281	0
Sim 2	10	0.3	96	2	1.6	295	3
	20	0.4	113	0	30.5	288	0

Wright N.J., 2020, NewAR, 90, 101549

Interstellar medium and star formation

S. Paron[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 16 February 2024 / Accepted: 03 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / La formación de estrellas, en particular las de alta masa, posee varios interrogantes aún abiertos. Hoy en día, gracias a los telescopios e instrumentos más modernos, estamos logrando poder observar y analizar los procesos físicos y químicos involucrados en el nacimiento de las estrellas masivas. En este trabajo se introduce al medio interestelar, cuna de las estrellas, haciendo foco en las estructuras interestelares distribuidas en las distintas escalas espaciales relacionadas al colapso del gas que da lugar a los procesos de formación estelar. A través de algunos trabajos actuales del grupo de investigación de Medio Interestelar, Formación Estelar y Astroquímica del Instituto de Astronomía y Física del Espacio (`https://interestelariafe.wixsite.com/mediointerestelar`), se muestra que el estudio observacional de la formación de estrellas es una investigación que debe realizarse de manera multiespectral apuntando a la multiescala espacial.

Abstract / The formation of stars, particularly the high-mass star formation, poses several still open questions. Nowadays, thanks to the most modern telescopes and instruments, we are able to observe and analyse many physical and chemical processes involved in the birth of massive stars. This work introduces to the interstellar medium, cradle of the stars, and makes focus on the interstellar structures distributed in the different spatial scales related to the collapse of the gas that gives rise to the star formation processes. Through some current works done by the investigation group of Interstellar Medium, Star Formation and Astrochemistry belonging to Instituto de Astronomía y Física del Espacio (`https://interestelariafe.wixsite.com/mediointerestelar`), it is shown that the observational study of the star formation is a research that must be carried out in a multispectral way, pointing to the spatial multiscale.

Keywords / ISM: general — ISM: structure — stars: formation — HII regions — ISM: molecules

1. Introduction

Nowadays we know that at the large spatial scales, the interstellar medium (ISM) is composed by an intricate filamentary network of gas and dust (André et al., 2014; Pineda et al., 2023). Such filaments can have tens of parsecs in large, with different sizes in width, having, the thinnest ones, a median value around 0.1 pc (Arzoumanian et al., 2019). The filaments may hierarchically fragment into clumps and cores, i.e. structures that goes from parscecs down to 0.1 pc and hundreds of astronomical units (au). To illustrate it, Figure 1, extracted from Sadaghiani et al. (2020), shows a schematic view of a filamentary cloud in NGC 6434, in which sizes and masses of the molecular features at different spatial scales are included.

The molecular gas in the ISM, distributed in clouds, that nowadays are resolved into filaments, is in constant interaction with the radiation from the stars, particularly from the high-mass ones, and with expansive events such as those produced by HII regions and supernova explosions. Such events generate bubbles, and usually the compression of the gas due to their expansion produces new filament-like structures (Pineda et al., 2023).

The filaments are not statics, they have their own dynamics and they can interact between them, converging and overlapping in junctions called as hubs (Kumar

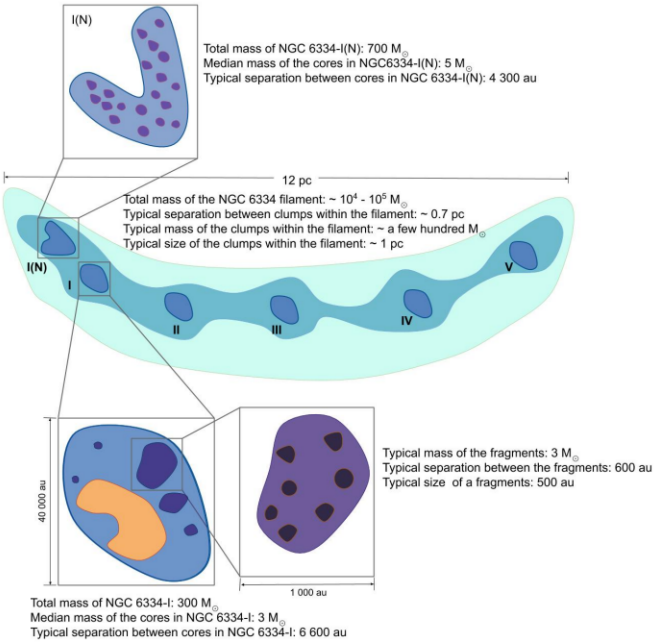


Fig. 1. Schematic view of a filament in NGC 6334 with its hierarchically fragmentation into clumps and cores. Image extracted from Sadaghiani et al. (2020).

✉ *Contact* / sparon@iafe.uba.ar

Invited review

et al., 2020). Figure 2 shows different stages in this dynamics that in turn is related to the star formation processes. In other words, we can point out that the stars form in cores, embedded in clumps, that are embedded in the interstellar filaments. In that sense, a new paradigm seems to emerge, this is a "filaments to clusters" unified paradigm for star formation (Kumar et al., 2020).

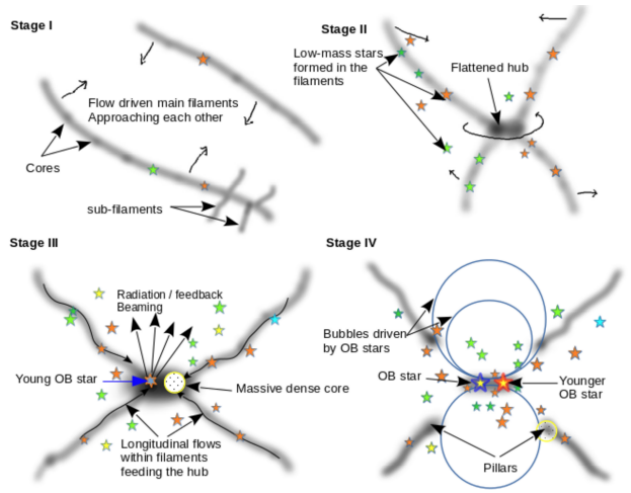


Fig. 2. Sketch showing the different stages proposed as part of the "filaments to clusters" unified paradigm for star formation. Image extracted from Kumar et al. (2020).

In this paradigm, Kumar et al. (2020) proposed that the low-intermediate-mass stars form slowly (10^6 yr) in the filaments, and massive stars form quickly (10^5 yr) in the hubs. The sketch presented in Fig. 2 shows that the hubs are formed due to the overlapping of flow-driven main filaments (Stage I). Then, such hubs gain a twist as the overlap point is different from the centre of mass, and the density is enhanced due to the addition of filament densities (Stage II). Low-mass stars can be ongoing before and during hub formation. The hub gravitational potential triggers and drives longitudinal flows that brings more matter and the density of the region enhances. Once massive stars are formed within the hubs after its fragmentation, radiation pressure and ionisation feedback escapes through the inter-filamentary cavities by generating holes in the hub (Stage III). Finally, the expanding radiation bubbles create HII regions, breaking out the filaments and producing gaseous interstellar features known as pillars (Stage IV). The result of these processes is a mass-segregated embedded cluster, with a mass function that is the sum of stars continuously created in the filaments and the massive stars formed in the hub (Kumar et al., 2020).

Regarding the processes that take place at smaller spatial scales, it is important to take into account the fragmentation of the mentioned filaments, and mainly, the fragmentation of the embedded molecular clumps into molecular cores.

It is well known that the formation of the stars, particularly of the high-mass ones, begins with the fragmentation of a massive clump into molecular cores. However, it is still unknown whether this fragmentation gives rise to prestellar cores massive enough (a few tens of solar masses) to form directly this type of stars, or leads to cores of low and intermediate masses that acquiring material from their environment can generate massive stars (Palau et al., 2018; Moscadelli et al., 2021). In the first scenario, it is proposed that high-mass stars form through an individual monolithic core collapse, and in the second one, they form from a global hierarchical collapse of a massive clump, where many low and intermediate mass cores competitively accrete material from the surrounding through converging gas filaments that feed the cores (Motte et al., 2018; Schwörer et al., 2019; Vázquez-Semadeni et al., 2019). Nowadays many efforts are being made to unravel which model of high-mass star formation best explains the born of such a type of stars.

Hence, taking into account that all processes that occurs at the larger spatial scales have consequences in the smaller ones, and vice versa, to advance in our general knowledge about star formation, it is important to study the ISM in a comprehensive way. For instance, Figure 3 displays the evolutionary sequence for high-mass stars formation, in which all the "intrinsic" processes, such as gas collapse and accretion, outflows, ionisation and photodissociation, have a deep impact in the surroundings.

As Figure 3 shows, molecules are ubiquitous along the different stages of star formation, even in the HII region stage. The detection of molecular species, many of them very complex, organic and pre-biotic, can be used to trace and to probe the involved physical processes. Certainly, the molecular cores with active star formation, known as hot molecular cores, are the chemically richest regions in the ISM (e.g. Herbst & van Dishoeck 2009; Bonfand et al. 2019). The star forming processes strongly influence the chemistry of such cores and their surroundings (Jørgensen et al., 2020). Hence, observing molecular lines, and studying their emission and chemistry, is very useful to characterise the physical and chemical conditions of the gas. This is indeed an important issue to trace the different stages in the fragmentation of the gaseous structures and the subsequent star formation.

In this article, I review some recent works done in our research group putting them in a general context regarding the investigation of the ISM. I present them separated into results obtained from large, intermediate, and small spatial scales.

2. Large spatial scales: photodissociation and fragmentation

The large structures of the ISM, the filaments and clouds, have dusty and gaseous fragments within them, smaller features known as molecular clumps and cores that can lead to the formation of the stars. Beside the gravity and the turbulence, the radiation, and in particular the far ultraviolet (FUV) photons that photodissociate the molecular gas, can play an important role in the fragmentation of different interstellar molecular features.

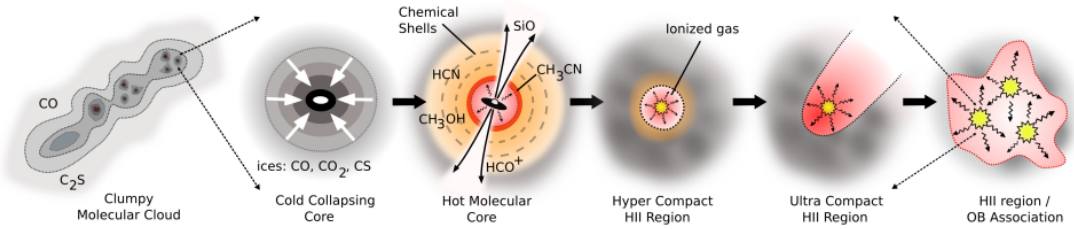


Fig. 3. Sketch showing the evolutionary sequence for high-mass stars formation. Credits: Cormac Purcell.

Given that it is not possible to directly measure the FUV radiation toward distant, large and obscured regions, we can evaluate the action of such photons through their consequences in the molecular gas.

It is known that the $C^{18}O$ is selectively photodissociated by the FUV radiation with respect to the ^{13}CO. This phenomenon was observed in many relatively nearby molecular clouds that are exposed in different ways to the radiation field (Yamagishi et al., 2019; Kong et al., 2015; Minchin & White, 1995). The selective photodissociation of the $C^{18}O$ is evaluated from the $^{13}CO/C^{18}O$ ratio ($X^{13/18}$), and it was analysed in clouds that the sources responsible of the FUV photons are embedded OB stars (Shimajiri et al., 2014), and in clouds that are only affected by the interstellar radiation field (Lin et al., 2016).

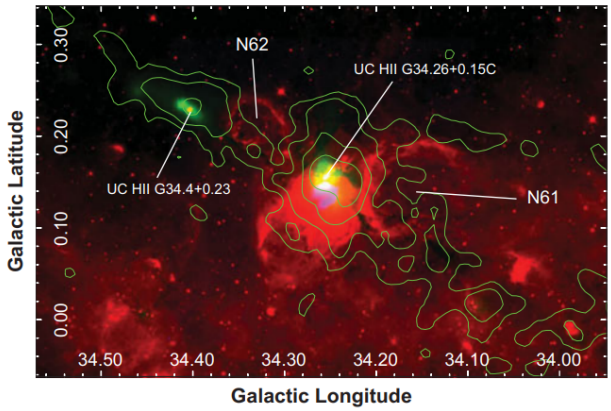


Fig. 4. Three-colour image of the IRDC 34.43+0.24 in which the Spitzer-IRAC 8 μm is displayed in red, the radio continuum emission at 20 cm in blue, and the continuum emission at 1.1 mm in green. The green contours represent the $C^{18}O$ J=1–0 integrated emission. Image extracted from Areal et al. (2019).

Using the $X^{13/18}$ ratio as a tool to evaluate the molecular gas photodissociation, we studied several star-forming regions, and we pointed out that the fragmentation of the molecular gas in such regions are not only produced by gravity and turbulence, but also for this phenomenon. For instance, in Areal et al. (2019) we studied in deep the filamentary infrared dark cloud IRDC 34.43+0.24 located at a distance of about 4 kpc. Figure 4 presents this region, showing the presence of a filament like molecular feature (traced by the $C^{18}O$ emission) that it is affected by two extended HII regions (N61 and N62), and additionally there are two embedded ultracompact HII regions. The molecular gas in the $C^{18}O$ emission appears clumpy and quite fragmented, being interesting to study the influence of the FUV radiation from both, the observed HII regions and the ISM radiation field.

After calculating pixel by pixel the ^{13}CO and $C^{18}O$ column densities (N^{13} and N^{18}) using the ^{12}CO, ^{13}CO and $C^{18}O$ J=1–0 line, and assuming local thermodynamical equilibrium (LTE), the $X^{13/18}$ was obtained from the N^{13}/N^{18} ratio. Figure 5 presents a map of $X^{13/18}$ toward IRDC G34.43+0.24. It can be noticed some regions with high $X^{13/18}$ values, showing sectors in the filament feature in which the FUV photons are penetrating and destroying the molecular gas. In general, they are located close to the HII regions, being remarkable the thinner portion of the filament, suggesting that in a future such a filament will be broken at this position producing at least two large fragments, which in turn could have sub-fragments. On the other hand, there are several regions with low $X^{13/18}$ values (violet colour in Fig. 5) indicating that they are shielded from the FUV. In general, such regions coincide with dark clouds and high density structures. Blanked pixels in the figure are due to optical depths effects in the ^{13}CO emission that prevent to obtain reliable results toward these regions.

In another work, the J=2–1 and J=3–2 lines of the carbon monoxide isotopes were used to perform a similar analysis toward the massive star forming region G29.96-0.02 (Paron et al., 2018). In this case, LTE and non-LTE analysis were done toward this region located at a distance of about 6.2 kpc. For instance, here I present in Figure 6, the $X^{13/18}$ ratio obtained by assuming LTE toward G29.96-0.02. As in the former case, this analysis is useful to study the molecular gas at large spatial scales (see the scale bar in Fig. 6) identifying regions that will be fragmented due to the FUV action (green, yellow and red colours) and dense regions in which the radiation is staling (cyan and blue colours).

It is worth noting that the difference in the values of the $X^{13/18}$ ratios obtained in the G29.96-0.02 and IRDC G34.43+0.24 could be due to their different distances respect to the galactic centre (Wilson & Rood, 1994). Additionally, as it was suggested in our first work about selective photodissociation done toward 114

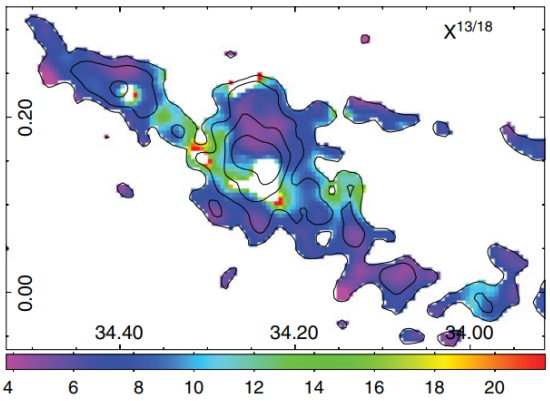


Fig. 5. $X^{13/18}$ ratio obtained toward IRDC G34.43+0.24. The contours represent the $C^{18}O$ J=1–0 integrated emission as presented in Fig. 4. Image extracted from Areal et al. (2019).

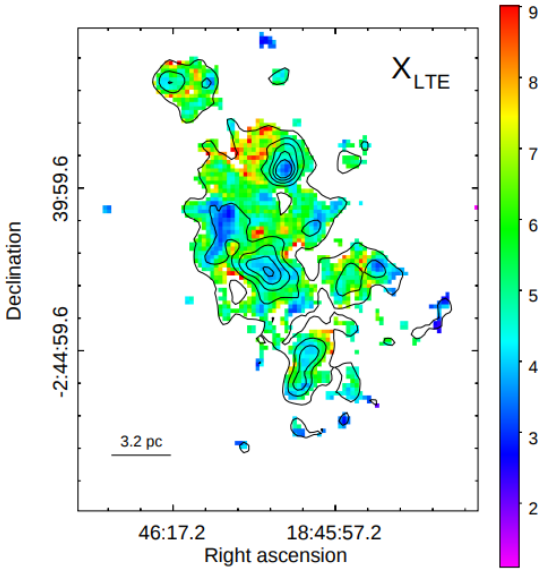


Fig. 6. $X^{13/18}$ ratio obtained toward G29.96-0.02 from the J=3–2 of the CO isotopes using LTE considerations. The contours represent the $C^{18}O$ J=3–2 integrated emission delimiting the molecular cloud/filament analysed. Image extracted from Paron et al. (2018).

sources (Areal et al., 2018), these differences must be analysed focusing on the type of sources that are embedded, or located close to, the molecular clouds/filaments. Finally, it is important to remark that the use of different CO rotational transitions to derive the $X^{13/18}$ ratios is an issue that deserves more analysis. This is still open in our investigations.

In conclusion, this kind of investigations contribute to understand fragmentation processes and molecular gas destruction at large spatial scales, useful to study, in a next step, processes occurring within the clouds and filaments.

3. Molecular clumps, intermediate spatial scales

Molecular clumps are dense fragments embedded in the interstellar filaments. Regarding the comprehensive study of the star-forming processes, and the related conditions of the ISM, such clumps represent the next step, after the filaments, to investigate the interstellar chemistry and physics. For instance, massive young stellar objects (MYSOs) generate energetic molecular outflows (e.g. Arce et al. 2007) that are produced by jets/winds generated by the protostars and accretion discs. They contribute to the removal of excess of angular momentum from accreted matter and to the dispersal of infalling circumstellar envelopes at the clump spatial scales. Therefore, even though the molecular outflows usually may be confused with the molecular gas of the clump in which the MYSOs are embedded, it is worth making efforts in studying them.

Protostellar winds, jets, and hence, the extended molecular outflows, produce a deep impact in the chemistry of both, cores and molecular clumps (Arce et al., 2007; Jørgensen et al., 2020; Rojas-García et al., 2024). Thus, for a complete understanding of the star-forming processes, it is necessary to study such physical processes together with the related chemistry.

Southward the massive star-forming region G29.96-0.02 presented above (see Fig. 6), a YSO lies in a high-density region shielded from the FUV radiation. In Areal et al. (2020), we analysed the molecular clump in which such a YSO (hereafter YSO G29) is embedded. Figure 7 displays this clump in the $C^{18}O$ emission and the discovered molecular outflow (red contours). Such an outflow is gas moving away from us, i.e. a redshifted molecular outflow, and its blue counterpart was not observed because it is confused with the southward molecular gas of the clump. This analysis was done with data from the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) retrieved from its database. Additionally, we observed some molecular species (HCN, HNC, HCO^+, and C_2H) towards the position of YSO G29 (green dashed circle in Fig. 7) using the Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE). The detection of HCO^+ is consistent with the presence of jets and flows of gas (e.g. Rawlings et al. 2004; Sánchez-Monge et al. 2013) confirming the presence of molecular outflows in the region. The other molecules were useful to prove the presence of dense gas in the clump and to estimate the kinetic temperature in $T_K \sim 23$ K, which is an useful parameter to characterise the conditions of the external gaseous layers of the clump in which a YSO is embedded.

In a more recent work, a quite isolated and nearby (about 1.4 kpc) MYSO was studied (YSO G079.1272+02.2782; hereafter YSO G79) at different spatial scales (Paron et al., 2022). As done in the case of YSO G29, we looked for evidence of outflow activity, finding two CO lobes, one redshifted and the other one blueshifted, in coincidence with an intriguing near-IR emission emanating from this YSO (see Fig. 8). This analysis was useful to generate a better characterisation of such molecular outflows that were not correctly catalogued in the literature, and it motivated us to perform a chemical analysis of the region at the clump spatial scales.

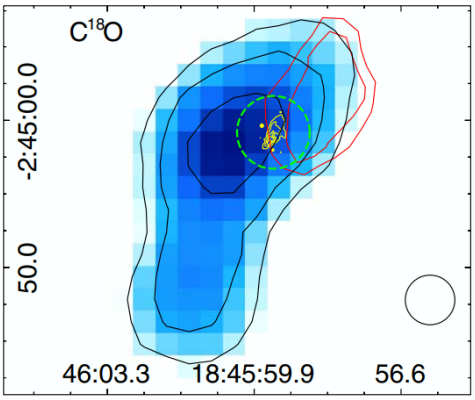


Fig. 7. Integrated $C^{18}O$ J=3–2 emission displayed in blue with black contours of the molecular clump in which YSO G29 is embedded. The red contour corresponds to the ^{12}CO J=3–2 emission representing a redshifted molecular outflow. The beam of such observations is at the bottom right corner. The dashed circle is the pointing and the beam of the ASTE observations. The yellow contours represent the near-IR emission of YSO G29 (see Sect. 4 and Fig. 10). Image extracted from Areal et al. (2020).

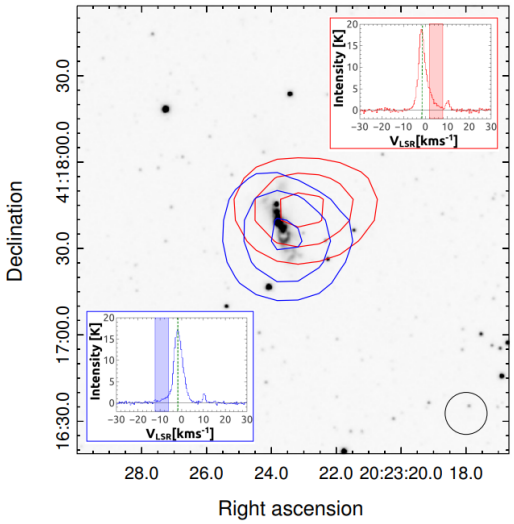


Fig. 8. Near-IR image from UKIDSS at the Ks band of YSO G79. The blue and red contours represent the integrated ^{12}CO J=3–2 emission (JCMT data) in two velocities ranges that are the spectral wings (shown in the spectra included in the inset images). The JCMT beam of 14.5″ is included at the bottom right corner. Image extracted from Paron et al. (2022).

Using in this case data from the database of the Pico Veleta IRAM Telescope obtained from Gerner et al. (2014), we identified several molecular lines toward the molecular clump in which YSO G79 is embedded. The analysis of HCN, HNC, $H^{13}CO^+$, HC_3N, H_2CO, among others, allowed us to estimate a temperature of about 20 K for the external layers of the clump, and to uncover a complex chemistry in them (chemistry at clump scales), finding that the inner jets (see Sect. 4) does not have any influence on such a chemistry yet.

In conclusion, besides the study of the physical processes that take place within the molecular clumps, the study of the chemical processes are crucial to complement such physical investigations, and usually, the chemistry can be used to trace evolutive stages. In this line I would like to mention a very recently work done in our group in which some chemical tools were probed toward 55 sources representing MYSOs at different evolutionary stages: infrared dark clouds (IRDCs), high-mass protostellar objects (HMPOs), hot molecular cores (HMCs) and ultracompact HII regions. From this large sample, Martinez & Paron (2024) found that the use of the HCN/HNC ratio as a universal thermometer in the ISM as it was proposed in the literature should be taken with care, and the HCN optical depth effects must be considered. This tool should be utilised only after a careful analysis of the HCN spectrum, as it was done in the above mentioned works in which the temperature was estimated through this method. Additionally, Martinez & Paron (2024) point out that the emission of $H^{13}CO^+$, HC_3N, N_2H^+ and C_2H could be useful to trace and distinguish regions among IRDCs, HMPOs and HMCs, supporting that these molecular species can be used as "chemical clocks".

4. Analysing the small spatial scales

At the smaller spatial scales ($\lesssim$0.1 pc), meaning the typical molecular cores (and even smaller) scales, there are structures that represent the deepest "pieces" of ISM that deserve very detailed investigations in order to understand how stars are born. In the case of high-mass stars, the analysis of this last stage of fragmentation is useful to discern what model of formation is more appropriated: monolithic collapse or competitive accretion (e.g. Motte et al. 2018; Palau et al. 2018; Moscadelli et al. 2021).

Given that these molecular features are small and they are deeply embedded in very dark regions, radio and millimeter wavelengths interferometers must mainly be used to observe and analyse them. The Atacama Large Millimeter Array (ALMA) is the most appropriated instrument to perform this kind of investigations, and from a multiwavelength perspective, their high-sensitivity and high-angular resolution data can be combined with, for instance, infrared data to obtain the most complete picture possible of the star-forming processes in these regions.

In a recent work (Ortega et al., 2023), we investigate the fragmentation taking place in the massive clump AGAL G338.9188+0.5494. We discover that a massive molecular clump surveyed with the Atacama Pathfinder Expermient (APEX) Bolometer Array LABOCA at 870 μm (Csengeri et al., 2014), is fragmented in two structures if the region is analysed with ALMA data obtained from the 7 m array configuration (4″ of angular resolution; see green contours in Fig. 9-left). However, if we analyse ALMA data obtained from the 12 m array configuration (about 0.5″ in angular resolution) such a molecular feature is resolved at least into five cores (see

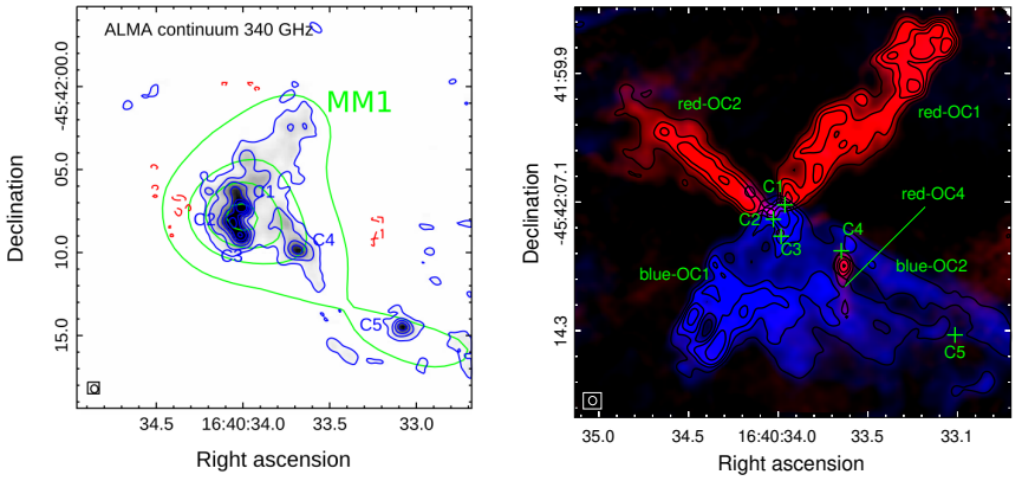


Fig. 9. Left: ALMA continuum emission at 340 GHz (12 m array) in grayscale with blue contours. The green contours correspond to the ALMA continuum emission at 340 GHz (7 m array). Right: Molecular outflows obtained from the integration of the spectral red and blue shifted wings in the ^{12}CO J=3–2 line. Images extracted from Ortega et al. (2023).

map and blue contours in Fig. 9-left). This study allowed us to characterise such molecular cores, and using ^{12}CO emission from the same ALMA data set, to discover a complex of molecular outflows (see Fig. 9-right) indicating that some cores are already active (i.e. they are hot molecular cores with protostars in their interiors). This finding is in agreement with what is observed at the 4.5 μm emission from Spitzer observations, that based on them, the source was catalogued as an extended green object (EGO; Cyganowski et al. 2008). An EGO is a potential source of energetic molecular outflows. Additionally, the near-IR emission at the Ks-band from the VISTA survey (see Figure 4 in Ortega et al. 2023) supports the presence of jets and outflows in the region. Regarding the high-mass star formation models, our analysis suggests that competitive accretion is the more likely process in this region.

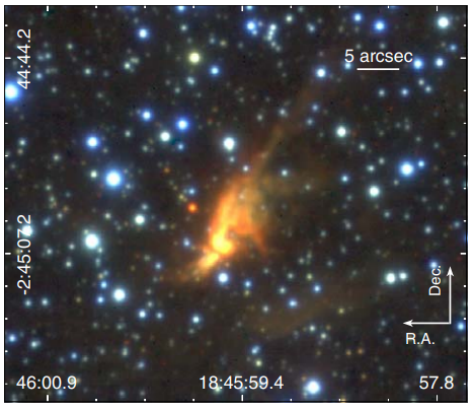


Fig. 10. Three colour image of the JHKs broad bands obtained with NIRI at Gemini North toward YSO G29. Image extracted from Areal et al. (2020).

At these spatial scales, the near-IR data at high angular resolutions, for instance data from the Gemini Telescopes instruments, are very useful to study the inner processes that take place close to the protostars. In that sense, following our multispatial scales and multiwavelength studies, YSOs G29 and G79 from the regions presented above were observed with Gemini, using NIRI and NIFS instruments, respectively.

YSO G29 was observed with NIRI at the JHKs broad bands (see Fig. 10) among other photometric observations of different lines. Intriguing features were found suggesting a disk-jets system. Northern jet-like structures were related to what was found at the larger spatial scale (see above), particularly to the redshifted molecular outflow, while the smaller southern jet-like feature was explained based on the region of the molecular clump where the YSO is embedded (Areal et al., 2020). However this scenario is not completely understood, and new observations at radio continuum from the Very Large Array (VLA) and data from ALMA are being analysed (Martinez, N.C., et al., in prep.).

In the case of YSO G79, near-IR integral field spectroscopic observations were carried out using NIFS at Gemini North towards five fields (F1–F5) along a jet-like structure associated with the molecular outflows presented above (see Fig. 11). The analysed continuum emission and the several H_2 lines and the Brγ emission allowed us to suggest a possible binary system of protostars generating a precessing jet (Paron et al., 2022). These observations resolve structures of about 300 au, and by relating such a jet to the outflows found at the larger spatial scale, we proposed that we are observing the consequences in the surrounding material of a blueshifted jet generating helical flows. A bow shock coming to us, and seen almost from its front (see the H_2 emission contours in F5 in Fig. 11), was analysed morphological and kinematically.

5. Astrochemistry

As seen along the article, molecules give us important information about the physical processes that take place in the dusty and gaseous structures at all spatial scales.

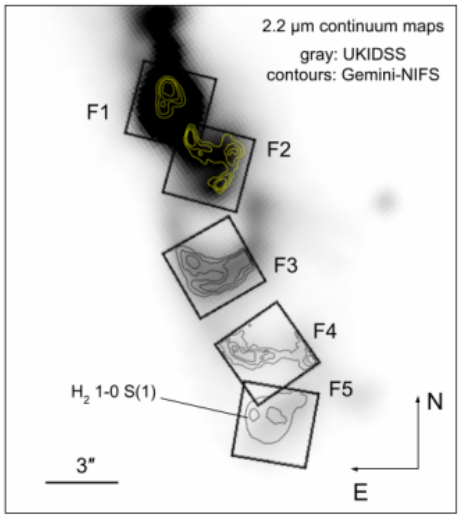


Fig. 11. Ks-band emission (in gray) obtained from UKIDSS. The contours in each field are the continuum at 2.2 μm obtained from the NIFS-Gemini observations, except in F5 where some contours of the H_2 S(1) 1–0 emission are displayed. Image extracted from Paron et al. (2022).

To use such molecules as tools to investigate the ISM it is necessary to understand its chemistry: formation and destruction reactions, which in turn can give us information about the physical conditions of the regions in which they take place.

Even though chemistry occurs along all spatial scales in the ISM, its investigation is particularly interesting at the smallest ones, i.e. at core scales. This is because when the temperature increases in such cores, becoming them in hot cores, many complex organic molecules desorbe from the dust surfaces generating a very rich chemistry (e.g. Busch et al. 2022).

For example, in Ortega et al. (2023) we performed an astrochemical study of a star-forming region, in particular of the more active core (core 1) in the clump G338.9188+0.5494 (see Fig. 9). This allowed us to complement the physical studies of the core obtaining important information, not only in what respect to the star formation models, but also about the chemical conditions that encompass to the star-forming processes. As an example of the chemical richness of such a core, I present here just some molecular lines detected toward it (see Fig. 12).

Another astrochemical work that I would like to mention here is the identification of molecular species toward YSO G29, that together with new Gemini NIFS and VLA data, will be useful to better understand the scenario of this source, following in this way, an investigation that began several years ago covering all spatial scales (Martinez, N.C., et al. in prep.). Emission lines of the identified molecular species toward YSO G29 are being integrated with the aim of obtaining chemical information from maps that display the morphology of the molecular emissions. For an example, I just present here the integrated emission of the $C^{34}S$ (5–4) line (Fig. 13). A preliminary work about this study appears in this number of the BAAA (see Martinez, N.C., et al.). $C^{34}S$ is a sulphur-bearing molecule that can give us important information about the conditions of the dense gas. In this particular case, as it is seen in the figure, such a dense gas is mainly distributed toward the south of YSO G29, suggesting that the southern jet-like feature as seen at near-IR (see Fig. 10) is small due to the encounter of the jet with high-density gas. By the way, the study of the sulphur-bearing chemistry is a matter of great interest in current astrochemical investigations (Fontani et al., 2023).

Additionally, it is worth mentioning that top-symmetric molecules such as methyl cyanide (CH_3CN) and methyl acetylene (CH_3CCH) are usually used as temperature tracers. Understanding their chemistry and the limitations of the temperature estimate methods is important to study star-forming regions. The investigations of these molecules are also being developed in YSO G29, and toward a large sample of hot molecular cores (Marinelli, A., et al. in prep.). Preliminary results about this last work appears also in this number of the BAAA (see Marinelli, A., et al.).

6. Conclusion and gratitude

In these last lines I include only one point as a scientific conclusion. And also as an important general conclusion I would like to express my gratitude to the job, effort and accompaniment of some persons that work and have worked together with me in these investigations.

As a science conclusion I mention that the ISM is a very complex, active and dynamic medium. As the stars and planets form from matter of such a medium, studying it is relevant to understand our own origins, and the origins of others exotics stars and planetary systems. The study of the ISM, and in particular of the star formation, must be done through observations and computational models, and the observations must be multiwavelength. As I pointed out here, to have a comprehensive understanding of the processes that take place in the ISM, we must study all spatial scales.

Finally, I consider an important conclusion expressing my gratitude to some partners that work and have worked with me, that contribute and have contributed to form our research group*. First of all, I express my gratitude to my lifelong partner, Dr. Martín Ortega, with whom we have built this research group together learning to work in science in a different way. Then, to the PhD student Lic. Naila Martínez, graduate in chemical sciences, with whom we find ourselves in the challenge to open a new line of research in the group: the astrochemistry. In addition, I want to say that both of them were a big support to me in a special personal and professional moment.

I also want to mention two persons who have obtained PhD degrees working in the group: Dra. Mariela Celis Peña, with whom we not only stayed with the ISM of our galaxy, we also 'went to' the Large Magellanic Cloud, learning many new things. She left in our group a nice human warmth and her love for sci-

*https://interestelariafe.wixsite.com/mediointerestelar

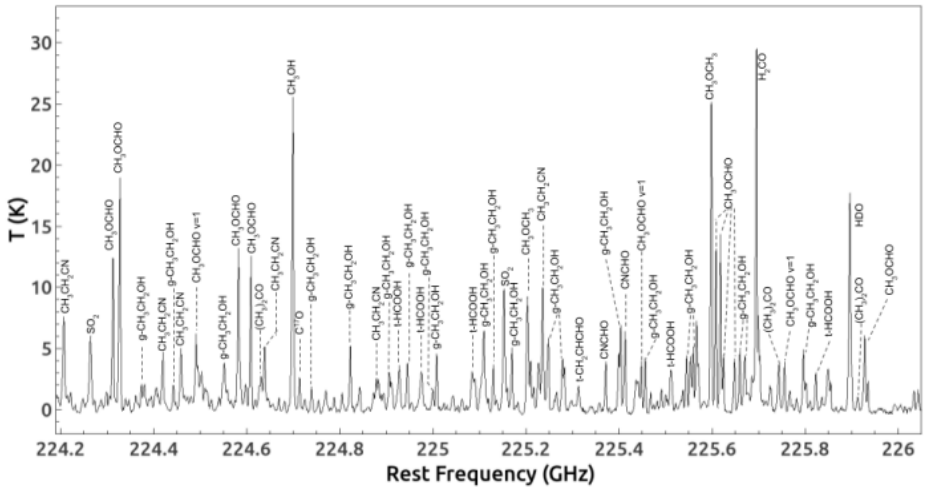


Fig. 12. Molecular lines identified in the spectral window spw3 of ALMA data in Band 6 toward core 1 (C1) in the G338.9188+0.5494 region (see Fig. 9). Image extracted from Ortega et al. (2023).

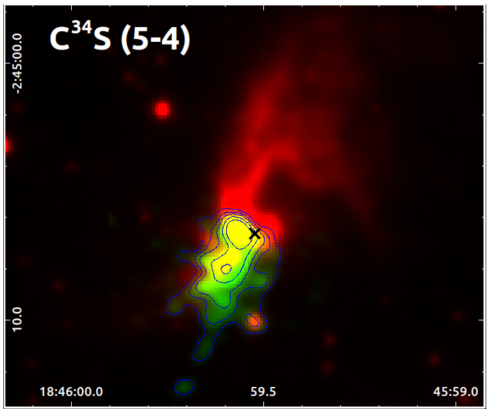


Fig. 13. Integrated emission of the $C^{34}S$ (5–4) line from ALMA data (green with contours) over the Ks emission from NIRI Gemini (see Fig. 10). The black cross indicates the position of a compact radio continuum source at 3 cm detected with VLA (Martinez, N.C., et al. in prep.).

ence. Dra. María Belén Areal, with whom, thanks to her great dedication in the research work, we have learnt a lot, laying some important foundations for the present and future investigations that we carry out. They indeed have contributed to the science with excellent PhD thesis (see MCP**, and MBA***).

The science and a research group are not built from one day to another; like the stars, it requires many processes over a long time, and these depend on the people who contribute to the task. To all the people who build and dream, my sincere gratitude.

Acknowledgements: I acknowledge support from CONICET and ANPCYT through grants PIP 2021 11220200100012 and PICT 2021-GRF-TII-00061. I thank to the SOC and LOC of the AAA meeting for the invitation and the support received.

**https://bibliotecadigital.exactas.uba.ar/collection/tesis/document/tesis_n6906_CelisPena

***https://bibliotecadigital.exactas.uba.ar/collection/tesis/document/tesis_n7240_Areal

References

André P., et al., 2014, H. Beuther, R.S. Klessen, C.P. Dullemond, T. Henning (Eds.), *Protostars and Planets VI*, 27
Arce H.G., et al., 2007, B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil (Eds.), *Protostars and Planets V*, 245
Areal M.B., et al., 2018, A&A, 612, A117
Areal M.B., et al., 2019, PASA, 36, e049
Areal M.B., et al., 2020, A&A, 641, A104
Arzoumanian D., et al., 2019, A&A, 621, A42
Bonfand M., et al., 2019, A&A, 628, A27
Busch L.A., et al., 2022, A&A, 665, A96
Csengeri T., et al., 2014, A&A, 565, A75
Cyganowski C.J., et al., 2008, AJ, 136, 2391
Fontani F., et al., 2023, A&A, 680, A58
Gerner T., et al., 2014, A&A, 563, A97
Herbst E., van Dishoeck E.F., 2009, ARA&A, 47, 427
Jørgensen J.K., Belloche A., Garrod R.T., 2020, ARA&A, 58, 727
Kong S., et al., 2015, ApJ, 805, 58
Kumar M.S.N., et al., 2020, A&A, 642, A87
Lin S.J., et al., 2016, ApJ, 826, 193
Martinez N.C., Paron S., 2024, Research in Astronomy and Astrophysics, 24, 015007
Minchin N.R., White G.J., 1995, A&A, 302, L25
Moscadelli L., et al., 2021, A&A, 647, A114
Motte F., Bontemps S., Louvet F., 2018, ARA&A, 56, 41
Ortega M.E., et al., 2023, A&A, 677, A129
Palau A., et al., 2018, ApJ, 855, 24
Paron S., Areal M.B., Ortega M.E., 2018, A&A, 617, A14
Paron S., et al., 2022, A&A, 666, A105
Pineda J.E., et al., 2023, S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, M. Tamura (Eds.), *Protostars and Planets VII*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 534, 233
Rawlings J.M.C., et al., 2004, MNRAS, 351, 1054
Rojas-García O.S., et al., 2024, MNRAS, 527, 2110
Sadaghiani M., et al., 2020, A&A, 635, A2
Sánchez-Monge Á., et al., 2013, A&A, 557, A94
Schwörer A., et al., 2019, A&A, 628, A6
Shimajiri Y., et al., 2014, A&A, 564, A68
Vázquez-Semadeni E., et al., 2019, MNRAS, 490, 3061
Wilson T.L., Rood R., 1994, ARA&A, 32, 191
Yamagishi M., et al., 2019, ApJ, 875, 62

Preliminary study of CH_3CN as a chemical thermometer of molecular cores

A. Marinellli[1], M.E. Ortega[1] & S. Paron[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 01 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Se sabe que las estrellas de gran masa se forman como resultado de la fragmentación de grumos moleculares de alta masa. Esto da origen a los núcleos que son las estructuras más pequeñas del medio interestelar que pueden dar lugar al nacimiento de estrellas. Caracterizar sus parámetros físicos y químicos es fundamental para comprender los procesos de formación estelar. En particular, una correcta determinación de la temperatura de los núcleos moleculares es de vital importancia para la estimación de su masa en el contexto de los distintos escenarios de formación de las estrellas masivas. En este trabajo, se presentan resultados preliminares de un estudio estadístico de la molécula CH_3CN como trazadora de temperatura hacia una muestra de grumos moleculares de alta masa. El estudio fue llevado a cabo a partir de observaciones en Banda 6 obtenidas del ALMA Science Archive.

Abstract / High-mass stars are known to form as a result of the fragmentation of high-mass molecular clumps. This gives rise to cores, which are the smallest structures in the interstellar medium that can lead to the birth of stars. Characterizing their physical and chemical parameters is essential to understanding star formation processes. In particular, accurately determining the temperature of molecular cores is crucial for estimating their mass in the context of different scenarios of massive star formation. In this work, preliminary results of a statistical study of the CH_3CN molecule as a temperature tracer toward a sample of high-mass molecular clumps are presented. The study was carried out from observations in Band 6 taken from the ALMA Science Archive.

Keywords / ISM: clouds — ISM: molecules — stars: formation

1. Introduction

The formation of a high-mass star begins with the fragmentation of a massive clump into smaller structures known as molecular cores. There are two models under debate for high-mass star formation: monolithic collapse (Palau et al., 2018; Moscadelli et al., 2021) and competitive accretion (Motte et al., 2018; Schwörer et al., 2019). For the study and validation of these models, it is essential to determine the masses of the cores involved in the fragmentation of molecular clouds. For this, the correct estimation of the temperature of the molecular cores is of crucial importance since it is directly related to the calculation of their masses.

One of the most used tools in temperature estimation is the Rotational Diagram (Goldsmith & Langer, 1999) applied to top-symmetric molecules. In particular, the top-symmetric molecule methyl cyanide (CH_3CN) is a good temperature tracer. CH_3CN is formed in interstellar grains by recombination of radicals such as CN- and CH_3- (Hernández-Hernández et al., 2014) and it is generally detected in hot molecular cores (Brouillet et al., 2022). In this work, we present preliminary results of a statistical study of the CH_3CN molecule as a temperature tracer toward a sample of high-mass molecular clumps with cores in its interior.

2. Data

Data cubes were obtained from the ALMA Science Archive. We used data from the project 2015.1.01312.S (P.I. Gary Fuller). The telescope configuration used baselines L5BL/L80BL of 39.84/215.91m, respectively, in the 12 m array. The observed frequency range of the spectral window used in this work goes from 238.81 to 240.69 GHz (Band 6). The angular and spectral resolutions are $0\farcs7$ and 1.4 MHz, respectively. The velocity resolution is about 1.4 km s^{-1}. The rms noise level is 4.2 mJy $beam^{-1}$ for the emission line (averaged each 10 km s^{-1}) and 0.14 mJy $beam^{-1}$ for the continuum emission. The maximum recoverable spatial scale is $6\farcs53$.

3. Results

Using data from the APEX Telescope Large Area Survey of the Galaxy (ATLASGAL; Schuller et al. 2009), we studied 19 sources representing condensations of cold dust (molecular clumps) of a few (between 2 to 10) parsecs in size. For each molecular clump, we analyze the 1.2 mm continuum emission to identify possible fragmentation. The typical size of these fragments (molecular cores) is on the order of the subparsec. Figure 1 displays the continuum emission from the ALMA data toward each analyzed source. The spectrum of each core

✉ *Contact* / amarinelli@iafe.uba.ar

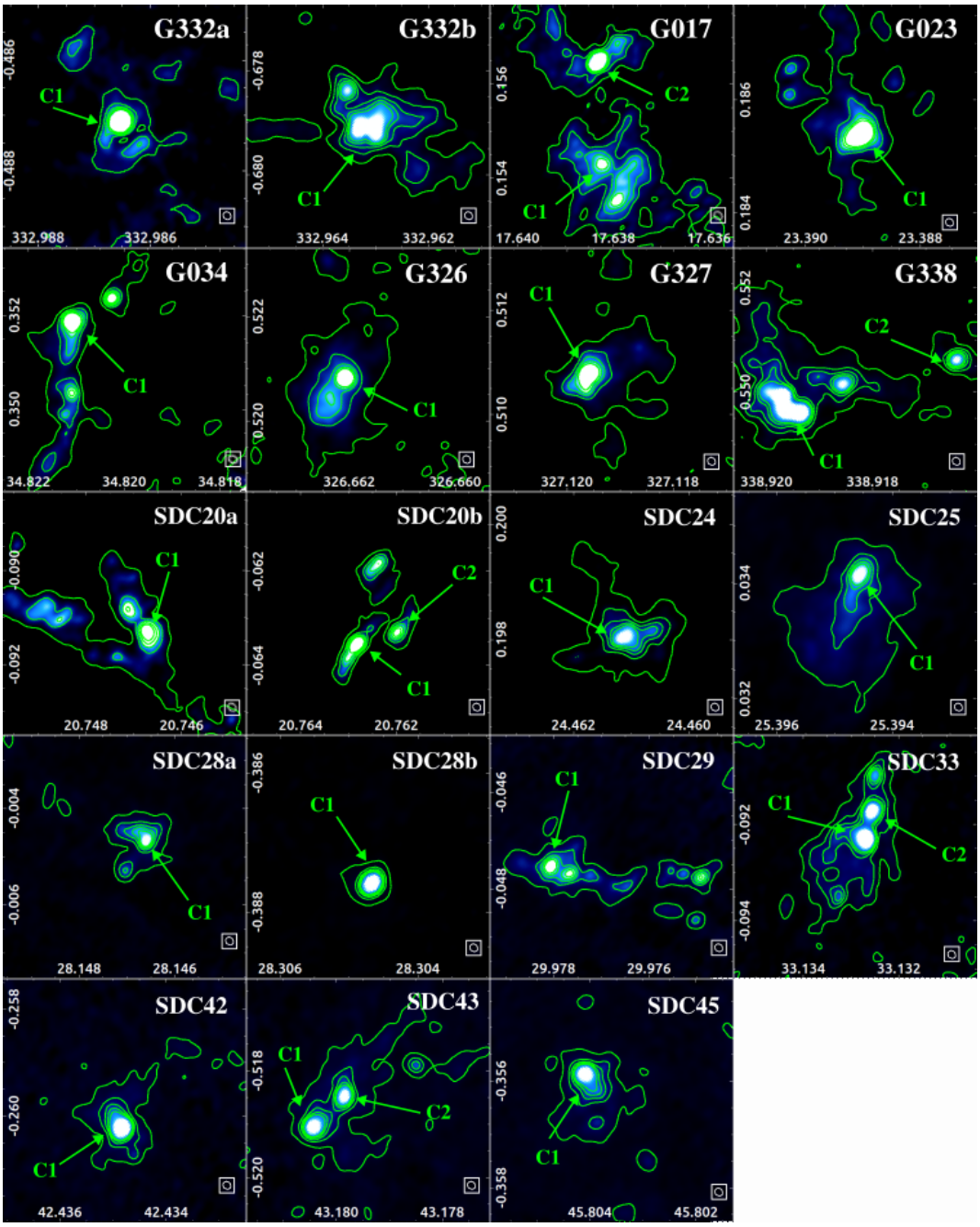


Fig. 1. ALMA continuum emission at 1.2 mm toward the 19 ATLASGAL sources analyzed in this work, represented by colors and contours (at levels 0.001 Jy beam^{-1} to 0.01 Jy beam^{-1}). The active cores (C#) are indicated for each source. The maps are in Galactic coordinates. The beam of the continuum emission at 250 GHz is shown in the bottom right corner of each panel.

was inspected to detect the presence or not of CH_3CN emission, and in the case of a positive detection, we calculated the temperatures of the core.

In Table 1, we present the main physical parameters of the studied ATLASGAL sources (Cols. 1 to 6). The systemic velocity (V_{LSR}) of most of the sources were obtained from Wienen et al. (2015), while for those sources not studied in that work, the systemic velocity was estimated using the intense and ubiquitous transition J=5−4 of the methanol at 239.746 GHz. For these last sources, the kinematic distances were obtained using the Galactic rotation model of Brand & Blitz (1993) based on their estimated systemic velocities.

The study of the possible fragmentation of each ATLASGAL clump in multiple molecular cores was carried out by analyzing the high resolution and sensitivity ALMA continuum emission at 1.2 mm (see Fig. 1). From a careful inspection of the spectrum toward each core, we determined the presence or not of methyl cyanide emission. For the purposes of this work, active cores (labeled as C# in Fig. 1) are defined as those that exhibit CH_3CN emission strong enough to allow us for a

reliable estimation of the core temperature. Therefore, it is possible that a source is fragmented into several cores, but only some of them are active cores as defined here. If the clump is fragmented, the number of active cores within it is indicated in Cols. 3 and 4 of Table 1.

3.1. Rotational diagrams and rotational temperature.

The primary objective of this work is to conduct a statistical study of the CH_3CN molecule as a chemical thermometer for hot molecular cores. To achieve this, we first estimate the rotational temperature (T_{rot}) of each active core using the CH_3CN emission through the rotational diagram method. Under the assumption of LTE conditions and that the lines are optically thin, with a beam filling factor equal to unity, we derive the T_{rot} for each core. This analysis is based on a derivation of the Boltzmann equation:

$$\ln\left(\frac{N_u}{g_u}\right) = \ln\left(\frac{N_{tot}}{Q_{rot}}\right) - \frac{E_u}{kT_{rot}}, \quad (1)$$

where N_u represents the molecular column density of the upper level of the transition, g_u the total degeneracy of the upper level, E_u the energy of the upper level, N_{tot} the total column density of the molecule, Q_{rot} the rotational partition function, and k the Boltzmann constant.

Following Miao et al. (1995), for interferometric observations, the left-hand side of Eq. 1 can also be estimated by,

$$\ln\left(\frac{N_u^{obs}}{g_u}\right) = \ln\left(\frac{2.04\times10^{20}\,W}{\theta_a\theta_b\,g_k g_l \nu_0^3\,S_{ul}\mu_0^2}\right), \quad (2)$$

where N_u^{obs} (in cm^{-2}) is the observed column density of the molecule under the conditions mentioned above, θ_a and θ_b (in arcsec) are the major and minor axes of the clean beam, respectively, W (in Jy beam^{-1} km s^{-1}) is the integrated intensity of each K-projection, g_k is the K-ladder degeneracy, g_l is the degeneracy due to the nuclear spin, ν_0 (in GHz) is the rest frequency of the transition, S_{ul} is the line strength of the transition, and μ_0 (in Debye) is the permanent dipole moment of the molecule. The free parameters, (N_{tot}/Q_{rot}) and T_{rot} (see Table 1) were determined by a linear fitting of Eq. 1. The typical errors in T_{rot} are about 10%.

3.2. Correlation between CH_3CN and CH_3CCH

Methyl Acetylene (CH_3CCH) is also a top-symmetric molecule that can serve as a good temperature indicator. CH_3CCH is probably produced in interstellar ices by radical combination and by successive hydrogenation of physisorbed C_3 (Kalenskii et al., 2022; Hickson et al., 2016; Wong & An, 2018).

However, as different authors pointed out (e.g., Tychoniec et al. 2021), CH_3CN would trace more internal regions of the core, because this molecule requires higher temperatures to be sublimated from the surface of the dust grains, while the emission of CH_3CCH is preferentially found mapping the coldest envelopes. Interestingly, the transitions of CH_3CN (J=13-12) and CH_3CCH (14-13), which exhibit a K-ladder form, are very close in frequency in the ALMA Band 6 (see Fig. 2), which allow us to simultaneously characterize both emissions in the context of our statistical study of chemical thermometers.

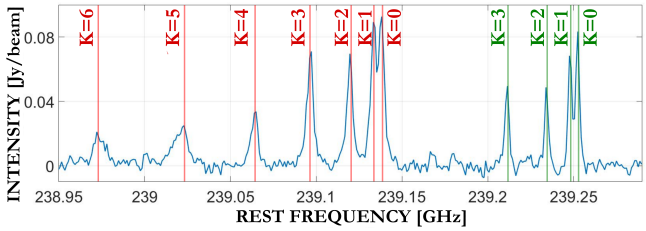


Fig. 2. Example of a spectrum taken toward the molecular core C1 of the SDC24 source. The K projections (K-ladders) of the CH_3CN and CH_3CCH molecules are indicated with vertical red and green lines, respectively.

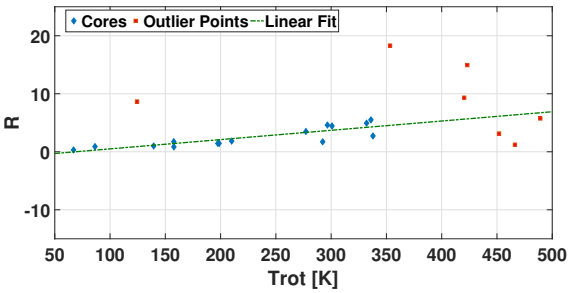


Fig. 3. Linear fitting of the ratio I_{CH_3CN}/I_{CH_3CCH} vs. T_{rot}. The peak intensities of the K=2 projections of each molecule were used. Cores with $T_{rot} > 350$ K or cores that presented atypically high values of R were not taken into account (outlier points). The linear fitting obtained is $R = 0.016\,T_{rot} - 1.1$

The possible correlation between the ratio of the peak intensities of CH_3CN and CH_3CCH (R=I_{CH_3CN}/I_{CH_3CCH}) and the temperature of the cores was studied. We used the K=2 projection for both molecules because it is an intense component not blended with others lines, and thus it can be used to reliably determine its peak intensity, in this way we limit the error of R to 5%. Figure 3 shows the linear fitting between R and the rotational temperature of the cores. The fitting was carried out on cores with temperatures lower than 350 K. This cutoff is attributed to the high dispersion observed in the ratios above such a temperature, an issue that will be studied in a future work.

Some cores present an atypical behavior in R and were not considered for the fitting. These atypical points (outlier points) will also be studied individually in a future work, seeking to determine their evolutionary stages and the reason for their discrepancy with the most common cases.

Taking into account the limitations previously stated, we performed a linear fit on the data, obtaining a relationship of $R = 0.016\,T_{rot} - 1.1$, with a ρ^2

Table 1. Main physical parameters of the sources

Source	Gal. Coord.	Frag.	Active Cores	V_{LSR} (km s^{-1})	Dist.(kpc)	T_{rot}(K)		R	
						C1	C2	C1	C2
G332a	332.987 −0.487	no	1	−55.2	3.7	177	-	76.6‡	-
G332b	332.963 −0.680	yes	1	−48.4	3.3	489*	-	5.7	-
G017	017.638 0.156	yes	2	22.5	2.2	124	67	8.6†	0.3
G023	023.389 0.185	no	1	75.7	4.8	451*	-	3.1	-
G034	034.821 0.352	yes	1	56.9	3.7	335	-	5.5	-
G326	326.669 0.520	yes	1	−39.5	2.6	420*	-	9.3	-
G327	327.119 0.510	no	1	−82.9	5.2	423*	-	14.9	-
G338	338.919 0.549	yes	2	−64.0	4.4	752	139	9.7	1.0
SDC20a	020.747 −0.092	yes	1	59.0	4.5	86	-	0.9	-
SDC20b	020.775 −0.076	yes	2	57.0	4.1	337	157	2.7	1.7
SDC24	024.462 0.219	no	1	119.0	6.8	197	-	1.4	-
SDC25	025.426 −0.175	no	1	−13.7	17.1	198	-	1.4	-
SDC28a	028.147 −0.006	yes	1	98.0	5.8	210	-	1.83	-
SDC28b	028.227 −0.352	no	1	84.2	5.1	353	-	18.3†	-
SDC29	029.844 −0.009	yes	1	101.3	6.3	332	-	4.9	-
SDC33	033.107 −0.065	yes	2	76.9	9.3	296	300	4.6	4.4
SDC42	042.401 −0.309	no	1	65.0	4.8	292	-	1.7	-
G043a	043.186 −0.549	yes	2	59.6	4.8	466	157	1.2	0.8
SDC45	045.787 −0.355	no	1	58.4	7.1	277	-	3.5	-

* In this preliminary study, cores that have a $T_{rot} > 350$ K are not taken into account for the linear fitting (see Fig. 2).
† These cores have an unusually high value of R, so they are not taken into account for the linear fitting.
‡ Part of the spectrum of this core falls outside the spectral window, resulting in an off-scale R. This value is not used.

(Pearson's correlation coefficient) around 0.7. Figure 3 shows a clear linear correlation between R and the temperature of the cores, which suggests that the ratio R could be useful, under certain conditions, to estimate the temperature of a core in a simpler way than using the rotational diagram method.

4. Summary

We characterized 19 ATLASGAL sources/clumps using high resolution and sensitivity ALMA data in Band 6. The continuum emission at 1.2 mm revealed fragmentation in most of the clumps. We classified 24 molecular cores as active.

We estimated the cores temperatures using the rotational diagram method applied to the emission of the CH_3CN. In addition, we built the ratio R=I_{CH_3CN}/I_{CH_3CCH} (K=2) as a first exploration of the study of the CH_3CN and CH_3CCH molecules as a chemical thermometer for the active cores. We found a linear correlation between the ratio R and the rotational temperature of the cores in the range of temperatures going from 50 to 350 K. Active cores whose rotational temperature exceeds 350 K and those that present R values that deviate from the behavior of the majority are not considered for the linear fitting. These cores were called 'outlier points' and the interpretation of what is occurring with such cores will be studied in a future work. The open and important question that arises from this study is what are the underlying factors contributing to the observed linear correlation between R and the rotational temperature, as well as its dependence on the evolutionary stage of the source, are yet to be determined.

Finally, once we are able to determine the accuracy in the calculation of the temperature through these methods, we will estimate the active core masses in the context of the two main models of massive star formation.

Acknowledgements: We thank the anonymous referee for her/his useful comments pointing to improve our work. This work was partially supported by the Argentina grants PIP 2021 11220200100012 and PICT 2021-GRF-TII-00061 awarded by CONICET and ANPCYT.

References

Brand J., Blitz L., 1993, A&A, 275, 67
Brouillet N., et al., 2022, A&A, 665, A140
Goldsmith P.F., Langer W.D., 1999, ApJ, 517, 209
Hernández-Hernández V., et al., 2014, ApJ, 786, 38
Hickson K.M., Wakelam V., Loison J.C., 2016, Molecular Astrophysics, 3, 1
Kalenskii S.V., et al., 2022, ApJ, 932, 5
Miao Y., et al., 1995, ApJL, 445, L59
Moscadelli L., et al., 2021, A&A, 647, A114
Motte F., Bontemps S., Louvet F., 2018, ARA&A, 56, 41
Palau A., et al., 2018, ApJ, 855, 24
Schuller F., et al., 2009, A&A, 504, 415
Schwörer A., et al., 2019, A&A, 628, A6
Tychoniec Ł., et al., 2021, A&A, 655, A65
Wienen M., et al., 2015, A&A, 579, A91
Wong W.H., An T., 2018, Research in Astronomy and Astrophysics, 18, 134

Ionizing photons produced by massive stars in SMC-N88a

M.T. Krilich[1]& C.G. Díaz[2,3]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 12 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / La región H II N88a en la Nube Menor de Magallanes (NmM) es una región esférica de 1.5 pc de diámetro, con alta densidad de gas y polvo, y al menos cuatro estrellas masivas en su interior. Estudios previos sugieren que las fuentes conocidas podrían ser insuficientes para ionizar la región y explicar la emisión nebular. En esta contribución analizamos la producción de fotones ionizantes de las cuatro fuentes conocidas dentro de la región H II. Comparamos la fotometría disponible en la bibliografía con la distribución espectral de energía de los modelos "Potsdam Wolf-Rayet" (PoWR) de estrellas masivas para un amplio rango de coeficientes de extinción por polvo (Av). En particular, seleccionamos modelos de atmósferas de tipo OB con la metalicidad de la NmM, y comparamos la predicción del flujo de fotones ionizantes con estimaciones basadas en la emisión nebular de la región H II. Encontramos que los valores de Av que mejor reproducen la fotometría de cada fuente varían entre 0.82 y 3.84, aumentando hacia la banda de polvo que atravieza a la nebulosa. Además, las fuentes son compatibles con estrellas tipo O con $T_{\rm eff} > 40$ kK y cocientes intrínsecos F(LyC)/F(UV) > 1. Finalmente, la tasa total de fotones ionizantes predicha por los modelos más calientes es $\log(Q_{\rm H}) > 49.6$ ph s^{-1}, lo que sugiere que las estrellas podrían mantener el estado de ionización de la nebulosa.

Abstract / The H II region N88a in the Small Magellanic Cloud (SMC) is a spherical region of 1.5 pc diameter, with high concentration of gas and dust, and at least four massive stars within it. Previous studies suggest that the four known sources may be insufficient to ionize the region and explain the nebular emission. In this contribution we analyze the ionizing photon production of the four known sources within the H II region. We compared the available photometry in the literature with the spectral energy distribution calculated for the "Potsdam Wolf-Rayet" (PoWR) models of massive stars for a wide range of dust extinction coefficient (Av). In particular, we selected models of OB-type atmospheres with SMC metallicity and compared the ionizing photon flux prediction with previous estimates based on the nebular emission of the H II region. We found that the Av values that best reproduce the photometry of each source vary from 0.82 to 3.84, increasing toward the dust band that runs through the nebula. In addition, all four sources are compatible with O-type stars with $T_{\rm eff} > 40$ kK and intrinsic ratios F(LyC)/F(UV) > 1. Lastly, the total ionizing photon rate predicted by the hottest models is $\log(Q_{\rm H}) > 49.6$ ph s^{-1}, which suggests that the stars could maintain the ionization state of the nebula.

Keywords / HII regions — ISM: individual objects (N88a) — stars: massive — stars: imaging

1. Introduction

According to the dominant cosmological model, intergalactic hydrogen became fully ionized one billion years after the Big Bang (redshift $z \approx 6$), during the "epoch of reionization". Massive stars in low-mass galaxies are suspected to be the main sources of ionizing photons (e.g., Robertson et al., 2013; Henkel et al., 2022). However, the escape fraction (f_{esc}) of hydrogen ionizing photons (Lyman continuum, LyC $\lambda < 912$ Å) from the sources to the intergalactic medium is unknown. This radiation is not observed in objects at $z > 5$ due to absorption by neutral hydrogen. Thus, several f_{esc} indicators have been proposed at different wavelengths, from the Lyman-α emission line profile at $\lambda = 1216$ Å (Verhamme et al., 2015; Gazagnes et al., 2020) to infrared lines at $\lambda = 120$ μm (Ramambason et al., 2022). These indicators are based on the "relative" escape fraction (Steidel et al., 2001; Steidel et al., 2018), calculated as:

$$f_{esc,rel} = \frac{\langle \mathrm{F_{LyC}/F_{UV}} \rangle_{out}}{\langle \mathrm{F_{LyC}/F_{UV}} \rangle_{in}} 10^{[A_\lambda(900) - A_\lambda(1500)]/2.5}, \quad (1)$$

where the observed output (*out*) and the unobserved intrinsic (*in*) flux ratios are compared, for $\lambda_{rest} = 900$ Å (LyC) and $\lambda_{rest} = 1500$ Å (UV). Therefore, the interpretation of $f_{esc,rel}$ from galaxy observations depends on the intrinsic (unobserved) average ratio $\langle F_{\rm LyC}/F_{\rm UV} \rangle_{in}$ assumed for the observed source.

Compact H II regions in low-mass low-metallicity galaxies are excellent laboratories to explore the escape of ionizing radiation from young massive stars in conditions that are commonly assumed for galaxies driving the epoch of reionization. We selected SMC-N88a in the Small Magellanic Cloud to study the predictive power of f_{esc} indicators based on nebular emission lines (Díaz et al., 2023). The main goal is to improve the interpretation of $f_{esc,rel}$ from the nebular emission observed in galaxies in the epoch of reionization.

✉ *Contact* / tomas.krilich@mi.unc.edu.ar Research article

In this contribution, we report the intrinsic flux ratio $\langle F_{LyC}/F_{UV}\rangle_{in}$ predicted for the four stars likely inside SMC-N88a (Testor et al., 2010). For this purpose, we identified OB stellar atmosphere models and Av extinction values that best reproduce the available photometry. Finally, we report the ionizing photon production rate and the ionizing LyC and non-ionizing UV fluxes, predicted by the top ranked models for each star.

2. SMC-N88a

The object SMC-N88a is a compact high-excitation H II region, also known as "High Excitation Blob", which has a circular shape with a diameter of approximately 1.5 pc, located in the Magellanic bridge near the SMC. According to Heydari-Malayeri et al. (1999, HM99 hereafter), the nebular emission Hβ = 1.85×10^{-11} erg s^{-1}cm^{-2} corresponds to log(Q$_H$) = 49.32 ph s^{-1}. HM99 suggests that a single O6V star is sufficient to ionize this region. However, Indebetouw et al. (2004), studying the radio emission at 3 cm, argued that the region would need an O4V-O5V type and log(Q$_H$) = 49.5 ph s^{-1}. Testor et al. (2010) report J, H, and Ks magnitudes of four sources potentially inside the region, whose colors in the observed bands are consistent with massive main sequence stars. They also analyzed Ks band spectra and did not detect the He II 2.185 μm absorption line nor the N III 2.115 μm line in any of the sources. This suggests that the stars would be cooler than O8V and at least five of such stars would be needed to produce the minimum flux of ionizing photons required. Furthermore, in a case of $f_{esc} > 0$, it is reasonable that the rate of ionizing photon production is higher than the estimated from the reprocessed nebular emission, since it must take into account the emission that escapes from the region and is not absorbed by the nebula. The discrepancy between the nebular emission and the stars observed inside the nebula suggests that the ionizing sources are insufficient. Some of the reasons could be: unidentified sources inside the nebula, ionizing sources external to the nebula, or that the temperature estimates have a large uncertainty, partly due to dust extinction.

3. Analysis

In this work, we present a parameter-space analysis of the stellar atmosphere models "Potsdam Wolf-Rayet" (PoWR, Hainich, R. et al., 2019) that best reproduce the photometry of the four stars within the target (namely stars 37, 41, 42, and 47 from Testor et al., 2010). The main questions are the following:

- Is the photometry reported by Testor et al. (2010) compatible with ionizing sources? What is the effective temperature range?
- What is the dust extinction that best reproduces the observations?
- What is the ionizing photon production rate predicted by current models for the available observations of the four sources?
- What is the intrinsic ratio F_{LyC}/F_{UV} predicted for each case?

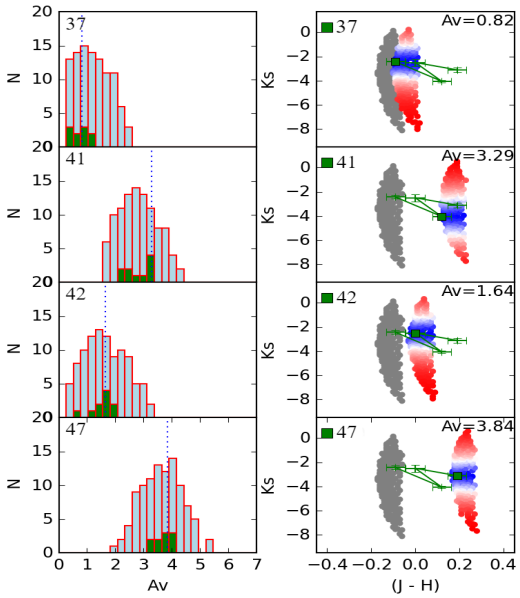


Fig. 1. *Left*: Av parameter distribution of the best models for each star: top 10 green histograms, top 100 blue histograms. *Right* : Color-magnitude diagram of the sample stars (green), models without extinction (gray), and with extinction (color). The color indicates the order of merit from blue to red.

Firstly, we obtained the spectral energy distribution (SED) of OB-type stars, calculated with SMC metallicity and variable mass-loss rate according to Vink et al. (2001), from the official site `www.astro.physik.uni-potsdam.de/~wrh/PoWR/SMC-OB-Vd3`. Secondly, we applied dust extinction to each SED according to the SMC average extinction curve of Gordon et al. (2003) using the DUST−EXTINCTION (v1.2) package of ASTROPY (Astropy Collaboration et al., 2022). Assuming Rv = 2.74 (the average Rv for the SMC bar from Gordon et al., 2003), we tested Av values from 0.27 to 13.43 (i.e. E(B − V) = 0.1 to 4.9). Thirdly, for each model with the applied extinction, we calculated the absolute magnitudes in the J, H, and Ks bands of the 2MASS system with the PYPHOT package (Fouesneau, 2022), assuming a distance of 66 kpc. Finally, the models for each star were ranked according to the residuals: $S = ((J-H)_M - (J-H)_O)^2 + (Ks_M - Ks_O)^2$, which compares the observed color $(J-H)_O$ (Table 3 of Testor et al., 2010) with the model color $(J-H)_M$, and the absolute Ks magnitude corrected for nebular emission (Ks_{PSF}, Table 4 of Testor et al., 2010) with the absolute Ks magnitude of the model.

From this ranking, we selected Av values that represent the top 10 models. Figure 1 displays the Av distribution of the top 100 models (blue bars) and the top 10 models (green bars) for each source. Except for star 41, the peak of the top 10 Av distributions (vertical dotted line in Fig. 1) agrees with the peak of the top 100. Therefore, we selected the models at the peak of the Av distribution for each star. These models are presented in Fig. 2 with colored dots indicating their order of merit from blue to red.

Table 1. Best ranked models for the four massive stars within SMC-N88a. Column 1: Star ID, Column 2: selected Av, Column 3: Model ID, Column 4: ionization rate, Columns 5 and 6: LyC and UV fluxes, and Column 7: intrinsic flux ratio.

Star	Av [mag]	Model	$\log(Q_H)$ [ph s^{-1}]	F_{LyC} [10^{-6}erg Å^{-1}cm^{-2}s^{-1}]	F_{UV} [10^{-6}erg Å^{-1}cm^{-2}s^{-1}]	F_{LyC}/F_{UV}
37	0.82	40-44	48.34	9.55±0.03	6.33±0.02	1.5
		30-40	47.22	1.370±0.005	4.43±0.08	0.3
		25-38	47.91	0.0280±0.002	2.72±0.03	0.1
41	3.29	44-40	49.38	84.8±0.3	34.1±0.2	2.6
		38-38	49.07	55.6±0.1	28.4±0.6	2.0
		33-36	48.66	30.99±0.02	23.9±0.8	1.3
		28-34	47.91	7.08±0.02	19.3±0.4	0.4
42	1.64	42-44	48.54	13.44±0.05	7.657±0.008	1.8
		36-42	48.11	7.49±0.01	6.31±0.07	1.2
		31-40	47.46	2.295±0.005	5.1±0.1	0.4
		26-38	46.67	0.460±0.003	3.48±0.03	0.1
47	3.84	43-42	48.95	32.4±0.1	16.03±0.01	2.0
		37-40	48.60	20.91±0.04	13.6±0.2	1.6
		32-38	48.08	8.830±0.005	11.5±0.3	0.8

Finally, the average LyC flux in the range 812−912 Å and the UV flux between 1450 − 1550 Å were calculated with PYPHOT for each star (Fig. 3), and the intrinsic ratio F_{LyC}/F_{UV} was obtained. The values are presented in Table 1. Since the template spectra have no reported uncertainties, the errors represent the uncertainties due to data binning and edge limits during the integration process. Ionization rates were extracted from the official website of the models, which does not report the uncertainties.

4. Results

From our analysis we report the following results.

- Dust extinction: The Av values that best reproduce the photometry of each star vary from 0.82 to 3.84 (Fig. 1), increasing from southwest to northeast, i.e. toward the dust band seeing across the region.
- Comparison with PoWR models: Assuming the values of Av from Table 1, most of the models that best reproduce the photometric conditions have $T_{eff} >$ 30 kK, corresponding to spectral type O. In particular, the best ranked model for stars 37, 42, and 47 have T_{eff} = 40 kK, 42 kK, and 43 kK, respectively. For star 41, the second best model has Teff = 44 kK, and it is the most ionizing model with $\log(Q_H) = 49.38$ ph s^{-1}.
- Ionizing photon rate: Two of the top models have $\log(Q_H) > 49$ ph s^{-1} and both correspond to star 41. Moreover, the total ionizing photon rate summed over the hottest models of each star is $\log(Q_H) = 49.6$ ph s^{-1}.
- LyC and UV fluxes: The four stars are compatible with ratios F(LyC)/F(UV) > 1.

5. Conclusions

In this work we provide new evidence that star 41 could be the main source of LyC photons as the best ranked models reach $\log(Q_H) > 49$ ph s^{-1}. Moreover, all 4 stars are compatible with spectral type O, and the combined contribution from the hottest models of each star reaches $\log(Q_H) = 49.6$ ph s^{-1}. This would be enough to account for the Hβ emission observed in the nebula, as reported by Heydari-Malayeri et al. (1999), with $\log(Q_H) = 49.32$ ph s^{-1}, and for the radio emission observed by Indebetouw et al. (2004), which requires $\log(Q_H) = 49.5$ ph s^{-1}.

Assuming that the ionization sources are located in the interior of the H II region, our analysis of the PoWR models indicates that the combined sources could be enough to explain the ionization state of the nebula. In addition, we report a possible extinction gradient, consistent with the position of the absorption band and the hypothesis that the stars are inside the region. This spatial variability in Av is indicative of a multiphase environment with a heterogeneous dust distribution on sub-parsec scales. In this framework, considering that solutions with larger dust extinction show a tendency for hotter models, our findings suggest that the apparent ionizing photon deficit is partially due to underestimated dust extinction.

Acknowledgements: MK acknowledges the support of the Observatorio Astronómico de Córdoba and the Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación for providing travel funds to asisst to the 65 RAAA. MK also thanks the Observatorio Astronómico de Córdoba for providing the working space for this reasearch. CGD acknowledges the support of the "Agencia Nacional de promoción de la investigación, el desarrollo tecnológico y la innovación" through project PICT-2021-GRF-TII-00442, and the support of CONICET through project PIP 11220210100520CO.

References

Astropy Collaboration, et al., 2022, ApJ, 935, 167
Díaz C.G., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 127
Fouesneau M., 2022, pyphot
Gazagnes S., et al., 2020, A&A, 639, A85
Gordon K.D., et al., 2003, ApJ, 594, 279
Hainich, R., et al., 2019, A&A, 621, A85
Henkel C., Hunt L.K., Izotov Y.I., 2022, Galaxies, 10, 11
Heydari-Malayeri M., et al., 1999, A&A, 347, 841

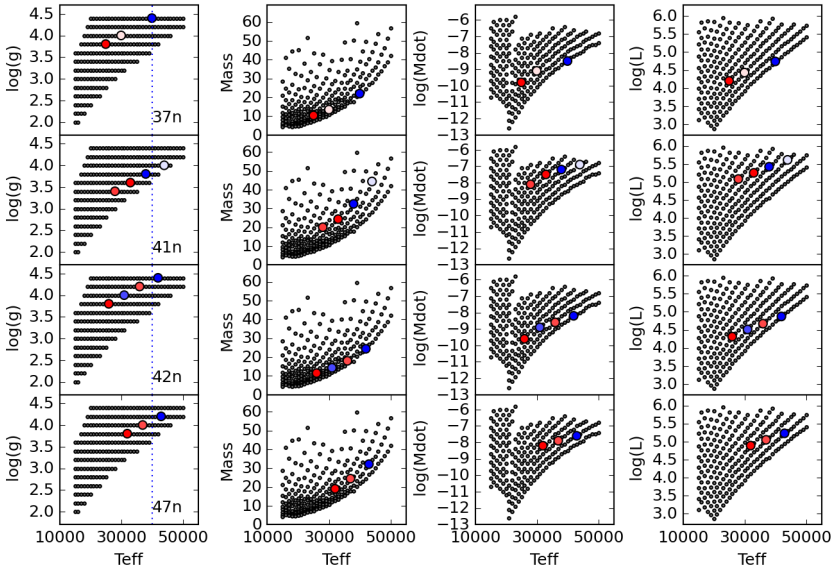


Fig. 2. Parameter-space of the PoWR models used in the analysis (gray dots). Each row corresponds to a different star. The models in the top 10, which also exhibit the average extinction (as indicated in Fig. 1), are color-coded based on the order of merit, with blue representing the first and red the last. All four stars are compatible with $T_{eff} > 40$ kK, which are the preferred models (blue dots) for stars 37, 42, and 47.

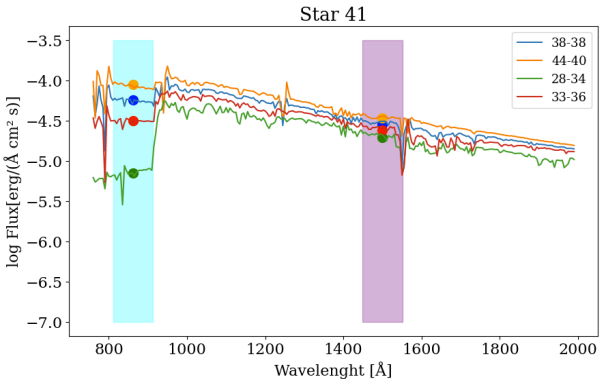


Fig. 3. UV spectra of the top-ranked models for star 41. The vertical color bands indicate the spectral regions where the fluxes reported in Table 1 were measured. LyC flux was measured between $812 - 912$ Å and UV continuum flux between $1450 - 1550$ Å .

Indebetouw R., Johnson K.E., Conti P., 2004, The Astronomical Journal, 128, 2206
Ramambason L., et al., 2022, A&A, 667, A35
Robertson B.E., et al., 2013, The Astrophysical Journal, 768, 71
Steidel C.C., Pettini M., Adelberger K.L., 2001, ApJ, 546, 665
Steidel C.C., et al., 2018, The Astrophysical Journal, 869, 123
Testor G., et al., 2010, A&A, 510, A95
Verhamme A., et al., 2015, A&A, 578, A7
Vink J.S., de Koter, A., Lamers, H. J. G. L. M., 2001, A&A, 369, 574

Looking for molecular gas associated with the pulsar wind nebula 3C 58

A. Petriella[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 26 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / El remanente de supernova 3C 58, ubicado en el Brazo de Perseo a una distancia de 2.0 ± 0.3 kpc, es una nebulosa de viento alimentada por el púlsar PSR J0205+6449. Este remanente ha sido detectado en radio, rayos X, y rayos γ. Utilizando datos del ^{12}CO(1–0) del Canadian Galactic Plane Survey, se identificó una estructura de gas molecular proyectada en dirección al remanente, que posee una distancia cinemática de 0.6 ± 0.3 kpc. Debido a los movimientos no circulares del gas en esta región de la Galaxia, que ponen en duda el método cinemático para acotar distancias, no puede descartarse una asociación entre 3C 58 y dicha estructura. Se usarán nuevas observaciones moleculares para buscar evidencia de gas chocado por el remanente y determinar si existe una asociación física con el gas molecular. Los resultados de este estudio futuro se publicarán oportunamente.

Abstract / The supernova remnant 3C 58, located in the Perseus Arm at a distance 2.0 ± 0.3 kpc, is a wind nebula powered by the pulsar PSR J0205+6449. This remnant has been detected in various wavelengths, including radio, X-rays, and γ-rays. Using data of the ^{12}CO(1–0) emission from the Canadian Galactic Plane Survey, I identified a structure of molecular gas projected onto 3C 58, which has a kinematic distance of 0.6 ± 0.3 kpc. Based on the non circular motions of the gas in this part of the Galaxy, which question the reliability of the kinematic method to obtain distances, I cannot discard the association between 3C 58 and the molecular structure. I will look for shocked gas using new molecular line observations to establish whether 3C 58 is physically associated with the molecular gas. This study will be conducted in the future and the results will be published anywhere.

Keywords / ISM: supernova remnants — ISM: individual objects (3C 58) — ISM: clouds — ISM: molecules

1. Introduction

The supernova remnant (SNR) 3C 58 (G130.7+3.1) is a pulsar wind nebula (PWN) detected at radio and X-rays. The emission is powered by the pulsar PSR J0205+6449 located at the center of the nebula. So far, the shell of the remnant has not been observed at any spectral band. Abdo et al. (2013) reported on the detection of GeV radiation with *Fermi*. They detected pulsed emission associated with the pulsar and off-peak emission from a point source, centered $\sim 1'$ offset to the northeast with respect to the position of PSR J0205+6449. They concluded that the off-peak spectrum favors a leptonic origin from the PWN. The authors, however, did not discard that the GeV radiation could be produced by the parent SNR interacting with the surrounding medium through the hadronic mechanism. Aleksić et al. (2014) reported the detection of a TeV point source located $\sim 2'.2$ offset from the pulsar's position. Their spectral analysis pointed to a leptonic origin for this emission. A hadronic origin was ruled out by the authors because it requires a cosmic ray acceleration efficiency of almost 100%.

The distance to 3C 58 has been derived from different methods. The neutral hydrogen (HI) study presented by Kothes (2013) revealed a shell of neutral gas in the velocity range between -33 and -39 km s^{-1}, and absorption features at velocities corresponding to the Local Arm ($+1$ and -7 km s^{-1}) and the Perseus Arm (-34 and -41 km s^{-1}). Based on these findings, the author established a systemic velocity of -36 km s^{-1}, and a distance of 2.0 ± 0.3 kpc using two independent approaches: the kinematic method adopting the Galactic rotation curve with spiral shocks of Foster & MacWilliams (2006), and the possible association of 3C 58 with a nearby complex of SNR/HII regions in the Perseus Arm. The distance to the pulsar PSR J0205+6449, calculated from the dispersion measure (DM), is 2.8 kpc (Yao et al., 2017)⋆.

The molecular gas toward 3C 58 has been poorly studied. Using CO data from the Milky Way Imaging Scroll Painting (MWISP), Zhou et al. (2023) reported on a large shell of molecular gas at velocity of -2.5 km s^{-1}, which places it in the Local Arm at a distance of 0.5 kpc. This shell has a radius of $56'$, corresponding to 80 pc. They also reported the presence of broad CO lines, which may indicate shocked gas. The authors discarded the association between the molecular shell and 3C 58 because the distances are incompatible.

⋆Yao et al. (2017) assigned a distance error of 0 to PSR J0205+6449 because the DM distance is within the uncertainties of the independent distance of 3.20 ± 0.64 kpc, which is obtained from the association with 3C 58. Indeed, the authors used the pulsar as a calibrator for their electron-density model. It is worth noting that this is an out-of-date distance for 3C 58.

✉ *Contact* / apetriella@iafe.uba.ar

Research article

3C 58 has historically been considered the remnant of the supernova SN 1181, but the association was not without problems because of the different age estimates of the PWN, the pulsar, and the supernova event (see Kothes 2017 for a general discussion). At present, the newly identified SNR Pa 30 (G123.1+4.6) appears as the most reliable candidate to be the remnant of SN 1181 (Fesen et al., 2023).

I present a study of the molecular gas distribution in the direction of 3C 58 to look for material that may be associated with the SNR.

2. Data

For the molecular gas, I used data of the ^{12}CO(J=1–0) emission from the Canadian Galactic Plane Survey (CGPS). Observations were obtained with the 14 m telescope of the Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO). The reduced CO data cube has spectral and angular resolutions of 0.82 km s^{-1} and 100″, respectively, and mean noise (root mean square) per channel $\sigma_{\rm chan} = 0.16$ K. To display the radio continuum emission of 3C 58, I used the 1.4 GHz image from the CGPS. TeV emission in direction of the SNR is displayed using the image available in the public repository of the MAGIC Telescope**.

3. Results

Figure 1 shows the ^{12}CO spectrum in the direction of 3C 58, extracted from a circular region of radius 20′ around the SNR. The shaded areas are the velocity intervals of the Local and Perseus Arms from Peek et al. (2022) and the vertical lines indicate the velocity of the HI absorption features identified by Kothes (2013). There are two components of molecular gas, centered at ~ -7 and ~ 0 km s^{-1}, which correspond to the Local Arm. Figure 2 shows the ~ -7 km s^{-1} component, obtained after integrating the emission between -5.6 and -9.7 km s^{-1}. The noise level of the map is $\sigma_{\rm int} = 0.32$ K km s^{-1}. It was calculated from the expression $\sigma_{\rm int} = \sigma_{\rm chan} \times \Delta v \times \sqrt{N}$, where Δv is the velocity resolution of the data cube and N is the number of integrated channels.

The molecular gas between -5.6 and -9.7 km s^{-1} is not regularly distributed. Most of the CO emission is detected in the northern and western directions with respect to 3C 58***. The SNR appears projected onto a void of molecular material. The distribution of the molecular material resembles a partial cavity, open to the east direction. The molecular component centered at ~ 0 km s^{-1} is not analyzed in this work because it is made of small and dispersed condensations, questioning whether they are part of a real molecular feature related to the molecular structure of Fig. 2.

I obtained the kinematic distance of the molecular material centered at -7 km s^{-1} using the Galactic rotation model of Reid et al. (2014). For the velocity-to-distance conversion I used the Kinematic Distance Calculation Tool**** at coordinates $l = 130°.7$ and $b = 3°.1$. Considering the presence of non circular motions in the interstellar medium, with typical dispersion velocity of ~ 10 km s^{-1}, the systemic velocity of the gas structure is -7 ± 5 km s^{-1}. Taking into account that there is not distance ambiguity in this direction, the kinematic distance is 0.6 ± 0.3 kpc.

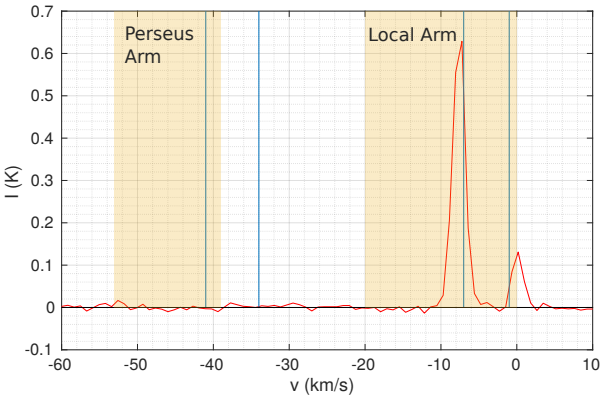


Fig. 1. ^{12}CO spectrum extracted from a region of radius 20′ around 3C 58. The vertical lines are the HI absorption features identified by Kothes (2013). The shaded areas indicate the velocity interval of the Local and Perseus Arms from Peek et al. (2022).

For the purpose of estimating the physical parameters of the structure, I identified 4 condensations, labeled A, B, C, and D (see Fig. 2). I calculated the molecular hydrogen (H_2) column density using the equation: $N_{\rm H_2} = X_{\rm CO} \times W({\rm CO})$, where $X_{\rm CO} = 2 \times 10^{20}$ cm^{-2} (K km s^{-1})$^{-1}$ is the CO-to-H_2 conversion factor and W(CO) is the integrated line intensity. Typical uncertainties of this method are 30%(Bolatto et al., 2013). I obtained W(CO) by integrating the emission within the 2.2 K km s^{-1} contour level. I estimated the mass of H_2 using the relation $M = \mu m_{\rm H} A N_{\rm H_2}$, where $\mu = 2.8$ (taking into account a He abundance of 25%), $m_{\rm H}$ represents the hydrogen mass, and A is the area of the integration region (approximated with ellipses of semi-axis $a \times b$). Considering the approximation that the volume V of the condensations is an ellipsoid with third axis equal to the mean between a and b, I estimated the H_2 number densities using $n_{\rm H_2} = A N_{\rm H_2} V^{-1}$. Taking into account the distance error (which propagates into A and V), and the error in $N_{\rm H_2}$, the resulted masses and densities have uncertainties ~ 60%. In Table 1, I summarize the results of the calculations.

4. Discussion

I reported on the detection of molecular gas in the direction of 3C 58 at a systemic velocity of -7 km s^{-1}. The SNR appears projected onto a void of CO that is surrounded by a molecular structure to the northern and eastern directions. Using the Galactic rotation model of Reid et al. (2014), I obtained a kinematic distance of

**Available at: `https://vobs.magic.pic.es/fits/`.

***North and west correspond to the up and right directions of the image, respectively.

****Available at `https://www.treywenger.com/kd/index.php`

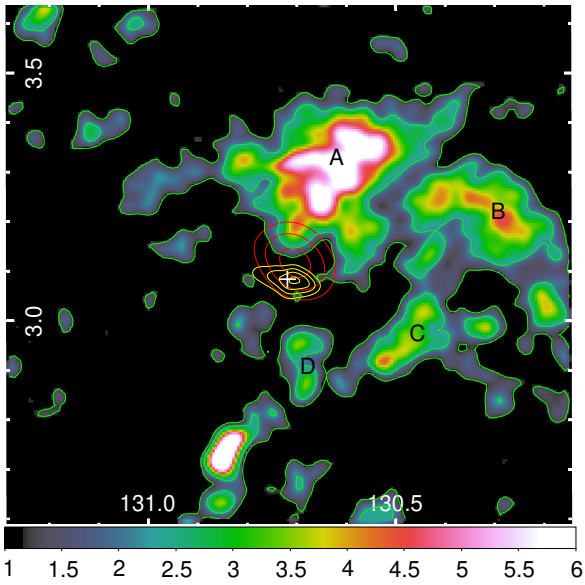


Fig. 2. ^{12}CO emission integrated between −5.6 and −9.7 km s^{-1}. Color scale is in units of K km s^{-1} and contour levels are 1.2 and 2.2 K km s^{-1}. The radio continuum emission of 3C 58 is shown with yellow contours (100, 200, 300, and 400 K) and TeV emission with red contours (corresponding to test statistics significance = 4, 5, and 6). The white cross indicates the position of PSR J0205+6449. Coordinates are Galactic.

Table 1. Physical parameters of the molecular condensations observed at −7 km s^{-1} in the ^{12}CO(J=1–0) line emission (see Fig. 2). M and n_{H_2} are calculated for a distance of 0.6 kpc and have uncertainties ∼ 60%.

Name	Size ($a \times b$) [arcmin^2]	M [M$_\odot$]	n_{H_2} [cm^{-3}]
A	11.0 × 7.1	105	100
B	7.0 × 5.1	50	100
C	5.1 × 3.7	20	150
D	4.4 × 2.3	10	180

0.6±0.3 kpc, which places the molecular structure in the Local Arm. Considering the distance 2.0±0.3 kpc to 3C 58, the association of the remnant with the molecular material seems questionable. However, it is well known that the Perseus Arm is largely affected by bulk motions, which causes the gas velocity to differ from that predicted by the standard Galactic rotation curve (Burton, 1971). As a consequence, molecular clouds with velocities corresponding to the Perseus Arm may have distances that are not consistent with the distance of the Perseus Arm (Peek et al., 2022). Alternatively, clouds at the distance of the Perseus Arm may present significant non circular motions, causing their line-of-sight velocity to depart from the expected by a Galactic rotation curve with circular orbits at the distance of the Perseus Arm (Sakai et al., 2019).

In light of these complexities, Sakai et al. (2019) obtained parallaxes and proper velocities of maser sources in the Perseus Arm and obtained a velocity gradient in the radial direction: sources in the interior side of the spiral arm are radially moving inward with mean velocity of 13 km s^{-1} in the direction of the Galactic center, while sources in the exterior side present inward velocities of a few km s^{-1}. They argued that this phenomenon is explained by the density-wave theory. When gas in circular orbits encounters slower rotating spiral arms, a shock is formed which triggers the formation of stars. These stars (and their parent clouds) should display the kinematic of the shock. In particular, Sakai et al. (2019) found that in the longitude range $l = 110° - 140°$, the non circular velocities tend to be aligned in the line-of-sight and present non circular inward velocities $\sim 20 - 30$ km s^{-1}.

Based on these findings, the molecular structure studied in this work may correspond to molecular gas in the Perseus Arm with line-of-sight velocity shifted by some tens of km s^{-1} to more positive velocities with respect to the velocity of the arm. Then, the association of 3C 58 and the molecular structure deserves further study and a physical association between them could be established with evidence of the gas been affected by the shocks of the SNR. I did not find line broadening in the ^{12}CO(1–0) spectra, which is considered a signal of SNR/cloud interaction (Kilpatrick et al., 2016). I will continue analyzing the molecular structure using new ^{12}CO(3–2) and SiO(5–4) observations obtained in 2023 with the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT, Hawai, project ID: M23BP003, PI: Alberto Petriella). I will look for signatures of molecular gas affected by the SNR, such as line broadening in the ^{12}CO(3–2) spectra, high ^{12}CO(3–2)/^{12}CO(1–0) line ratio values, and shock excited SiO(5–4) emission.

Finally, regarding γ-ray emission, I did not find evidence supporting a hadronic contribution. The CO distribution analyzed in this work does not present a spatial correlation with the TeV emission. Indeed, 3C 58 appears projected onto a void of molecular gas.

Acknowledgements: This research has used data from the Canadian Galactic Plane Survey, a Canadian project with international partners, supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council.

References

Abdo A.A., et al., 2013, ApJS, 208, 17
Aleksić J., et al., 2014, A&A, 567, L8
Bolatto A.D., Wolfire M., Leroy A.K., 2013, ARA&A, 51, 207
Burton W.B., 1971, A&A, 10, 76
Fesen R.A., Schaefer B.E., Patchick D., 2023, ApJL, 945, L4
Foster T., MacWilliams J., 2006, ApJ, 644, 214
Kilpatrick C.D., Bieging J.H., Rieke G.H., 2016, ApJ, 816, 1
Kothes R., 2013, A&A, 560, A18
Kothes R., 2017, A.W. Alsabti, P. Murdin (Eds.), *Handbook of Supernovae*, 97
Peek J.E.G., Tchernyshyov K., Miville-Deschenes M.A., 2022, ApJ, 925, 201
Reid M.J., et al., 2014, ApJ, 783, 130
Sakai N., et al., 2019, ApJ, 876, 30
Yao J.M., Manchester R.N., Wang N., 2017, ApJ, 835, 29
Zhou X., et al., 2023, ApJS, 268, 61

Understanding the chemistry of the young stellar object G29.862−0.0044

N.C. Martinez[1,2], S. Paron[1], D. Mast[3], M.E. Ortega[1], A. Petriella[1] & C. Fariña[4,5]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[3] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[4] *Isaac Newton Group of Telescopes, España*
[5] *Departamento de Astrofísica, IAC–ULL, España*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 02 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / En trabajos previos, hemos investigado la región de formación estelar G29.96−0.02 donde se encuentra el objeto estelar joven masivo (MYSO, por sus siglas en inglés) G29.862−0.0044 (de ahora en adelante G29) embebido en un núcleo molecular caliente. En uno de ellos, de carácter multiespectral, que incluyó datos obtenidos con el Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE), Atacama Large Millimeter Array (ALMA) y NIRI-Gemini, se investigó a G29 en distintas escalas espaciales. Sin embargo, su intrigante morfología revelada en el infrarrojo cercano junto con la distribución del gas molecular de su entorno, hacen que el escenario en el cual dicha fuente evoluciona esté muy lejos de ser comprendido. Este trabajo incorpora el análisis de la emisión de varias líneas moleculares adquiridas con ALMA, que no habían sido previamente examinadas (ej.: CH_3OH, HC_3N, H_2CO, $C^{34}S$, H_2CS) y se presenta una nueva determinación de la temperatura. Adicionalmente, se presenta un resultado preliminar obtenido de observaciones espectroscópicas realizadas con el instrumento NIFS en Gemini y en continuo de radio obtenidas con el Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA). Esta investigación permitrá llevar a cabo un minucioso estudio químico de la región, que contribuirá a avanzar en la comprensión de los procesos físicos involucrados en la formación estelar de alta masa.

Abstract / In previous works, we have investigated the star-forming region G29.96−0.02 where the massive young stellar object (MYSO) G29.862−0.0044 (hereafter G29) is embedded in a hot molecular core. In one of them, of multiwavelength nature, using data from the Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE), data from the Atacama Large Millimeter Array (ALMA), and photometric data from NIRI-Gemini, G29 was investigated at different spatial scales. However, the intriguing morphology of G29 in the near-infrared, together with the distribution of the associated molecular gas, reveals that the star-formation scenario is far from being understood. This work incorporates the analysis of the emission of several molecular lines acquired with ALMA that were not previously examined (eg., CH_3OH, HC_3N, H_2CO, $C^{34}S$, H_2CS) as well as a new determination of the temperature of the region. Additionally, we present the progress of results obtained through new observations in the near-infrared, in this case spectroscopic, using NIFS-Gemini, and in radio continnum obtained with the Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA). This research allows us to carry out a detailed chemical study of the region, which will contribute to the understanding of the physical processes involved in the high-mass star formation.

Keywords / stars: formation — stars: protostars — ISM: jets and outflows — ISM: molecules

1. Introduction

Star-forming processes have a deep influence on the chemistry of the molecular cores in which the young stellar objects (YSOs) are embedded and in their surroundings (e.g. Jørgensen & et al. 2020).

In Areal et al. (2020), YSO G29.862−0.0044 (G29) was investigated at core and clump spatial scales (<0.2 and ∼0.5 pc, respectively), and even though it was performed a deep study about several physical processes, some issues remain open. Among them, it is still uncertain whether G29 consists of a single YSO or multiple sources contributing to the observed structures in near-infrared (NIR) emission (see Fig. 1). Another important topic that deserves more study is the chemistry, which can give us important information about the processes that are ongoing in the region.

Figure 1 presents the region where G29 is located. The image, composed of three colors, shows the JHKs emission in blue, green, and red respectively, obtained with Gemini-NIRI (see Areal et al. 2020). This NIR emission is quite asymmetrical: it extends broad and open toward the north with two possible jet-like structures separated by diffuse emission while at the south, another jet feature remains small and sharp. Both nebulosities are apart by a dark lane, probably a disk of material masking a central protostar. Lying proximate to the dark lane and located almost at the center of the NIR emission, a core of cold dust mapped at 1.3 mm with the Atacama Large Millimeter Array (ALMA) is

✉ *Contact* / nmartinez@iafe.uba.ar

discerned (see black contours in Fig. 1). Toward this region, ciano radical (CN) and methyl cyanide (CH_3CN) emissions were previously examined (Areal et al., 2020, 2021).

In this preliminary study, we present new chemical species observed in the region where the YSO is located, previously unidentified. Additionally, based on new multiwavelength observations, we introduce a new physical analysis aimed at further describing the star-forming scenario related to G29.

2. Observations and data

To perform the analysis of G29, we used a high-quality set of data and observations at different wavelengths.

Radio continuum observations at 3 cm were carried out using the Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA) in A configuration (Project 22A-063; PI: M. Ortega). The field of view of such observations uncovers the whole G29 structure with a beam of $0\farcs42\times0\farcs17$. Additionally, we used data from ALMA: continuum at 1.3 mm and molecular lines retrieved from the ALMA data archive (Project 2015.1.01312.S; PI: Fuller, G.; Band 6). The angular and spectral resolution are $0\farcs78\times0\farcs60$ and 1.4 km s^{-1}, respectively. The radio continuum observations and the millimeter data were handled with CASA version 5.8.0-105.

Finally, we carried out IFU spectroscopic NIR observations using NIFS at Gemini North (project GN-2022A-Q-125; PI: S. Paron). The central wavelength of these observations is λ_c = 2.20 μm, while the spectral range and resolution are 1.99-2.40 μm and 5290, respectively*. Four fields that uncover the whole region of G29 were observed. The standard NIFS tasks included in the Gemini IRAF package v1.14 were used for data reduction.

In what follows, we present some preliminary results obtained from the mentioned multifrequency dataset.

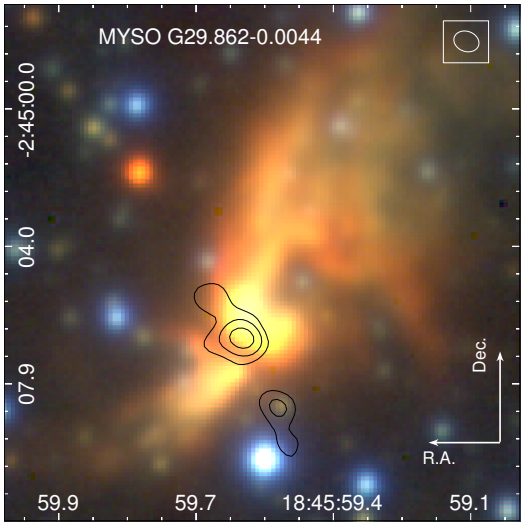


Fig. 1. Three-color image of the region toward G29 with the JHK broad-band emission presented in blue, green, and red, respectively, obtained with Gemini-NIRI (Areal et al., 2020). Black contours represent the continuum at 1.3 mm obtained with ALMA at levels 5, 10, and 20 mJy beam^{-1} (rms = 1.5 mJy beam^{-1}). The ALMA beam size is $0\farcs78\times0\farcs60$ and is indicated in the upper right corner.

Table 1. Analyzed molecular lines.

Molecule	Transition	Rest Freq.(GHz)[1]
$C^{17}O$	2–1	224.714
H_2CO	3(1,2)–2(1,1)	225.697
CN	2–1 J=5/2–3/2 F=5/2–3/2	226.874
HC_3N	25–24	227.418
CH_3CN	13–12 k=2	239.119
H_2CS	7(0,7)–6(0,6)	240.267
$C^{34}S$	5–4	241.016
CH_3OH	5(-1,5)–4(-1,4)	241.767

[1]Rest frequencies from the Splatalogue Catalog**.

3. Results

3.1. New molecular species in YSO-G29

Upon examining the data cubes from the ALMA observations, we identified numerous molecular emission lines, revealing the presence of many chemical species in the region.

Table 1 summarizes only eight of such molecules. Detecting these new molecular species contributes to overview the chemical richness in the region. Figure 2 displays maps of the molecular line emission integrated between 95 and 105 km s^{-1} (presented in red with white contours), superimposed to the Ks-emission (in green).

All new chemical species found in this work, and their spatial distribution can help us to study the star-forming processes occurring in this region. We discuss those listed in Table 1. The $C^{34}S$ maximum emission (see Fig. 2f) coincides with the peak of continuum emission at 1.3 mm and extends far to the south. The CN species (Fig. 2e) exhibits a similar morphology but is shifted toward the southeast relative to the $C^{34}S$ emission, revealing more diffuse regions around such core. Both species are tracers of cavities generated by outflows (Ortega et al., 2023), and in this case, by comparing their spatial distribution, it is worth noting that they present slightly different orientations. In Fig. 2h, the emission of $C^{17}O$ exhibits a widespread distribution throughout the entire analyzed region, probably featuring the areas of the outer envelope where the core is embedded. The HC_3N, CH_3CN, and H_2CS (Fig. 2a, b, and g, respectively) present a compact emission, outlining the innermost region of the core. Both CH_3OH and H_2CO have emissions concentrated in the core detected in the continuum at 1.3 mm and extend southeastward, probably also tracing outflow activity.

We estimated the rotational temperature of the core (T_{rot}) by using the population diagram method (Goldsmith & Langer, 1999) applied to the CH_3CN J =13–12 (K = 0 to 6 projections). Assuming optical thin lines and Local Thermodynamic Equilibrium (LTE) conditions, we employed the following equation to estimate T_{rot}:

*https://www.gemini.edu/instrumentation/nifs

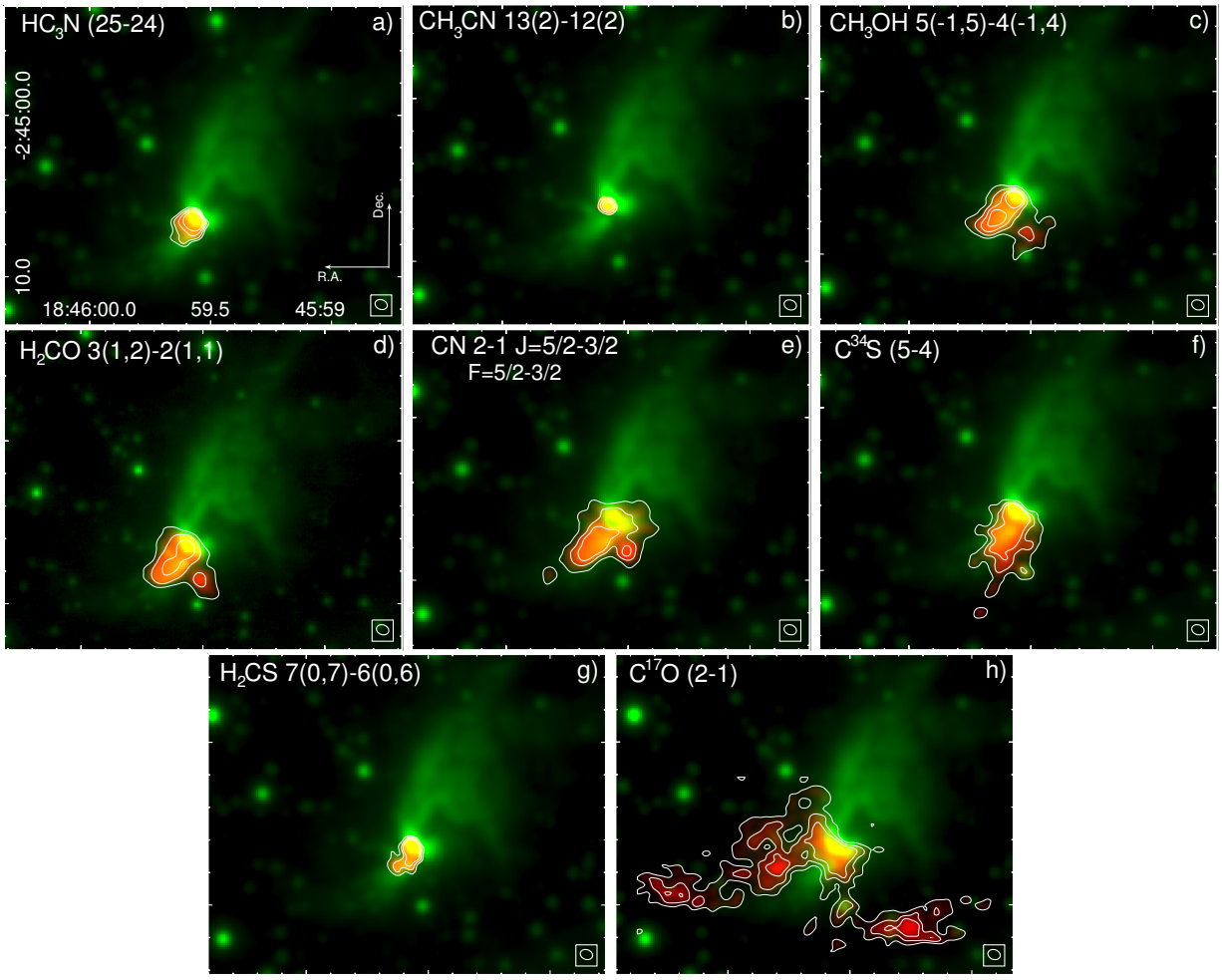


Fig. 2. Integrated emission maps of the molecules listed in Table 1 (molecular emission in red with white contours) superimposed on the Ks-emission obtained with Gemini-NIRI (green). The molecular lines were integrated between 95 and 105 km s^{-1}. In all cases, the first contour represents emission at level of 3σ. The beam of the molecular observations is included at the bottom right corner of each panel.

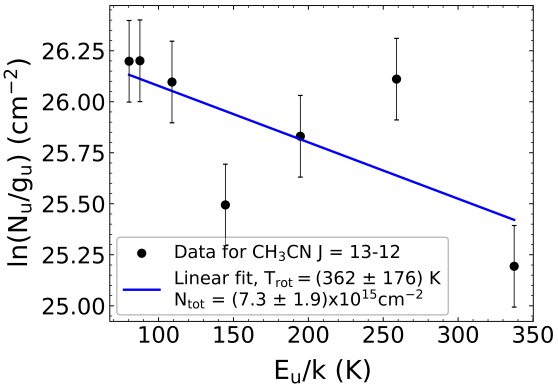


Fig. 3. Rotational diagram for CH_3CN $J = 13$–12 transition, based on the $K = 0$ to 6 projections. The blue line represents the best linear fit of the data.

$$\ln(N_u/g_u) = \ln(N_{tot}/Q_{rot}) - (E_u/kT_{rot}) \qquad (1)$$

where N_u represents the molecular column density of the upper level of the transition, g_u the total degeneracy of the upper level, E_u the energy of the upper level, N_{tot} the total column density of the molecule, Q_{rot} the rotational partition function, and k the Boltzmann constant. For interferometric observations, the left-hand side of Eq. 1 can be rewritten with parameters associated with the beam size, the frequency transition, and integrated intensity (see details in Ortega et al. 2023, Sect. 4.3.1). We performed a linear fitting to Eq. 1 (see Fig.3), and from the slope, we determined T_{rot}. N_{tot} was obtained from the other term of the equation using the $Q_{rot}(T_{rot})$ value from the CDMS database***. This procedure yields $T_{rot} = 362 \pm 176$ K and $N_{tot} = (7.3 \pm 1.9) \times 10^{15}$ cm^{-2}.

3.2. Ionized gas in the region

Figure 4 (right) displays a preliminary image of the integrated Brγ line (at 2.1686 μm) observed with Gemini-NIFS toward the center of G29 (Field 1; see Fig.4 left).

***https://cdms.astro.uni-koeln.de/cdms/portal/queryForm

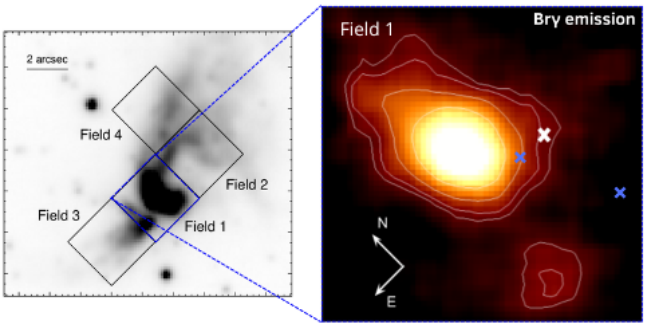


Fig. 4. *Left:* Ks-band emission toward G29. The black boxes are the observed fields using Gemini-NIFS. *Right:* Preliminary image obtained from the Gemini-NIFS data towards Field 1 in which the integrated Brγ emission is displayed. The image is not flux-calibrated and the contours are just to remark the emission gradient. The white cross indicates the position of the radio continuum source observed at 3 cm with JVLA, and the blue crosses represent the peaks of the continuum at 1.3 mm obtained with ALMA (black contours in Fig. 1).

As a reference, the position of a compact radio continuum source at 3 cm, which we discovered using the JVLA observations described above, is indicated with the white X. The analysis of this source will be presented in a future work (Martinez et al., in preparation). Here, we simply show the position of this bright, compact radio source, which has a size slightly larger than the beam. The blue crosses indicate the ALMA continuum peaks at 1.3 mm from Fig. 1. Other spectral line maps (obtained with Gemini-NIFS) in the NIR (H_2 emission lines and continuum emission) are being processed.

4. Discussion

The analysis of the molecular emission, as presented here, and the involved chemistry, is very useful for understanding the physical processes occurring in star formation sites and the conditions there present. In this context, our focus is on elucidating the chemistry within G29 region.

The rotational diagram method sheds light on certain physical parameters of the region, for instance, molecular column density and temperature. The CH_3CN column density was derived to be $(7.3 \pm 1.9) \times 10^{15}$ cm^{-2} and the rotational temperature of the core was calculated as 362 ± 176 K in agreement with the typical temperatures observed in hot cores (e.g. Ortega et al. 2023). The temperature of the region was previously assessed by Areal et al. (2020) employing the same methodology, albeit with only four CH_3CN K projections. In that specific instance, T_{rot} was significantly lower than the current result regarding the temperature expected for a hot molecular core. The updated value presented herein extends upon the findings reported in the previous work, and it is deemed more precise in characterizing the temperature of the region.

Both CH_3CN and CH_3CCH are commonly found in hot cores; hence, their presence is anticipated within the core region since temperatures greater than 150 K allow the evaporation of the icy molecular mantles in the dust grains and enrich the gas around the protostar. On the other hand, the identified H_2CO transition has an upper-level energy of about 33 K signifying its capability to trace the colder parts of the molecular core envelopes (Gieser et al., 2019).

Since the production of H_2CS arises from the transformation of SO and SO_2 in grain mantles, the presence of this molecule accounts for a colder envelope, from where it is released into the gas phase by successive heating around a YSO (Minh et al., 2011). Nevertheless, in this case, we suggest that the occurrence of $C^{34}S$ in the region is not merely related to the destruction of H_2CS (through electronic recombination of H_3CS^+, as described by Charnley 1997). Assuming that the $C^{34}S$ species is present in a solid state on the surface of dust grains, its enhancement in the gas phase might be attributed to a shock effect, likely induced by outflow activity. This would explain the distinctive spatial distribution depicted in Fig. 2.

It is established that CH_3OH undergoes sublimation from icy dust mantles when encountering turbulent gas induced by outflow passages (van Dishoeck, 2004). Additionally, CN species could trace the cavities generated by the outflows (Ortega et al., 2023). We suggest that both species reveal the direction of an outflow that is not coincident in direction with the one described by the $C^{34}S$ emission.

The preliminary analysis of the JVLA data indicates the presence of a new source in the G29 region which could contribute to explain, for instance, the complex morphology of the NIR emission. In an upcoming study, we will analyze how this discovery affects the chemistry in the region and whether it is responsible for the different features observed. Among them are ionization processes, which can significantly contribute to ion-neutral chemistry and can photodissociate molecular species. In this context, the presence of the compact radio source and the large Brγ feature (see Fig. 4) can provide insightful information about the chemistry at the central region.

Acknowledgements: N.C.M. is a doctoral fellow of CONICET, Argentina. This work was partially supported by the Argentinian grants PIP 2021 11220200100012 and PICT 2021-GRF-TII-00061 awarded by CONICET and ANPCYT.

References

Areal M.B., et al., 2020, A&A, 641, A104
Areal M.B., et al., 2021, A&A, 651, C1
Charnley S.B., 1997, ApJ, 481, 396
Gieser C., et al., 2019, A&A, 631, A142
Goldsmith P.F., Langer W.D., 1999, ApJ, 517, 209
Jørgensen J., et al., 2020, ARA&A, 58, 727
Minh Y.C., et al., 2011, ApJL, 737, L25
Ortega M.E., et al., 2023, A&A, 677, A129
van Dishoeck E.F., 2004, ARA&A, 42, 119

Study of the substructure of two high-mass molecular clumps

N.L. Isequilla[1], A.D. Marinelli[1] & M.E. Ortega[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 17 July 2024
©The Authors 2024

Resumen / El estudio de la formación de las estrellas de alta masa incluye la caracterización de la estructura interna de los grumos moleculares de alta masa. En este trabajo se presenta un estudio de la subestructura de las fuentes ATLASGAL G020.761−00.062 y G033.133−00.092, a partir de la base de datos del interferómetro Atacama Large Millimeter Array (ALMA) y de observaciones propias realizadas con el Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA). Ambos grumos moleculares de alta masa muestran evidencia de fragmentación con la presencia de varios núcleos moleculares en su interior, algunos de ellos activos. La detección de fuentes de radio podría sugerir la presencia de regiones HII jóvenes embebidas en ambos grumos mostrando que la formación estelar de alta masa ha tenido lugar en su interior. Teniendo en cuenta las moléculas detectadas en dirección a ambos grumos moleculares, en un trabajo futuro se caracterizará el estado evolutivo y la masa de los diferentes fragmentos observados.

Abstract / The study of the formation of high-mass stars includes the characterisation of the internal structure of high-mass molecular clumps. This work presents a study of the substructure of the sources ATLASGAL G020.761−00.062 and G033.133−00.092, based on data from archival of the Atacama Large Millimeter Array (ALMA) interferometer and own observations carried out with the Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA). Both massive molecular clumps show evidence of fragmentation with the presence of several molecular cores, some of them active. The detection of a radio source could suggest the presence of young HII regions embedded in both clumps showing that high-mass star formation has taken place inside them. From the different molecules detected towards the molecular cores, it is intended, in the future, to characterise the evolutionary stage and mass of the different fragments.

Keywords / stars: formation — ISM: molecules — stars: protostars

1. Introduction

Star formation proceeds in dense regions of the molecular clouds. In particular, the formation of massive stars (>8 $M_\odot$) occurs in massive molecular clumps. These molecular clumps fragment and collapse gravitationally, giving rise to multiple molecular cores. These cores can be massive enough to form massive stars (McKee & Tan, 2002), or instead, they may generate low-mass cores that eventually form massive stars through competitive accretion (Bonnell, 2008; Sanhueza et al., 2019). Therefore, the mass distribution and number of cores detected depend on the process that regulates fragmentation, as well as the evolutionary stage of the cloud (Moscadelli et al., 2021; Palau et al., 2018; Kainulainen et al., 2013). The characterisation of molecular cores embedded in massive clumps is important for understanding the formation of high-mass stars.

We present a continuation of the study carried out by Marinelli et al. (2022) of the molecular clumps AGAL G020.761−00.062 (hereafter G20.76) and AGAL G033.133−00.092 (hereafter G33.13). We used high angular resolution and sensitivity data, obtained from the Atacama Large Millimeter Array (ALMA) archival database, and our own radio continuum observations from the Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA).⋆ Marinelli et al. (2022) showed evidence of fragmentation towards both molecular clumps. In particular, from the CH_3CN emission, detected towards some of the fragments, the authors estimated temperatures above 100 K for some of the cores, which indicate that active star formation is occurring inside them (Remijan et al., 2004). Moreover, we have detected many more interesting molecules towards these cores, characterizing them through these molecules will give us a better understanding of the processes occurring in the region (to be published in a forthcoming paper, Isequilla et al., in prep). Therefore, as an example, we present the spatial distribution of one of them ($C^{17}O$).

On the other hand, we present images of radio continuum at 10 GHz from our JVLA observations to unveil the presence of more evolved massive sources, which may have already begun to ionise their surroundings as compact HII regions.

In this work, we present a preliminary characterisation of two massive dust condensations at clump (G20.76 and G33.13) and core scale as part of a larger

⋆The NRAO is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

✉ *Contact* / nisequilla@iafe.uba.ar

study aimed at determining the evolutionary state and mass of all the molecular cores in the region. This is in order to contrast the two main scenarios of high-mass star formation.

2. Data

Data cubes were obtained from the ALMA Science Archive**, project 2015.1.01312 (PI: Fuller, G). The single pointing observations for the targets were carried out using the following telescope configuration with L5BL/L80BL(m): 42.6/221.3, in the 12 m array. The observed frequency range and the spectral resolution are 224.24 – 242.75 GHz (band 6) and 1.3 MHz, respectively. The angular resolution of this dataset is about $0''.7$. The rms noise is 1.5 and 0.05 mJy beam^{-1} for the line emission and the continuum, respectively.

Observations with the JVLA*** interferometer were carried out at X-band, covering the frequency range from 8 to 12 GHz. The observations were taken on May 18, 2022, in the A configuration (Project 22A-063, PI: Ortega, M.). The rms noise level and synthesised beam obtained were 6 μJy beam^{-1} and $0.''6 \times 0.''2$ towards G20.76, and 0.1 mJy beam^{-1} and $0.''4 \times 0.''2$ towards G33.13. Both ALMA and JVLA data were calibrated and analysed using the Common Astronomy Software Applications package (CASA, McMullin et al., 2007, version 4.7.2).

Additionally, we used 870 μm data extracted from ATLASGAL (Schuller et al., 2010), and *Spitzer* data at 8 and 24 μm extracted from GLIMPSE (Benjamin et al., 2003), and MIPSGAL (Carey et al., 2009), respectively.

3. Characterizing the ATLASGAL sources and their substructure

Figure 1 shows three-color images towards the G20.76 (left panel) and G33.13 (right panel) sources. These images show the *Spitzer* data at 8 and 24 μm in green and red, respectively, and JVLA data at 1.4 GHz in blue. The white contours represent the ATLASGAL emission at 870 μm. Both images show the presence of several dust condensations at 870 μm. The complexes G20.76 and G33.13 have associated systemic velocities of approximately 57 km s^{-1} and 76 km s^{-1} (Wienen et al., 2012), corresponding to kinematic distances of about 4.12 kpc and 9.37 kpc, respectively (Wienen et al., 2015).

From the dust continuum emission at 870 μm extracted from ATLASGAL catalogues, we estimated the mass of the two molecular clumps, following Kauffmann et al. (2008)

$$M_{\rm gas} = 0.12\ M_\odot \left[\exp\left(\frac{1.439}{(\lambda/{\rm mm})(T_{\rm dust}/10\ {\rm K})}\right) - 1\right] \times \left(\frac{\kappa_\nu}{0.01\ {\rm cm^2\ g^{-1}}}\right)^{-1} \left(\frac{S_\nu}{\rm Jy}\right) \left(\frac{d}{100\ {\rm pc}}\right)^2 \left(\frac{\lambda}{\rm mm}\right)^3.$$

For κ_ν, the dust opacity per gram of matter at λ = 870 μm, we adopted the value 0.0185 cm^{2}g^{-1} (Csengeri et al., 2017). Assuming a typical dust temperature $T_{\rm dust}$=20 K (Wienen et al., 2012), along with integrated flux densities S_v =1.76 Jy and 8.08 Jy for G20.76 and G33.13, respectively, as estimated by Csengeri et al. (2014), we derived masses of 173 ± 51 $M_\odot$ for the clump G20.76 at a distance d= 4.12 kpc and 4106 ± 1231 $M_\odot$ for the clump G33.13 at a distance d= 9.37 kpc. These results confirm that both ATLASGAL sources are indeed massive molecular clumps, which makes them interesting objects for studying the fragmentation and formation of high-mass stars.

It has previously been mentioned that Marinelli et al. (2022) found evidence of fragmentation towards both molecular clumps. As part of a continuation of that work, and based on a preliminary analysis of ALMA data, we have found many interesting molecules towards the molecular cores in which both clumps G20.76 and G33.13 have been fragmented. These molecular lines provide crucial information about the physical and chemical conditions of the cores embedded in the molecular clumps. For instance, we have detected molecules such as CN, $C^{17}O$, $C^{34}S$, CH_3OH, H_2CO, which exhibit extended emission beyond the cores, along with other molecules like HDO, CH_3CN (analysed in Marinelli et al., 2022), CH_3CCN, HC_3N, which show localised emission towards specific cores. In this work, we only show the spatial distribution of the $C^{17}O$ molecule, which is one of the most common molecules in the interstellar medium.

Figure 2 shows in grayscale the integrated emission of the $C^{17}O$ J=2–1 line towards G20.76 (top panel) and G33.13 (bottom panel). The green contours represent the ALMA continuum emission at 1.3 mm. The molecular cores, in which both clumps have fragmented, are labelled with mm#. Figure 2 (top panel) exhibits a shell-like morphology extending to the south of the dust cores's complex. This shell-like feature encompasses the position of the cores mm1 and mm2, while core mm3 seems to be outside the structure. Figure 2 (bottom panel) displays the $C^{17}O$ J=2–1 emission, revealing two prominent molecular condensations coinciding with the positions of the dust cores mm3 and mm4. Additionally, extended emission surrounding all the cores is visible.

Unlike the CH_3CN (J=13–12) line emission, which traces denser and hotter (E_u above 100 K)**** gas towards molecular hot cores (see Marinelli et al., 2022), the $C^{17}O$ (J=2–1) transition traces less dense and cooler ($E_u \sim 20$ K) gas of the external layer of the envelope in which the cores are embedded (Fontani et al., 2005). The kinematic analysis of the $C^{17}O$ (J=2–1) emission helps us to investigate how the fragmentation processes have occurred inside the molecular clumps, given that this molecule can trace the ambient gas connecting the cores that remains after the process of fragmentation (e.g. filaments).

Figure 3 shows, in grayscale, the JVLA radio continuum emission at 10 GHz towards G20.76 (top panel) and G33.13 (bottom panel), which were previously cat-

**http://almascience.eso.org/aq/

***https://data.nrao.edu

****Excitation energy of the upper level.

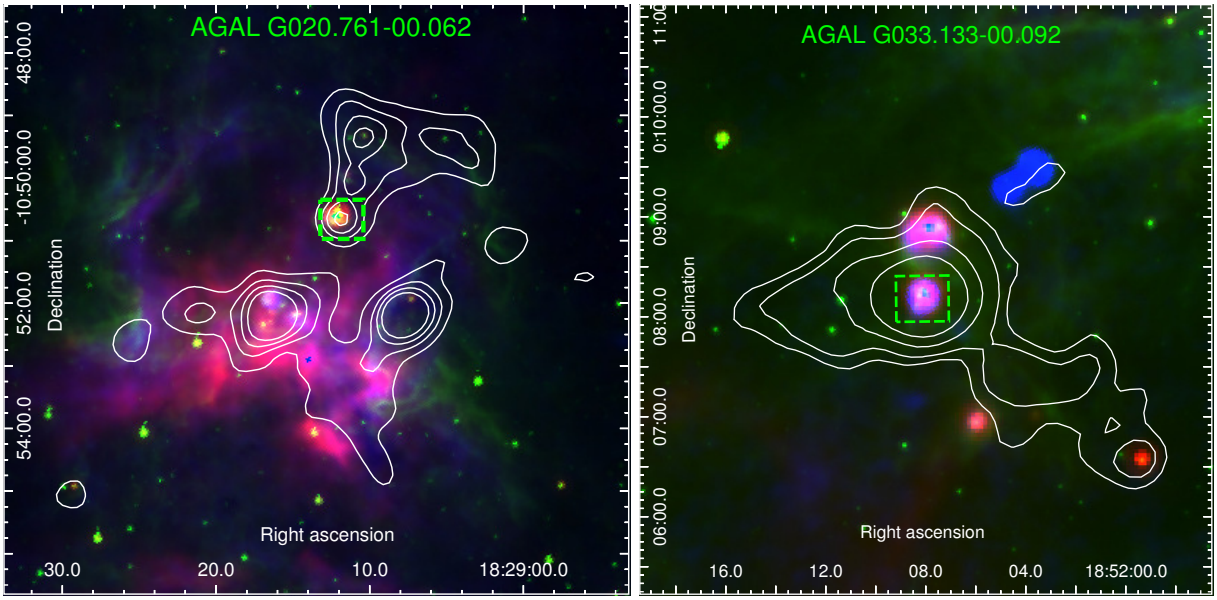


Fig. 1. A three color image with *Spitzer* data at 8 and 24 μm in green and red, respectively, and JVLA data at 1.4 GHz in blue. The white contours represent the ATLASGAL continuum emission at 870 μm. Levels are at 0.25 (3σ), 0.45, 0.65, and 0.9 Jy beam^{-1} for G20.76 (left panel) and at 0.11 (3σ), 0.19, 0.4, and 0.8 Jy beam^{-1} for G33.13 (right panel). The green squares highlight the regions studied in this work.

alogued as radio sources according to the survey carried out by Purcell et al. (2013). In G20.76 it can be appreciated a radio source towards the south of the molecular core complex. The radio source exhibits extended structure and it is associated with what would appear to be the remains of an ancient molecular core. We are investigating the connection between this radio source and the $C^{17}O$ molecular shell (Isequilla et al., in prep).

In G33.13 appears an intense radio source located between the molecular cores mm2 and mm3. Conspicuous extended emission seems to extend eastwards towards the position of the core mm2, suggesting a spatial connection between this radio source and the distribution of molecular gas. However, further analysis is required to confirm this possibility.

Subsequent studies of spectral index towards these radio sources will allow us to determine their nature, however given their morphology it is reasonable to assume that the radio continuum emission is ionised gas linked to young and compact HII regions. If this is the case, they would be evidence that high-mass star formation has taken place in both massive molecular clumps.

4. Summary and future work

We presented a preliminary study of the internal structure of the ATLASGAL sources G20.76 and G33.13 (massive clumps) based on the analysis of high resolution and sensitivity archival ALMA data and new JVLA observations. The main results are:

- Both ATLASGAL sources are massive dust clumps ~ 173 M$_\odot$ and ~ 4106 M$_\odot$ for G20.76 and G33.13, respectively, which makes them interesting objects for analysing the fragmentation processes and the subsequent high-mass star formation,
- The ALMA continuum emission at 1.3 mm shows evidence of fragmentation towards both clumps,
- The $C^{17}O$ (J=2–1) integrated emission map towards G20.76 shows a fragmented shell-like structure extending to the south of the dust cores's complex,
- The JVLA radio continuum emission maps at 10 GHz suggest the presence of two young and compact HII regions, one within each clump, indicating that high-mass star formation has already occurred within both,
- The JVLA radio source towards G20.76 could be related to the molecular shell-like feature found in the $C^{17}O$ (J=2–1) emission,
- The JVLA radio source towards G20.76 seems to be related to the remains of an ancient core (the more evolved one in the clump) weakly detected with our ALMA observations, while the JVLA radio source towards G33.13 seems to be related to the core mm2. However, a more in-depth study is required to be conclusive.

The study will continue with a comprehensive characterisation of all the molecular cores identified in both clumps, based on a deep analysis of the ALMA (line and continuum) and JVLA observations (continuum), and complemented with near-infrared public data. The analysis of the molecular lines detected towards both clumps will allow us to determine the evolutive stage and the mass of the still present molecular cores. The fundamental objective of this study will be to contrast the two main scenarios of high-mass star formation: monolithic accretion and competitive collapse.

Acknowledgements: N.L.I and M.O. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET, Argentina. A.M. is a doctoral fellows of CONICET, Argentina. This work was partially supported by the Argentinian grants PIP 2021 11220200100012

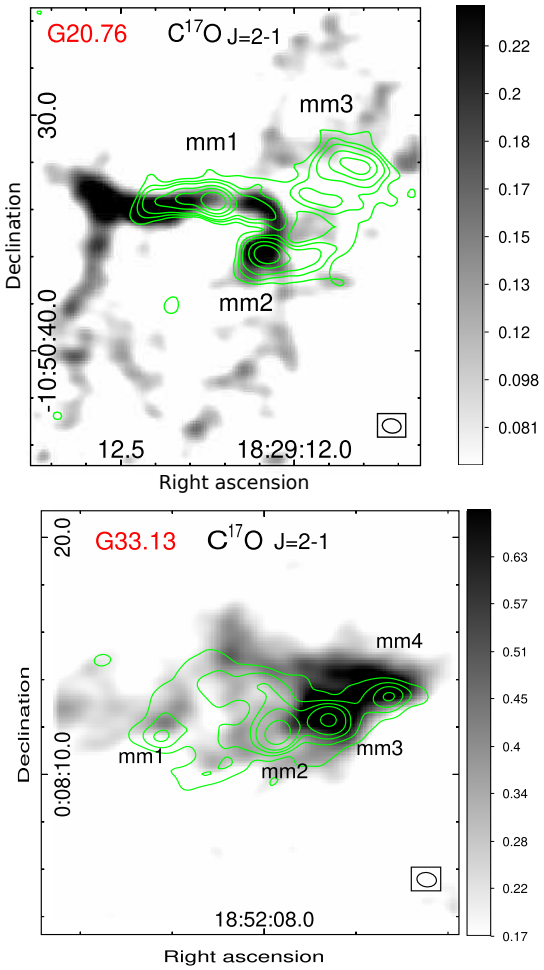


Fig. 2. Grayscale shows the zero moment maps of $C^{17}O$ (J=2–1) towards G20.76 (top panel) and G33.13 (bottom panel) integrated between 52 and 62 km s^{-1} and between 71 and 81 km s^{-1}, respectively. The grayscale is in Jy $beam^{-1}$ km s^{-1}. The green contours represent the ALMA continuum emission at 1.3 mm. Levels are at 0.7, 1.2, 1.9, 4, 7, and 13 mJy $beam^{-1}$ and at 3, 6.7, 12, 20, and 50 mJy $beam^{-1}$ for G20.76 and G33.13, respectively. The labels mm# indicate the core names. The beams are showed at the bottom right corner.

and PICT 2021-GRF-TII-00061 awarded by CONICET and ANPCYT.

References

Benjamin R.A., et al., 2003, PASP, 115, 953
Bonnell I.A., 2008, J.H. Knapen, T.J. Mahoney, A. Vazdekis (Eds.), *Pathways Through an Eclectic Universe*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 390, 26
Carey S.J., et al., 2009, PASP, 121, 76
Csengeri T., et al., 2014, A&A, 565, A75
Csengeri T., et al., 2017, A&A, 601, A60
Fontani F., et al., 2005, A&A, 432, 921
Kainulainen J., et al., 2013, A&A, 557, A120
Kauffmann J., et al., 2008, A&A, 487, 993
Marinelli A.D., et al., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia, Argentina, 63, 146

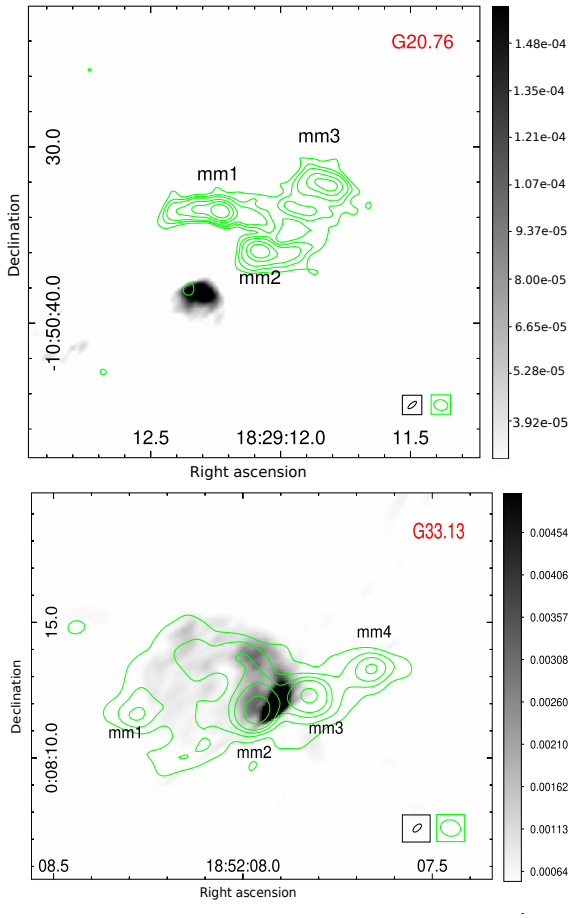


Fig. 3. Grayscale radio images showing the two sources detected with the JVLA at 10 GHz: G20.76 (top) and G33.13 (bottom). The green contours (the same as in Fig. 2) trace the dust continuum emission at 1.3 mm. The beams are indicated in the bottom right corner of each image, in black JVLA and green ALMA.

McKee C.F., Tan J.C., 2002, Nature, 416, 59
McMullin J.P., et al., 2007, R.A. Shaw, F. Hill, D.J. Bell (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 376, 127
Moscadelli L., et al., 2021, A&A, 647, A114
Palau A., et al., 2018, ApJ, 855, 24
Purcell C.R., et al., 2013, ApJS, 205, 1
Remijan A., et al., 2004, ApJ, 606, 917
Sanhueza P., et al., 2019, ApJ, 886, 102
Schuller F., et al., 2010, The Messenger, 141, 20
Wienen M., et al., 2012, A&A, 544, A146
Wienen M., et al., 2015, A&A, 579, A91

S-PLUS: An atlas of integrated Hα + [N II] fluxes for planetary nebulae in the Magellanic Clouds

L.A. Gutiérrez-Soto[1], A.R. Lopes[1], A.V. Smith Castelli[1,2], R. Faifer[1,2] & R. Haack[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 05 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Presentamos un atlas de flujos integrados de Hα + [N II] para nebulosas planetarias de las Nubes de Magallanes (MC PNe) con mediciones del Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS), una encuesta de imágenes de 12 bandas (7 estrechas y 5 anchas) que nos permite realizar un análisis espacial de la emisión de Hα. Se realizó fotometría de apertura en las imágenes con el continuo sustraído para extraer los flujos de Hα + [N II] de las MC PNe observadas por S-PLUS, enfatizando la fiabilidad del método a través de comparaciones espectroscópicas-fotométricas. Las representaciones visuales demostraron la fidelidad de los datos de S-PLUS en la captura de características espectrales. El trabajo en curso aborda refinamientos en las técnicas de análisis y aplicaciones más amplias de estos mapas de flujo para cálculos de distancia y temperatura.

Abstract / We present an atlas of integrated Hα + [N II] fluxes for planetary nebulae of the Magellanic Clouds (MC PNe) with measurements from the Southern Photometric Local Universe Survey (S-PLUS), a 12-band (7 narrow and 5 broad) imaging survey that allows us to perform a spatial analysis of the Hα emission. Aperture photometry on the continuum-subtracted images was performed to extract Hα + [N II] fluxes of the MC PNe observed by S-PLUS, emphasizing method reliability through spectroscopic-photometric comparisons. Visual representations showcased S-PLUS data fidelity in capturing spectral features. Ongoing work addresses refinements in analysis techniques and broader applications of these flux maps for distance and temperature calculations.

Keywords / planetary nebulae: general — ISM: lines and bands — surveys

1. Introducción

The exploration of Planetary Nebulae (PNe) in the Magellanic Clouds has been ongoing for half a century, experiencing a revitalized focus in the last five years. This renewed interest can be credited to the emergence of new discovery surveys, comprehensive spectroscopic investigations, and a deeper understanding of the Magellanic Clouds themselves. These advancements have notably enriched our understanding of PNe within these celestial systems.

Studying PNe in the Magellanic Clouds offers distinct advantages compared to studies of Galactic PN populations, as outlined by Jacoby & De Marco (2002) and Shaw et al. (2006). Chief among these advantages is the known distance of these systems, facilitating detailed studies of large numbers of PNe and accurate determination of important physical parameters such as sizes and luminosities. Additionally, the average foreground extinction in both the Large Magellanic Cloud (LMC) and Small Magellanic Cloud (SMC) is low, enabling the acquisition of large, complete, flux-limited samples without severe selection biases present in the Galaxy. Moreover, both systems are among the most massive in the Local Group, with PN populations totaling hundreds of objects, allowing for the study of statistical properties of various subsamples. Consequently, Magellanic Cloud PNe have been successfully employed over the past few decades to investigate numerous astrophysical questions.

The Small Magellanic Cloud (SMC) is a gas-rich late-type dwarf galaxy (Bolatto et al., 2007) with a gas-to-dust ratio 30 times higher than the Milky Way (Stanimirovic et al., 2000). It is one of the closest and most prominent neighbors of the Milky Way, characterized by its low mass ($M_{\rm dyn} \sim 2.4 \times 10^9 {\rm M}\odot$; Stanimirović et al., 2004) and small size ($R_* \sim 3$ kpc). Classified as an irregular galaxy (ImIV−V), the SMC is at a distance of 60.6±3.8 kpc from the Galaxy.

On the other hand, the Large Magellanic Cloud (LMC; Meixner et al., 2006) is a satellite galaxy of the Milky Way and is the fourth-largest galaxy in the Local Group. It is located at a distance of approximately 50 kiloparsecs (Feast, 1999). The LMC is characterized by its irregular shape and prominent bar feature. It contains a rich population of various astrophysical objects, including star clusters, supernova remnants, and, notably, planetary nebulae (Elson et al., 1987; Chu et al., 1993; Leisy & Dennefeld, 1996).

There are two surveys currently mapping the sky in a systematic, complementary way, utilizing 5 broad and 7 narrow-band filters, including Hα: the Javalambre Photometric Local Universe Survey (J-PLUS; Cenarro et al., 2019), covering the Northern celestial hemisphere, and the Southern-Photometric Local Universe Survey (S-PLUS; Mendes de Oliveira et al., 2019), covering the

✉ *Contact* / gsotoangel@fcaglp.unlp.edu.ar

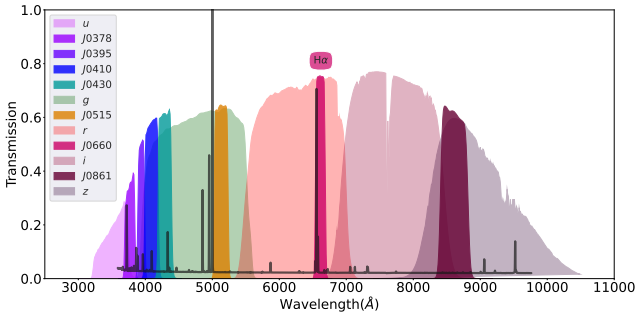


Fig. 1. Transmission curves of the S-PLUS filter set. The narrow-band filter *J*0660 includes the Hα + [N II] emission lines. Over-plotted is a spectrum of typical Galactic PN.

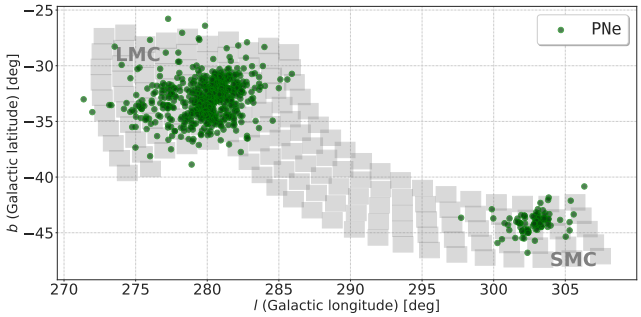


Fig. 2. The distribution of the planetary nebulae from the literature (green circles) in the Magellanic Clouds. The large gray squares indicate the S-PLUS fields that cover both the Large and Small Magellanic Clouds. Almost all the planetary nebulae are within the S-PLUS fields.

southern sky. These two surveys allow leveraging Hα emission lines in the context of PNe (Gutiérrez-Soto et al., 2020).

This study presents an integrated Hα flux atlas for Magellanic Cloud Planetary Nebulae (MC PNe) using S-PLUS imaging and spectroscopy, alongside literature data. Our methodology generated Hα + [N II] flux maps for numerous MC PNe, highlighting method reliability through spectroscopic-photometric comparisons. Visual representations demonstrate S-PLUS data fidelity in capturing spectral features. Ongoing work focuses on refining analysis techniques and exploring broader applications of these flux maps for distance and temperature calculations.

2. Methodology

This manuscript utilizes data from the S-PLUS DR4, covering 3,000 square degrees of the southern sky. S-PLUS DR4 data can be accessed in the `S-PLUS Cloud` database (`https://splus.cloud/`). The survey is conducted by a dedicated 0.83m robotic telescope located at Cerro Tololo, Chile (Mendes de Oliveira et al., 2019).

As shown in Fig. 1, S-PLUS employs the 12 filters from the Javalambre filter system (Marín-Franch et al., 2012), spanning the wavelength range from 3000Å to 10000Å. These include seven narrow-band filters (*J*0378, *J*0395, *J*0410, *J*0430, *J*0515, *J*0660, and *J*0861), and five broad-band Sloan-like filters (Fukugita et al., 1996).

The narrow-band *J*0660 filter used in S-PLUS has a central wavelength of approximately 6614 Å and a width of about 147 Å, covering both the Hα and the doublet [N II] λλ6548, 6584 spectral lines (see Fig. 1) for sources up to a redshift of approximately 0.02 (Table 2 of Mendes de Oliveira et al., 2019).

Fig. 2 illustrates the distribution of planetary nebulae in the Magellanic Clouds, showcasing the coverage of S-PLUS fields and the spatial arrangement of these PNe. S-PLUS DR4 comprehensively observes both Magellanic clouds, indicating extensive coverage of PNe in this region. It is worth noting that ∼100 PNe are cataloged in the SMC (Jacoby & De Marco, 2002), while the LMC currently hosts around 700 confirmed PNe (Reid, 2014). Remarkably, more than 95% of these PNe were observed by S-PLUS, indicating that they have corresponding data.

We employed S-PLUS data to derive Hα + [N II] fluxes for PNe in the Magellanic Clouds. This involved extracting fluxes using aperture photometry techniques and generating Hα + [N II] maps from the S-PLUS data. The Hα + [N II] flux for the planetary nebulae in the Magellanic Clouds, observed through the S-PLUS survey, was derived using two broad-band filters (*r* and *i*) and one narrow-band filter (*J*0660) as described in Equation 3 by Vilella-Rojo et al. (2015). Hα + [N II] maps were generated using a Python code developed by Lopes et al. (in preparation), based on the technique of Vilella-Rojo. At this stage of the study, we have measured the Hα + [N II] fluxes for the PNe of the SMC, with the next step being the measurement of fluxes for the LMC ones. We have successfully measured the fluxes for 80 SMC PNe.

3. Results

3.1. S-PLUS photometry and VLT/X-shooter spectra

The spectra used in this study were observed with VLT/X-Shooter under Director's Discretionary Time programmes 108.MQ23.001 and 110.23Q7.001, with typical seeing of 0.4 arcsec. Slit widths were 1.3 arcsec, 1.2 arcsec, and 1.2 arcsec for the UVB (300–560 nm), VIS (550–1020 nm), and NIR (1020–2480 nm) arms, respectively, achieving spectral resolutions of $R = 4100$, 6500, and 4300 (Euclid Collaboration et al., 2023). S-PLUS observations for the Main Survey (MS) were conducted with each field observed under photometric conditions and seeing ranging from 0.8 arcsec to 2.0 arcsec per filter. To ensure optimal image quality, the survey avoids nights with seeing conditions worse than 2.0 arcsec (Mendes de Oliveira et al., 2019; Almeida-Fernandes et al., 2022).

Fig. 3 presents a comparison between the VLT/X-shooter spectra and S-PLUS photometry for three Magellanic Cloud planetary nebulae: LHA 115-N 1, SMP SMC 2, and LHA 115-N 70. This comparison highlights the remarkable agreement between the spectroscopic data and photometric observations, showcasing the con-

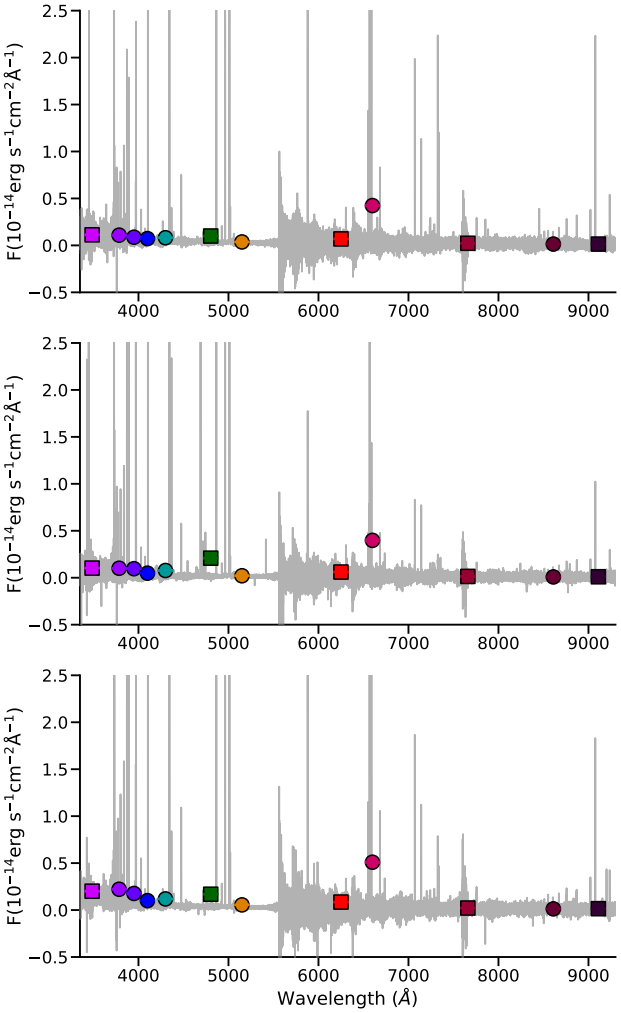


Fig. 3. S-PLUS photometry is represented by the colored points overlaid with VLT/X-shooter spectra of Magellanic Cloud planetary nebulae: (*upper*) LHA 115-N 1, (*middle*) SMP SMC 2, and (*lower*) LHA 115-N 70.

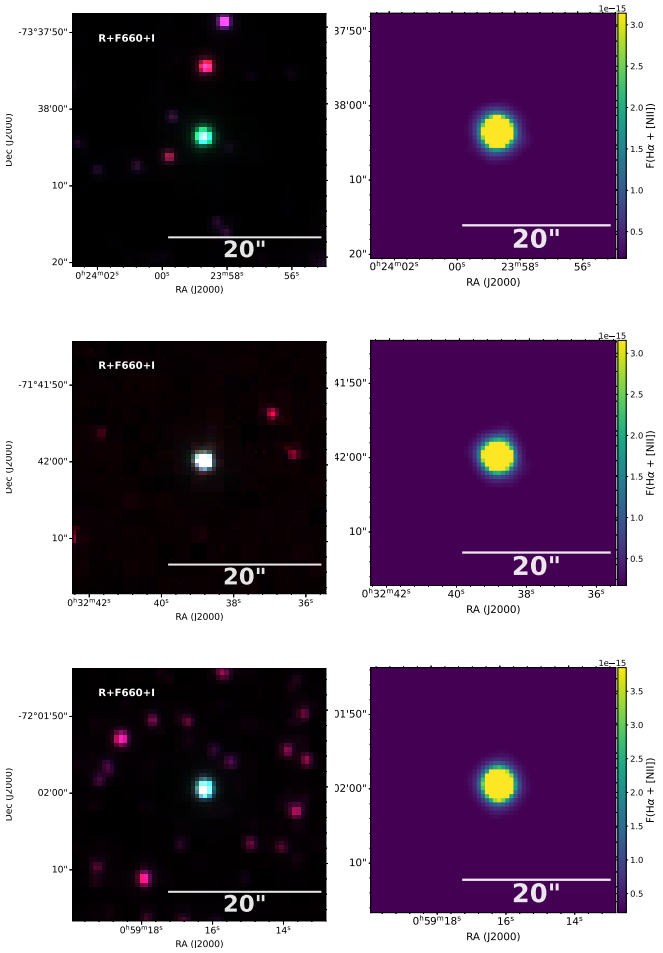


Fig. 4. The *left panel* displays an RGB image composed from r, $J0660$, and i filters, while the *right panel* shows the corresponding Hα + [N II] flux map for the PN shown in Fig. 3, respectively.

sistency and reliability of the S-PLUS data in capturing essential spectral features crucial for planetary nebula characterization. The overlay of colored points representing S-PLUS photometry onto the VLT/X-shooter spectra visually demonstrates this consistency, illustrating the complementary nature of spectroscopic and photometric techniques in astrophysical studies.

Fig. 4 shows the combined RGB image and Hα + [N II] flux maps for three planetary nebulae: LHA 115-N 1, SMP SMC 2, and LHA 115-N 70. Utilizing S-PLUS data, this visualization provides a detailed examination of the spatial distribution of ionized gas within these nebulae. By integrating multi-filter photometry with Hα + [N II] flux mapping, our methodology offers a comprehensive understanding of the emission properties and spatial characteristics of planetary nebulae in the Magellanic Clouds.

3.2. Validating the Hα + [N II] flux maps

To ensure the accuracy of the Hα + [N II] flux maps derived from S-PLUS data, a validation process was undertaken. This process involved the following steps:

- Pseudo Slit Creation:

A pseudo slit was created using the Hα + [N II] map generated from S-PLUS data. This pseudo slit provided a spatially resolved view of the emission line distribution within the PNe. The width of the slit was determined by selecting the region in the Hα + [N II] images that includes pixels with a signal-to-noise ratio larger than 10. We found that a pseudo slit width of 10 pixels was appropriate, given the S-PLUS seeing conditions. With a telescope plate scale of 0.55 arcsec/pixel, the width of the slit corresponds to 5.5 arcsec, which is sufficient to encompass the flux distribution considering the typical seeing of 0.8 to 2.0 arcsec in S-PLUS data and ensuring minimal flux loss.

- Summed Flux:

The flux within the pseudo slit was calculated by summing the flux values along its length. This step allowed for the quantification of the total Hα + [N II]

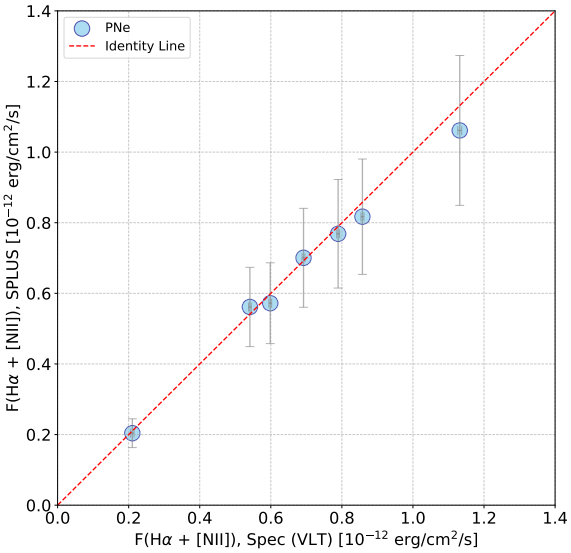


Fig. 5. A comparison between integrated Hα + [N II] fluxes obtained from spectroscopy and photometry for seven PNe of the SMC highlights both their consistencies and discrepancies. The error bars on the x-axis are smaller than the symbols. The mean error on the x-axis is around 4.37×10^{-15}.

emission from each PNe.

- Spectroscopic Measurement:

Spectroscopic measurements were conducted to directly capture the Hα and [N II] emission lines from the spectra of the PNe. These measurements served as a comparative benchmark for assessing the accuracy of the flux values derived from the Hα and [N II] flux maps. By undertaking these validation steps, we ensured the reliability and fidelity of the Hα flux maps generated from S-PLUS data, thus enhancing confidence in the subsequent analyses and interpretations of the emission characteristics of the planetary nebulae. It is worth noting that our validation process initially utilized spectroscopic data from seven VLT/X-shooter spectra. However, we have acquired additional spectra, which will be incorporated into our study to further bolster our findings.

Fig. 5 presents a comparison between integrated Hα + [N II] fluxes obtained from spectroscopy and photometry for seven PNe of the Small Magellanic Cloud. Remarkably, the results demonstrate a high level of agreement between the two techniques, highlighting both consistencies and discrepancies. This direct comparison offers valuable insights into potential systematic variations or uncertainties between photometric and spectroscopic measurements, further enhancing our understanding of the emission characteristics of these PNe.

4. Final remarks

In this study, we have demonstrated the effectiveness of combining S-PLUS photometry with spectroscopic analysis to create comprehensive Hα flux maps of PNe in the Magellanic Clouds. Our approach has provided valuable insights into the emission characteristics and spatial distribution of ionized gas within these nebulae. Utilizing spectroscopic data from seven PNe in our study, we have initiated the validation of our methodology. However, our aim is to further strengthen our analysis by incorporating additional spectra, enhancing the robustness of our findings. Additionally, we have applied the methodology developed by Amanda et al. to the PNe observed by S-PLUS in the SMC, ensuring consistency and reliability across our dataset.

Our future work will prioritize measuring Hα + [N II] fluxes for PNe in the LMC, while also correcting for [N II] and extinction effects in our data. We plan to refine our analysis by incorporating additional spectra and explore further applications of the Hα flux maps. By continuing to refine our methodology and expand our dataset, we aim to deepen our understanding of the physical processes driving the emission properties of planetary nebulae and their implications for stellar evolution.

Acknowledgements: LAG-S acknowledges funding for this work from CONICET. We thank the referee for her/his report that helped to improve the content of this contribution.

References

Almeida-Fernandes F., et al., 2022, MNRAS, 511, 4590
Bolatto A.D., et al., 2007, ApJ, 655, 212
Cenarro A.J., et al., 2019, A&A, 622, A176
Chu Y.H., et al., 1993, ApJ, 414, 213
Elson R.A.W., Fall S.M., Freeman K.C., 1987, ApJ, 323, 54
Euclid Collaboration, et al., 2023, A&A, 674, A172
Feast M., 1999, Y.H. Chu, N. Suntzeff, J. Hesser, D. Bohlender (Eds.), *New Views of the Magellanic Clouds*, vol. 190, 542
Fukugita M., et al., 1996, AJ, 111, 1748
Gutiérrez-Soto L.A., et al., 2020, A&A, 633, A123
Jacoby G.H., De Marco O., 2002, AJ, 123, 269
Leisy P., Dennefeld M., 1996, A&AS, 116, 95
Marín-Franch A., et al., 2012, R. Navarro, C.R. Cunningham, E. Prieto (Eds.), *Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 8450, 84503S
Meixner M., et al., 2006, AJ, 132, 2268
Mendes de Oliveira C., et al., 2019, MNRAS, 489, 241
Reid W.A., 2014, MNRAS, 438, 2642
Shaw R.A., et al., 2006, ApJS, 167, 201
Stanimirović S., Staveley-Smith L., Jones P.A., 2004, ApJ, 604, 176
Stanimirovic S., et al., 2000, MNRAS, 315, 791
Vilella-Rojo G., et al., 2015, A&A, 580, A47

Spatial orientation of planetary nebulae in the Milky Way

J.C. Rapoport[1,2] , P.C. Colazo[1,3,4] & N. Padilla[1,3,4]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[4] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 15 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo, utilizamos simulaciones Monte Carlo para estudiar posibles alineaciones de una muestra de nebulosas planetarias distribuidas con el perfil de densidad de un disco delgado,l imitadas por un corte en distancia al observador. Investigamos cómo varía la señal bajo diferentes escenarios de alineación y comparamos los resultados con datos observacionales. Descubrimos que, con los datos actuales, aún no puede descartarse por completo el escenario orientado, y que un bajo grado de alineación podría ser posible.

Abstract / In this work we used Monte Carlo simulations to study the alignment signal given by a distance limited sample of planetary nebulae distributed with the density profile of a thin disk. We investigated how the signal varies under different alignment scenarios and compared the results with observational data. We discovered that, with the current data, the oriented scenario cannot yet be completely ruled out, and a low degree of aligment might yet be posible.

Keywords / planetary nebulae: general — Galaxy: structure — galaxies: individual (Milky Way)

1. Introduction

Planetary nebulae (PNe) are the remnants of intermediate-mass stars, characterized by their expanding envelopes of low-density ionized gas. Their evolution could be influenced by electromagnetic phenomena within galaxies, such as the magnetic field of the Milky Way, interactions with the interstellar medium, or interactions with charged dark matter particles. These interactions could lead to galaxy-scale alignments. Given the range of morphologies presented by PNe, often exhibiting mostly ellipsoidal shapes, this allows for the determination of an angle between their major axis and a reference point within our Galaxy.

However, studying the spatial orientation of PNe poses a significant challenge due to the inherent limitations of astronomical observations, which provide two-dimensional projections of three-dimensional shapes on the celestial sphere. Consequently, distinguishing between a truly oriented distribution and a random one is non-trivial. Moreover, there is a notable lack of consensus regarding the spatial orientation exhibited by PNe. The resulting distributions are highly sensitive to the methodologies employed, the size of the catalogs utilized, and the galactic regions observed. Consequently, various distributions with differing trends have been reported in the literature (Grinin & Zereva, 1968; Melnick & Harwit, 1975; Corradi et al., 1998; Weidmann & Díaz, 2008; Ali et al., 2012).

The main motivation of this work is not to resolve the tension regarding whether orientation exists or not, but primarily to ascertain if the physical feasibility of such orientation is distinguishable due to the effects of angle projections, no matter how weak they are.

In this study, we adopt a novel approach to investigate the issue of PNe orientations. Rather than relying solely on observational or statistical methods, we employ Monte Carlo simulations to replicate the distribution of PNe observed in the Milky Way. This approach enables us to model their positions while considering the constraints imposed by observational data. By progressively refining the complexity of the model, we gain understanding and can effectively extract valuable insights from the observational data. We start by exploring the orientations of a sample of PNe distributed according to an exponential disk profile. We examine samples exhibiting varying degrees of orientation relative to the center of the Galaxy, measuring how the signal varies across different scenarios. Our analysis aims to shed light on the relationship between simulated distributions and observational data, offering insights into the spatial orientation of PNe within the Milky Way.

In the Sec. 2, we explain the algorithm applied to simulate the PNe, the projection of their major axes and the subsequent measurement of the projected angle. In Sec. 3, we analyze the results obtained and compare those to observational data. We delve into the conclusions that can be extracted from the work.

2. Methodology

We used Monte Carlo simulations to study the orientation of a sample of PNe with different degrees of alignment towards the center of the galactic disk, whose three-dimensional spatial distribution is given by the

✉ *Contacto* / juana.rapoport@mi.unc.edu.ar

exponential density profile for a thin disk:

$$\Sigma(R, z) = \Sigma_0 \exp\left(-\frac{R}{R_\mathrm{d}}\right), \quad (1)$$

where R_d represents the characteristic sizes of the Milky Way and $\Sigma_0 = \frac{M_\mathrm{MW}}{2\pi {R_\mathrm{d}}^2}$ (Mo et al., 2010). For the z-coordinate, we choose a small interval within galactic latitude of $\theta = (-30°, 30°)$.

The distribution of our samples was taken so that the PNe are contained within a circle of radius 3 Kpc, centered in the observer situated at a distance of 8 kpc from the galactic disk's center. This approach allows us to consider the limit in observational distance and the Earth's position relative to the Galaxy's center, both factors influence the final projection of angles. The size of the samples was chosen to match the number of objects in the reference catalog (Weidmann & Diaz, 2008).

Each nebula was assigned a particular orientation. To do so we defined a major axis given by a realization of a vector of unitary length within an oriented spherical cone, characterized by an aperture angle Θ centered on the galactic center, which represents the range of alignment for the sample. Essentially, Θ denotes the maximum angle that the cone can encompass. When the cone aperture is 90°, we are effectively simulating random orientations. We systematically adjusted the cone's aperture angle from 10° to 90° in 10° increments, analyzing the resulting signal at each step. This approach allowed us to smoothly transition from fully oriented scenarios to random ones.

After assigning each nebula a spatial orientation, given by Θ, we projected the major axis onto the plane perpendicular to the line of sight to the nebula, as observed from Earth. The resulting angle was subsequently employed to calculate the position angle of the projected major axis, following the methodology outlined in (Weidmann & Díaz, 2008). This facilitated the replication of the angle provided in the catalog, thereby enabling a comparison of our model's outcomes with those derived from their statistical approach.

To assess the accuracy of our measurements, we used the bootstrap resampling method to estimate its variance. Finally, we compared the distributions obtained from our models with those from the reference catalog.

In order to see how the signal varied for different parts of the galaxy, we divided the samples in regions given by galactic longitude. An inner region for those PNe with $0° < b < 90°$ and $270° < b < 360°$ and an outer region for $90° < b < 270°$.The division into inner and outer regions is motivated by a desire to gain insights into how the projection effects differ between regions and their respective impacts on the observed distribution.

To determine which angular apertures could be discarded using the information from the measured data, the reduced chi-squared test was employed.

3. Results and Conclusions

In Fig. 1, we can see the projected angle ϕ for the aligned sample, the panel in the left corresponds to a high degree of alignment with $\Theta \leq 10°$, whereas the one on the right corresponds to a low alignment, with $\Theta \leq 50°$. Both of them are compared to the observations from the reference catalog. In the latter case, we can see that the presence of noise in the observations obscures any discernible trend within the sample, in order to reduce this noise a larger sample of observed nebula's must be obtained.

In Fig. 2, we used the reduced chi-squared test and found that for the outer nebulae the data is compatible with an orientation with an opening angle Θ between 40° and 90° with respect to the center of the Galaxy. For the nebulae belonging to the inner galactic disk, the opening angle can be further restricted to angles larger than 50°. These results suggest that the nebulae are not strongly oriented with respect to the galactic center.

We conclude that despite the loss of information due to projection, this effect still enables the distinction between samples. Upon comparing observations to our model, we find no compelling evidence of a strong alignment. However, a weak alignment cannot be ruled out, which could leave room for interactions, such that models of charged dark matter or galactic magnetic field effects could be restricted. Our results are consistent with those obtained by Weidmann & Díaz (2008), although we identify fewer alignment present in the inner region. To improve the study, a larger sample size is needed to yield more precise constraints. The latest generation of telescopes such as Vera Rubin Telescope, and information produced by the Gaia mission, will contribute data on new nebulae, better mapping the distribution of PNe in the Milky Way, which will be crucial for this issue, thereby increasing the number of objects available for studies like these. Furthermore, with a broader dataset, there is potential for refining our modeling techniques to better replicate their observed distribution and phenomena and to improve our understanding of how three dimensional information is lost through projection.

Referencias

Ali A., et al., 2012, A&A, 541, A98
Corradi R.L.M., Aznar R., Mampaso A., 1998, MNRAS, 297, 617
Grinin V.P., Zereva A.M., 1968, D.E. Osterbrock, C.R. O'dell (Eds.), *Planetary Nebulae*, vol. 34, 287
Melnick G., Harwit M., 1975, MNRAS, 171, 441
Mo H., Van den Bosch F., White S., 2010, *Galaxy formation and evolution*, Cambridge University Press
Weidmann W.A., Díaz R.J., 2008, PASP, 120, 380
Weidmann W.A., Diaz R.J., 2008, VizieR Online Data Catalog, J/PASP/120/380

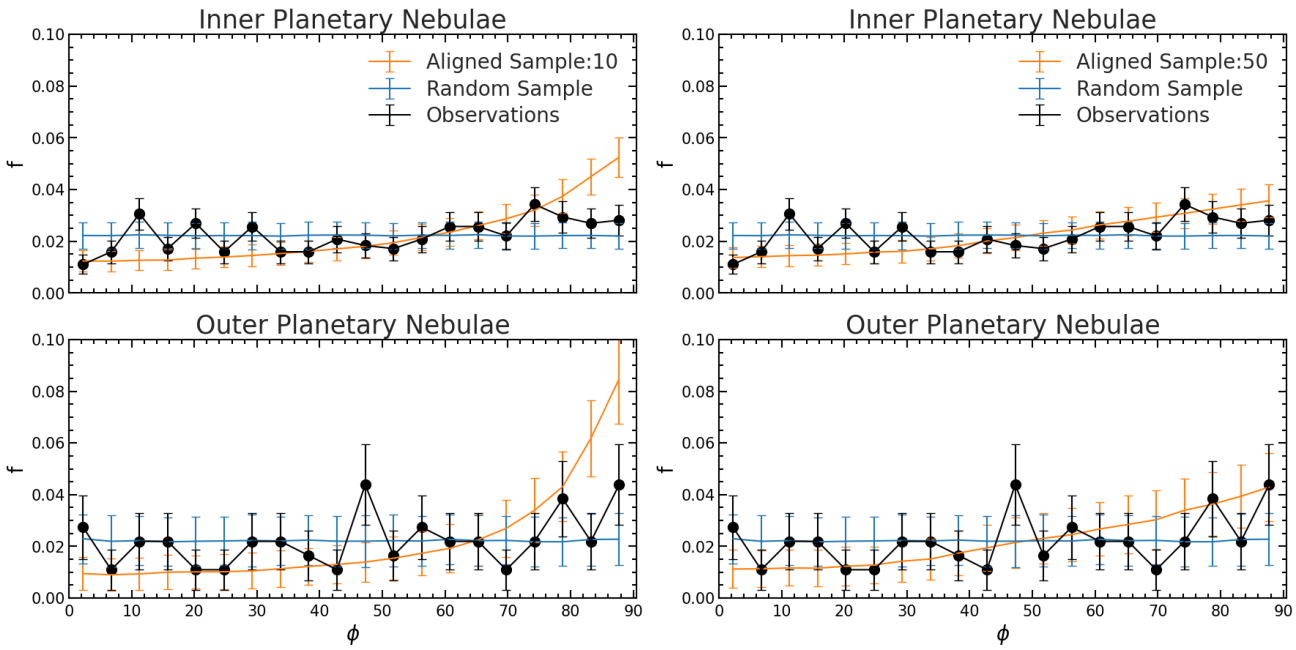


Fig. 1. Distributions of the relative frequency for the measured projected angle ϕ between the Galactic North Pole and the semi-major axis of the PNe. Blue one corresponds to the random sample, orange to the aligned one, black is for the observations from the reference catalog. *Left panel*: corresponds to an aligned sample with an aperture angle $\Theta \leq 10°$. *Right panel*: aligned sample with an aperture angle of $\Theta \leq 50°$.

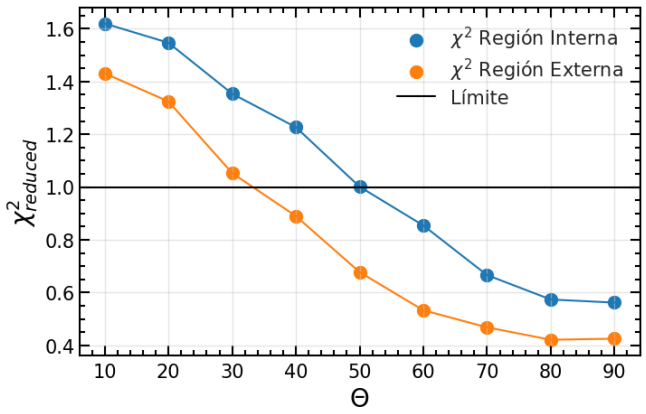


Fig. 2. The reduced chi-squared test applied to the inner and outer PNe distributions.The limit corresponds to the reduced chi-squared for one degree of freedom and a 68 % level of confidence. This test rejects alignments of up to 50° and 35° with respect to the center of the Galaxy, for PNe in the inner and outer galaxy disc, respectively.

Evolution of dynamically identified stellar components

N.M. Isa[1], H.P. Saldaño[2,3], V.A. Cristiani[3,4] & M. Abadi[4]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas, UNSa, Argentina*
[2] *Instituto de Investigaciones en Energía no Convencional, UNSa, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[4] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 15 March 2024
©The Authors 2024

Resumen / Las galaxias son sistemas complejos formados por diferentes componentes estelares. Estos componentes, como el disco, la barra, el halo estelar y el núcleo, interactúan entre sí mientras coexisten en el espacio y el tiempo. Presentamos un análisis detallado de la descomposición dinámica de los componentes de las galaxias, centrándonos en la transición de una galaxia aislada del tipo de la Vía Láctea al escenario de fusión de dos galaxias idénticas. Utilizamos una metodología robusta, combinando los códigos AGAMA y GADGET-2 para la generación y evolución de condiciones iniciales, y el paquete GalaxyChop para la descomposición dinámica. Nuestros resultados preliminares revelan cambios significativos en los componentes morfológicos de la galaxia durante el proceso de fusión, enfatizando el predominio del componente esferoidal en la galaxia fusionada.

Abstract / Galaxies are complex systems formed by different stellar components. These components, such as the disk, bar, stellar halo, and core interact with each other as they coexist in space and time. We present a detailed analysis of the dynamical decomposition of galaxy components, focusing on the transition from an isolated Milky Way-type galaxy to the merging scenario of two identical galaxies. We utilize a robust methodology, combining the AGAMA and GADGET-2 codes for the generation and evolution of initial conditions, and the GalaxyChop package for dynamical decomposition. Our preliminary results reveal significant changes in the morphological components of the galaxy during the merging process, emphasizing the dominance of the spheroidal component in the merged galaxy.

Keywords / galaxies: evolution — galaxies: interactions — galaxies: kinematics and dynamics — galaxies: spiral

1. Introduction

In the beginning of 20th century, Hubble (1926, 1936) introduced a morphological classification of the known galaxies up to date. This classification, named as *The Hubble Sequence*, encompasses four distinct categories: elliptical (E), spiral (S), lenticular (S0), and irregular (Irr) galaxies. Hubble interpreted this galaxy sequence as an indicator of different evolutionary stages. For this reason, he labeled elliptical and lenticular galaxies as "early-type", while spirals and irregulars were indicated as "late-type" galaxies. Although this classification do not have a physical foundations, it currently continues to be used for purely historical reasons.

A fundamental disadvantage in the Hubble's classifications based solely on the morphology is the significant influence of the projection effect. Two observers in different location in the Universe will perceive different projected shapes of the same object, leading to different classifications in each case. Another issue arises when we observe an edge-on spiral galaxy, as it becomes difficult to distinguish between the different sub-classes and discern the presence of a bar or even whether the disk is thick or thin (Schneider, 2006).

Much later, with the rise of more sensitive telescopes, it was able to define new classifications using the brightness of the galaxies (e.g., see Sandage, 2005). This allow to classify the galaxies following their spectral energy distributions (SEDs), or identifying brightness excesses in different spectral ranges using color indexes that can be associated to starburst episodes or excesses of cold dust in the galaxy. The photometric classification allowed to define the different components of spiral galaxies, like exponential disks and spheroids, following different radial surface brightness profiles. However, such decomposition is also affected by the projection effect since different orientations of the galaxy can give different profiles. Indeed, the photometric decomposition, which do not use the dynamic of stars, do not allow to distinguish between stars of different components of the galaxy.

A robust method used in the last years for decomposing the different components of spiral galaxies is the dynamical decomposition. Such decomposition, used mainly for modeled galaxies (e.g., Cristiani & Abadi, 2021; Du et al., 2019; Abadi et al., 2003), have allowed to study in details the properties of disks, bulges, and halos, in order to understand the galaxy formation and evolution.

Initially, Abadi et al. (2003), using the circularity parameter (ε) defined as the ratio between the z-component of the specific angular momentum (J_z) and the specific circular orbits momentum (J_{circ}) of the star, identified at least two components: a spheroid of bulge

✉ *Contact* / nicolasmiguelisa@gmail.com

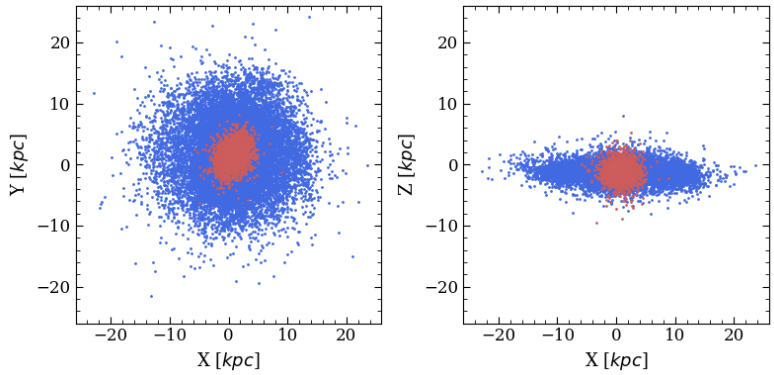


Fig. 1. *Left panel:* Spatial distribution of the initial isolated Milky Way-type galaxy in the XY plane. *Right panel:* Spatial distribution of the initial Milky Way-type galaxy in the XZ plane. In the both Figures, the red colour correspond to the spheroidal component and the blue colour indicated the disk component.

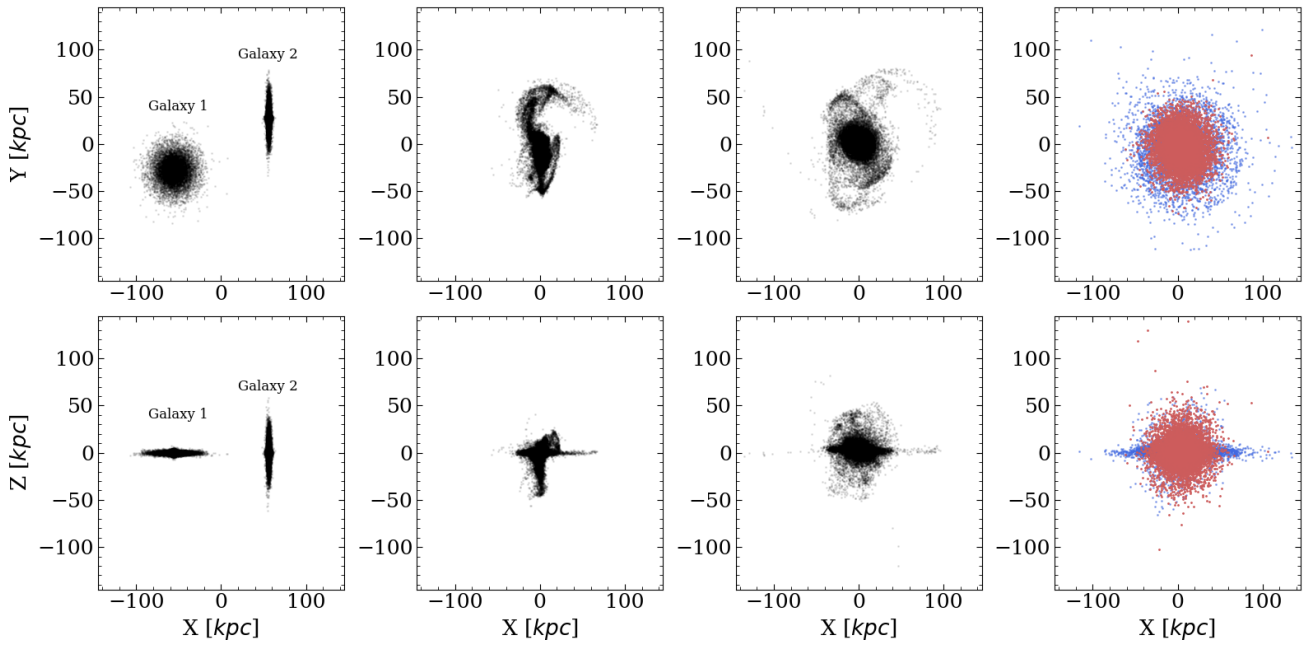


Fig. 2. In the upper graphs, we can observe the evolutionary stages of two Milky Way-like galaxies in the XY plane. In the lower graphs, we can observe the evolutionary stages of two Milky Way-like galaxies in the XZ plane. In both graphs, the red color represents the bulge components, and the blue color represents the disk components.

(ϵ around 0) and a disk ($\epsilon \approx 1$). This method also allowed to decompose the disk into a thin and thick component assuming that the thin component of the simulated galaxy is similar to that of the Milky Way. Modification of the initial method (Du et al., 2019) allowed to decompose the simulated galaxies into several components, such as cold disks, warm disks, bulges, and halos. These dynamical decompositions were used to analyze the main properties of the different component of galaxies through scaling relations (see Cristiani & Abadi, 2023) like the Faber-Jackson relation which correlate the total stellar mass as a function of the velocity dispersion for elliptic galaxies, and the Tully-Fisher relations for spiral galaxies that is the correlation between the total stellar mass and the rotational velocity. Such scaling-relations are important for understanding the evolution of the galaxies.

Our motivation is to study the dynamical decomposition of galaxies that results from a merge of spiral galaxies. Merging galaxies have important effect on the evolution of the resulting galaxy. Several studies (Prieto et al., 2021; Gao et al., 2020; Pearson et al., 2019) have shown that the merge of galaxies can increase the star-formation rate, increase the fuelling of compact objects (like black-holes) and lighting up the galactic nuclei. We first focus the study in the decomposition of a evolved galaxy originated by the merge of two spiral galaxies of similar size and stellar mass.

In section 2, we explain the methodology used for the analyses, in section 3 we show our preliminary results, and in section 4 we discus the results and we indicate the future out coming for this proyect.

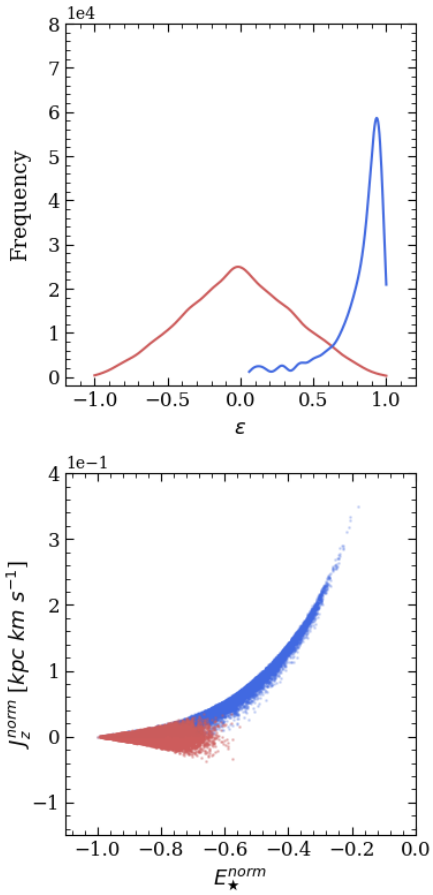


Fig. 3. *Top panel*: Distribution function of the circularity parameter (ε) for two components. *Bottom panel*: Lindblad diagram. In both cases, the red colour correspond to the spheroidal component and the blue colour indicated the disk component.

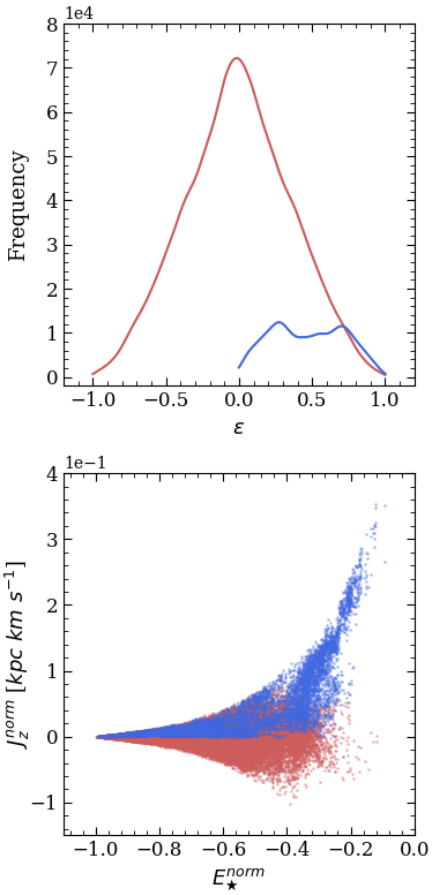


Fig. 4. Similar of Fig. 3 but for the merged galaxy

2. Methodology

For the dynamical decomposition of a merged galaxy, we first generated an ad-hoc initial condition (position and velocity in the x, y, and z axis) for a Milky Way-type galaxy with 5950 bulge particles, 28085 disk particles and 142367 halo particles. The total stellar mass for the disk and spheroid is $\sim 0.95 \times 10^{10}$ $M_\odot$ and $\sim 1.50 \times 10^{10}$ $M_\odot$, respectively. We used the AGAMA (Vasiliev, 2018) package* to generate the initial condition, which include the halo, spheroid and disk components. In Fig.1 we show the spatial distribution of the virialized galaxy.

Using the GADGET-2(Springel, 2000) code**, we evolve the initial Milky Way-type galaxy within a large time lapse to ensure the stability of the galaxy. We used GADGET-2 due to its robustness in the simulation and its flexibility to gives results that can be read in other codes that we used for the analyses. The evolved Milky Way-type galaxy is then dynamically decomposed using the GalaxyChop*** package to get the galaxy components (disk and bulge) as initial reference.

GalaxyChop is a Python package that face the dynamical decomposition by using clustering methods for stellar galactic components. The package provide five different methodologies for the dynamic decomposition, as an improve of the Abadi et al. (2003)'s method (named as JEHistogram), the ones we used for the decomposition of our initial galaxy.

In the next step, we analyze the evolution of the interaction between two galaxies of equal stellar mass. For that, we create a new initial condition that include two identical galaxies, both similar to the Milky Way-type galaxy created before. For the creation of the new initial conditions, we considered the following parameters:

- θ_1 and θ_2: the offset of the angular momentum of the galaxy 1 and galaxy 2 from the angular momentum vector of the orbit.
- ϕ_1 and ϕ_2: spherical coordinate ϕ of the angular momentum of the galaxy 1 and galaxy 2.
- $r_{\rm min}$: the pericenter passage distance.
- $r_{\rm start}$: the initial offset of the two galaxies.
- e: initial eccentricity of the orbit

*The AGAMA package is a set of tool to create and model galaxies. The code perform the computation of gravitational potential and force, including orbit integration and the conversion of the position/velocity to action/angle coordinates.

**GADGET-2 use the N-body method to track a collisionless fluid and utilizes smoothed particle hydrodynamics (SPH) to simulate an ideal gas.

***https://galaxy-chop.readthedocs.io/en/latest/index.html

For our analyses, we consider the following values of the encounter parameters: for the galaxy 1, $\theta_1 = 0°$ and $\phi = 45°$, while for the galaxy 2, $\theta_1 = 90°$ and $\phi = 0°$. With these parameters, the angular momentum of galaxy 1 is parallel to the initial angular momentum vector of the orbit (face-on in the first panel of Fig. 2), while the galaxy 2 rotate perpendicular to the orbit plane (face-off in the first panel of Fig. 2). The pericenter passage distance is $r_{\rm min} = 10$ kpc, wile initially both galaxies are separated by a distance of $r_{\rm star} = 125$ kpc. Finally, the initial eccentricity of the orbit is $e = 0.3$. The evolution of the merging galaxies are performed with the GADGET-2 code.

In all panels of Fig. 2, we show the evolutive sequence of the merging galaxies in different time steps. Across the evolution, we can see the multiple arms that were formed by the tidal forces, and the subsequent formation of a new thick disk and massive spheroid. The size of the resulting galaxy is up to 4 times larger than the initial Milky Way-type galaxy.

Finally, we use GalaxyChop to dynamically decompose the different component (disk and spheroid) of the the merged galaxy when the evolution arrived to the last time step. At such time, we expect that the merged galaxy reaches a state of dynamic equilibrium to analyze the dynamic evolution of the system. This method allows us to quantify the ratio between the disk and the spheroid of the resulting galaxy.

3. Preliminary Results

In Fig. 3 and 4, we show the distribution of the circularity parameter (top), which provide information about the quantity of particles in each component, either the disk or the spheroid. Additionally, the Lindblad diagrams (low) is presented, providing information about the rotation and energy possessed by each particle.

In Fig. 3, we observe how the galaxy has a large number of particles in the disk and very few in the spheroid, as expected since the initial galaxy has a spiral shape. Additionally, we can observe that all particles belonging to the disk rotate in the same direction, as their stellar angular momentum ($J_{\rm Z}$) is always positive. In contrast, the spheroid, supported by velocity dispersion, exhibits stellar motion governed by randomness. Therefore, we will have a similar number of particles for positive and negative values of angular momentum.

For Fig. 4, on the other hand, we evolved the interaction of two galaxies both with dominant disk components as we showed in 3. In Fig. 4, the main component is spheroidal accompanied by a disk-like structure, more likely a elliptical galaxies. For the spheroid, we obtain particles with both positive and negative angular momentum, while for the disk, most of the particle have positive angular momentum. We also observe that the rotational behavior of the resulting spheroid keeps a symmetrical distribution (red curve), unlike to the resulting disk that does not show similar distribution to the initial disk (blue curve).

A significant discrepancy is noticeable between Fig. 3 and Fig. 4. In the case of the interaction of two galaxies, insufficient time was taken for the galaxy to reach its steady state. This discrepancy is evident in the distribution of rotational energies and circularities of particles, leading to the observed multiple peaks (blue curve) in Fig. 4.

4. Discussion

In this study, we analyze the dynamic decomposition of stellar components for the case of an isolated Milky Way-type galaxy and for the configuration of two Milky Way-type galaxies merging. We investigate the circularity parameter and the behavior of angular momentum as a function of total energy for both spheroidal and disk components in both cases. We observe that in the case of merged galaxy, the evolution leads to the dominant component being spheroidal, indicating a morphological change compared to the evolution presented by the isolated galaxy.

The future perspective of this work is to study stellar components for different cases of galaxy merging, varying the parameters of the interaction.

References

Abadi M.G., et al., 2003, ApJ, 597, 21
Cristiani V.A., Abadi M.G., 2021, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 62, 216
Cristiani V.A., Abadi M.G., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 250
Du M., et al., 2019, ApJ, 884, 129
Gao F., et al., 2020, A&A, 637, A94
Hubble E.P., 1926, ApJ, 64, 321
Hubble E.P., 1936, *Realm of the Nebulae*
Pearson W.J., et al., 2019, A&A, 631, A51
Prieto J., et al., 2021, MNRAS, 508, 3672
Sandage A., 2005, ARA&A, 43, 581
Schneider P., 2006, *Extragalactic Astronomy and Cosmology*
Springel V., 2000, GADGET-2: A Code for Cosmological Simulations of Structure Formation, Astrophysics Source Code Library, record ascl:0003.001
Vasiliev E., 2018, AGAMA: Action-based galaxy modeling framework, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1805.008

Deviation of galaxies from the main sequence: multiple mechanisms in action

S.A. Cora[1,2,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 16 February 2024 / Accepted: 03 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / La mayoría de las galaxias que están en proceso de formación estelar siguen una relación conocida como la "secuencia principal", donde la tasa de formación estelar está estrechamente relacionada con la masa total de la galaxia. Sin embargo, cuando la tasa de formación estelar específica (que es el cociente entre la tasa de formación estelar y la masa de la galaxia) disminuye significativamente, las galaxias se vuelven pasivas y se alejan de esta secuencia principal. El estudio de las galaxias que abandonan esta secuencia nos proporciona información valiosa sobre los diversos mecanismos físicos responsables de la supresión de la formación estelar y cómo se originan las galaxias pasivas en diferentes rangos de masa y en ambientes de distinta densidad (campo, grupos, cúmulos de galaxias). Esta revisión tiene como objetivo ofrecer una visión general de la abundante evidencia observacional que respalda este fenómeno, así como de los principales resultados de diversas simulaciones numéricas cosmológicas que ayudan a su interpretación. Al hacerlo, se evaluará el papel de varios mecanismos físicos que pueden estar actuando de manera simultánea.

Abstract / Most star-forming galaxies follow a relationship known as the "main sequence", where the star formation rate is closely tied to the total mass of the galaxy. However, when the specific star formation rate (which is the ratio of the star formation rate to the mass of the galaxy) decreases significantly, galaxies become passive and deviate from this main sequence. Studying galaxies that depart from this sequence provides valuable information about the various physical mechanisms responsible for suppressing star formation and how passive galaxies originate in different mass ranges and environments of varying density (field, groups, galaxy clusters). This review aims to provide an overview of the abundant observational evidence supporting this phenomenon, along with key findings derived from diverse cosmological numerical simulations that aid in their interpretation. Throughout this exploration, we will assess the role of various physical mechanisms that may be acting simultaneously.

Keywords / galaxies: formation — galaxies: evolution — galaxies: star formation

1. Introduction

The main sequence of galaxies is an almost linear correlation existing between the star formation rate and the stellar mass of those galaxies forming stars, referred to as star-forming galaxies (e.g. Brinchmann et al., 2004; Noeske et al., 2007; Daddi et al., 2007; Pannella et al., 2009; Magdis et al., 2010). Recent studies have examined the evolution of this sequence using data from deep surveys. Mérida et al. (2023) utilized the Cosmic Assembly Near-Infrared Deep Extragalactic Legacy Survey (CANDELS) and the Survey for High-z Absorption Red and Dead Sources (SHARDS) to probe the main sequence in the redshift range $1 < z < 3$. Additionally, Huertas-Company et al. (2023) extended the analysis to the range $0 < z \lesssim 6$, incorporating data from the James Webb Space Telescope (JWST). In the latter study, the power-law fit to the star-forming main sequence, focusing on galaxies with stellar mass $M_\star > 10^9$ $M_\odot$ in redshift bins $0 < z < 1$, $1 < z < 3$, and $3 < z < 6$, is characterized by normalizations of 0.72, 1.04, and 1.19, and slopes of 0.96, 0.89, and 0.55, respectively. The rise in the zeropoint with increasing redshift aligns with prior studies (e.g Whitaker et al., 2012). The decline in slope observed as redshift increases is also corroborated by numerous other studies in the literature, as illustrated in the compilation by (Mérida et al., 2023, see their figure 14). However, these authors demonstrate that the trend changes when exploring the main sequence at smaller stellar masses. They consider $M_\star > 10^8$ $M_\odot$ at $z = 1$ and $M_\star > 10^{8.5}$ $M_\odot$ at $z = 3$, reaching ≈ 0.6 dex deeper than previous analyses. This variation in the evolution of the slope might be influenced by a greater scatter in star formation at fixed stellar mass and the absence of massive objects at these redshifts. Further in-depth observations and investigation are required to comprehend this trend.

Various techniques are employed to classify galaxies based on their star-forming activity. One such method utilises the rest-frame $U - V$ versus $V - J$ colour–colour diagram, known as the UVJ diagram (e.g. Muzzin et al., 2013). This method involves empirical cuts in this colour-colour space and is grounded in the analysis of the 4000Å break in the spectrum of an old stellar population. Another approach to classify galaxies based on

✉ *Contact* / sacora@fcaglp.unlp.edu.ar

Invited review

their star formation activity relies on the mass-doubling timescale, which is determined by the instantaneous star formation rate (SFR) at the time of observation (Tacchella et al., 2022). The mass-doubling number, denoted as $D(z) = \mathrm{sSFR}(z) \times t_{\mathrm{H}}(z)$, involves the specific star-formation rate ($\mathrm{sSFR} \equiv \mathrm{SFR}/M_\star$) and the Hubble time at the time of observation, t_{H}. Galaxies are classified as star-forming if $D(z) > 1/3$, and quiescent if $D(z) < 1/20$, being transitioning galaxies between these two categories if $1/20 < D(z) < 1/3$.

Galaxies that deviate from the main sequence are quiescent (passive) galaxies with a low SFR. They have undergone a process of star formation suppression, known as "quenching", a term referring to the interruption of the conditions necessary for star formation.

The link between the evolution of the SFR, colours and morphologies of galaxies is evident in many studies in the literature. Schawinski et al. (2014) provide a clear illustration of these connections based on $z = 0$ results from a galaxy sample in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) Data Release 7. In their analysis, galaxies are classified by morphology and colour. The colour-mass diagram of the entire sample reveals a bimodal distribution, resulting from the overlap of two distinct populations: galaxies on the red sequence, mostly of early type, and galaxies forming the blue cloud, dominated by late-type galaxies. The intermediate region between these two main populations is referred to as the green valley, representing a transitional stage in terms of SFR evolution from the blue cloud to the red sequence. This correlation is evident when identifying galaxies based on their SFR, where galaxies on the red sequence exhibit low SFR, while those on the blue cloud show high SFR (refer to their figures 4 and 6).

To understand the mechanisms behind galaxy quenching, it is essential to consider the currently accepted scenario of galaxy formation, taking into account the knowledge provided by the results of cosmological numerical simulations. In the cold dark matter cosmogony, the large scale structure of the Universe forms through the hierarchical merging of dark matter haloes. Modern dark matter-only cosmological simulations can cover volumes as large as a box of side length of $3\,h^{-1}\,\mathrm{Gpc}$, like the MillenniumXXL simulation with a dark matter particle mass resolution of $m_{\mathrm{p}} = 8.456 \times 10^9\,\mathrm{M}_\odot$ (Angulo et al., 2012). More recently, the Uchuu simulation suite (Ishiyama et al., 2021) introduced a large simulation covering a volume of $2\,h^{-1}\,\mathrm{Gpc}$ side length, featuring improved mass resolution ($m_{\mathrm{p}} = 3.27 \times 10^8\,\mathrm{M}_\odot$). This kind of simulations effectively model the large-scale structure of the Universe, unveiling the cosmic web, a complex three-dimensional network comprising filaments, nodes, and void regions. Nodes, situated at the intersections of multiple filaments, often correspond to locations of massive galaxy clusters. The physics pertinent to galaxy formation is considered through both hydrodynamic simulations (see Crain & van de Voort, 2023, for a review) and semi-analytic models of galaxy formation (see reviews of Baugh 2006; Benson 2010). Modeling the formation of the galaxy population through hydrodynamic simulations involves solving the partial differential equations governing the gravitational evolution of matter, the hydrodynamic evolution of gas, and the interaction of gas with evolving radiation and magnetic fields. Hydrodynamic cosmological simulations have the capability to trace the formation of cosmic structures up to scales of $\mathcal{O}(100$ Mpc). On smaller scales, these simulations need to employ subgrid models to approximate the macroscopic effects of physics that are not numerically resolved. Semi-analytic models offer an alternative approach to modeling baryonic physics on N-body dark matter simulations through analytic methods, providing the advantage of being computationally less expensive than hydrodynamical simulations, and allowing to generate galaxy populations in volumes of $\mathcal{O}$(Gpc). A comprehensive overview of these different modeling techniques is presented by Vogelsberger et al. (2020).

A simplified scenario of the physical processes involved in modeling galaxy formation takes into account that the baryon component, constituting the visible part of galaxies, is initially primarily composed of gas, predominantly hydrogen and helium. Over time, some of this gas undergoes the process of turning into stars during the formation of cosmic structures. Dark Matter haloes serve as the locations where future galaxies will emerge, experiencing accretion shocks as gas and dark matter accumulate onto these haloes through cosmological accretion. This process heats the gas to temperatures ranging from 10^3 to $10^6\,\mathrm{keV}$. The gas, supported by pressure against gravitational collapse, attains a quasi-equilibrium state. In the inner regions of the halo, the gas radiatively cools, contracting into a disc where stars form from molecular gas. The formation of stellar bulges and black holes can occur in the galactic center due to gas inflows triggered by instabilities induced by mergers, flybys, and disc instabilities. While the process of star formation generates chemical and energetic stellar feedback, gas accretion onto super massive black holes (SMBH) gives rise to active galactic nuclei (AGN) and its associated energetic feedback.

Currently, hydrodynamic simulations and semi-analytic models have advanced to the point of accurately reproducing a wide range of observations, including spatial clustering, mass, size, and SFR distributions, as well as scale relations connecting various properties with mass. This instills confidence in the insights drawn from simulations. However, crucial results are sensitive to details of subgrid models, such as properties of circumgalactic gas and the effects of energy injection from stellar winds, supernova (SN) explosions and AGN.

The rate at which stars form is controlled by the quantity of cold gas present in the galaxy, determined by the interplay between gas accretion (or inflows) and gas expulsion toward the halo or beyond (outflows). This balance establishes the connection between the SFR and stellar masses, forming the main sequence of galaxies. Any disturbance in the equilibrium between accretion and ejection can lead the galaxy to deviate from the main sequence. The causes of quenching can be categorized based on their impact on the gas at various stages.

This review seeks to compile the primary physical mechanisms leading to the quenching of star formation, offering an overview of numerous observational

findings related to this phenomenon, along with key insights from various cosmological numerical simulations that aid in their interpretation. It explores how passive galaxies originate across different mass ranges and environments, including varying density scenarios such as field, groups, and galaxy clusters. The foundation of this review is largely derived from the work of Man & Belli (2018), which provides concise overview and a comprehensive classification of the quenching mechanisms at work in massive galaxies. We delve into references provided by them and complement the information with additional and updated results, extending the analysis to include low-mass galaxies. Additionally, we present recent findings from our own research that contribute to the understanding of specific aspects within this vast topic.

The article is structured as follows. Section 2 introduces fundamental aspects of gas accretion and ejection. Section 3 constitutes the central part of this review, detailing the primary mechanisms for quenching star formation. Section 4 briefly outlines some findings from our own research focused on the star formation quenching of satellite galaxies. Finally, Section 5 presents concluding remarks, summarizing the entire scenario by considering the evolution of the fraction of passive galaxies, encompassing both centrals and satellites, over a broad stellar mass range.

2. Gas inflows and outflows

Before delving into the physical processes linked to the quenching of star formation, it is essential to present certain aspects of gas accretion (inflows) and ejection (outflows).

2.1. Gas accretion

As previously noted, the gas falling into a dark matter halo heats up in the presence of shocks. These shocks occur when a critical balance is achieved between the cooling rate and the compression rate of the post-shock gas (Birnboim & Dekel, 2003). Hydrodynamic simulations indicate that there exists a critical halo mass for the formation of stable shocks, $M_{\rm shock} \approx 10^{12}$ M$_\odot$ (Dekel & Birnboim, 2006). For halo masses below the critical threshold ($M_{\rm halo} < M_{\rm shock}$), the gaseous disc forms through the accretion of cold flows. In contrast, for halo masses surpassing the critical limit ($M_{\rm halo} > M_{\rm shock}$), the initially falling gas undergoes heating via stable shocks until it attains a virial temperature $T_{\rm vir} \approx 10^6$ K.

In the context of a hierarchical structure formation scenario, where more massive haloes form at later epochs, the typical mass of haloes formed at a given redshift, z, increases as redshift decreases. Thus, gas accretion becomes more complex when considering large haloes at high redshift. At $z \gtrsim 2$, there are streams of cold and dense gas that penetrate through the shock-heated medium. Consequently, below the critical mass, there is only accretion of cold gas regardless of redshift, while above the critical mass, at high redshift, there are cold flows traversing the hot halo. This entire scenario is illustrated in figure 7 of Dekel & Birnboim (2006). These large haloes at high redshift are rare haloes located at the intersection of cosmic web filaments that will evolve into galaxy clusters with virial masses $M_{\rm vir} \approx 10^{15}$ M$_\odot$ at $z = 0$. These filaments are narrow compared to the virial radius of the halo, and their higher density promotes shorter cooling times, leading to the development of these cold streams.

2.2. Gas ejection

Gas outflows can originate from two primary sources, and their prevalence is contingent on the stellar mass of the galaxy: stellar winds, primarily influencing low-mass galaxies, and AGN, whose impact is relevant in high-mass galaxies. The combination of these mechanisms leads to a maximal efficiency of baryon-to-star conversion for a halo mass of $M_{\rm halo} \approx 10^{12}M\odot$ and a stellar mass of $M_\star \approx 10^{10}$M$_\odot$; these values remain roughly constant across different redshifts. This is evidenced by results from galaxy formation models (e.g. Henriques et al., 2019).

Stellar feedback is provided by galactic winds generated in star-forming galaxies, which can be propelled by the overlap of SN explosions, radiation pressure from starlight on dust particles, and cosmic rays (see Zhang, 2018, for a review).

AGN feedback is produced by a diverse group of galaxies, including Seyferts, radio galaxies, blazars, and quasars. These are very luminous sources with an energy spectral distribution ranging from radio to gamma rays, showing significant temporal variability as their energy is generated from gas accretion onto a SMBH. This has led to the proposal of a unified model consisting of the central SMBH surrounded by a dust torus, with an accretion disc and the generation of jets. The formation of jets depends on the rate of gas accretion onto the SMBH relative to the Eddington accretion rate, a theoretical value estimated for spherical accretion. This gives rise to two modes of AGN feedback: radiative AGN feedback and mechanical AGN feedback (Heckman & Best, 2014; Harrison, 2017). In the radiative scenario, the accretion disc takes precedence, while in the mechanical scenario, the jet plays a dominant role.

Radiative AGN (also termed quasar mode, following Croton et al. 2006, or wind mode) typically exhibit high accretion rates, with their energy being primarily radiated from the accretion disc. They are luminous in X-rays, optical, and/or infrared wavelengths and are commonly observed in galaxies experiencing active star formation with young stellar populations. Conversely, mechanical AGN (also termed radio mode, following Croton et al. 2006, or jet mode), marked by low accretion rates, generate jets, resulting in a mechanical release of energy. They are commonly recognised by their radio emission and are typically located in more massive galaxies with older stellar populations, especially at lower redshifts.

3. Star formation quenching mechanisms

Star formation quenching arises from diverse physical processes that disturb the balance between gas accretion and ejection, consequently impacting the reservoir of cold gas available for star formation. These quenching mechanisms can be categorized according to their effects on the gas cycle throughout galaxy evolution (Man & Belli, 2018), and they may act individually or in combination. In some cases, cosmological gas accretion may be inefficient. Even when accretion occurs, the conditions for gas cooling might not be met. If a reservoir of cold gas forms, it could be heated. Despite the presence of a cold gas reservoir, star formation may either be insufficiently efficient or excessively efficient. Additionally, gas in a cold gas reservoir might be expelled by outflows generated by internal sources or removed by physical processes related to the environment in which the galaxy resides. The subsequent subsections provide a more detailed explanation of the physical processes leading to each of these scenarios.

3.1. Inefficient cosmological gas accretion

Star-forming galaxies can transition to a passive state through a phenomenon known as cosmological starvation, characterized by a reduction in the accretion of gas into their dark matter haloes, as demonstrated by Feldmann & Mayer (2015). This occurrence is evident in the outcomes of a detailed zoom-in hydrodynamic cosmological simulation (ARGO) analyzed by these researchers. The simulation tracks the evolutionary trajectory of a massive galaxy at $z > 2$. Initially, at $z = 4$, the simulated galaxy possesses a stellar mass of $\approx 10^{10}$ M$\odot$ and has blue colour with a disc-like structure. However, by $z = 2$, it undergoes a transformation into an early-type, red galaxy with a stellar mass of $\approx 10^{11}$ M$\odot$. The galaxy follows the star formation main sequence until $z \approx 3.5$, at which point it deviates, experiencing a notable decline in sSFR by a factor of 5 to 10 within a few hundred million years, indicative of suppressed star formation.

The cause of this suppression becomes evident when examining the evolution of the galaxy's dark matter, stars, and gas masses (see figure 11 in Feldmann & Mayer, 2015). At $z \gtrsim 3.7$, the dark matter halo undergoes growth during a collapse phase, marked by rapid accretion, accompanied by an increase in available gas and stellar mass. Around $z \approx 3.5$, the phase of cosmological starvation sets in, wherein the accretion rates of both dark matter and gas onto the halo decrease. For $z \lesssim 3.3$, the SFR diminishes and remains at low levels due to the accretion of cold gas from large radii, specifically through the cold streams (see Section 2.1).

The notably aspect of this scenario is its ability to explain the coexistence of star-forming and passive galaxies within a given mass range, highlighting that SFR depends not only on the halo mass but also on the gas accretion rate.

3.2. Inefficient gas cooling

The mode of gas accretion is strongly dependent on halo mass and redshift, as discussed in Section 2.1. Galaxies residing in dark matter haloes of virial mass $M_{\rm vir} > 10^{12}$ M$_\odot$ at low redshifts ($z \lesssim 2$) experience the development of a hot gas halo through shocks and the disappearance of cold gas streams. This results in a reduction of the gas cooling rate and, consequently, a decrease in the star formation rate. This quenching mechanism, linked to the critical halo mass for shock formation ($M_{\rm shock} \approx 10^{12}$ M$_\odot$), is known as "virial shock heating" or "halo mass quenching". We can see it in action by revisiting the colour-mass relationship for a sample of galaxies at $z = 0$ from the SDSS, separated by halo mass (see figure 10 in Schawinski et al., 2014). Late-type galaxies in the blue cloud (i.e., those located along the main sequence) are predominantly found in low-mass haloes ($M_{\rm vir} < 10^{12}$ M$_\odot$), while late-type galaxies in the green valley and the red sequence (i.e., with low or no SFR) are almost exclusively located in high-mass haloes ($M_{\rm vir} > 10^{12}$ M$_\odot$). Clearly, the star formation suppression in late-type galaxies is clearly different above and below this critical mass.

3.3. Cold gas heating

While virial shock heating can initiate quenching in massive haloes at low redshifts by reducing the availability of cold gas, the gas can still cool in the inner regions of the halo and be available for star formation. Therefore, additional sources of heating are required to maintain the suppression of star formation, such as stellar feedback and AGN feedback (see Section 2.2).

The inclusion of stellar and AGN feedback in galaxy formation models is crucial for reproducing a large number of observables, including the relationship between the ratio of stellar mass to halo mass versus halo mass, which provides the baryon conversion efficiency into stars. An evident illustration of this is depicted in figure 1 of Harrison (2017). Models without any feedback results in an excess of stellar mass for all halo masses. By activating stellar feedback, the stellar mass is reduced in low-mass haloes. This feedback operates by disrupting molecular clouds, inducing turbulence, and ejecting gas into the circumgalactic medium and intergalactic medium. Additionally, by activating AGN feedback, star formation is reduced at high masses ($M_\star \gtrsim 10^{10}$ M$_\odot$, typically residing in haloes of virial mass $M_{\rm vir} \gtrsim 10^{12}$ M$_\odot$). The physical mechanisms of energy coupling to the interstellar medium remain poorly understood. Possible channels include radiation pressure on free electrons/dust grains expelling the reservoir of cold gas, and jets. While AGN winds may be more important at early times, jets dominate the energy budget at $z \lesssim 2$ Kondapally et al. (2023). The latter constitutes an additional source of heating that prevents star formation by counteracting the cooling of hot gas in the halo. This is because highly energetic jets traverse the cooling region and deposit their energy much farther away, as observed in images of the intra-cluster medium in X-rays and the radio lobes of the central galaxy in

some galaxy clusters (McNamara et al., 2009; Fabian, 2012).

The impact of feedback on cosmological gas accretion has been investigated using cosmological hydrodynamic simulations that implement the full physics model of the Illustris simulation project (Nelson et al., 2015). Comparing the results of runs with SN and AGN feedback and those without feedback for a halo with mass of $10^{11.5}$ $M_\odot$ at $z = 2$ (refer to their figure 6), it is evident that models with feedback result in the injection of energy, pushing hot gas to larger radii, and increasing the fraction of the virial sphere covered by outflows. There are relatively unaffected cold streams and galactic winds due to stellar feedback, which are cold and metal-rich, within ≈ 0.5 times the virial radius. Furthermore, when analyzing the evolution of the net rate of cosmologically sourced gas accretion onto central galaxies in haloes of mass ranging from $10^{11.3}$ $M_\odot$ to $10^{11.4}$ $M_\odot$, feedback suppresses accretion by a factor of ≈ 3 at z=5 (refer to their figure 1).

3.4. Inefficient star formation from available cold gas

Even in the presence of a cold gas reservoir, the star formation activity requires the dissipation of kinetic energy to induce instability and fragmentation. However, this dissipation process can be hindered by long dissipation scales, attributed to factors such as energy injection and turbulence. Potential sources of this hindrance include AGN feedback, as previously discussed (Section 3.3), and a phenomenon known as "Morphological Quenching" (Martig et al., 2009), linked to morphological transformations.

Morphological quenching involves the morphological transition from a rotation-supported disc to a pressure-supported spheroid (due to gas turbulence) caused by minor and major mergers. In the course of this process, early-type galaxies can turn red even with gas reservoirs similar to spiral galaxies. This concept is exemplified by the outcomes of a simulation of a galaxy starting from $z = 2$ (Martig et al., 2009, see their figure 2). Initially, there is a gradual increase in the stellar spheroid due to minor mergers. Towards the end of the morphological quenching phase, a substantial gaseous disc and a stellar spheroid become evident. Therefore, morphological quenching has the potential to produce a red early-type galaxy with a significant molecular gas content: the stellar spheroid stabilizes the gas, halting star formation. As the stellar disc diminishes, the conditions for star formation are not fulfilled, as the self-gravity of perturbations diminishes, failing to exceed the disruptive galactic tidal field, which prevents fragmentation into dense gas clusters.

A subset of galaxies that might be undergoing morphological quenching are the group-dominant early-type galaxies identified in the molecular gas survey of the Complete Local-volume Groups Sample (CLoGS, O'Sullivan et al., 2018).These galaxies deviate from the main sequence (see their figure 6), displaying characteristics such as high molecular gas content ($H_{\rm H2} \sim 0.01 - 6 \times 10^8$ M$\odot$), low star formation rates ($0.01 - 0.1$ M$\odot\,{\rm yr}^{-1}$), and evidence of interactions, aligning with the expectations of morphological quenching.

Similarly, morphological quenching may clarify the characteristics observed in the colour-mass distribution of early-type galaxies in the SDSS galaxy sample (Schawinski et al., 2014, see their figure 10). In this distribution, early-type galaxies reside on the red sequence regardless of their halo mass, implying low SFR across the entire spectrum of halo masses.

3.5. Excessively efficient star formation from available cold gas

When star formation occurs in efficient bursts and consumes cold gas at a rate faster than it is replenished, the galaxy may exhaust its fuel and transition to a quiescent state. Starbursts involve intense gas flows towards the core (inflows), loss of angular momentum, and compression of the gas, particularly evident in mergers of gas-rich galaxies (e.g. Springel et al., 2005). During these mergers, significant gravitational interactions lead to pronounced gas flows toward the nucleus, reaching maximum SFR and critical size for the SMBH in the remnant galaxy. Subsequently, feedback mechanisms come into play, halting additional SMBH growth and expelling gas from the central region through a powerful wind driven by the AGN. This heating source (Section 3.3) contributes to the quenching of star formation.

A similar situation can also arise from disc instabilities experienced by a disc galaxy, generating a bar (Athanassoula et al., 2013; López et al., 2023).

Positive AGN feedback can also induce these starbursts, which can coexist with negative feedback, creating a central cavity at the edge of which the gas is compressed, resulting in higher star formation efficiency Mercedes-Feliz et al. (2023).

3.6. Gas removal

Other factors contributing to quenching involve the removal of gas through outflows induced by stellar feedback and AGN feedback in low and high-mass galaxies, respectively (see Section 2.2), as well as by the effects of the environment on satellite galaxies.

Each dark matter halo hosts a central galaxy. In smaller haloes, only one galaxy is present, while in larger haloes corresponding to groups or clusters of galaxies, the central galaxy, being in general the most massive in its group or cluster, is subject to processes where the efficiency of quenching scales with the mass of its halo: SN feedback, AGN feedback, halo mass quenching.

Subhaloes of dark matter within the larger halo host satellite galaxies. These galaxies experience the same mass-quenching processes as central galaxies but are also influenced by environmental effects. These effects encompass tidal forces (acting on gas and stars), leading to tidal stripping (Merritt, 1983), and ram pressure, determined by the product of the density of the intragroup/intracluster medium and the square of the galaxy's relative velocity with respect to it (Gunn & Gott, 1972), resulting in the removal of the interstellar medium from galaxies.

It is worth noting that a central galaxy becomes a satellite by being accreted by a group or cluster that eventually hosts it at $z = 0$. Alternatively, it may become a satellite of a group that is then accreted by a larger halo, where it is ultimately located at $z = 0$. Physical processes that satellites undergo before falling into the host halo at $z = 0$ are considered as "preprocessing" (e.g., Wetzel et al., 2013).

The fraction of observed $z = 0$ passive galaxies as a function of stellar mass for both central and satellite galaxies in the SDSS has been presented by Wetzel et al. (2012) (see their figure 3, top panel); satellite galaxies have been split in different samples according to the mass of their host halo. As the stellar mass increases, both satellite and central galaxies exhibit a decline in their star formation, resulting in a concurrent rise in the fraction of passive galaxies. In the case of satellite galaxies with a specific stellar mass, the percentage of passive galaxies increases with increasing halo mass, and this dependency is more gradual for more massive galaxies, indicating that they exhibit less variation based on the halo mass they inhabit. These trends are reproduced by current models of galaxy formation using either semi-analytic models of galaxy formation (e.g. Cora et al., 2018) or hydrodynamic simulations (e.g. Donnari et al., 2021).

4. Passive satellite galaxies

This section relies on our own findings concerning the examination of quenching mechanisms impacting satellite galaxies. We employed a semi-analytic model of galaxy formation and evolution, SAG (Cora et al., 2018), that incorporates various physical processes influencing the baryonic component (gas cooling, quiescent star formation, bursty star formation triggered by mergers and disc instabilities, chemical enrichment, SN and AGN feedback) coupled with the dark matter cosmological simulation MDPL2 (Klypin et al., 2016). The simulation features a box size of 1 h^{-1}, Gpc and a dark matter particle mass of $m_{\rm DM} = 1.51 \times 10^9 {\rm M}_\odot$.

Initially, we ensured a satisfactory alignment with the aforementioned observational outcomes regarding the fraction of passive galaxies (Wetzel et al., 2012). This alignment was achieved by introducing a model of ram pressure stripping applied to satellite galaxies (among other improvements implemented in the model). We apply fits to the radial profile of ram pressure based on halo mass and redshift, derived from hydrodynamic simulations (Vega-Martínez et al., 2022). This implementation mimics the observed phenomenon of ram pressure stripping, such as in jellyfish galaxies, leading to the expulsion of cold gas. However, this process also affects the halo of hot gas surrounding the galaxy, resulting in a gradual reduction of its content. Our model considers that the removal of cold gas occurs when the halo of hot gas has significantly diminished. The stripped mass, for both hot and cold gas, is higher in less massive galaxies due to their lower restorative gravitational force. Moreover, it is more substantial for galaxies located in larger haloes where the density of the intracluster medium is higher (see figure 14 and 15 of Cora et al. 2018). Once the hot gas diminishes to a point where it no longer shields the cold gas, the latter also undergoes ram pressure stripping, albeit at a lower magnitude, playing a secondary role in further reducing cold gas after the galaxy has ceased active star formation.

An in-depth investigation aiming to comprehend how the fraction of satellite galaxies reaches the observed value at $z = 0$ has been undertaken by Cora et al. (2019). When examining the quenched fractions at $z = 0$ as a function of the redshift at which galaxies become satellites (redshift at first infall; see their figure 1), it becomes apparent that, for a given stellar mass, there is a higher fraction of passive satellites for those accreted at higher redshifts. This indicates that they have been subjected to the effects of ram pressure stripping for a longer time; although tidal stripping has been taken into account, its effect is negligible. Additionally, a higher fraction of quenched satellites at $z = 0$ is observed for greater stellar mass, regardless of the redshift of first infall, aligning with the overall trend of increased star formation quenching in more massive galaxies.

Evaluating the fraction of passive galaxies at the time of first infall (see figure 2 in Cora et al. 2019) reveals that the fraction is very low for low-mass galaxies ($M_\star \lesssim 3 \times 10^{10} {\rm M}_\odot$), regardless of the time of first infall, indicating that low-mass satellites do not become passive due to mass-quenching effects (halo mass quenching, stellar and AGN feedback) while they are central, consistent with Wetzel et al. (2013). In these cases, star formation is primarily suppressed by environmental effects. Considering high-mass galaxies ($M_\star \gtrsim 3 \times 10^{10} {\rm M}_\odot$) recently accreted, the fraction of quenched galaxies is already $\gtrsim 0.5$, suggesting that star formation is suppressed while the galaxy is still central, driven by mass-quenching effects and not by environmental ones. For those high-mass galaxies falling in at $z \gtrsim 1.5$, the quenched fraction is low, indicating that most central galaxies have been accreted as main-sequence star-forming galaxies. However, as we consider high-mass galaxies accreted more recently, this fraction increases (till they achieve the $z = 0$ quenched fraction) because they have had more time to suppress their star formation due to mass-quenching processes; environmental processes are no so relevant in high-mass galaxies. In other words, high-mass satellites that are star-forming during accretion primarily experience the effects of mass-quenching processes following their first infall.

Delving further into this analysis, Hough et al. (2023) examine the connection between the passive satellite fraction at $z = 0$ and the dynamic evolution of galaxies within and around galaxy clusters. The sample is divided into galaxies within the cluster that fell more than 2 Gyr ago (ancient infallers), those that fell within the last 2 Gyr (recent infallers), and backsplash galaxies, which have a $z = 0$ cluster-centric distance larger than the virial radius of the cluster but were inside it at some point in their orbital evolution. The analysis explores the relation between the fraction of quenched galaxies as a function of their stellar mass for the three populations at different times during their evolution (see their figure 6). For ancient infallers, four times are

considered: the time of infall to the progenitor of the $z = 0$ cluster, the first and second passages through the pericentre, and the present epoch ($z = 0$). For a given stellar mass, the fraction of quenched satellites is observed to increase along the galaxy's orbit while contained in the cluster. While low-mass satellites display a significant evolution in their passive fraction over time, indicating the cumulative impact of environmental effects, high-mass galaxies demonstrate less change in their passive fractions. This is due to their tendency to be more quenched than low-mass galaxies at the moment of their infall. This is attributed to the fact that present high-mass galaxies initiate star formation earlier than their low-mass counterparts, depleting their gas reservoirs. Additionally, mass-quenching processes, as virial shock heating and AGN feedback, inhibit further gas cooling, impeding the replenishment of their cold gas discs (Cora et al., 2019), thereby disrupting the baryon cycle. Conversely, recently accreted galaxies show no changes between their infall time and $z = 0$, indicating that 2 Gyr is not sufficient for environmental effects to suppress star formation.

For backsplash galaxies, the first passage through the pericenter and the time of exit from the cluster are considered. In this case, a moderate evolution is observed, falling between ancient infallers and recent infallers, aligning with their intermediate infall times (see figure 3 of Hough et al. 2023). A more detailed examination of the amount of stripped hot gas since the galaxy became a satellite (time of first infall) inside and outside the cluster indicates that the fraction of quenched backsplash galaxies and recent infallers results from preprocessing in groups and environmental effects within the cluster (see figure 12 of Hough et al. 2023).

It is noteworthy that only $\approx$ 50 per cent of low-mass backsplash galaxies are passive at $z = 0$. A more in-depth analysis of the backsplash population is presented in Ruiz et al. (2023), categorizing them based on the stage of their orbit when they become passive: those that are passive before entering the cluster, those that become passive within the cluster, those that become passive upon exiting the cluster, and those that never suppress their star formation. Examining the number of galaxies for each type as a function of their stellar mass (see their figure 2) reveals that backsplash galaxies that become passive before entering the cluster are high-mass galaxies (consistent with the previously mentioned results), while those that continue to form stars or become passive outside the cluster are predominantly low-mass galaxies. The fact that some galaxies become passive and others do not depends on the pericentre distance of their orbit to the center of the cluster, with passive galaxies having a smaller pericentre distance (see their figure 6) due to the greater effect of ram pressure, resulting from a combination of higher intracluster medium density in the inner regions and a higher relative velocity of the galaxy near the pericentre.

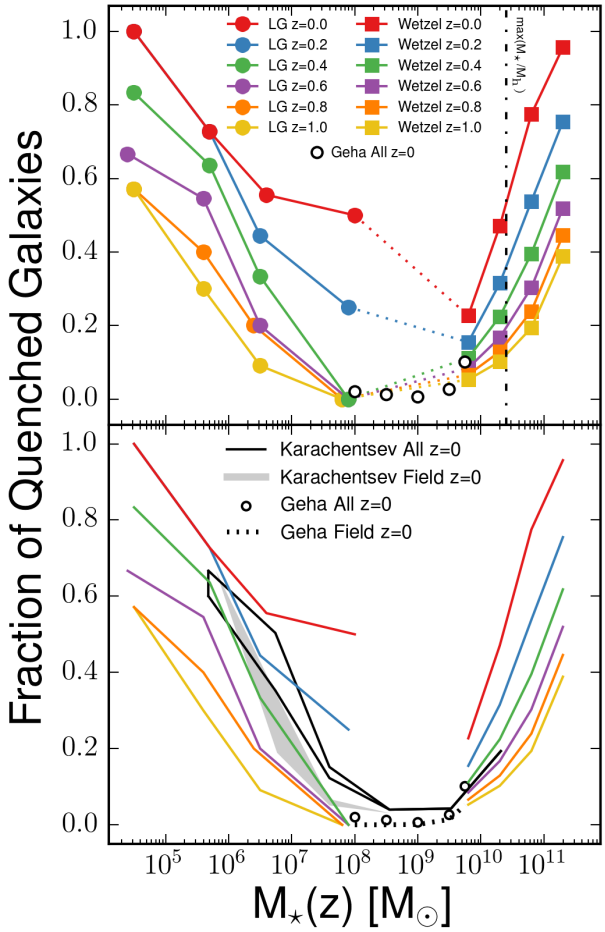


Fig. 1. Evolution across the redshift range $0 \leq z \leq 1$ of the fraction of quenched galaxies over $\approx$ 7 dex in stellar mass. *Top panel*: Results for low-mass galaxies ($M_\star \lesssim 10^8 M_\odot$; Weisz et al. 2015), and high-mass ones ($M_\star \gtrsim 10^8 M_\odot$; Geha et al. 2012; Wetzel et al. 2013). *Bottom panel*: Same as top panel (thin coloured lines) with the addition of thick lines representing the fractions of quenched galaxies in all type of systems, regardless of their mass, and field galaxies (Geha et al., 2012; Karachentsev et al., 2013). Figure reproduced with permission from Weisz et al. (2015).

5. Evolution of the passive fraction and concluding remarks

Lastly, it is noteworthy to consider the evolution of the passive fraction of galaxies, encompassing both centrals and satellites, and extending the stellar mass range to values below 10^8 $M_\odot$. This insight is derived from observations of dwarf galaxies within the Local Group (Weisz et al., 2015) and the Exploration of Local VolumE Satellites (ELVES) survey (Greene et al., 2023), which investigates groups within a local volume within 12 Mpc. Aligning with the findings of Wetzel et al. (2012) for the stellar mass range $\gtrsim 10^{10} M_\odot$ at $z = 0$, the relationship between the fraction of quenched galaxies and stellar mass exhibits a U-shaped pattern when covering seven orders of magnitude in stellar mass. This pattern persists when considering data at higher redshifts, span-

ning from $z = 0$ to $z = 1$, as depicted in Fig.1 with data compiled by Weisz et al. (2015).

The distinct U-shaped pattern emerges from different quenching mechanisms coming into play at different mass scales. At lower masses, external processes, such as reionization, ram pressure stripping and tidal stripping are relevant, while at higher masses, quenching is primarily governed by stellar mass and halo mass (gas accretion rates, virial shock heating, SN and AGN feedback). The low passive fraction at intermediate masses indicates a transitional region where no specific mechanism is particularly effective.

In this overview of the primary quenching processes impacting central and satellite galaxies across various stellar masses, it becomes apparent that certain mechanisms can trigger quenching, while others play a role in its continuation. While specific studies have been cited to emphasize particular aspects covered in this review, it is essential to acknowledge the extensive body of both observational and theoretical research addressing this topic. This underscores the fundamental and unresolved nature of the question regarding why galaxies transition to a passive state and deviate from the main sequence in the realm of galaxy formation.

Acknowledgements: We express our gratitude to the Scientific Committee of the 65th Annual Meeting of the *Asociación Argentina de Astronomía* for their invitation to present this review. We acknowledge funding from *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas* (CONICET, PIP-2876), *Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación* (Agencia I+D+i, PICT-2018-3743), and support from the *Universidad Nacional de La Plata* (G11-150), Argentina.

References

Angulo R.E., et al., 2012, MNRAS, 426, 2046
Athanassoula E., Machado R.E.G., Rodionov S.A., 2013, MNRAS, 429, 1949
Baugh C.M., 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 3101
Benson A.J., 2010, PhR, 495, 33
Birnboim Y., Dekel A., 2003, MNRAS, 345, 349
Brinchmann J., et al., 2004, MNRAS, 351, 1151
Cora S.A., et al., 2018, MNRAS, 479, 2
Cora S.A., et al., 2019, MNRAS, 483, 1686
Crain R.A., van de Voort F., 2023, ARA&A, 61, 473
Croton D.J., et al., 2006, MNRAS, 365, 11
Daddi E., et al., 2007, ApJ, 670, 156
Dekel A., Birnboim Y., 2006, MNRAS, 368, 2
Donnari M., et al., 2021, MNRAS, 506, 4760
Fabian A.C., 2012, ARA&A, 50, 455
Feldmann R., Mayer L., 2015, MNRAS, 446, 1939
Geha M., et al., 2012, ApJ, 757, 85
Greene J.E., et al., 2023, ApJ, 949, 94
Gunn J.E., Gott J. Richard I., 1972, ApJ, 176, 1
Harrison C.M., 2017, Nature Astronomy, 1, 0165
Heckman T.M., Best P.N., 2014, ARA&A, 52, 589
Henriques B.M.B., et al., 2019, MNRAS, 485, 3446
Hough T., et al., 2023, MNRAS, 518, 2398
Huertas-Company M., et al., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2305.02478
Ishiyama T., et al., 2021, MNRAS, 506, 4210
Karachentsev I.D., Makarov D.I., Kaisina E.I., 2013, AJ, 145, 101
Klypin A., et al., 2016, MNRAS, 457, 4340
Kondapally R., et al., 2023, MNRAS, 523, 5292
López P.D., et al., 2023, BAAA, 64, 169
Magdis G.E., et al., 2010, MNRAS, 401, 1521
Man A., Belli S., 2018, Nature Astronomy, 2, 695
Martig M., et al., 2009, ApJ, 707, 250
McNamara B.R., et al., 2009, ApJ, 698, 594
Mercedes-Feliz J., et al., 2023, MNRAS, 524, 3446
Mérida R.M., et al., 2023, ApJ, 950, 125
Merritt D., 1983, ApJ, 264, 24
Muzzin A., et al., 2013, ApJ, 777, 18
Nelson D., et al., 2015, MNRAS, 448, 59
Noeske K.G., et al., 2007, ApJL, 660, L43
O'Sullivan E., et al., 2018, A&A, 618, A126
Pannella M., et al., 2009, ApJL, 698, L116
Ruiz A.N., et al., 2023, MNRAS, 525, 3048
Schawinski K., et al., 2014, MNRAS, 440, 889
Springel V., Di Matteo T., Hernquist L., 2005, MNRAS, 361, 776
Tacchella S., et al., 2022, ApJ, 926, 134
Vega-Martínez C.A., et al., 2022, MNRAS, 509, 701
Vogelsberger M., et al., 2020, Nature Reviews Physics, 2, 42
Weisz D.R., et al., 2015, ApJ, 804, 136
Wetzel A.R., Tinker J.L., Conroy C., 2012, MNRAS, 424, 232
Wetzel A.R., et al., 2013, MNRAS, 432, 336
Whitaker K.E., et al., 2012, ApJL, 754, L29
Zhang D., 2018, Galaxies, 6, 114

Aplicaciones cosmológicas de cuásares con efecto lente gravitatoria recientemente descubiertos

V. Motta[1]

[1] *Instituto de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Chile*

Received: 16 February 2024 / Accepted: 03 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Los sistemas lentes gravitatoria son una herramienta útil para examinar temas astrofísicos tales como el contenido y la cinemática del Universo. Como fuentes variables, los AGN permiten mediciones de los retrasos temporales entre imágenes, que pueden usarse para estimar distancias absolutas (es decir, una técnica alternativa para restringir el valor de la constante de Hubble). Presentamos los resultados de una extensa campaña de la colaboración *Time Delay Cosmography* para encontrar nuevos cuásares (el tipo más brillante de AGN) con efecto lente, para producir modelos de masa y retrasos temporales confiables.

Abstract / Strong gravitational lensing is a useful technique for examining astrophysical issues such as the general content and kinematics of the Universe. As variable sources, AGNs enable measurements of the time delays between images, which can be used to estimate absolute distances (i.e. an alternative technique to constrain the value of the Hubble constant). We present the results of an extended campaign of the Time Delay Cosmography collaboration to find new lensed quasars (brightest kind of AGNs), to produce reliable mass models and time delays.

Keywords / cosmology: cosmological parameters — cosmology: distance scale — gravitational lensing: strong — gravitational lensing: micro

1. Introducción

Aunque el denominado modelo cosmológico estándar, Λ *Cold Dark Matter* (ΛCDM), logra explicar la mayor parte de los datos cosmológicos disponibles, todavía se desconoce la naturaleza de sus principales componentes. Para dos de esos ingredientes, la materia oscura (DM, Rubin & Ford, 1970; Trimble, 1987) y la energía oscura (DE, Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999), la evidencia física proviene de observaciones astrofísicas.

En los últimos años, el aumento de la sensibilidad instrumental ha evidenciado tensiones entre los diferentes conjuntos de datos cosmológicos que son interesantes porque, si no se deben a errores sistemáticos, podrían indicar un fracaso del modelo ΛCDM (Efstathiou, 2021). Las anomalías más notables aparecen cuando se comparan las mediciones del satélite Planck (Planck Collaboration et al., 2020) de las anisotropías del Fondo Cósmico de Microondas (CMB) con datos de bajo desplazamiento al rojo. En particular, hay tensiones entre las estimaciones de la constante de Hubble (H_0) obtenida por Planck y por datos del universo tardío (e.g. Riess et al., 2021). El motivo para enfocarse en la tensión en H_0 es porque estadísticamente es la más significativa y persistente, con un desacuerdo de 4σ a 6σ dependiendo de los conjuntos de datos considerados (ver Fig 1, Di Valentino et al., 2021).

El valor de H_0 que obtiene Planck usando un modelo plano ΛCDM es $H_0 = 67.27 \pm 0.60 \mathrm{km\,s^{-1}Mpc^{-1}}$ con un nivel de confianza (CL) del 68 % (Planck Collaboration et al., 2020). Por otro lado, para medir H_0 localmente se utiliza la relación distancia-desplazamiento al rojo, que se obtiene construyendo una "escalera de distancias". El primer escalón es geométrico (por ejemplo, usando paralaje) y se utiliza para calibrar las luminosidades de cierto tipo de estrellas (e.g., variables Cefeidas pulsantes y supernovas del tipo Ia o SNIa) que se pueden ver a grandes distancias donde sus desplazamientos al rojo miden la expansión cósmica. La última medición de la colaboración *Supernovae and H0 for the Equation of State of dark energy* (SH0ES, Riess et al., 2021) entrega un valor $H_0 = 73.2 \pm 1.3 \mathrm{km\,s^{-1}Mpc^{-1}}$ a un CL de 68 %.

Los intentos de resolver esta tensión en la medición de H_0 siguen dos caminos: (i) la búsqueda de nuevos conjuntos de datos (para detectar posibles errores sistemáticos) y (ii) modelos alternativos a ΛCDM para explicar DE (Motta et al., 2021). En el primer camino, el retraso temporal observado entre imágenes de cuásares con efecto lente puede usarse para medir H_0 con suposiciones independientes de las utilizadas con SNIa.

2. El efecto lente gravitatoria

El efecto lente gravitatoria se produce cuando la luz es desviada de su trayectoria rectilínea por un campo gravitatorio, por lo tanto, las distribuciones de masa (e.g galaxias) actúan como una lente óptica sobre la luz. Einstein predijo que el ángulo de desviación $\hat{\alpha} = 4GM/\xi c^2$, donde G es la constante de gravitación universal, M la masa de la lente, ξ el parámetro de impacto y c la velocidad de la luz. Como la cantidad de deflexión que

✉ *Contacto* / editor.baaa@gmail.com

Invited review

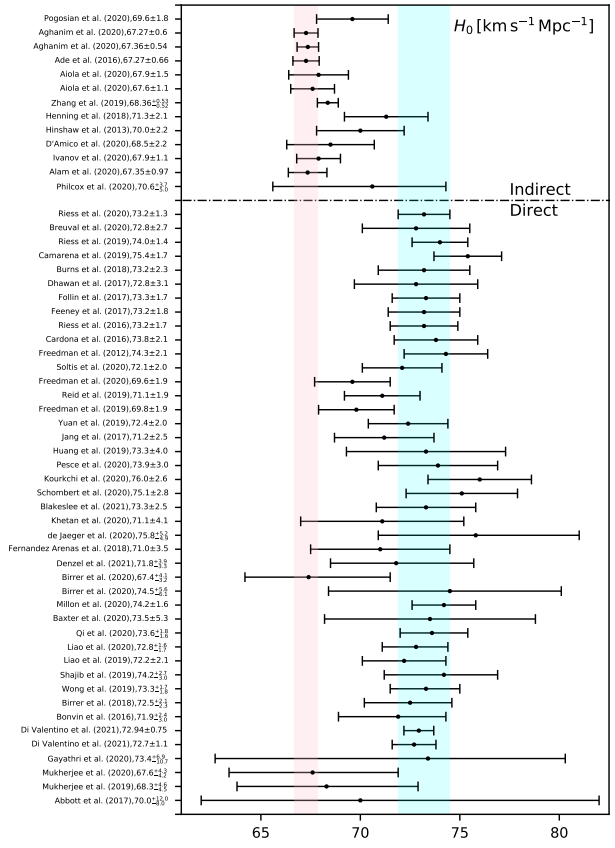


Fig. 1. Gráfico de valores de H_0 con nivel de confianza del 68 % usando distintos conjuntos de datos astronómicos. La banda vertical cyan corresponde al valor obtenido por SH0ES banda vertical rosada representa el valor de la colaboración Planck. Figura realizada con el código `https://github.com/lucavisinelli/H0TensionRealm` (Di Valentino et al., 2021).

experimenta la luz depende sólo de la masa total (sin necesidad de suponer equilibrio virial o cierta proporción entre materia bariónica y DM), las lentes gravitatorias son una valiosa herramienta para determinar la distribución de masa de las galaxias y los cúmulos de galaxias. Por otro lado, como el efecto lente implica una amplificación o magnificación de la fuente, significa que podemos usarlas para estudiar objetos lejanos que de otro modo serían demasiado débiles (Caminha et al., 2022; Katz et al., 2023).

El efecto lente gravitatoria no es sólo un fenómeno estático, la dependencia temporal también tiene aplicaciones importantes. Por ejemplo, el retraso temporal (ver 2.2) nos permite medir la constante de Hubble (Refsdal, 1964) y las fluctuaciones en el brillo de las imágenes (efecto microlente), producida por el movimiento de estrellas en la galaxia lente, puede usarse para estudiar la distribución de las estrellas y objetos compactos en nuestra galaxia (Paczynski, 1986) o en galaxias lente (Chang & Refsdal, 1979).

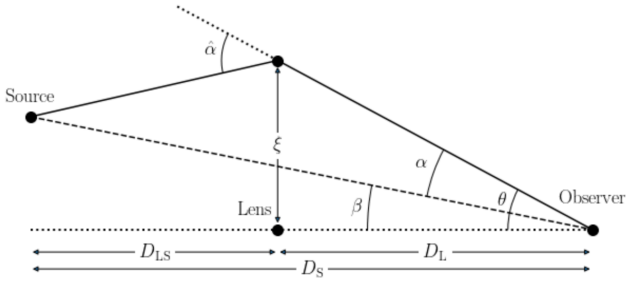


Fig. 2. Esquema del efecto lente gravitatoria. Los rayos de luz provenientes de un cuásar (*source*) son desviados por el campo gravitatorio de la galaxia (*lens*) y produciendo imágenes múltiples (*observer*).

2.1. La ecuación de la lente

En el caso de galaxias lejanas actuando como lentes, su tamaño es mucho menor que las distancias entre la fuente, la lente y el observador (D_S y D_L, respectivamente). Por lo tanto, podemos hacer la aproximación de lente delgada en la dirección perpendicular al rayo de luz, es decir, que la desviación ocurrirá en el plano de la lente (ver Fig. 2). La trayectoria aproximada puede describirse como la luz propagándose en línea recta hasta una distancia mínima de la lente ($\vec{\xi}$) donde su dirección cambia (ángulo de deflexión $\hat{\vec{\alpha}}$), para proseguir nuevamente en línea recta hasta el observador. En ausencia de la lente, la fuente se vería en la posición angular $\vec{\beta}$ en el plano de la fuente, pero debido a la deflexión la observamos en $\vec{\theta}$ (i.e. son "espejismos"de la fuente).

Debido a que los ángulos involucrados son pequeños, la relación entre ellos es $\vec{\beta} = \vec{\theta} - D_{LS}\hat{\vec{\alpha}}(\vec{\xi})/D_S$ y se conoce como ecuación de la lente. Para simplificar esta ecuación, es común definir el ángulo de deflexión reducido $\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = D_{LS}\hat{\vec{\alpha}}(\vec{\theta})/D_S$, usando que $\vec{\xi} = D_L\vec{\theta}$. Entonces, la ecuación de la lente se puede escribir como $\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta})$.

2.2. Potencial gravitatorio y retraso temporal

Se puede definir el potencial gravitatorio (ψ) o de deflexión de la lente (que será axisimétrico para distribuciones de masa axialmente simétricas) como $\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \nabla^2\psi = 2\kappa(\vec{\theta}) = 2\Sigma(\vec{\theta})/\Sigma_{crit}$, donde

$$\kappa(\vec{\theta}) = \frac{\Sigma(\vec{\theta})}{\Sigma_{crit}} = \frac{4\pi G}{c^2}\frac{D_{LS}D_L}{D_S}\Sigma(\vec{\theta}) \quad (1)$$

es la convergencia o la densidad superficial de masa adimensional y

$$\Sigma(\vec{\theta}) = \frac{c^2}{4\pi G}\frac{D_S}{D_{LS}D_L}, \quad (2)$$

es la densidad superficial de masa crítica. Esta definición nos permite reescribir la ecuación de lente como

$$\nabla\left[\frac{1}{2}|\vec{\theta} - \vec{\beta}|^2 - \psi(\vec{\theta})\right] = 0. \quad (3)$$

Esto significa que, para una fuente ubicada en $\vec{\beta}$, los extremos de la función nos entrega la posición de las

imágenes ("espejismos") de la fuente que estarán situadas en $\vec{\theta}$. Esta función escalar se conoce como potencial de Fermat definido por

$$\tau(\vec{\theta};\vec{\beta}) = \frac{1}{2}|\vec{\theta}-\vec{\beta}|^2 - \psi(\vec{\theta}) \quad (4)$$

Esta función está relacionada con el retraso temporal que experimenta la luz a lo largo de su trayectoria. En presencia de un campo gravitatorio, la luz se retrasa en relación a su trayectoria no perturbada por dos motivos: (i) la trayectoria desviada es más larga que la no perturbada, lo que produce un retraso temporal geométrico Δt_{geom} y (ii) el tiempo se dilata a lo largo de la trayectoria de la luz, lo que da el retraso temporal gravitatorio $\Delta t_{Shapiro}$ (discutido por primera vez por Shapiro, 1964). En el caso de campo gravitatorio débil, podemos aproximarlos como (i) el retraso temporal geométrico es igual a la longitud del camino desviado dividido por la velocidad de la luz y (ii) el retraso temporal gravitatorio a lo largo del camino no perturbado:

$$\Delta t_{geom} = \frac{1+z_L}{2c}\frac{D_L D_{LS}}{D_S}|\vec{\theta}-\vec{\beta}|^2 \quad (5)$$

$$\Delta t_{Shapiro} = -(1+z_L)\frac{D_S D_L}{D_{LS}}\psi(\vec{\theta}) \quad (6)$$

donde z_L es el desplazamiento al rojo de la lente. El retraso temporal total es

$$\Delta t = \frac{1+z_L}{c}\frac{D_S D_L}{D_{LS}}\left[\frac{1}{2}|\vec{\theta}-\vec{\beta}|^2 - \psi(\vec{\theta})\right] \quad (7)$$

$$= \frac{D_{\Delta t}}{c}\tau(\vec{\theta};\vec{\beta}) \quad (8)$$

donde la distancia de retraso temporal es $D_{\Delta t} = (1+z_L)D_L D_S/D_{LS}$. Como la distancia diámetro angular depende de H_0 y del modelo seleccionado para el Universo (Hogg, 1999), $D_{\Delta t} \propto 1/H_0$. El retraso temporal ($\Delta t$) entre imágenes puede medirse utilizando curvas de luz (ver 3.1)). La Fig. 3 muestra las curvas de luz para un sistema observado por la colaboración *COSmological MOnitoring of GRAvItational Lenses* (COSMOGRAIL⋆). Usando la configuración y la morfología de las imágenes se puede modelar la distribución de masa de la lente para determinar el potencial de la lente ($\xi(\vec{\theta})$) y la posición no perturbada de la fuente ($\vec{\beta}$). Por lo tanto, modelando la distribución de masa de la lente (asociada con $\tau(\vec{\theta};\vec{\beta})$) y midiendo el retraso temporal entre imágenes de cuásares, se puede calcular $D_{\Delta t}$ y H_0.

2.3. Incertidumbres en la distribución de masa

La primera y principal fuente de error del modelado se debe a la transformada de hoja de masa (*mass sheet transform*, MST, Falco et al., 1985). Es una degeneración matemática que deja los observables de lente sin cambios, mientras reescala el retraso temporal absoluto y, por lo tanto, el H_0 inferido. Transforma la ecuación de la lente en $\lambda\vec{\beta} = \vec{\theta} - \lambda\vec{\alpha}(\vec{\theta}) - (1-\lambda)\vec{\theta}$ (donde λ es el factor multiplicativo), la convergencia $\kappa_\lambda(\theta) = \lambda\kappa(\theta) + (1-\lambda)$, el retraso temporal $\Delta t_\lambda = \lambda\Delta t$ y la constante de Hubble $H_{0\lambda} = \lambda H_0$ (Birrer et al., 2020). La degeneración se puede levantar mediante (i) el uso de trazadores independientes del potencial gravitatorio, como por ejemplo, el uso de la cinemática estelar en la galaxia lente o (ii) mediante la suposición de un perfil de densidad de masa (por ejemplo, una ley de potencias para las estrellas y un perfil de Navarro et al., 1997, para el halo de materia oscura).

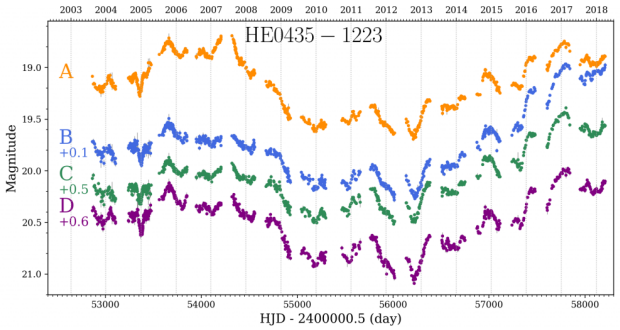


Fig. 3. Curva de luz (magnitud aparente vs. tiempo) observada para el sistema lente gravitatoria cuádruple HE0435 − 1223. La variación en flujo para cada imágen del cuásar es representada por las letras A, B, C, D. Algunas curvas han sido desplazadas en magnitud para distinguirlas (la cantidad desplazada en magnitud se indica en cada curva). Tomado de la página web de la colaboración COSMOGRAIL.

La pendiente de la distribución radial de masa de la lente y la distancia de retraso temporal tienen influencia directa en los observables: dado un retraso temporal, una galaxia con una pendiente pronunciada produce un $D_{\Delta t}$ más bajo que el de una con una pendiente menor. La pendiente radial de la galaxia lente puede medirse en la posición de las imágenes usando fuentes extendidas (e.g. la galaxia anfitriona del cuásar con efecto lente, Suyu, 2012).

Por otro lado, las estructuras a lo largo de la línea de visión también afectan los retrasos temporales observados. Las masas externas y los vacíos provocan un enfoque y desenfoque adicional en los rayos de luz, respectivamente. Se asume que el efecto de las estructuras en la línea de visión pueden caracterizarse por un sólo parámetro, la convergencia externa κ_{ext}, con valores positivos para sobredensidades y negativos para subdensidades (Keeton, 2003). Excepto en el caso de las galaxias muy cercanas a la lente, la contribución κ_{ext} de las estructuras en la línea de visión a la lente es constante a lo largo del sistema. Un modelo de masa que no considere la convergencia externa conduce a una predicción insuficiente o excesiva de $D_{\Delta t}$ para perturbaciones en la línea de visión que sean sobre- o subdensos. El $D_{\Delta t}$ verdadero se relaciona con el que modela mediante la ecuación $D_{\Delta t} = D_{\Delta t}^{model}/(1-\kappa_{ext})$.

La forma de resolver estas degeneraciones son (i) utilizar información de la cinemática estelar de la galaxia lente (e.g. Treu & Koopmans, 2002) para hacer una estimación independiente de la masa de la lente y (ii) estudiar el entorno de la lente (e.g. Keeton & Zabludoff, 2004) para estimar κ_{ext} directamente.

⋆`https://www.epfl.ch/labs/lastro/scientific-activities/cosmograil/`

3. Medición de H_0 usando retraso temporal

Para lograr una medición precisa de H_0 usando retraso temporal, es necesario: (i) realizar mediciones rigurosas de los retrasos temporales relativos en el tiempo de llegada de imágenes múltiples de cuásares; (ii) comprender la distorsión a gran escala a lo largo de la línea de visión; y (iii) un modelo preciso de la distribución de masa dentro de la galaxia lente.

El primer problema se resuelve con un monitoreo fotométrico de gran cadencia y alta precisión (e.g. Courbin et al., 2018), que a su vez es validado mediante simulaciones. Para el segundo punto se hace una corrección estadística del efecto en la línea de visión de lentes gravitacionales fuertes en comparación con simulaciones numéricas cosmológicas (e.g. Suyu et al., 2013). Millon et al. (2020) demostraron que los residuos de la corrección en la línea de visión son más pequeños que los errores generales. El tercer problema se enfrenta analizando imágenes de alta calidad de la galaxia anfitriona de los cuásares con efecto lente, que provee resolución espacial para restringir los modelos de lentes (e.g. Suyu et al., 2009). En estos casos, el acceso a datos con miles de pixeles (tanto para la fuente como para la lente) permite el uso de modelos más complejos y flexibles en lugar de utilizar sólo las posiciones y flujos de las imágenes del cuásar.

3.1. Medición del retraso temporal

Los núcleos activos de galaxias (*Active Galactic Nuclei*, AGN) son fuentes ideales para el monitoreo porque muestran una variabilidad temporal intrínseca a distintas longitudes de onda y la amplitud de la variabilidad aumenta con la escala temporal. Idealmente se necesitan campañas de seguimiento periódicas y prolongadas, pero en la práctica están limitadas por el número de noches de observación disponibles y por la falta de una cadencia uniforme. La mayor precisión en los retrasos temporales se deben a las campañas de monitoreo en observatorios dedicados a un monitoreo a largo plazo.

La colaboración COSMOGRAIL ha logrado temporadas de 8 a 12 meses de duración durante 9 años, con un promedio de intervalos de 3 a 4 días (Treu & Marshall, 2016). Además, aplican la deconvolución simultánea de las imágenes fotométricas individuales, utilizando un modelo puntual para las imágenes lente del cuásares y uno extendido para representar la galaxia lente y la galaxia anfitriona del AGN. La combinación de mediciones de seis sistemas lente permite obtener $H_0 = 73.3^{+1.7}_{-1.8}\mathrm{km\,s^{-1}Mpc^{-1}}$, una precisión del 2,4 % de H_0 (Wong et al., 2020).

3.2. Efectos en la línea de visión

El problema consiste en cómo incorporar la información sobre las posiciones de las galaxias en la línea de visión que perturban los rayos de luz de la fuente sin introducir sesgos adicionales por las suposiciones sobre cómo se distribuye su materia oscura y cómo contribuye el resto de la masa en el vecindario de la lente.

Suyu et al. (2010) propusieron una solución para este problema que consiste en comparar la distribución numérica de galaxias en B1608 + 656 con distribuciones similares extraídas de la simulación *Millennium*. Los efectos en la línea de visión se modelaron con un único parámetro de convergencia externo.

3.3. Modelado de la distribución de masa

Imágenes fotométicas con suficiente profundidad y resolución son capaces de separar la componente puntual (núcleo del AGN) de su galaxia anfitriona (con menor brillo superficial) y revelar, en muchos casos, arcos extendidos que conectan las imágenes puntuales. Idealmente, dado que estos arcos cubren miles de pixeles, se podría usar la información sobre la variación del ángulo de deflexión en cada punto para obtener el potencial gravitatorio con gran precisión. En la práctica, el análisis está limitado por la presencia de ruido y resolución limitada. Sin embargo, observaciones con *Full Width at Half Maximum* (FWHM) de 0.1" a 0.2" generan buenos resultados si hay un modelo adecuado para la *Point Spread Function* (PSF) del instrumento utilizado.

El modelo matemático utilizado debe describir tres componentes: (i) el brillo superficial de la fuente, (ii) el brillo superficial de la lente, (iii) el potencial gravitatorio de la lente. En principio, cada componente puede describirse mediante funciones simples (como el perfil de Sérsic o el elipsoide singular isotermo) o combinado con modelos más complicados. Es importante mantener un equilibrio entre la necesidad de imponer restricciones y la flexibilidad para obtener una estimación realista, el primero puede dar lugar a errores subestimados y el segundo a una pérdidad de precisión.

4. Búsqueda de nuevos sistemas lente

Una de las mayores limitaciones que enfrenta la estimación de H_0 mediante el uso del efecto lente gravitatoria es el número relativamente pequeño de sistemas a los que se puede aplicar. Hasta 2015 se conocía alrededor de 200 sistemas lente cuásar, recopilados por la colaboración *CfA-Arizona Space Telescope LEns Survey* (CASTLES**). Sin embargo, no todos los sistemas son adecuados para estimar el retraso temporal (e.g. pares de imágenes cercanas difíciles de resolver con telescopios de 2-4 m, configuraciones simétricas que dan lugar a retrasos temporales de $\lesssim 5$ días), restringiendo el estudio a unas pocas decenas de objetos.

Dos criterios necesarios para considerar un objeto como lente gravitatoria son: (i) imágenes múltiples claramente identificadas y (ii) que la configuración de las imágenes sea reproducida por un modelo simple. El segundo criterio es importante porque nos permite eliminar contaminantes tales como regiones HII, cuásares binarios con colores diferentes. Con un seguimiento posterior, el desplazamiento al rojo de la fuente y la lente son necesarios para establecer el modelo lente.

La aparición de una nueva generación de relevamientos de gran campo propició la búsqueda de nuevos sis-

** `https://lweb.cfa.harvard.edu/castles/`

temas lente. Por ejemplo, la colaboración *STRong lensing Insights into Dark Energy Survey* (STRIDES[***], Treu et al., 2018) utilizó el *Dark Energy Survey* (DES) para buscar nuevos sistemas cuásares con efecto lente. Más recientemente, la colaboración *Time Delay Cosmography* (TDCosmo[****]), que engloba STRIDES y COSMOGRAIL, ha descubierto ≈ 200 nuevos sistemas. Para las estimaciones de retraso temporal, se prefiere los cuádruples porque proporcionan mejores restricciones (la posibilidad de arcos producidos por la galaxia anfitriona del cuásar) y tres retrasos temporales por sistema (en lugar de uno producido por un sistema doble). Sin embargo, esta configuración es un evento raro y por eso la importancia de que TDCosmo haya triplicado el número de cuádruples conocido (agregando 30 sistemas a los 15 conocidos, Shajib et al., 2019; Schmidt et al., 2023).

5. Comentarios finales

Como mencionamos anteriormente, la mayor limitación para la estimación de H_0 a partir de cuásares con efecto lente es el tamaño de la muestra. Se necesita un aumento significativo, que probablemente se obtenga en esta década gracias a grandes relevamientos. Aquellos en el dominio temporal (como el Observatorio Rubin[†]) tendrán la ventaja de proporcionar retrasos temporales, aunque todavía será necesario el seguimiento espectroscópico para obtener el desplazamiento al rojo de la fuente y de la lente e investigar la contribución de materia en la línea de visión a la lente, así como imágenes fotométricas profundas y de alta resolución para obtener un modelo lente de precisión.

La posibilidad de tener 10 000 candidatos a sistema lente gravitatoria (Treu, 2010), pone de relieve la necesidad de automatizar el modelado y de priorizar estrategias para el posterior seguimiento (espectroscópico y de alta resolución).

Agradecimientos: La autora agradece a los organizadores de la 65ta Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía por su invitación a presentar este informe y a los Editores de este Boletín por su paciencia con la autora durante la preparación de este manuscrito.

Referencias

Birrer S., et al., 2020, A&A, 643, A165
Caminha G.B., et al., 2022, A&A, 666, L9
Chang K., Refsdal S., 1979, Nature, 282, 561
Courbin F., et al., 2018, A&A, 609, A71
Di Valentino E., et al., 2021, Classical and Quantum Gravity, 38, 153001
Efstathiou G., 2021, MNRAS, 505, 3866
Falco E.E., Gorenstein M.V., Shapiro I.I., 1985, ApJL, 289, L1
Hogg D.W., 1999, arXiv e-prints, astro-ph/9905116
Katz H., et al., 2023, MNRAS, 518, 592

[***] `http://strides.astro.ucla.edu`

[****] `https://obswww.unige.ch/~lemon/tdcosmo-master/index.html`

[†] `https://rubinobservatory.org`

Keeton C.R., 2003, ApJ, 584, 664
Keeton C.R., Zabludoff A.I., 2004, ApJ, 612, 660
Millon M., et al., 2020, A&A, 639, A101
Motta V., et al., 2021, Universe, 7, 163
Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M., 1997, ApJ, 490, 493
Paczynski B., 1986, ApJ, 304, 1
Perlmutter S., et al., 1999, ApJ, 517, 565
Planck Collaboration, et al., 2020, A&A, 641, A5
Refsdal S., 1964, MNRAS, 128, 307
Riess A.G., et al., 1998, AJ, 116, 1009
Riess A.G., et al., 2021, ApJL, 908, L6
Rubin V.C., Ford W. Kent J., 1970, ApJ, 159, 379
Schmidt T., et al., 2023, MNRAS, 518, 1260
Shajib A.J., et al., 2019, MNRAS, 483, 5649
Shapiro I.I., 1964, PhRvL, 13, 789
Suyu S.H., 2012, MNRAS, 426, 868
Suyu S.H., et al., 2009, ApJ, 691, 277
Suyu S.H., et al., 2010, ApJ, 711, 201
Suyu S.H., et al., 2013, ApJ, 766, 70
Treu T., 2010, ARA&A, 48, 87
Treu T., Koopmans L.V.E., 2002, MNRAS, 337, L6
Treu T., Marshall P.J., 2016, A&A Rv, 24, 11
Treu T., et al., 2018, MNRAS, 481, 1041
Trimble V., 1987, ARA&A, 25, 425
Wong K.C., et al., 2020, MNRAS, 498, 1420

Formation of supermassive black holes in galaxies through collisions in Nuclear Star Clusters

M. Liempi[1], A. Benson[2], A. Escala[3], D.R.G. Schleicher[1] & L. Almonacid[1]

[1] *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*
[2] *Carnegie Observatories, EE.UU.*
[3] *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 23 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / En el centro de las galaxias se observan cúmulos nucleares de estrellas y/o agujeros negros supermasivos. Aunque cada objeto se encuentran en diferentes regímenes, es posible detectar ambos coexistiendo en galaxias con masas estelares $\sim 10^{10}$ $M_\odot$. En este trabajo, presentamos la implementación de un modelo de formación y evolución de cúmulos de estrellas nucleares en Galacticus, un código semianalítico diseñado para simular la formación y evolución de galaxias. Nuestro objetivo es explorar el papel de cúmulos durante la formación de los agujeros negros. Suponemos un escenario de formación estelar in-situ en el gas acumulado en el centro de la galaxia. Además, introducimos un modelo de colapso de los cúmulos, donde finalmente colapsan en una semilla de agujero negro al alcanzar una masa crítica donde las colisiones entre estrellas son relevantes dentro del cúmulo. Esta masa crítica se alcanza cuando la escala de tiempo de colisiones es más corta que la edad del sistema. Al explorar este escenario de colapso, nuestro objetivo es encontrar pistas sobre las posibles implicaciones en la población de agujeros negros. Nuestra investigación profundiza en coomo este escenario de colapso puede afectar la población general de agujeros negros, así como las conexiones entre el cúmulo, la galaxia anfitriona y el agujero negro central. En nuestros resultados encontramos la formación de semillas con masas entre $10^3 - 10^5$ $M_\odot$ a partir de este mecanismo.

Abstract / Nuclear Star Clusters (NSCs) and/or Supermassive Black Holes (SMBHs) are observed in the center of galaxies. Although each object is found in different regimes, it is possible to find both of them coexisting in galaxies with stellar masses $\sim 10^{10}$ $M_\odot$. In this work we present an implementation of a NSC model in Galacticus, a semi-analytic code designed for simulating galaxy formation and evolution. Our focus is exploring the role of NSCs during the formation of SMBHs. We assume an in situ star formation scenario in the gas accumulated in the center of the galaxy. Moreover, we introduce a collapse model for NSCs, where they ultimately collapse into a BH seed upon reaching a critical mass for which collisions between stars become relevant within the cluster. This critical mass is reached when the collisional timescale is shorted than the age of the system. By exploring this collapse scenario, we aim to shed light on its potential implications for the resulting population of SMBHs. Our investigation delves into how this collapse scenario can impact the overall SMBH, as wel as the intricate connections between NSCs, galaxies, and SMBHs. This research provides insights into the formation and evolution of NSCs and their impact on the galactic and black hole environments. We find the formation of BH seeds with masses in the range $10^3 - 10^{5.5}$ $M_\odot$.

Keywords / black hole physics — galaxies: nuclei — methods: analytical

1. Introduction

Nuclear Star Clusters (NSCs) are located in the center of a large fraction of early- and late-type galaxies (e.g., Phillips et al., 1996; Durrell, 1997; Böker et al., 2002, 2004; Côté et al., 2006; Georgiev et al., 2009; Neumayer et al., 2011; Hoyer et al., 2021). Different methods for the estimation of their mass suggest masses in the range of $10^4 - 10^9$ $M_\odot$. Similarly, it is possible to observe Supermassive Black Holes (SMBHs) in the center of almost all the massive galaxies (Kormendy & Ho, 2013) with masses of $10^6 - 10^{10}$ $M_\odot$ (Natarajan & Treister, 2009; Gültekin et al., 2009; Volonteri, 2010; Rusli et al., 2013; Pacucci et al., 2017).

Both objects scale alike with global properties of the host galaxy (e.g. Georgiev et al., 2016). NSCs hold correlations between their mass and the host-galaxy bulge luminosity, mass and velocity dispersion (Ferrarese et al., 2006; Wehner & Harris, 2006; Erwin & Gadotti, 2012). On the other hand, the masses of SMBHs correlate with the host spheroid including luminosity, mass, and velocity dispersion (Seth et al., 2008; Kormendy & Ho, 2013; Reines & Volonteri, 2015; Bentz & Manne-Nicholas, 2018). These scaling relations are slightly different in early- and late-type hosts (Erwin & Gadotti, 2012), suggesting a common physical mechanism responsible for the formation of NSCs and/or SMBHs in the galactic center. This mechanism remains unclear.

Moreover, in galaxies with stellar mass around $\sim 10^{10}$ $M_\odot$ there are observations of NSCs surrounding SMBHs (Filippenko & Ho, 2003; Seth et al., 2008, 2010;

✉ *Contact* / mliempi2018@udec.cl

Research article

Neumayer & Walcher, 2012; Nguyen et al., 2019), and the coexistence of both objects might suggest that NSCs have a role in the formation of SMBHs.

Escala (2021) demonstrated that observed NSCs are in a regime where collisions are not relevant throughout the system and SMBHs are found in regimes where collisions between stars are expected to be dynamically relevant. In this sense, NSCs in virial equilibrium with short collision times will collapse toward the formation of a massive black hole.

2. Methodology

In this work we implement an in-situ NSC formation model in GALACTICUS, a semi-analytic model for galaxy formation and evolution (Benson, 2012) to explore the space of parameters related to the model.

We also implement a recipe for BH seed formation in NSCs based on the work of Escala (2021), and Vergara et al. (2023).

2.1. The model

In this scenario, we assume NSCs may form by star formation in the gas accumulated in the center of the galaxy. The gas is accumulated in a nuclear reservoir correlated to the star formation events in the bulge (Granato et al., 2004; Haiman et al., 2004; Lapi et al., 2014; Antonini et al., 2015; Neumayer et al., 2011) by

$$\dot{M}^{\rm gas}_{\rm NSC} = A_{\rm res}\dot{M}^{\rm stellar}_{\rm spheroid}, \tag{1}$$

where $\dot{M}^{\star}_{\rm spheroid}$ is the star formation in the bulge and $A_{\rm res}$ is a free parameter in the order of $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ (Antonini et al., 2015).

The size of the NSC is assumed to scale with the square root of the dynamical mass of the system,

$$r_{\rm NSC} = r_0\sqrt{\frac{M^{\rm dyn}_{\rm NSC}}{10^6\ M_\odot}}, \tag{2}$$

where r_0 is the mean radius of the observed NSCs set equal to $r_0 = 3.3$ pc (Neumayer et al., 2020), and $M^{\rm dyn}_{\rm NSC} = M^{\rm gas}_{\rm NSC} + M^{\rm stellar}_{\rm NSC}$. We use a Sérsic profile with index $n = 2.28$ for the mass distribution of the NSCs. While this is quite arbitrary, we choose this value based on the results of Pechetti et al. (2020) where density profiles for 29 galaxies containing NSCs in a volume-limited survey are analyzed.

The star formation rate in the NSC gas reservoir follows the prescription of Krumholz et al. (2009) in a quiescent mode as in the model of Sesana et al. (2014) and Antonini et al. (2015),

$$\dot{M}^{\rm stellar}_{\rm NSC} = f_{\rm c}\frac{M^{\rm NSC}_{\rm NSC}}{t_{\rm SF}}, \tag{3}$$

where $f_{\rm c}$ is the fraction of the cold gas of the NSC available for the star formation, $M^{\rm gas}_{\rm NSC}$ is the gas of the NSC and $t_{\rm SF}$ is the timescale on star formation takes place.

The fraction of the cold gas $f_{\rm c}$ available to form stars depends on the metallicity, at high metallicities ($Z > 0.01$ $Z_\odot$) the fraction $f_{\rm c}$ is determined by the molecular gas, whereas at lower metallicities ($Z < 0.01$ $Z_\odot$), star formation takes place in the atomic phase (Krumholz, 2012),

$$f_{\rm c} = \max\left(0.02, 1 - \left[1 + \left(\frac{3}{4}\frac{s}{1+\delta}\right)^{-5}\right]^{-1/5}\right), \tag{4}$$

with

$$s = \frac{\ln(1+0.6\chi)}{0.04\Sigma_1 Z}, \tag{5}$$

$$\chi = 0.77(1+3.1Z^{0.365}), \tag{6}$$

$$\delta = 0.0712(0.1s^{-1}+0.675)^{-2.8}, \tag{7}$$

$$\Sigma_1 = \frac{\Sigma_{\rm res}}{\rm M_\odot\,pc^{-2}}, \tag{8}$$

$$\Sigma_{\rm res} = \frac{M^{\rm gas}_{\rm NSC}}{4\pi r^2_{\rm NSC}}. \tag{9}$$

The timescale is obtained assuming that star formation happens in clouds (Krumholz et al., 2009; Sesana et al., 2014; Antonini et al., 2015) and is given by

$$t^{-1}_{\rm SF} = (2.6\ {\rm Gyr})^{-1}\times\begin{cases}\left(\frac{\Sigma_{\rm res}}{\Sigma_{\rm th}}\right)^{-0.33}, & \Sigma_{\rm res} < \Sigma_{\rm th},\\ \left(\frac{\Sigma_{\rm res}}{\Sigma_{\rm th}}\right)^{0.34}, & \Sigma_{\rm res} > \Sigma_{\rm th},\end{cases} \tag{10}$$

with $\Sigma_{\rm th} = 85\ {\rm M_\odot\,pc^{-2}}$.

2.2. Nuclear star cluster collapse

A seed is formed at the center of the galaxy if the stellar mass of the NSC is larger than the critical mass of the NSC ($M^{\rm stellar}_{\rm NSC} > M_{\rm crit}$). The critical mass is obtained under the condition that the collision time is equal to or shorter than the age of the system ($t_{\rm H}$) and is given by (Vergara et al., 2023)

$$M_{\rm crit}(r_{\rm NSC}) = r^{\frac{7}{3}}_{\rm NSC}\left(\frac{4\pi M_\star}{3\Sigma_0 t_{\rm H} G^{\frac{1}{2}}}\right)^{\frac{2}{3}}, \tag{11}$$

where G is the gravitational constant, $\Sigma_0 = 16\sqrt{\pi}R^2_\star(1+\Theta)$, with $\Theta = 9.54((M_\star {\rm R_\odot})/({\rm M_\odot}R_\star))(100\ {\rm km\,s^{-1}}/\sigma)^2$ the Safronov number (Binney & Tremaine, 2008), which depends on the velocity dispersion σ and $M_\star$ and $R_\star$ are the mass and the radius of a single sun-like star. The value of σ is obtained assuming a virialized system as

$$\sigma = \sqrt{\frac{GM^{\rm stellar}_{\rm NSC}(r_{\rm NSC})}{r_{\rm NSC}}}. \tag{12}$$

The age of the system (t_H) is assumed to be equal to the stellar mass-weighted age and is given by

$$t_H = \int_0^t (t-t'){\rm d}t'\dot{M}^{\rm stellar}_{\rm NSC}(t')\int_0^t {\rm d}t'\dot{M}^{\rm stellar}_{\rm NSC}(t'), \tag{13}$$

where $\dot{M}^{\rm stellar}_{\rm NSC}(t')$ is the star formation rate at time t' and t is the present time.

Furthermore, we introduce a free efficiency parameter ϵ_r and a threshold mass $M_{\rm threshold}$. The ϵ_r parameter is introduced to rescale the radius used to compute the critical mass for the NSC. The mass threshold is required to avoid the formation of very low BH seeds. Specifically, the radius used to compute the critical mass is rescaled $r_{\rm NSC} \to \epsilon_r r_{\rm NSC}$, with $0 < \epsilon_r \leq 1$. This is motivated by observational and computational studies of young massive clusters with initial sizes less than

Table 1. Description of the parameters of the models run in GALACTICUS. The value of $A_{\rm res}$ is fixed in order not to exceed the maximum NSC mass observed.

Model	$A_{\rm res}$	ϵ_r	$\epsilon_\bullet$	$M_{\rm threshold}$ $[M_\odot]$
Model A	$1 \cdot 10^{-2}$	1.0	0.5	10^3
Model B	$1 \cdot 10^{-2}$	0.5	0.5	10^3
Model C	$1 \cdot 10^{-2}$	0.1	0.5	10^3

0.3 pc which can expand more than 10 times (Banerjee & Kroupa, 2017).

NSC forms a BH seed if $M_{\rm NSC}^{\rm stellar} > M_{\rm threshold}$ and $M_{\rm NSC}^{\rm stellar} > M_{\rm crit}$.

2.3. Simulations

We start from the best baryonic physics constrained model in GALACTICUS* and vary the relevant parameters for the evolution of the NSCs. The description of the parameters explored are available in Table 1. The mass for the threshold is set using the critical mass concept. This implicitly assumes that the stellar cluster is well-sampled and we assume here that it requires a minimum of at least around 1000 stars, changing this value indeed would extend the power-law to lower masses without affecting the high end very significantly.

The value of $A_{\rm res}$ is fixed in order to not exceed the maximum NSC mass observed at $z = 0$. The value is found to be $A_{\rm res} \approx 1 \cdot 10^{-2}$ and is in agreement with the order of magnitude previously reported ($A_{\rm res} \approx 10^{-2} - 10^{-3}$) by Antonini et al. (2015).

3. Results

We output galaxies with $M_{\rm NSC}^{\rm stellar} > 10^4$ M$_\odot$ at $z = 0$ in GALACTICUS as this is the lower NSC mass observed in Côté et al. (2006); Georgiev et al. (2016); Spengler et al. (2017) due to the resolution limit in observations. Furthermore, we classify the galaxies with bulge to total stellar mass ratio larger than 0.2 as early-type galaxies, and late-type otherwise (Graham & Worley, 2008).

The distribution of the effective radius is shown in Figure 1. We only show the results of Model A as Model B and C show the same distribution. We notice that the comparison between the observations of early- and late-type galaxies and models A, B, and C show that the most of the radii distribution is below 10 pc but it does not exclude the existence of NSCs with larger radii. However, our simulations underestimate the number of NSC with $r_{\rm eff,NSC} < 5$ pc in early-type galaxies and overestimate the number of NSC in late-type galaxies.

In Figure 2 we show the stellar mass of the NSC as a function of the stellar mass of the host galaxy compared with the data from Spengler et al. (2017) (red dots) and Georgiev et al. (2016) (blue dots). The stellar mass of NSCs is slightly underestimated, this could be as result of the absence of another mechanism to form NSCs in the code.

*https://github.com/galacticusorg/galacticus/wiki/Constraints:-Baryonic-Physics

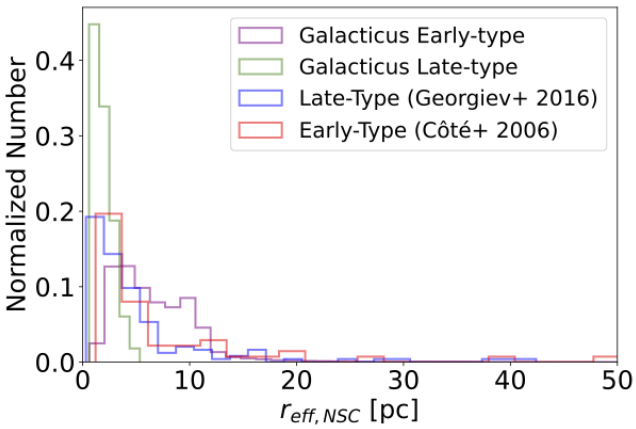


Fig. 1. Radii distribution of the observed NSCs compared with GALACTICUS. In both, the radii of most NSCs are below 10 pc. Data for early-type galaxies is taken from the ACSVCS survey Côté et al. (2006), and for late-type spiral galaxies from Georgiev et al. (2016). Adaptation from Neumayer et al. (2020).

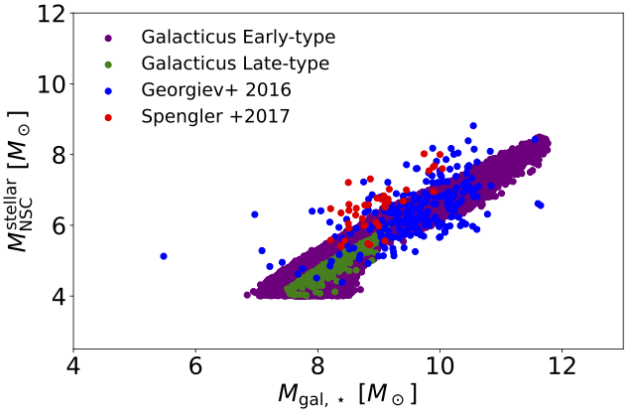


Fig. 2. Scaling relation between the stellar mass of the host galaxy and the stellar mass of the NSC. Purple dots represent the output of GALACTICUS at $z = 0$. Blue and red dots are observations from Georgiev et al. (2016) and Spengler et al. (2017), respectively.

In models A and B, there is no formation of BH seeds. However, Model C does form BH seeds with masses in the order of 10^3 M$_\odot$ and $\sim 10^{5.5}$ M$_\odot$ as shown in Figure 3. This suggests that the conditions to form a BH seed in this scenario are satisfied in initially more compact NSCs. The peak of the distribution is in BH seeds with masses 10^3 M$_\odot$ and decreases as the BH mass increases.

4. Conclusions

The absence of another NSC formation scenario (e.g. globular cluster migration) could be the reason of the slightly underestimation of the stellar mass of NSCs predicted by GALACTICUS in Figure 2. This is expected according to the simulations of Antonini et al. (2015). The in situ star formation scenario contributes up to $\sim 80\%$ of the final stellar mass of the NSC in their simulations.

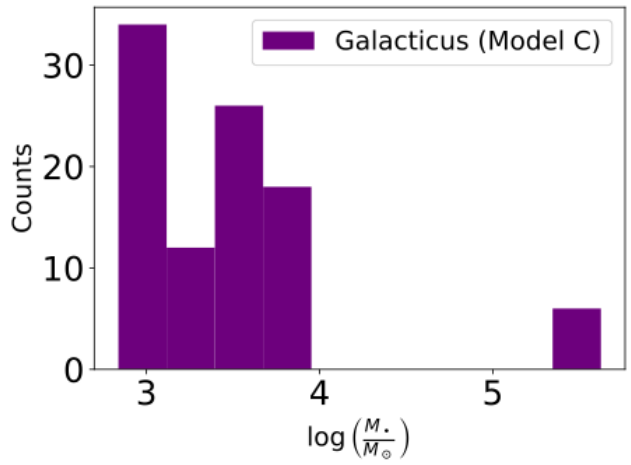


Fig. 3. Mass distribution of the black hole seeds formed in Model C. The mass range of formed seeds is from 10^3 $M_\odot$ to $\sim 10^{5.5}$ $M_\odot$. Models A and B do not form BH seeds as result of this mechanism.

Although our simulations recover a scaling relation between the stellar mass of the host galaxy and the stellar mass of the NSC, the inclusion of the globular cluster migration scenario (Antonini et al., 2015) could improve the agreement of our model with the observations.

From Figure 3, we conclude that the formation of BH seeds under this mechanism is possible if $\epsilon_r = 0.1$, suggesting that BH seeds are favored to form under this mechanism in initially more compact NSCs. This is consistent with studies of young massive clusters, which initially are more compact and increases their size due to external processes (Banerjee & Kroupa, 2017). In a future work we will explore if there is a critical limit for the value of ϵ_r where NSC could stop forming seeds as the clusters are more relaxed.

Acknowledgements: We gratefully acknowledge support by the ANID BASAL project FB210003, as well as via the Millenium Nucleus NCN19-058 (TITANs).

References

Antonini F., Barausse E., Silk J., 2015, ApJ, 812, 72
Banerjee S., Kroupa P., 2017, A&A, 597, A28
Benson A.J., 2012, New Astronomy, 17, 175
Bentz M.C., Manne-Nicholas E., 2018, ApJ, 864, 146
Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition*, Princeton University Press
Böker T., et al., 2002, AJ, 123, 1389
Böker T., et al., 2004, AJ, 127, 105
Côté P., et al., 2006, ApJS, 165, 57
Durrell P.R., 1997, AJ, 113, 531
Erwin P., Gadotti D.A., 2012, Advances in Astronomy, 2012, 946368
Escala A., 2021, ApJ, 908, 57
Ferrarese L., et al., 2006, ApJL, 644, L21
Filippenko A.V., Ho L.C., 2003, ApJL, 588, L13
Georgiev I.Y., et al., 2009, MNRAS, 396, 1075
Georgiev I.Y., et al., 2016, MNRAS, 457, 2122
Graham A.W., Worley C.C., 2008, MNRAS, 388, 1708
Granato G.L., et al., 2004, ApJ, 600, 580
Gültekin K., et al., 2009, ApJ, 695, 1577
Haiman Z., Ciotti L., Ostriker J.P., 2004, ApJ, 606, 763
Hoyer N., et al., 2021, MNRAS, 507, 3246
Kormendy J., Ho L.C., 2013, ARA&A, 51, 511
Krumholz M.R., 2012, ApJ, 759, 9
Krumholz M.R., McKee C.F., Tumlinson J., 2009, ApJ, 699, 850
Lapi A., et al., 2014, ApJ, 782, 69
Natarajan P., Treister E., 2009, MNRAS, 393, 838
Neumayer N., Seth A., Böker T., 2020, A&A Rv, 28, 4
Neumayer N., Walcher C.J., 2012, Advances in Astronomy, 2012, 709038
Neumayer N., et al., 2011, MNRAS, 413, 1875
Nguyen D.D., et al., 2019, ApJ, 872, 104
Pacucci F., Natarajan P., Ferrara A., 2017, ApJL, 835, L36
Pechetti R., et al., 2020, ApJ, 900, 32
Phillips A.C., et al., 1996, AJ, 111, 1566
Reines A.E., Volonteri M., 2015, ApJ, 813, 82
Rusli S.P., et al., 2013, AJ, 146, 45
Sesana A., et al., 2014, ApJ, 794, 104
Seth A., et al., 2008, ApJ, 678, 116
Seth A.C., et al., 2010, ApJ, 714, 713
Spengler C., et al., 2017, ApJ, 849, 55
Vergara M.C., et al., 2023, MNRAS, 522, 4224
Volonteri M., 2010, A&A Rv, 18, 279
Wehner E.H., Harris W.E., 2006, ApJL, 644, L17

Observaciones de la región central de NGC 5128 con Flamingos-2

M.P. Agüero[1,2], R.J. Díaz[3], H. Dottori[4], G. Gaspar[1], J. Camperi[1] & G. Díaz[2]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Gemini Observatory, Chile*
[4] *Departamento de Astronomia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 09 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Hemos iniciado un estudio espectroscópico y fotométrico del núcleo y disco interior de la radiogalaxia más cercana, NGC 5128, a partir de datos en el infrarrojo cercano obtenidos con Flamingos-2 (Telescopio Gemini Sur). En los espectros infrarrojos sobre el eje mayor interno hemos detectado la línea molecular $H_2 1-0S(1)$, con la cual se construyó la curva de rotación dentro del kiloparsec central. Como consecuencia de la alta resolución espacial, se pueden distinguir las distintas componentes dinámicas, incluyendo el radio de influencia (rotación de cuerpo rígido) de la masa nuclear no resuelta de aproximadamente 2×10^7 $M_\odot$. A partir de las imágenes J, H y K_s de 2MASS se han confeccionado los diagramas color-color en los que se evidencian diferencias en las poblaciones estelares de un lado y otro del núcleo. Las asimetrías del disco circunnuclear son observadas también en los perfiles de brillo de continuo y en banda K_s.

Abstract / From Flamingos-2 near infrared data, we have started a spectroscopic and photometric study of the nucleus and inner disk of the nearest radiogalaxy, NGC 5128. Through the infrared spectra taken on the major axis we have been able to detect the molecular line $H_2\,1-0\,S(1)$, which allowed us to built the rotation curve in the central kiloparsec. Due to the high spatial resolution, the various dynamic components are clearly seen, including the unresolved nuclear mass of about 2×10^7 $M_\odot$, which exhibits a rigid body rotation. Based on J, H, and K_s 2MASS images we have been able to construct color-color diagrams where the differences between stellar populations on one side of the nucleus and the other become evident. The continuum and K_s radial brightness profiles also show asymmetries in the circumnuclear disk.

Keywords / infrared: galaxies — galaxies: nuclei — galaxies: kinematics and dynamics — galaxies: individual (NGC 5128)

1. Introducción

NGC 5128 (Centaurus A) alberga un núcleo activo emisor en radio (Bolton et al., 1949). Su proximidad (3.42 Mpc, Ferrarese et al., 2007) presenta una gran oportunidad para estudiar el rol del gas en la alimentación del núcleo en una galaxia de tipo temprano. La región central está atravesada por una importante banda de polvo (Arp, 1966) que le da un aspecto muy distintivo (Fig. 1). La presencia de esta banda de polvo impide observaciones ópticas profundas, siendo necesarias observaciones en longitudes de onda mayores. La región circunnuclear de esta radiogalaxia presenta un escenario complejo con numerosos filamentos y componentes de gas coexistiendo en las cercanías del núcleo activo (Espada et al., 2017). A fin de complementar los datos cinemáticos existentes, hemos iniciado un proyecto observacional utilizando las facilidades del telescopio Gemini Sur, considerando la alta resolución espacial que alcanza y su instrumental adaptado al infrarrojo cercano (NIR, por sus siglas en inglés). En esta oportunidad presentamos los datos espectroscópicos y fotométricos que hemos obtenido con el espectrógrafo Flamingos-2 (Eikenberry et al., 2008; Gomez et al., 2012), presentando también algunos resultados preliminares. A partir de estos espectros e imágenes de alta resolución esperamos, a futuro, determinar las estructuras presentes en la región nuclear de esta galaxia y compararlas con las estructuras observadas en otras bandas espectrales. Esto nos permitirá discernir cuáles son los mecanismos de pérdida de momento angular que predominan en el proceso de acumulación de materia en las cercanías del núcleo.

2. Observaciones

Hemos obtenido espectros en la banda K_s del NIR con el espectrógrafo Flamingos-2 emplazado en Gemini Sur durante febrero de 2021 (Proyecto: GS_ENG20210221), con un poder resolvente de R=3000. Se aplicó la técnica de ranura larga con un ancho de 1 pixel, con la ranura posicionada a lo largo del eje mayor interno (PA=155°, Espada et al., 2017), lo que se corresponde con una posición horizontal en la Fig. 1, atravesando el núcleo galáctico. La región espectral muestreada se extiende de 19300 Å a 24000 Å, con una razón de 3.4 Å pix^{-1}. Con el mismo instrumento hemos obtenido imágenes en

✉ *Contacto* / mpaguero@unc.edu.ar

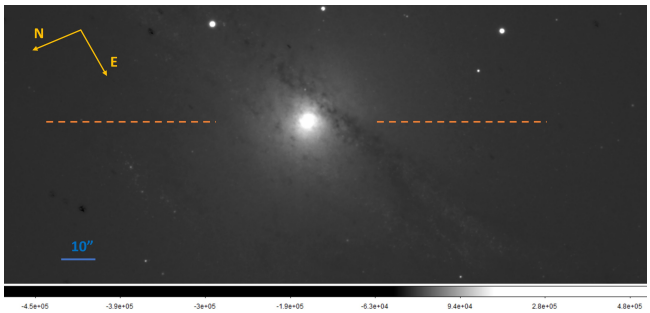


Fig. 1. Imagen en banda K_s de la región central de NGC 5128, obtenida con Flamingos-2 (Gemini Sur). En dirección este-oeste por encima del núcleo, se puede observar la banda de polvo que atraviesa la región central. La línea punteada representa la posición de la ranura utilizada.

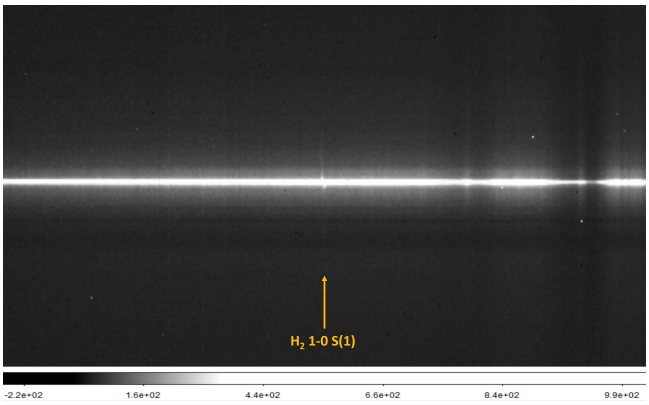


Fig. 2. Espectro sobre el eje mayor interno de NGC 5128, obtenido con el espectrógrafo Flamingos-2.

banda K_s con una resolución espacial de $0.18''\,\mathrm{pix}^{-1}$ (Fig. 1), con un campo total de $6'$, abarcando un tercio del tamaño de la galaxia. Se llevó a cabo un proceso estándar de reducción de datos utilizando el paquete de IRAF/PYRAF ⋆ provisto por el Observatorio Gemini.

3. Resultados preliminares

En los espectros, la línea en emisión del hidrógeno molecular $H_2\,1-0\,S(1)$ (2,12μm, Roueff et al., 2019) es la destacada (Fig. 2). La línea de Brγ del hidrógeno atómico no se distingue entre el ruido del continuo. La línea molecular puede ser detectada hasta $50''$ (850 pc) desde el núcleo y muestra claros indicios de movimientos rotacionales. El punto de velocidad radial más interno ($\pm$ $0.36''$) es compatible con una masa interior no resuelta de $(2\pm0.5)\times10^7\,M_\odot$. Esta cota superior para la masa del agujero negro central es compatible con los valores propuestos por Neumayer et al. (2010). Se determinaron los desplazamientos respecto a la velocidad sistémica de la línea espectral de H_2, y asumiendo que el gas molecular actúa como partícula de prueba del potencial gravitatorio, se confeccionó la curva de velocidad radial dentro de los $2'$ centrales (Fig. 3). La misma presenta una rotación del tipo cuerpo rígido en $\pm$ $10''$ centrales, interrumpida por una pequeña perturbación a los $5''$. Esta curva de rotación interna muestra cierta simetría a ambos lados del eje mayor. Hacia el noroeste, la curva de rotación de la galaxia presenta una región relativamente plana y los últimos puntos exhiben mayor crecimiento con el radio. Hacia el sureste, la misma presenta un comportamiento más errático, probablemente por la absorción irregular del polvo presente en esa región de la galaxia.

Por otro lado, se obtuvieron perfiles del continuo en distintas longitudes de onda a lo largo del espectro obtenido. En la Fig. 4 se muestra el corte centrado en 19389 Å, entre las bandas H y Ks. En los perfiles obtenidos, se percibe una clara asimetría a ambos lados del disco. Se distinguen una componente central muy

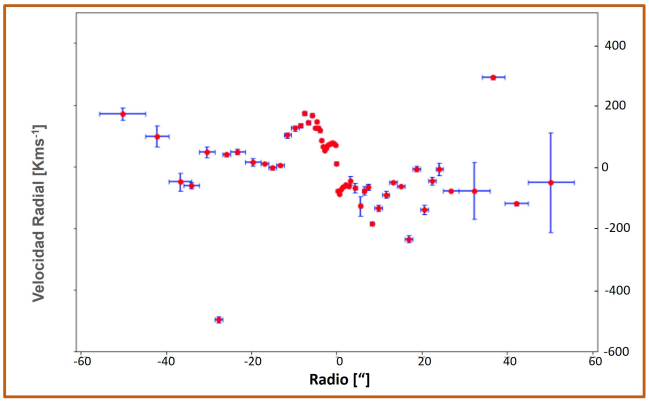


Fig. 3. Curva de velocidad radial sobre el eje mayor de NGC 5128, obtenida con Flamingos-2 (Gemini Sur). Se observa rotación rígida en los puntos centrales, una componente más compacta hasta $20''$ y luego una componente con velocidades crecientes hacia afuera. En azul se representaron los errores de medición de las velocidades radiales y de la posición espacial de la medición. Esta última se corresponde a un ancho de integración espacial para obtener suficiente señal en la emisión.

poco resuelta y la importante absorción de la banda de polvo que atraviesa la región central. En todos los cortes de continuo, el perfil se puede representar con una gaussiana consistente con el *seeing* (fuente no resuelta), un disco más compacto cercano al núcleo y un disco más extendido en la región circunnuclear (modelos de disco exponencial). La asimetría que presenta el disco circunnuclear no ha permitido realizar un ajuste de componentes con el perfil completo, siendo imposible reproducir las diferentes pendientes del disco a izquierda y a derecha con un mismo modelo. Asumiendo que la presencia de polvo puede alterar considerablemente el perfil de brillo, hemos utilizado sólo el lado izquierdo del perfil (noroeste) para el ajuste de componentes. El mismo se realizó minimizando el cuadrado de los residuos, dándole además menor peso a los puntos en el perfil con mayores errores. Esta asimetría también se destaca en el perfil a lo largo del eje mayor en la imagen en banda ancha K_s (Fig. 5). Si bien el núcleo se observa integrado al disco nuclear, las estructuras son similares. El disco más externo en Ks se extiende más allá de lo detectado

⋆IRAF es distribuido por NOAO (National Optical Astronomy Observatories), los que son operados por la Asociación de Universidades para la Investigación en Astronomía, Inc., bajo un acuerdo cooperativo con la NSF (National Science Foundation).

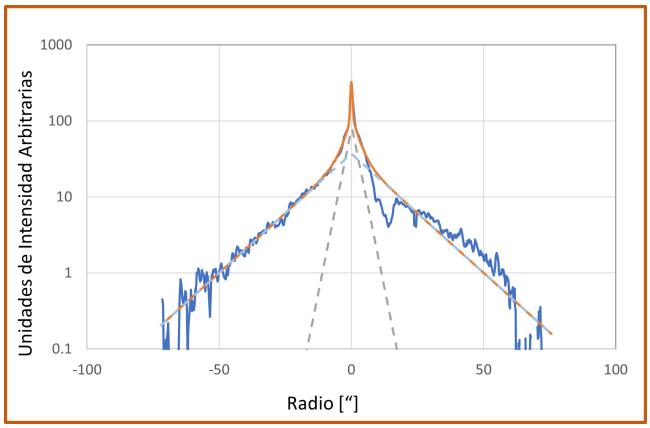


Fig. 4. Perfil radial del brillo de NGC 5128 del continuo estelar centrado en 19389 Å (corte en el infrarrojo cercano más próximo a la banda Ks), orientado sobre el eje mayor interno. En color naranja se presenta el modelo de distribución de brillo con 3 componentes: núcleo (gaussiana de $\sigma = 1.5$pix$= 0.27''$), disco nuclear y disco circunnuclear (modelos exponenciales). En línea punteada color gris se demarcó el disco nuclear, visualizando la importancia de tal componente en los $20''$ centrales. Se puede observar que el perfil ajustado del lado izquierdo (noroeste) del núcleo queda por encima del perfil derecho (sureste) hasta los $26''$, mientras que para radios mayores el brillo del perfil es mayor al modelado.

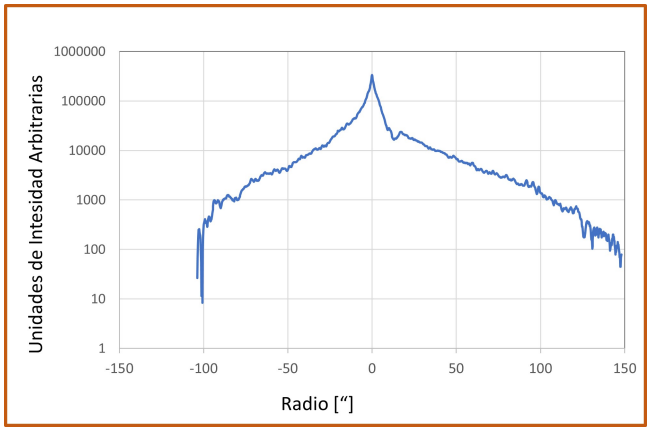


Fig. 5. Perfil radial de brillo de NGC 5128 en banda K_s, obtenido con Flamingos-2 sobre el eje mayor interno.

en continuo ($\sim 70''$). Si bien el perfil en banda ancha es similar al de continuo, se observa que la fuente central pierde relevancia frente al disco nuclear. Lo mismo se observa con la banda de polvo, la cual es menos profunda que en el continuo.

Para examinar esta asimetría observada tanto en los perfiles de brillo como en la cinemática, utilizamos imágenes infrarrojas del relevamiento 2MASS (Skrutskie et al., 2006), que proporciona observaciones en distintas bandas espectrales del infrarrojo cercano. Tanto en los perfiles de continuo como en las distintas bandas fotométricas, la banda de polvo disminuye su importancia considerablemente a medida que se aumenta la longitud de onda empleada, permitiendo observar el núcleo con mayor claridad. A partir de las imágenes de 2MASS en bandas J, H y K_s, se confeccionaron los diagramas color-color, diferenciando distintas regiones de la zona circunnuclear, tanto de un lado como del otro del núcleo (ver Fig. 6). Estos diagramas muestran diferencias entre el lado norte y sur del disco. En el lado noroeste, la región del diagrama color-color ocupado dependerá de la distancia al núcleo. Específicamente, la región nuclear muestra colores más enrojecidos que el resto, alcanzando 1.4 en J-H y algo más de 1 en H-K. A medida que nos alejamos del núcleo, los colores se vuelven más azules, llegando a un valor de 0 en H-K y cercano a 0.6 en J-H. A medida que nos seguimos alejando, el color H-K aumenta nuevamente hasta los valores observados en el núcleo, pero en combinación con una disminución de J-H hasta valores cercanos a 0. En cambio, el lado sureste muestra menores diferencias en la distribución de color de las poblaciones según su distancia al centro. Se encuentran valores de color confinados mayormente entre $\pm$ 0.5 en H-K y entre 0.5 y 1.2 en J-H. Sin embargo, se observa que a medida que nos alejamos del núcleo, las regiones van disminuyendo su color J-H, a excepción de la región más externa que presenta una gran dispersión en ambos colores, probablemente debido al aumento del error de medición.

4. Comentarios finales y trabajos futuros

En este artículo hemos presentado datos fotométricos y espectroscópicos en el infrarrojo cercano de la región central de NGC 5128, obtenidos con el espectrógrafo multifunción Flamingos-2, emplazado en el telescopio Gemini Sur. Estos datos nos permitirán observar con mayor profundidad hacia el núcleo activo, sobrellevando el problema de la presencia de una gran cantidad de polvo en este objeto. A pesar de tratarse de una galaxia de tipo temprano, en su región central se observan claros indicios de movimientos rotacionales (consistentes con las estructuras tipo disco que se aprecian en los perfiles de brillo, tanto en banda Ks como en el continuo estelar). Espada et al. (2017) observan discos moleculares circunnucleares en monóxido de carbono (CO), consistentes con los observados aquí. Si bien estos autores detectan movimientos rotacionales en el centro de NGC 5128, los datos cinemáticos obtenidos con Flamingos-2 llegan a mayor profundidad considerando que observamos valores de velocidad que duplican a aquellos observados en CO. Esto puede deberse a que el hidrógeno molecular está más confinado al disco circunnuclear y es mejor trazador de la rotación ecuatorial. Una característica notoria en los resultados presentados en este trabajo es la asimetría observada a un lado y a otro del núcleo a partir de los $5''$. La misma se presenta tanto en las velocidades radiales como en los perfiles de brillo y los diagramas de color. Continuaremos con el análisis de los datos presentados aquí y serán complementados con otros datos observacionales ya obtenidos y a obtener en un futuro cercano.

En un próximo trabajo compararemos las velocidades observadas con modelos de distribución de masa que puedan ser complementarios con los modelos aplicados a los perfiles de brillo. Realizaremos un ajuste de componentes en el perfil de banda ancha para ser comparado con aquellos obtenidos en el perfil de continuo, así co-

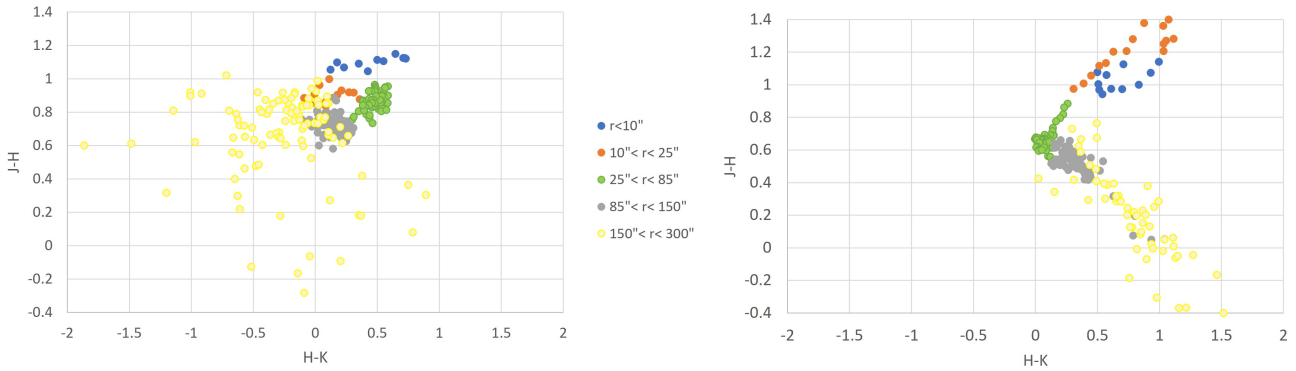


Fig. 6. Diagramas color-color en el infrarrojo cercano (J, H, K de 2MASS). Los puntos de colores se corresponden con distintas distancias al núcleo. *Panel derecho*: diagrama color-color hacia el lado noroeste del núcleo. *Panel izquierdo*: diagrama color-color hacia el lado sureste del núcleo.

mo con aquéllos presentes en la literatura en bandas del NIR. Por otro lado, las peculiares asimetrías que presentan los colores a ambos lados del núcleo serán estudiadas en función de modelos de poblaciones estelares y de distribución del polvo. Es de interés complementar las observaciones Ks presentadas aquí con imágenes en banda J y H con el mismo instrumento (Flamingos-2) a fin de reproducir los diagramas de color con mayor precisión espacial. Además, complementaremos estos datos con aquellos ya obtenidos con GNIRS, espectrógrafo tipo IFU (Intregal Field Unit) de Gemini Sur que cubre la región espectral del NIR, con resolución de 0.4″, cubriendo los 5″ centrales (Díaz et al., 2021).

Con todo ello aspiramos a discernir las estructuras dinámicas presentes en la región circunnuclear de NGC 5128 que puedan dar cuenta de la pérdida de momento angular del material que estaría alimentando al agujero negro central.

Referencias

Arp H., 1966, ApJS, 14, 1
Bolton J.G., Stanley G.J., Slee O.B., 1949, Nature, 164, 101
Díaz R.J., et al., 2021, BAAA, 62, 219
Eikenberry S., et al., 2008, I.S. McLean, M.M. Casali (Eds.), *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7014, 70140V
Espada D., et al., 2017, ApJ, 843, 136
Ferrarese L., et al., 2007, ApJ, 654, 186
Gomez P.L., et al., 2012, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #219*, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 219, 413.07
Neumayer N., et al., 2010, The Messenger, 139, 36
Roueff E., et al., 2019, VizieR Online Data Catalog, J/A+A/630/A58
Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163

Ansae in NGC 253

J.A. Camperi[1], H. Dottori[4], G. Günthardt[1], R.J. Díaz[1,3] & M.P. Agüero[1,2]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Gemini Observatory, EE.UU.*
[4] *Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 29 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / A partir de imágenes infrarrojas obtenidas con el instrumento Flamingos-2 del telescopio Gemini Sur en las bandas J, H y K_s, presentamos la detección de estructuras diferenciadas en los extremos de la barra de NGC 253 (conocidas como ansae). Estructuras de este tipo se observan en aproximadamente el uno por ciento de las galaxias, y las ansae de NGC 253 son las más cercanas detectadas a la fecha. Su cercanía, sumada a la alta resolución espacial de nuestras observaciones permitió caracterizarlas por primera vez como estructuras espacialmente resueltas. Utilizamos diagramas color-color (CCD) y color-magnitud (CMD) de los cúmulos de emisión infrarroja de las ansae y los comparamos con los de diversos subsistemas de la galaxia (núcleo, brazos, barra). Aplicamos modelos evolutivos para caracterizar y comparar las poblaciones de cúmulos predominantes en los diferentes subsistemas galácticos. Entre los diagramas color-color confeccionados se consideró uno que incluye el índice de color Q_d (asociado con la edad de los cúmulos), por lo que se dispone de un indicador para cuantificar la proporción de las poblaciones jóvenes en estos subsistemas. En las ansae de NGC 253 hay una notable separación de valores en el índice Q_d para la población noreste y la población suroeste de cúmulos y existe una mayor proporción de fuentes brillantes en la ansae suroeste. En términos de colores y población, las ansae se diferencian de la barra y por tanto deben ser de ahora en más consideradas como una componente adicional en la estructura de NGC 253.

Abstract / From infrared images obtained with the Flamingos-2 instrument of the Gemini South telescope in the J, H, and K_s bands, we present the detection of differentiated structures at the ends of the NGC 253's bar (known as ansae). Structures of this type are observed in approximately one percent of galaxies, and the ansae of NGC 253 are the closest ones detected to date. Its proximity, added to the high spatial resolution of our observations, allowed us to characterize them for the first time as structures spatially resolved. We use color-color diagrams (CCD) and color-magnitude diagrams (CMD) of the infrared emission clusters of the ansae and we compare them with those of various subsystems of the galaxy (core, arms, bar). We apply evolutionary models to characterize and compare predominant cluster populations in the different galactic subsystems. Among the color-color diagrams constructed was one that included the color index Q_d, which is associated with the age of the clusters. This provides an age indicator to quantify the proportion of young clusters in these subsystems. In the ansae of NGC 253 there is a notable separation of values in the Q_d index for the northeast population and the southwest population of clusters and there is a greater proportion of bright sources in the ansae southwest. In terms of colors and population, the ansae differ from the bar and therefore must be from now in more considered as an additional component in the structure of NGC 253.

Keywords / galaxies: starburst — galaxies: spiral — galaxies: photometry — galaxies: structure — galaxies: individual (NGC 253)

1. Introduction

The term ansae, in the context of the morphology of barred galaxies, makes reference to density enhancements at the ends of the bar (see the image of NGC 253 in Fig. 1), sometimes also referred to as "condensations" in older works (Danby, 1965), or symmetric density knots. A more scientific definition could be "a local maximum before the end of the bar along its main axis and absent on its minor axis" (Martinez-Valpuesta et al., 2007). It was first introduced, in the specific context of the study of starburst galaxies, by Buta et al. (1995). A close visual inspection of atlas images of the 600 closest galaxies in the southern hemisphere, shows that only 6 have visible ansae, with an average distance of 23 Mpc. Only 14 % of the barred galaxies have some type of ansae (Martinez-Valpuesta et al., 2007). The presence of these structures in NGC 253 (d = 3.94±0.37 Mpc, where $1'' \sim 17$ pc; Karachentsev et al. 2003) enhance our understanding by allowing detailed study of the constituent star clusters, which are resolved through high spatial resolution ground-based observations. However, the ansae were not detected and studied before due to the high inclination of the galaxy, which causes significant intrinsic obscuration in optical wavelengths.

✉ *Contact* / javier.camperi@unc.com.ar

Research article

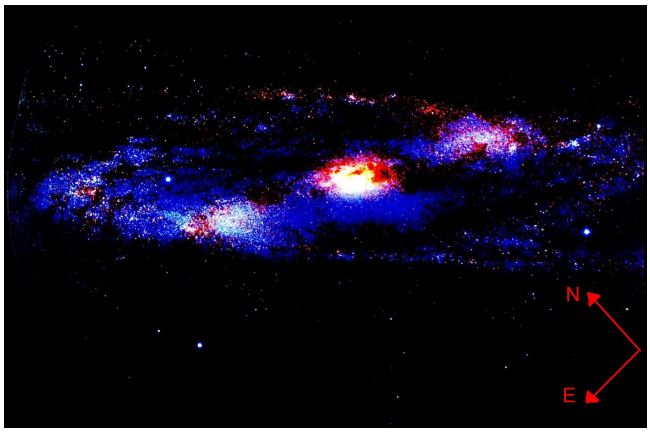


Fig. 1. Pseudocolor JHK$_s$ Flamingos-2 (Gemini South telescope, program GS-F2-MOSCOM-2016B) image of NGC 253 with a non-linear display scale to enhance the brightest structural components in the near-infrared, depicting the ansae at the tips of the bar. The red tones indicate the most obscured regions (highest K$_s$/J ratio).

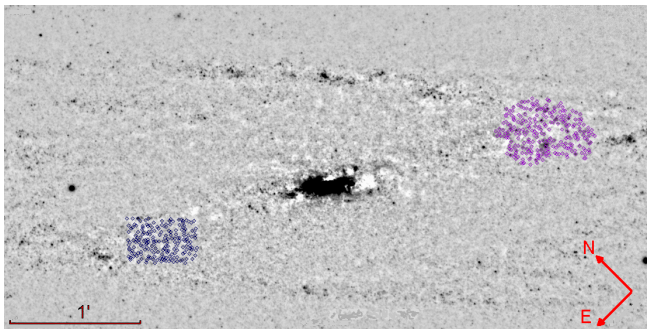


Fig. 2. Identification of luminous clusters in the northeast (blue, 192 sources) and southwest (purple, 249 sources) ansae in the residual K$_s$ band image.

2. Ansae in NGC 253

Many efforts have been devoted to the study of nuclear and circumnuclear star formation in galaxies, mainly interested in studying the feeding mechanisms of the super-massive black hole (e.g. Esquej et al., 2014; Agüero et al., 2016; Riffel et al., 2016). Since 2011 we have been studying the structure and dynamics of the central region of NGC 253 in order to shed light on the feeding mechanisms of the starburst and its possible relationship with the existence of a super-massive black hole outside the center of symmetry of the galaxy (Camperi et al., 2012, 2015). The presence of structures such as ansae, capable of modulating feeding mechanisms in several ways, cannot escape our attention.

3. Observations and data reduction

Direct images of NGC 253 with Flamingos-2 (Eikenberry et al., 2008; Diaz et al., 2013) have been obtained at Gemini South, in the J, H, and K$_s$ bands with an average spatial resolution of 0″.5. The images were reduced using THELI (Schirmer, 2013). Then we applied a standard mask procedure with the IRAF ⋆ package: the frames went through a process of filtering that consisted of the successive use of two IRAF subroutines (median and gauss) to produce highly smoothed frames taking into account the galaxy background. Then the smoothed frames were subtracted from the original ones to generate residues where the various infrared sources were much better evidenced.

To identify the clusters we used the SExtractor code (Bertin & Arnouts, 1996), a neural network-based algorithm, widely used by the community during the last 25 years. SExtractor made it possible to automatically detect the luminous sources on our infrared images and get their coordinates and photometry in a particularly simple and direct way (see Fig. 2). The photometric calibration and zero points were determined following the methodology outlined in Günthardt et al. (2015).

4. Color-magnitude diagrams

We have constructed a classic color-magnitude diagram (CMD) (J-K$_s$) vs. M$_k$ (see Fig. 3), and we compared our observational data with the theoretical isochrones of Padova (Marigo et al., 2008) with the Initial Mass Function of Chabrier (Chabrier, 2003), a metallicity Z = 0.02, and running the simulation up to an age t $\sim$ 14.8×10^9 yr (see Figs. 3 and 4). For control, we also used the Starburst 99 (SB99) code (Leitherer et al., 1999). In addition, we also constructed a reddening-free color-magnitude diagram using the Q$_d$ index (Israel et al., 1998; Witt et al., 1992) (see Fig. 4), following the approach outlined in Grosbøl & Dottori (2012). The Q$_d$ index characterizes reddening-corrected color under the assumption of well-mixed dust and stars, while another reddening-free index, Q$_s$, can be formulated under the assumption of dust screening the stars (Indebetouw et al., 2005). We opted to analyze the distribution of clusters in the Q$_d$ vs. M$_k$ reddening-free diagram. This choice works well with the problem of extinction, as the majority of clusters that appeared scattered in the CMD are concentrated on the descending branch of the models in the Q$_d$ versus M$_k$ diagram (Fig. 4).

5. Color-color diagram

Figure 5 shows the (J-H) vs. (H-K$_s$) diagram. The figure also shows the dereddening vector for two extreme models: 1- dust well mixed with the stars (black arrow), as can be seen in Witt et al. (1992) and Israel et al. (1998); 2- a screen model of the dust (pink arrow), as can be seen in Indebetouw et al. (2005).

It is worth mentioning that the Padova models do not take into account the ionized gas line emission, contrary to SB99 (Leitherer et al., 1999). This fact explains the differences between both models shown in Fig. 5.

⋆IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

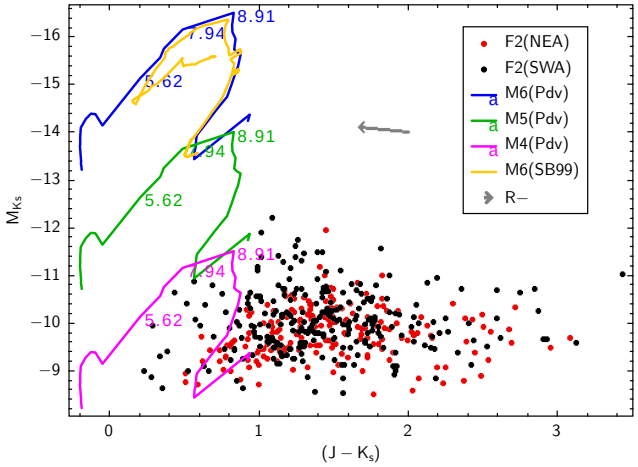


Fig. 3. Color-magnitude diagram for the index (J-K$_s$) of the ansae northeast (NEA; red dots) and southwest (SWA; black dots). The Padova curves (Pdv) for different masses ($10^6 M_\odot$ in blue, $10^5 M_\odot$ in green, and $10^4 M_\odot$ in pink), along with the SB99 curve ($10^6 M_\odot$ in ochre) are displayed. The numbers next to the lines are the elapsed simulation times in millions of years. It is added in this diagram R-, which represents the deredening vector for this particular CMD.

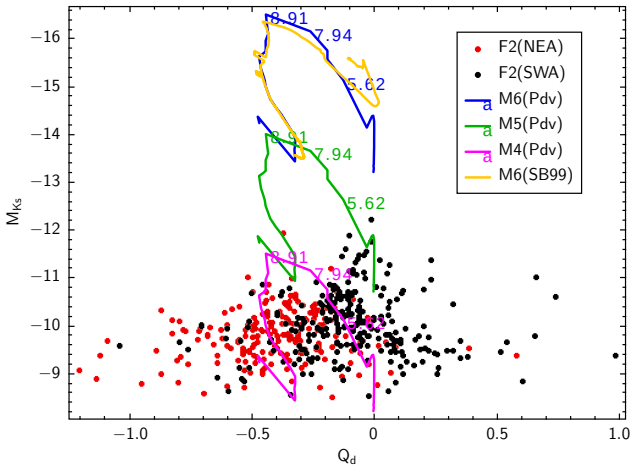


Fig. 4. Color-magnitude diagram for the index Q$_d$ of the northeast (NEA; red dots) and southwest (SWA; black dots) ansae. Also shown for different masses are the Padova and SB99 curves (same symbology than in Fig. 3).

6. Analysis

We could detect the ansae of NGC 253 and its component clusters. This was achieved with the conjunction of an 8-meter class telescope (Gemini South Telescope) and a peripheric tool optimized for operating in the near infrared (Flamingos-2), with enough resolution. The use of standard masking techniques, plus neural-based algorithms, provided the quantitative results for comparing our data with evolutionary models. With this, we were capable of characterize the ansae as very young structures.

On the other hand, our data can be used for direct, simple statistical comparisons between the two ansae. From them, it is noticeable that there are statistical differences between the northeast and the southwest ansae. We can look at the histograms in the Fig. 6, Fig. 7 and Fig. 8. In Fig. 6 we see that the maximum number of clusters is found at m$_{Ks}$ = 18.10 ± 0.15 mag for the northeast ansae and m$_{Ks}$ = 17.9 ± 0.15 mag for the southwest. In the southwest structure, there are 9 sources brighter than m$_{Ks}$ = 16.5 ± 0.1 mag, whereas in the northeast, there is only one. This proportion is much larger than the statistical relationship between both samples.

In Fig. 7 no differential reddening is observed on one side with respect to the other if we use the (J-K$_s$) color index. However, this index is susceptible to the effects of the presence of dust.

In the study conducted by Santos et al. (2013), it is proposed that the age distribution of clusters up to 100 Myr can be classified into two categories: clusters older and younger than 7 Myr, based on whether Q$_d$ < 0.1 or Q$_d$ > 0.1 respectively. As shown in Fig. 8, by

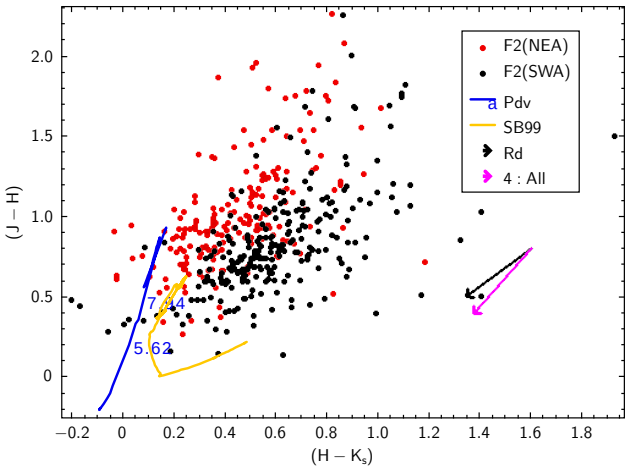


Fig. 5. Color-color diagram of the ansae northeast (NEA; red dots) and southwest (SWA; black dots). The Padova and SB99 curves are displayed, as well as the dereddening vectors (dust model - black arrow - and screen model - pink arrow). Same symbology than in Fig. 3.

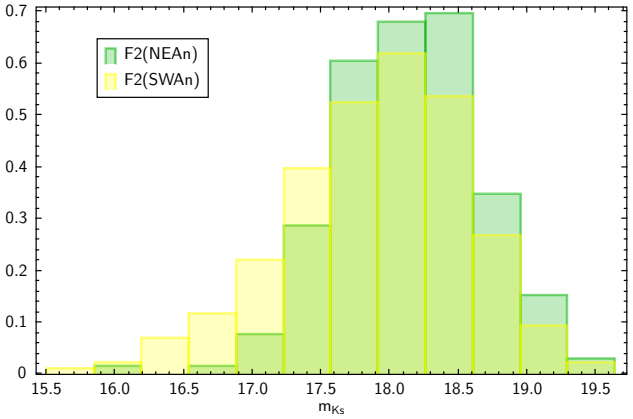


Fig. 6. Histogram of the ansae's apparent magnitudes in the K$_s$ band. F2(NEAn) denotes the bars for the northeast ansae and F2(SWAn) denotes the bars for the southwest ansae.

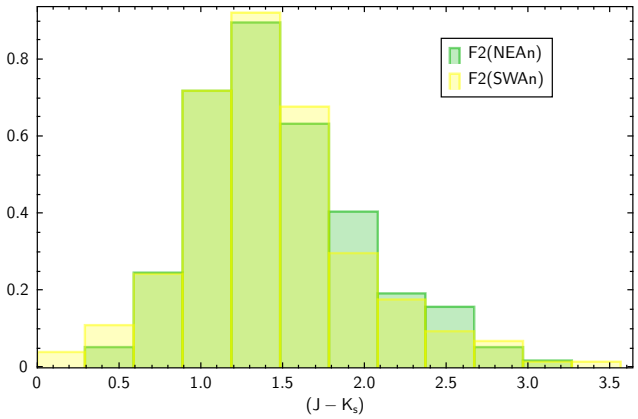


Fig. 7. Histogram of the ansae's (J-K_s) color index. The notations F2(NEAn) and F2(SWAn) have the same meaning as in Fig. 6.

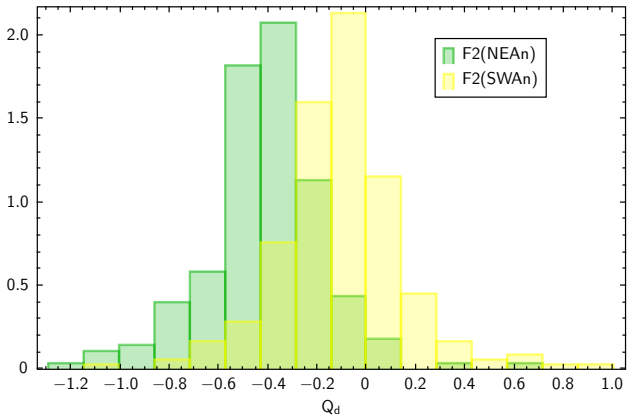


Fig. 8. Histogram of the ansae's Q_d color index. The notations F2(NEAn) and F2(SWAn) have the same meaning as in Fig. 6.

applying this criterion to our clusters, we observe that across all substructures, there is a higher proportion of young clusters in the southwest sector compared to the northeast.

This research is part of a broader study covering the entirety of NGC 253. For detailed information on the nuclear and circumnuclear regions of NGC 253, we refer the reader to Camperi et al. (2022).

7. Summary

The utilization of CMD and CCD diagrams, coupled with the simple statistical data, has enabled us to delineate the northeast ans southwest ansae as distinct structures, representing separate populations. This characterization will serve as the focal point for future investigations.

Acknowledgements: Based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina), and Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil).

References

Agüero M.P., Díaz R.J., Dottori H., 2016, International Journal of Astronomy and Astrophysics, 6, 219
Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Buta R., Purcell G.B., Crocker D.A., 1995, AJ, 110, 1588
Camperi J.A., et al., 2012, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 55, 253
Camperi J.A., et al., 2015, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 57, 28
Camperi J.A., et al., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 63, 232
Chabrier G., 2003, PASP, 115, 763
Danby J.M.A., 1965, AJ, 70, 501
Diaz R.J., et al., 2013, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 56, 457
Eikenberry S., et al., 2008, I.S. McLean, M.M. Casali (Eds.), *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7014, 70140V
Esquej P., et al., 2014, ApJ, 780, 86
Grosbøl P., Dottori H., 2012, A&A, 542, A39
Günthardt G.I., et al., 2015, AJ, 150, 139
Indebetouw R., et al., 2005, ApJ, 619, 931
Israel F.P., et al., 1998, A&A, 336, 433
Karachentsev I.D., et al., 2003, A&A, 404, 93
Leitherer C., et al., 1999, ApJS, 123, 3
Marigo P., et al., 2008, A&A, 482, 883
Martinez-Valpuesta I., Knapen J.H., Buta R., 2007, AJ, 134, 1863
Riffel R.A., et al., 2016, MNRAS, 461, 4192
Santos J.F.C., Dottori H., Grosbøl P., 2013, A&A, 553, A74
Schirmer M., 2013, ApJS, 209, 21
Witt A.N., Thronson Harley A. J., Capuano John M. J., 1992, ApJ, 393, 611

Primordial power spectrum from an objective collapse mechanism: The simplest case

M.M. Ocampo[1,2], O. Palermo[2], G. León[2] & G.R. Bengochea[3]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 03 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo se analizó el origen físico de las inhomogeneidades primordiales durante la era inflacionaria. El marco teórico propuesto está basado, por un lado, en el contexto de gravedad semiclásica donde solamente se cuantizan los campos de materia y no la métrica espacio-temporal. Por otro lado, se incorpora un mecanismo de colapsos objetivos basado en el modelo de Localización Continua Espontánea (CSL por sus siglas en inglés), el cual es aplicado a la función de onda asociada al campo inflatón. Esto es introducido para atender la relación cercana entre la cosmología y el llamado "problema de la medición" en Mecánica Cuántica. En particular, para romper las simetrías asumidas para el vacío de Bunch-Davies inicial y así obtener las inhomogeneidades observadas hoy, la teoría necesita de algo similar a una "medición", ya que la evolución lineal dada por la ecuación de Schrödinger no rompe simetrías iniciales. El colapso dado por el modelo CSL provee un mecanismo satisfactorio de ruptura de las simetrías iniciales del vacío de Bunch-Davies. El aspecto novedoso en este trabajo es que el modelo CSL propuesto surge a partir de las elecciones más simples para el parámetro y operador de colapso, obteniéndose un espectro primordial que tiene las mismas características distintivas del espectro estándar, y que es consistente con las observaciones del Fondo Cósmico de Microondas.

Abstract / In this work we analyzed the physical origin of the primordial inhomogeneities during the inflation era. The proposed framework is based, on the one hand, on semiclassical gravity, in which only the matter fields are quantized and not the spacetime metric. Secondly, we incorporate an objective collapse mechanism based on the Continuous Spontaneous Localization (CSL) model, and we apply it to the wavefunction associated with the inflaton field. This is introduced due to the close relation between cosmology and the so-called "measurement problem" in Quantum Mechanics. In particular, in order to break the homogeneity and isotropy of the initial Bunch-Davies vacuum, and thus obtain the inhomogeneities observed today, the theory requires something akin to a "measurement" (in the traditional sense of Quantum Mechanics). This is because the linear evolution driven by Schrödinger's equation does not break any initial symmetry. The collapse mechanism given by the CSL model provides a satisfactory mechanism for breaking the initial symmetries of the Bunch-Davies vacuum. The novel aspect in this work is that the constructed CSL model arises from the simplest choices for the collapse parameter and operator. From these considerations, we obtain a primordial spectrum that has the same distinctive features as the standard one, which is consistent with the observations from the Cosmic Microwave Background.

Keywords / cosmology: theory — inflation — cosmic background radiation

1. Introduction

The current cosmological model provides a description of the evolution of the Universe, in which the seeds of structure originate from quantum fluctuations during an inflationary stage (Guth, 1981; Mukhanov et al., 1992). The predictions have been tested with success in observations of the Cosmic Microwave Background (CMB) (Planck Collaboration et al., 2020).

In this standard approach the primordial power spectrum is calculated quantizing both the metric and matter fields. The Universe is pretended to be in an initial symmetric state, and the usual choice is to adopt the Bunch-Davies (BD) vacuum. This initial symmetric state is found to evolve into an asymmetric one, with the inhomogeneities expected to be found in the matter and energy distribution today. The mechanism responsible for this transition, in the standard model, is the fluctuations of the vacuum state of the inflaton field. In practice, the theoretical prediction is consistent with the CMB observations, and, in particular, for the large scale modes for which the Sachs-Wolfe effect is dominant (Sachs & Wolfe, 1967). This corresponds with the so-called super-horizon modes, i.e. inhomogeneities that are not affected by microphysics since they are at scales bigger than the particle horizon at decoupling. The power spectrum obtained from standard inflation, denominated Harrison-Zel'dovich spectrum (Harrison, 1970; Zel'dovich, 1972), is scale invariant and given by the following expression:

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k) \simeq \left(\frac{H_I^2}{2\pi\dot{\phi}}\right)^2 = \frac{H_I^2}{8\pi^2\varepsilon M_P^2}, \qquad (1)$$

where H_I is the Hubble parameter during inflation, ϕ is

✉ *Contact* / mocampo@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

the scalar inflaton field, M_P is the Planck mass, and ε is the slow-roll parameter. For a complete derivation it is suggested to check Sriramkumar (2009).

However, the physical origin for the primordial perturbations remains unclear, and in Sect. 2.1 we will discuss the standard explanation and why we find it inappropriate.

2. The measurement problem in Quantum Mechanics

In Sect. 1 we mentioned the fluctuations of the inflaton field in the vacuum state as the mechanism that originates the primordial inhomogeneities in the Universe. We find this argument difficult to justify and it is closely related to the so-called measurement problem in Quantum Physics (Maudlin, 1995; Okon, 2014; Norsen, 2017).

In Quantum Mechanics the equation that describes the temporal evolution of a system from an initial state is the Schrödinger equation:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = \hat{H}|\psi(t)\rangle, \tag{2}$$

where $\hat{H}$ is the Hamiltonian operator and $\hbar$ is the reduced Planck constant. On the other hand, if an external agent (of ambiguous nature intended by the theory) makes a measurement of a property of the system, the wavefunction will collapse and the state will be an eigenstate of the respective operator. This process is random with the probability given by Born's rule.

The evolution given by the Schrödinger equation, by itself, is not capable of breaking initial symmetries[⋆] and superpositions of a system. The theory needs the measurement postulate in order to connect the formalism with the observations, and such a mechanism provokes the collapse of the wave function. This leads to the following questions: What is a measurement? Who can perform one? When does it happen? When do we have to use the evolution given by Schrödinger equation and when the random process that collapses the wavefunction i.e. the measurement postulate? This is the so called *"measurement problem"*.

In Maudlin (1995) the measurement problem is approached formally, synthesizing it in the incompatibility of the following statements:

(i) The physical description provided by the state vector is complete.
(ii) Quantum states always evolve according to the Schrödinger equation.
(iii) Measurements always have definite results.

Any alternative to the standard quantum formalism that aspires to address the measurement problem must negate at least one of these points. In our case, we will explore a possibility that negates (ii). Alternative approaches that discard the other two statements can be seen in Bell (1982) for (i), in the known as de Broglie-Bohm model, and Schlosshauer-Selbach (2007) for (iii), where decoherence is explored.

[⋆]Given that $[\hat{O}, \hat{H}] = 0$, with $\hat{O}$ being the symmetry generating operator.

By negating (ii) we need to explore theories in which the collapse of the wavefunction is self induced by some novel mechanism. These models are known as *objective collapse theories*. This approach was first explored in works like Pearle (1976), Diosi (1984, 1987, 1989) and Penrose (1989), with the aim of obtaining a theory that maintains the successful predictions of Quantum Mechanics and can also describe macroscopic phenomena that do not exhibit superposition of states.

In particular, we will use a version of the model called Continuous Spontaneous Localization (CSL), which proposes an objective collapse of the wavefunction (Pearle, 1976, 1989). The quantum-to-classical transition of the perturbations is naturally explained by the CSL model.

2.1. The cosmological scenario

In cosmology the measurement problem is enhanced (Bell, 1981; Hartle, 1993; Perez et al., 2006; Sudarsky, 2011; Landau et al., 2013; Bengochea, 2020). We will briefly describe the issue here.

At the beginning of the inflation stage, both spacetime and the quantum state of the inflaton field are assumed to be isotropic and homogeneous. Then, as in any quantum system, the expected values and quantum uncertainties of the quantum field in that vacuum state can be calculated. On the other hand, until a "measurement" is performed, the system will continue having the initial symmetries if its evolution is dictated by the Schrödinger equation, which does not break any symmetry. However, today we see the initial symmetries broken, characterized in the anisotropies of the CMB, and also in the structure formation in the Universe. How do we arrive to an asymmetric state from a symmetric one? Usual Quantum Mechanics needs the measurement postulate in order to break symmetries but, in the early Universe, the same questions exposed before emerge: who can make a measurement that breaks symmetries? How is it made in that scenario?

Standard cosmology tries to answer this problem by invoking the Uncertainty Principle and the quantum vacuum fluctuations as the mechanism generator of the seeds of structure. This would mean that the quantum fluctuations have a real existence in the Universe and that the quantum field have real, random but well-defined values at every time. We find this problematic since quantum fluctuations are uncertainties and, thus, the only thing they can provide is the range of the most probable values (together with Born's rule) if a measurement is made. **Quantum fluctuations are not equivalent to inhomogeneities.**

3. Continuous Spontaneous Localization

The Continuous Spontaneous Localization model consists of a non linear modification of the Schrödinger equation, to which a stochastic term is added. This model is a generalization of the previously proposed Quantum Mechanics of Spontaneous Localization (QMSL), or GRW model after its authors (Ghirardi, Rimini and Weber) (Ghirardi et al., 1986). As the name

suggests, in CSL the collapse of the wave function occurs continuously, whereas in GRW the collapse is discrete.

CSL has two main equations and their derivation can be found in Pearle (2012). Since we are interested in introducing the CSL mechanism in a cosmological context, we will use an adaptation of them to this scenario. The first equation is a modification of the Schrödinger equation to which a non-linear stochastic term is added. The modified evolution equation is:

$$|\Phi,\eta\rangle = \hat{\mathcal{T}}\exp\left\{\int_\tau^\eta d\eta\int d^3x\sqrt{|g|}\left[-i\hat{\mathcal{H}} - \frac{1}{4\lambda}(W(\eta,\mathbf{x})-2\lambda\hat{C}(\eta,\mathbf{x}))^2\right]\right\}|\Phi,\tau\rangle. \quad (3)$$

In this expression Φ represents the wavefunction associated with the quantum state of the inhomogeneous part of the inflaton field, $d\eta d^3x\sqrt{|g|}$ is the 4-volume of the background Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) metric, $\tau\to-\infty$ the conformal time at the beginning of inflation and $\hat{\mathcal{H}}$ is the Hamiltonian density of the system such that $\hat{H}=\int d^3x\hat{\mathcal{H}}$. $\hat{C}$ is the collapse operator to which one of its eigenstates will collapse the system. λ represents the collapse rate and characterizes the *amplification mechanism* of the theory, that is, the collapse being rare for microscopic systems as expected by standard Quantum Mechanics, and increasing this effect to the level of being notable for systems with enough energy to be considered macroscopic. The choices for these two terms will be discussed in the Sect. 4. W is a scalar white noise field and its probability rule in this case is:

$$P(W)dW = \langle\Phi,\eta|\Phi,\eta\rangle\prod_{\eta'=\tau}^{\eta-d\eta}\frac{|g|^{1/4}dW(\eta',\mathbf{x})}{\sqrt{2\pi\lambda/d\eta}}. \quad (4)$$

Since we are working with conformal time as the time coordinate, we can see that $\sqrt{|g|}=a^4$, with a the usual scale factor in FLRW geometry.

The random nature of W in (3) is needed because the collapse toward an eigenstate of the collapse operator needs to be random, in order to replicate the predictions of Quantum Mechanics. Then, different systems starting each one in the same initial state will evolve toward different eigenstates. We are interested in the evolution of this ensemble of systems and, to describe it, we introduce the density matrix:

$$\hat{\rho}\equiv\int_{-\infty}^{\infty}P(W)dW\frac{|\Phi,\eta\rangle\langle\Phi,\eta|}{\langle\Phi,\eta|\Phi,\eta\rangle}, \quad (5)$$

and, combining this expression with (3) the following evolution equation can be found:

$$\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial\eta} = -i[\hat{H},\hat{\rho}] - \frac{\lambda a^4}{2}\int d^3x[\hat{C},[\hat{C},\hat{\rho}]]. \quad (6)$$

4. Collapse in Inflation

4.1. Semiclassical gravity

In this work we will employ the semiclassical gravity (SCG) framework, as in previous works like (Perez et al., 2006), where the collapse proposal for cosmology was originally introduced. The semiclassical Einstein equations are simply:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G\langle\hat{T}_{\mu\nu}\rangle, \quad (7)$$

with $G_{\mu\nu}$ the Einstein tensor and $\hat{T}_{\mu\nu}$ the energy-momentum tensor. In this model only $\hat{T}_{\mu\nu}$ is quantized and its expectation value acts as source of spacetime curvature. SCG presents two main advantages (León & Bengochea, 2021):

- It is not needed to justify the "quantum-to-classical" transition in the metric as the spacetime is always taken as classical. When including the CSL mechanism the collapse of the wave function is regarded as a physical process happening in time, and then is preferred to admit full spacetime notions.
- It facilitates presenting how the perturbations are born from the wavefunction collapse, since the expectation value of the energy-momentum tensor in SCG yields a geometry that will not be homogeneous and isotropic after the collapse has taken place.

Nevertheless, CSL calculations with the standard quantization of both spacetime metric and matter fields have been done, for example in León & Bengochea (2016) and Palermo et al. (2022). For a complete discussion about the advantages and disadvantages of SCG approach the interested reader can check Bengochea et al. (2020).

4.2. Collapse parameter and operator

As mentioned before, λ represents the collapse rate. Diosi (1984, 1987, 1989) and Penrose (1996) discuss that the collapse mechanism should be a dynamical process related to gravitational interaction. Taking this into account, Bengochea et al. (2020) and León & Bengochea (2021) consider that λ has to be related to the spacetime curvature, and several parameterizations can be considered involving the different mathematical quantities that emerge from the curvature. The simplest choice that we can do is to use the Ricci scalar and, thus, having the following expression:

$$\lambda = \lambda_0\frac{R}{M_P}\simeq\lambda_0\frac{H_I^2}{M_P}, \quad (8)$$

where $\lambda_0\simeq10^{-17}\mathrm{s}^{-1}$ is estimated from laboratory experiments and H_I is the quasi constant Hubble parameter in slow-roll inflation.

Although the simplest, this choice for λ is novel since in previous works like Cañate et al. (2013), León & Bengochea (2016), León & Bengochea (2021) and Palermo et al. (2022) the parameter was not considered as a constant and needed to be properly adjusted in order to be consistent with observations. On the other hand, more sophisticated parameterizations can potentially lead to better predictions for the primordial spectra.

We turn our attention to the collapse operator $\hat{C}$ in (3). Following the criterion of choosing the simplest quantity, we will use the field variable itself, this means the collapse operator will be the inhomogeneous part of the inflaton field:

$$\hat{C}\equiv\delta\hat{\phi}. \quad (9)$$

4.3. Primordial power spectrum

We will show now the relation between the primordial curvature perturbation and the CSL mechanism. For

a complete derivation the reader is invited to see León & Bengochea (2021) and, in particular for this work, Ocampo (2023).

Using the perturbed Einstein equations in the longitudinal gauge (Mukhanov et al., 1992; Mukhanov, 2005), and the definition of the slow-roll parameter ε, we can obtain (León & Bengochea, 2021):

$$\Psi + \mathcal{H}^{-1}\Psi' = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2}}\frac{\langle\hat{y}\rangle}{aM_P}, \tag{10}$$

where Ψ is a scalar field corresponding to the scalar perturbations at first order and, in the longitudinal gauge, represents the curvature perturbation. $\mathcal{H}$ is the comoving Hubble parameter and $\hat{y} = a\delta\hat{\phi}$. This expression is exact, with no approximations made, and relates the quantum expectation value of the matter fields and the classical curvature perturbations. Since the matter fields follow the evolution driven by CSL equation, we have derived an expression that relates the CSL mechanism (present in $\langle\hat{y}\rangle$) to the scalar perturbations of the metric (given by Ψ).

Next, we introduce the Lukash variable (Lukash, 1980), and using the slow-roll approximation, we can relate it to the last expression as follows:

$$\mathcal{R} \simeq \frac{1}{\varepsilon}(\Psi + \mathcal{H}^{-1}\Psi') = \frac{\langle\hat{y}\rangle}{aM_P\sqrt{2\varepsilon}}. \tag{11}$$

The variable $\mathcal{R}$ also represents, in the comoving gauge, the curvature perturbation. The associated scalar power spectrum is defined in Fourier space as:

$$\overline{\mathcal{R}_{\mathbf{k}}\mathcal{R}^*_{\mathbf{q}}} \equiv \frac{2\pi^2}{k^3}\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k)\delta(\mathbf{k}-\mathbf{q}), \tag{12}$$

where the bar indicates an ensemble average over the field $\mathcal{R}_{\mathbf{k}}$. Since $\mathcal{R}$ is a gauge invariant quantity, we can compute it in the Newtonian gauge and then switch to the comoving gauge in order to compute the resultant power spectrum. This will be:

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k)\delta(\mathbf{k}-\mathbf{q}) = \frac{k^3}{4\pi^2\varepsilon M_P^2 a^2}\overline{\langle\hat{y}_{\mathbf{k}}\rangle\langle\hat{y}_{\mathbf{q}}\rangle^*}. \tag{13}$$

Finally, using the CSL parameter and operator chosen in the previous section, we can obtain the following expression for the scalar power spectrum (Ocampo, 2023):

$$P_{\mathcal{R}}(k) \approx \frac{H_I^2}{8\pi^2\varepsilon M_P^2}\left(1 - \frac{4\lambda_0\pi}{M_P}\right), \tag{14}$$

this means, the same standard Harrison-Zel'dovich spectrum plus a factor dependent of λ_0. This factor, in Planck units, results $\lambda_0 \simeq 10^{-61}M_P$ and, thus, we can neglect it recovering (1).

5. Conclusions

In this work we discussed the measurement problem in Quantum Physics and its relevance to the cosmological scenario, in which the lack of an external observer for the early Universe (or even a good definition for a measurement) leads to a problem for breaking the primordial symmetries. We explained why we find the standard approach unsatisfactory due to the inappropriate treatment of quantum uncertainties as physical inhomogeneities.

Then, we introduced the CSL model which incorporates an objective collapse mechanism for the wavefunction and chose the simplest options for the collapse rate parameter λ and the collapse operator $\hat{C}$. With these choices we computed the primordial scalar power spectrum, obtaining an equal expression to the traditional one. This means that the CSL mechanism provides a plausible explanation for the quantum origin for the primordial perturbations and, with even the simplest parameterization, can lead to a spectrum consistent with observations.

References

Bell J.S., 1981, Oxford University Press, 611–637
Bell J.S., 1982, Foundations of Physics, 12, 989
Bengochea G.R., 2020, Revista Mexicana de Física E, 17, 263–271
Bengochea G.R., et al., 2020, The European Physical Journal C, 80
Cañate P., Pearle P., Sudarsky D., 2013, Physical Review D, 87
Diosi L., 1984, Phys. Lett. A, 105, 199
Diosi L., 1987, Phys. Lett. A, 120, 377
Diosi L., 1989, Phys. Rev. A, 40, 1165
Ghirardi G.C., Rimini A., Weber T., 1986, PhRvD, 34, 470
Guth A.H., 1981, Phys. Rev. D, 23, 347
Harrison E.R., 1970, Phys. Rev. D, 1, 2726
Hartle J.B., 1993, arXiv e-prints, gr-qc/9304006
Landau S., León G., Sudarsky D., 2013, Phys. Rev. D, 88, 023526
León G., Bengochea G.R., 2016, European Physical Journal C, 76, 29
León G., Bengochea G.R., 2021, European Physical Journal C, 81, 1055
Lukash V.N., 1980, Sov. Phys. JETP, 52, 807
Maudlin T., 1995, Topoi, 14, 7
Mukhanov V., 2005, *Physical Foundations of Cosmology*
Mukhanov V.F., Feldman H.A., Brandenberger R.H., 1992, PhR, 215, 203
Norsen T., 2017, *Foundations of Quantum Mechanics: An Exploration of the Physical Meaning of Quantum Theory*
Ocampo M.M., 2023, Explorando la transición cuántico-clásica de las perturbaciones primordiales durante la época inflacionaria del universo
Okon E., 2014, Revista mexicana de física E, 60, 130
Palermo O., et al., 2022, Eur. Phys. J. C, 82, 1146
Pearle P., 1976, Phys. Rev. D, 13, 857
Pearle P., 1989, Phys. Rev. A, 39, 2277
Pearle P., 2012, arXiv e-prints, arXiv:1209.5082
Penrose R., 1989, *The emperor's new mind. Concerning computers, minds and laws of physics*
Penrose R., 1996, Gen. Rel. Grav., 28, 581
Perez A., Sahlmann H., Sudarsky D., 2006, Classical and Quantum Gravity, 23, 2317
Planck Collaboration, et al., 2020, A&A, 641, A6
Sachs R.K., Wolfe A.M., 1967, ApJ, 147, 73
Schlosshauer-Selbach M., 2007, *Decoherence and the Quantum-To-Classical Transition*
Sriramkumar L., 2009, arXiv e-prints, arXiv:0904.4584
Sudarsky D., 2011, Int. J. Mod. Phys. D, 20, 509
Zel'dovich Y.B., 1972, MNRAS, 160, 1P

How spectral fittings of stellar clusters are affected by the wavelength range used

L.R. Vega-Neme[1,2] & A.V. Ahumada[1,3]

[1] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 05 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Star clusters (SCs) are excellent laboratories to test stellar populations, as well as to determine their key properties such as age (t) and metallicity ([Fe/H]). For distant (extragalactic) SCs only integrated spectra are available, and one of the most powerful methods to study these properties is through synthesis modeling. Although this method is very useful, there are several limitations in the results of the models based on spectral synthesis. Here we apply this technique to spectra of Large Magellanic Cloud Star Clusters for different spectral coverage using the synthesis code `Starlight`, in order to explore the dependence of the stellar population parameters with the wavelength ranges used.

Abstract / Los cúmulos estelares (CE) son excelentes laboratorios para estudiar las poblaciones estelares, y para determinar sus propiedades principales como edad (t) y metalicidad ([Fe/H]). Para CE distantes (extragalácticos) se dispone sólo de espectros integrados, y uno de los métodos más poderosos para estudiar estas propiedades es a través de la síntesis espectral. Aunque este método es de gran utilidad, existen varias limitaciones de los resultados basados en la síntesis espectral. Aplicamos esta técnica a espectros de cúmulos estelares de la Nube Mayor de Magallanes para diferentes regiones espectrales usando el código `Starlight`, a fin de explorar la dependencia de los parámetros de las poblaciones estelares con el rango espectral adoptado.

Keywords / Magellanic Clouds — galaxies: star clusters: general — techniques: spectroscopic — methods: data analysis

1. Background and Goals

Stellar clusters (SC) are among the most natural laboratories to study the evolution of stars and stellar populations. To infer their main properties such as age and metallicity, color-magnitude diagrams are very useful when individual stars are identified. On the other hand, integrated light could offer the opportunity of measure spectral indices and colors. The advent of evolutionary synthesis models allowed to fit the observed integrated spectra in all the spectral range available, thus differentiating from the methods which involved only certain wavelength or indices. This is a powerful technique since it is possible to infer the stellar populations involved as well as their global properties (Cid Fernandes et al., 2005). Although the spectral synthesis was widely used to study the stellar populations of normal and active galaxies (Vega Neme, 2009), it was little used in SC spectra (Ahumada et al., 2019).

Although its availability to study stellar populations, the spectral synthesis has a not-so-obvious limitation, related to the spectral range used, which could give false determinations of age, metallicity and/or extinction. The motivation for this behaviour is that for limited wavelength coverage the models with different metallicity could provide statistically indistinguishable fits (Cid Fernandes & González Delgado, 2010). This situation is particularly critical when using only the blue spectral range, and becomes more important for older stellar populations.

To analyse this behaviour in detail, we apply spectral synthesis to a sample of SC spectra by varying the spectral coverage in the fittings. This way, we explore the dependence of the stellar population parameters with the wavelength ranges used. Here, we present our results of this methodology for the SC NGC 2136 located in the Large Magellanic Cloud (LMC).

2. Spectral Synthesis

We took spectra from the WiFeS Atlas of Galactic Globular cluster Spectra (WAGGS; Usher et al., 2017), which contains spectra of 64 Milky Way and 3 Fornax globular clusters, plus 14 LMC and 5 Small Magellanic Cloud (SMC) SC. WAGGS observations correspond to integrated spectra of the central 25x38 arcsec region of the clusters in 5 gratings at R=6800. We gathered all the spectral information into one single spectrum per object, resulting in a wavelength coverage of 3450 Å - 7450 Å. From these object, we choose NGC 2136 to apply our method. This is a SC located at the outskirts of the LMC (Figure 1).

✉ *Contact* / luisveganeme@gmail.com

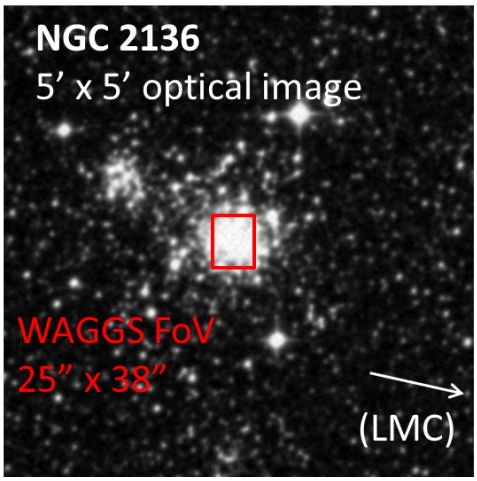


Fig. 1. Optical image of SC NGC 2136. North is up and East to the left. WAAGS FoV is marked by a red rectangle.

We use the spectral synthesis code `STARLIGHT` (Cid Fernandes et al., 2005) which combines theoretical Simple Stellar Populations (SSP) to model the observed spectra. This robust code was widely used for recovering the star formation history of galaxies, but only few times was applied to star clusters. The free parameters to fit are M_λ, t, A_V, and *[Fe/H]*. The formal combination of SSPs is performed as

$$M_\lambda = M_{\lambda_0} \left[\sum_{j=1}^{N_\star} x_j b_{j,\lambda} r_\lambda \right] \otimes G(v_\star, \sigma_\star) \quad (1)$$

where M_{λ_0} is the modeled flux at normalization wavelength λ_0, $N_\star$ is the number of components in the base of SSPs, x_j are the relative contributions of each SSP, $b_{j,\lambda} \equiv L_j(\lambda)/L_j(\lambda_0)$ is the spectrum of the j^{th} SSP normalized at λ_0, $r_\lambda = 10^{-0.4(A_\lambda - A_{\lambda_0})}$ is the reddening term, A_λ is the extinction law (Cardelli et al., 1989), and $G(v_\star, \sigma_\star)$ is a gaussian centered in velocity $v_\star$ with a velocity dispersion $\sigma_\star$. This latter term accounts for possible shift and broadening of the spectrum, but it is only important when dealing with massive systems (e.g. galaxies' bulges), which is not our case. The best model is found according to minimization:

$$\chi^2 \equiv \sum_{\lambda_i}^{\lambda_f} [O(\lambda) - M(\lambda)]^2 . \omega(\lambda)^2 \quad (2)$$

where $O(\lambda)$ is the observed spectrum, $\omega(\lambda)$ is a weight term (a zero value is used for masking; see below), and λ_i and λ_f are the initial and final wavelengths to fit, respectively.

The most usual base of SSPs comprises 150 spectra corresponding to 25 ages and 6 metallicities (Base "BC03"; after (Bruzual & Charlot, 2003)), which was built to take into account all possible values of age (from 10^5 to $2{\times}10^{10}$ yr) and metallicity (from -2.5 to 0.4). However, when dealing with SC, there is no need to include those SSP for which we know somehow they are not present. This is not an arbitrary decision: for instance, the inclusion of very young and/or metal-rich populations in globular clusters fittings would only oversample the SSPs and add erroneous estimates of the real properties of the object, besides being time-consuming runs. This sort of statistical noise could easily be avoided by using a sub-sample of BC03 base by choosing more "astrophysically important" SSPs, based on the previous estimates of the SC available in WAGGS sample (Usher et al., 2017). We thus made a customized base comprising ages from 10^6 to 10^9 yr and with solar, LMC and SMC metallicities.

To explore the dependence of the stellar population parameters with wavelength, we fit the spectra in certain ranges, increasing the coverage at steps of 100 Å from 3700 Å to 7000 Å, with a minimum initial range of 500 Å, thus performing $[29{\times}(29{+}1)/2] = 435$ fits per cluster according to the following scheme:

3700-4200				
3700-4300	3800-4300			
3700-4400	3800-4400	.		
3700-4500	3800-4500	..		
....	...	..	6400-6900	
3700-7000	3800-7000	..	6400-7000	6500-7000
(29 fits)	(28 fits)	..	(2 fits)	(1 fit)

The selection of the spectral regions to fit are done by masking the wavelengths outside of these regions. For instance, when fitting 3700 Å - 4400 Å we actually mask all data in 3450 Å - 3700 Å and 4400 Å - 7450 Å as WAGGS spectra goes from 3450 Å to 7450 Å. This is done by properly selecting $\omega(\lambda)$=0 in Eq. 2.

Finally, for each spectral range we obtain the mean values of age and metallicity by averaging over the SSPs parameters involved in the fits, by performing

$$< log(t) > \equiv \sum_{j=1}^{N} x_j \times (log(t_j)) \quad (3)$$

$$< [Fe/H] > \equiv \sum_{j=1}^{N} x_j \times ([Fe/H]_j). \quad (4)$$

3. Results

We applied the strategy described in the former section to NGC 2136. Figure 2 shows the fits with beginning wavelength in 4000Å covering just the blue part and the red part of the spectrum, respectively, along with some data derived from the synthesis. The extension of the fits outside the range (to the blue and red limits of the models) are shown to visualize the quality of the global fit, which in some cases are far from the observed spectrum, giving large global residues, despite the (local) good fit.

Figure 3 shows the behaviour of the age and [Fe/H] obtained for different ranges. The reference values

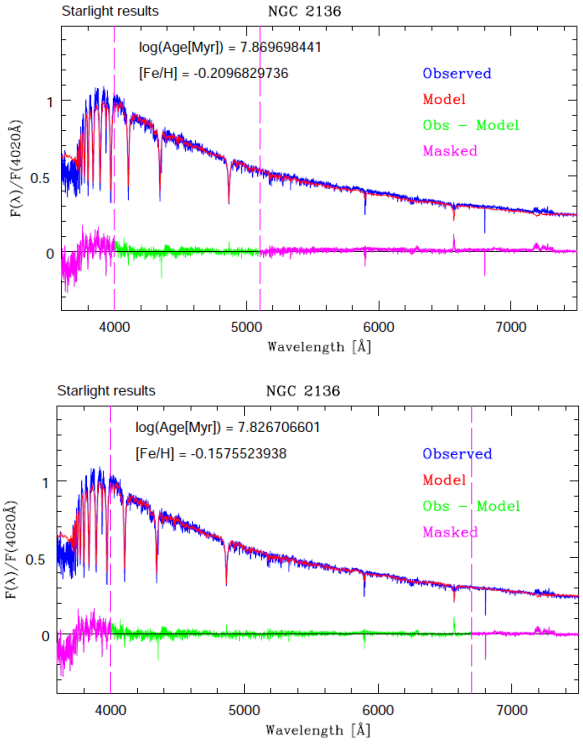


Fig. 2. Examples of fits with `Starlight` to the blue (*uppper panel*) and to blue+red (*bottom panel*) spectral regions.

(horizontal lines) for each parameter are taken from WAGGS. The colors denotes fittings with different starting wavelengths. Typical uncertainties are 0.1dex in log(age) and 0.2 in [Fe/H] (González Delgado & Cid Fernandes, 2010). In these plots, the examples mentioned in Figure 2 correspond to the blue line of Figure 3, i.e., λ_i=4000 Å. For these fittings, the resulting mean age and metallicity show no appreciable variation, regardless the covering region as long as the blue part is included. For the SC of our example, when considering λ_i=4000 Å the derived mean log(age)∼7.8 and [Fe/H]∼-0.15 are near and above the reference (literature) values, log(age)=7.8 and [Fe/H]=-0.37, respectively.

On the other hand, the results are different for the red spectral region (Figure 4): we obtained that the mean age and metallicity could be severely underestimated when the blue range is not included. This is evident for instance in the fittings with λ_i=5500 Å (red line) for which the mean log(age) and [Fe/H] decreases to ∼7 and ∼-0.6, respectively (see bottom right locii of Figure 3). Thus, we see that if only the red part is taken into account, some age and [Fe/H] sensitive absorption features are not considered, such as Hβ or Mg I lines: in this case the fit does not represent the global behavior despite the technical fact that the local residue is small.

References

Ahumada A.V., et al., 2019, PASP, 131, 024101

Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000

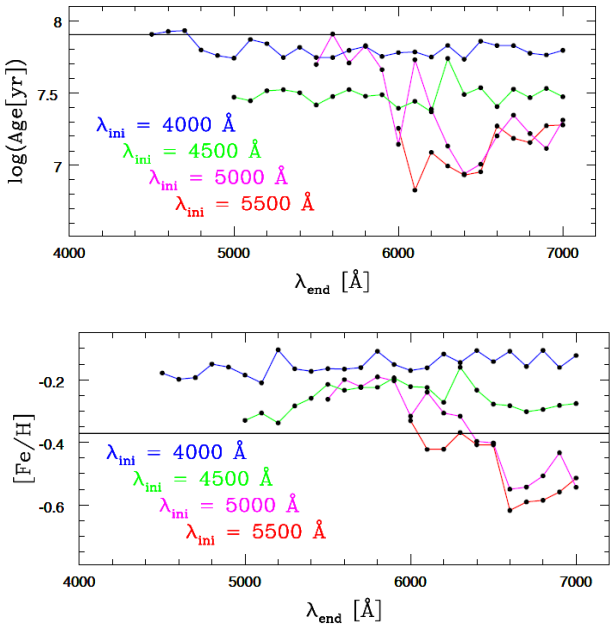


Fig. 3. Behaviour of mean log(age) (*upper panel*) and [Fe/H] (*bottom panel*) derived from `Starlight` fits applied to different spectral regions of NGC 2136. Each line connect values from different spectral range, beginning with λ_i and ending at λ_f, according to the scheme described in the text.

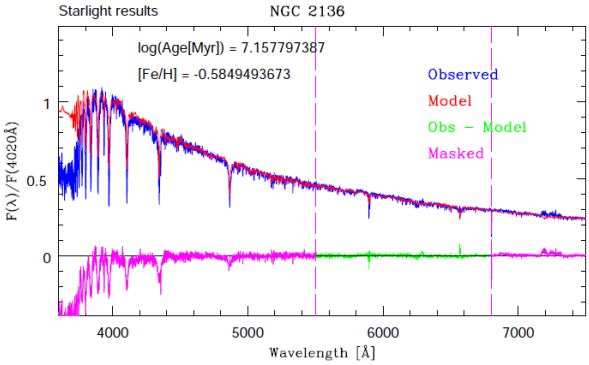


Fig. 4. Same as Figure 2 but for red spectral region.

Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., 1989, ApJ, 345, 245

Cid Fernandes R., González Delgado R.M., 2010, MNRAS, 403, 780

Cid Fernandes R., et al., 2005, MNRAS, 358, 363

González Delgado R.M., Cid Fernandes R., 2010, MNRAS, 403, 797

Usher C., et al., 2017, MNRAS, 468, 3828

Vega Neme L.R., 2009, *Poblaciones estelares y mecanismo de ioniozación en núcleos activos de galaxias*, Ph.D. thesis, National University of Cordoba, Argentina

WAGGS; Usher C., et al., 2017, MNRAS, 468, 3828

Chemical properties of galaxy baryons as a function of halo mass in a ΛCDM cosmology

Y.D. Burrafato[1,2,3], M.E. De Rossi[2,3], S.E. Grimozzi[2,3], M.S. Nakwacki[4], M.C. Tomasini[1], L.J. Zenocratti[5,6] & M.C. Zerbo[2,3,5]

[1] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[2] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[4] *Universidad de Buenos Aires, Argentina*
[5] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[6] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 30 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Las abundancias químicas de las componentes bariónicas de las galaxias codifican información crucial sobre la formación y evolución de las estructuras en el Universo. Mediante simulaciones numéricas cosmológicas, analizamos la evolución química de galaxias que habitan halos de diferentes masas, considerando diferentes modelos de *feedback* de supernovas (SN) y núcleos galácticos activos (AGN, por sus siglas en inglés). A corrimiento al rojo $z = 0$, encontramos una correlación despreciable entre las masas de los halos y las abundancias químicas globales de los bariones contenidos en galaxias dentro de dichos halos. Por otro lado, las abundancias correspondientes a diferentes elementos químicos correlacionan fuertemente entre sí. Para halos de una masa dada, hay una evolución química significativa de las galaxias huéspedes con z, en el sentido de que los bariones contenidos en galaxias estaban menos enriquecidos químicamente en el pasado. Tal evolución química es más fuerte para halos de baja masa. Nuestros hallazgos sugieren que el *feedback* de SN y AGN puede tener un impacto significativo en las propiedades químicas de las estrellas y el gas dentro de las galaxias centrales de los halos.

Abstract / The chemical abundances of the baryonic components of galaxies encode crucial information about the formation and evolution of the structures in the Universe. By using numerical cosmological simulations, we analyse the chemical evolution of galaxies inhabiting halos of different masses, considering different models for supernova (SN) and active galactic nuclei (AGN) feedback. At redshift $z = 0$, we found a negligible correlation between the masses of halos and the global chemical abundances associated to galaxy baryons within such halos. On the other hand, abundances corresponding to different chemical elements strongly correlate with each other. At a given halo mass, there is a significant chemical evolution of galaxies with z, in the sense that galaxy baryons were less chemically enriched in the past. A stronger chemical evolution is obtained for low mass halos. Our findings suggest that SN and AGN feedback can have a significant impact on the chemical properties of stars and gas within halo central galaxies.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: halos — cosmology: theory

1. Introduction

Given the complexity of the physical processes involved in the evolution of galaxies, it is not easy to elucidate the origin of the different populations of galaxies observed in the Universe. However, by contrasting observed galaxy properties with appropriate theoretical models, it could be possible to infer evolutionary scenarios for such systems. In this context, the chemical abundances of galaxies have been shown to be important tracers of the formation process and evolution of these objects. For this reason, the study of the chemical evolution of galaxies has become, currently, in a research area of great activity and growing interest (see, e.g., Finlator 2017 and Maiolino & Mannucci 2019, for reviews).

Despite the great diversity of physical mechanisms that can affect the general population of galaxies, observational and theoretical works agree that chemical abundances of the gaseous and stellar components of all of them, not only correlate with each other, but also present marked dependencies with other fundamental properties of these systems. And, even more, the characterization of such relationships, at different redshifts (z) and in different environments, has proven to be extremely useful in constraining the plausible evolutionary paths of different populations of galaxies. In particular, the relationship between the stellar mass ($M_\star$) and the (gas-phase and stellar) metallicity (hereafter, MZR) of galaxies has been a matter of intense investigation during the last decades, both from the observational and theoretical points of view (e.g. Tremonti et al., 2004; Gallazzi et al., 2005; Lara-López et al., 2010; De Rossi et al., 2017; Maiolino & Mannucci, 2019; Torrey et al., 2019). At low masses, supernova (SN) feedback and gas accretion seem to play a major role in shaping the MZR

✉ *Contact* / mariaemilia.dr@gmail.com

Research article

(e.g. Zenocratti et al., 2022), while the high-$M_\star$ end of the relation can be significantly affected by galaxy mergers and active galactic nuclei (AGN) activity (e.g. Zenocratti et al., 2020; De Rossi et al., 2023). Environmental effects could also play a significant influence on the metal content of satellites orbiting massive dark matter halos (e.g. Bahé et al., 2017). In this sense, there are still many open issues regarding the main processes that determine the metal evolution of galaxy baryons in different environments.

In this article, we present preliminary results of a project aimed at characterizing the global chemical evolution of galaxies as a function of their host halo mass. By using the Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments (EAGLE) numerical cosmological simulations, we analyse the chemical evolution of galaxies inhabiting halos of different masses, considering different models for SN and AGN feedback. We pay particular attention to the connection between the metallicity of different baryonic phases in galaxies (e.g. stars vs. gas), and try to determine the existence of scaling relations between them.

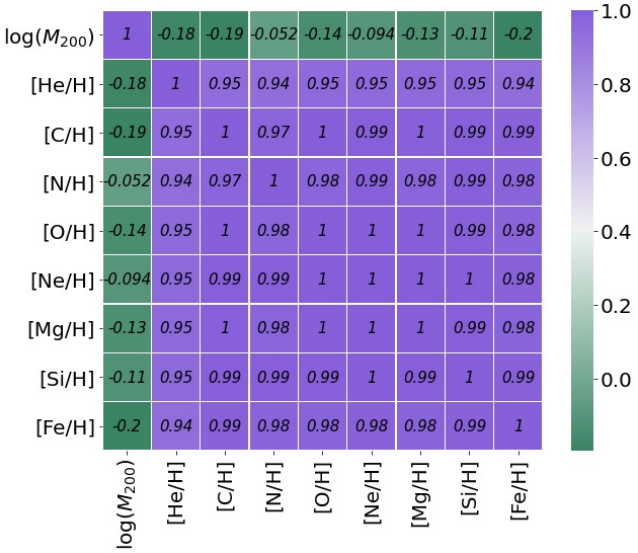


Fig. 1. Correlation matrix of halo mass (M_{200}) and chemical abundances associated to galaxy baryons inside different halos. Results correspond to $z = 0$ systems in the Ref-L50N752 simulation.

2. Simulations and galaxy sample

The EAGLE suite includes cosmological hydrodynamical simulations (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015) which adopt a ΛCDM cosmology: $\Omega_\Lambda = 0.693$, $\Omega_\mathrm{m} = 0.307$, $\Omega_\mathrm{b} = 0.04825$ and $h = 0.6777$ (Planck Collaboration et al., 2014). They were run in cubic, periodic volumes of side-lengths ranging from 25 to 100 comoving Mpc, including relevant physical processes affecting the evolution of galaxies, such as radiative cooling of gas, star formation, chemical enrichment of baryons, SN and AGN feedback, among others. Data generated with these simulations (both galaxy and particle catalogues) are publicly available⋆.

In this work, we explore intermediate-resolution simulations within the EAGLE suite, which adopt different feedback prescriptions. Simulations that evaluate variations in the AGN (SN) feedback implementation were *only* run within cubic boxes of side-lengths of $L = 50$ ($L = 25$) comoving Mpc, considering 752^3 (376^3) initial particles per type (i.e. baryonic or dark-matter particles). Models corresponding to weak, reference and strong SN feedback efficiency are tested with the so-called WeakFB-, Ref- and StrongFB-L25N376 simulations, respectively. Models associated with no AGN, reference and a higher AGN feedback impact are explored with the so-called NoAGN-, Ref- and AGNdT9-L50N752 simulations. For the latter simulation, AGN feedback drives a higher gas temperature increase than for the reference model. The reference model is the only one calibrated to reproduce some observations, whereas other models are only used for studying feedback effects. For more details about this set of simulations, the reader is referred to Schaye et al. (2015) and Crain et al. (2015).

The identification of simulated galaxies was performed previously with the well-known FRIENDS-OF-FRIENDS (FOF) technique (Davis et al., 1985) to find dark matter halos, combined with the SUBFIND algorithm (Springel, 2005; Dolag et al., 2009) to find subhalos that will host simulated galaxies. Several SUBFIND substructures can belong to a given FOF group. The central galaxy of the latter is defined as the substructure that contains the particle with the lowest value of the gravitational potential, while the remaining ones are considered satellites. Unless otherwise specified, our sample includes both central and satellite galaxies with $M_\star > 10^9$ M$_\odot$.

⋆https://icc.dur.ac.uk/Eagle/

3. Results

3.1. Chemical abundances of galaxy baryons in halos of different masses

In this section, we evaluate the chemical properties of galaxies obtained from the EAGLE reference model, which, as mentioned before, was calibrated to reproduce observational data (see Schaye et al. 2015, for details). For the sake of clarity, we focus on the simulation Ref-L50N752, which was run considering a larger cosmological volume (and, hence, leads to a more complete galaxy sample) than the simulation Ref-L25N376. Nevertheless, we note that the trends predicted from both simulations are consistent.

For each dark matter halo with virial mass M_{200}⋆⋆, we calculated the accumulated mass of different chemical elements (H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, Fe) within galaxies. Fig. 1 shows the correlation matrix for the derived chemical abundances and M_{200} at redshift $z = 0$,

⋆⋆The halo mass $M_h \equiv M_{200}$ is defined as the total mass within the radius R_{200}, which is the physical radius within which the mean internal density is 200 times the critical density of the Universe, centred on the dark matter particle of the corresponding FOF halo with the minimum gravitational potential.

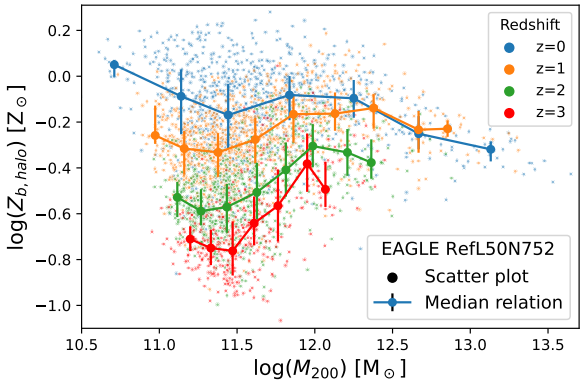


Fig. 2. Metal enrichment of baryons within the galaxies of halos ($Z_{\rm b,halo}$, see text for details) as a function of the host halo mass, at different z. Results correspond to Ref-L50N752 simulation.

in the particular case of Ref-L50N752 simulation. It is clear that there is a strong correlation between all chemical abundances, as expected. On the other hand, the absolute values of the correlation coefficients between the considered chemical abundances and M_{200} are low. Thus, at least at $z = 0$, the chemical abundances associated to baryons within galaxies seem not to be determined by their host halo masses.

In order to characterize the global chemical enrichment of galaxy baryons inside a given halo, we define the parameter $Z_{\rm b,halo}$ as the metallicity associated to the accumulated baryonic mass within galaxies inside such halo:

$$Z_{\rm b,halo} = \frac{\sum_i M_{{\rm b},Z,i}}{\sum_i M_{{\rm b},i}}, \quad (1)$$

where $M_{{\rm b},Z,i}$ is the total mass in metals (i.e. in all chemical elements heavier than He) associated to a galaxy i hosted by the halo and $M_{{\rm b},i}$ is the total baryonic mass corresponding to such galaxy i. The summation extends over all galaxies (i) located within a given halo. Fig. 2 shows that the $M_{200} - Z_{\rm b,halo}$ relation evolves with time, both in shape and normalization. A stronger evolution is seen in less massive halos, which show an increase of ~ 0.7 dex since $z \approx 3$ up to $z \approx 0$. Interestingly, $Z_{\rm b,halo}$ tends to increase towards lower M_{200} at all z, the causes of which are part of an on-going investigation. As noted before, no clear trend with M_{200} is obtained at $z = 0$. On the other hand, at $z \gtrsim 1$, $Z_{\rm b,halo}$ seems to increase as M_{200} increases in the range $\sim 10^{11.3-12.0}$ M$_\odot$, with a stronger trend towards higher z. At lower z, $Z_{\rm b,halo}$ seems to flatten or even slightly decrease as M_{200} increases above $\sim 10^{12.0}$ M$_\odot$. Such decrease in the metal content of halos could be dominated by a decrease in the metal content of the baryons associated to the most massive central galaxies. As shown by De Rossi et al. (2017), AGN feedback drives a metallicity decrease of most massive galaxies in EAGLE simulations.

3.2. The special case of central galaxies

In order to obtain more insights into the dominant physical process affecting simulated halos, we separated our galaxy sample in central and satellite systems. Here, we present our preliminary results for the former objects, while the analysis of satellites is part of an on-going work.

Following De Rossi et al. (2017), we analysed the metallicity of central galaxies with stellar masses $M_\star > 10^9$ M$_\odot$, considering three baryonic phases: the stellar metallicity ($Z_\star$), the metallicity of the star-forming (SF) gas ($Z_{\rm SFgas}$) and the metallicity of the non star-forming (NSF) gas ($Z_{\rm NSFgas}$).***.

In the left panel of Fig. 3, we compare results from simulations WeakFB- and StrongFB-L25N376. In the right panel of Fig. 3, we compare results from simulations NoAGN- and AGNdT9-L50N752. It is clear that feedback processes strongly affect the metal content of central galaxies. Both, a stronger SN feedback or a higher AGN feedback impact, lead to a significant decrease in the global stellar and SF gas metallicity. On the other hand, the metallicity of the NSF gas seems to be more affected by SN feedback. In a future work, we will explore how such effects depend on the halo mass.

4. Conclusions

We studied the chemical enrichment of baryons within simulated galaxies residing in dark matter halos with different masses.

Our main results can be summarized as:

- At $z = 0$, there is a negligible correlation between host halo masses and the considered global chemical abundances associated to galaxies inhabiting such halos.
- At a given halo mass, there is a significant chemical evolution of galaxies with z.
- SN and AGN feedback have a significant impact on the chemical properties of stars and gas within halo central galaxies.

At the moment, we are extending our analysis of feedback effects to satellite galaxies. We are also exploring the dependence of feedback effects on halo mass, trying to address if the lower metallicities associated to the most massive halos at $z = 0$ can be associated to AGN feedback effects.

All authors contributed equally to this work.

Acknowledgements: We thank the referee of this article for a constructive report. YDB thanks *Asociación Argentina de Astronomía* for having been awarded with a grant, which partially supported this project. We acknowledge funding from *Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación* (Agencia I+D+i, PICT-2021-GRF-TI-00290), Argentina. We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The EAGLE simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie

***In EAGLE simulations, the SF gas phase is defined by the gas particles that satisfy the conditions required for star formation, according to eq. 1 in Schaye et al. (2015).

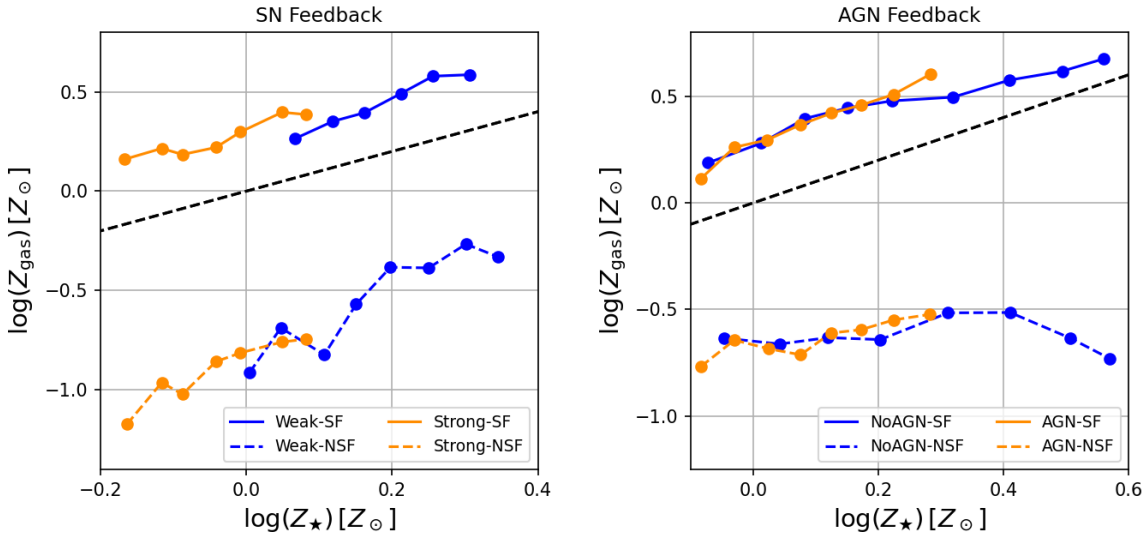


Fig. 3. Gas metallicity as a function of stellar metallicity of central galaxies for different feedback models. *Left panel*: comparison between results of a Weak (blue) and Strong (orange) SN feedback model, corresponding to simulations WeakFB- and StrongFB-L25N376, respectively. *Right panel*: comparison between results of a model without AGN feedback (blue) and a model associated with a stronger AGN feedback impact (orange), corresponding to simulations NoAGN- and AGNdT9-L50N752, respectively. The dashed black line depicts the identity relation. Median relations corresponding to the SF (NSF) gas are shown with solid (dashed) lines.

based in France at TGCC, CEA, Bruyères-le-Châtel. This work used the DiRAC@Durham facility managed by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk). The equipment was funded by BEIS capital funding via STFC capital grants ST/P002293/1, ST/R002371/1 and ST/S002502/1, Durham University and STFC operations grant ST/R000832/1. DiRAC is part of the National e-Infrastructure.

References

Bahé Y.M., et al., 2017, MNRAS, 464, 508
Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
Davis M., et al., 1985, ApJ, 292, 371
De Rossi M.E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354
De Rossi M.E., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 232
Dolag K., et al., 2009, MNRAS, 399, 497
Finlator K., 2017, A. Fox, R. Davé (Eds.), *Gas Accretion onto Galaxies*, *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 430, 221
Gallazzi A., et al., 2005, MNRAS, 362, 41
Lara-López M.A., et al., 2010, A&A, 519, A31
Maiolino R., Mannucci F., 2019, A&A Rv, 27, 3
Planck Collaboration, et al., 2014, A&A, 571, A1
Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
Torrey P., et al., 2019, MNRAS, 484, 5587
Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898
Zenocratti L.J., et al., 2020, MNRAS, 496, L33
Zenocratti L.J., et al., 2022, MNRAS, 512, 6164

La corriente estelar de Sagitario inmersa en un halo de materia oscura fermiónica

S. Collazo[1,2], M.F. Mestre[2] & C.R. Argüelles[2,3]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *International Center for Relativistic Astrophysics Network, Italia*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 05 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Bajo el supuesto de que la materia oscura es una partícula fermiónica neutra distribuida a escalas galácticas según el modelo Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR), se evaluó si un modelo de física de primeros principios como este es capaz de reproducir las observaciones 6D de la corriente estelar de Sagitario que orbita en la Vía Láctea. La predicción de esta corriente estelar (es decir, brazo anterior, brazo posterior y cuerpo principal) se realizó utilizando un algoritmo de *spray*, dentro del cual se definieron los componentes bariónicos y de materia oscura tanto del huésped como del progenitor. En un escenario como este, se demuestra que un modelo de halo fermiónico en simetría esférica es capaz de reproducir las características principales de la corriente estelar.

Abstract / Under the assumption that dark matter is a neutral fermionic particle distributed on galactic scales according to the Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR) model, it was evaluated whether a first principle physics model of this kind is capable of reproducing the 6D observations of the stellar stream of Sagittarius orbiting the Milky Way. The prediction of this stellar stream (i.e. leading arm, trailing arm and main body) was carried out using a *spray* algorithm, within which the baryonic and dark mass components of the host and progenitor were defined. Under a scenario like this, it is demonstrated that such a spherically symmetric fermionic-halo model is capable of reproducing the main features of the stream.

Keywords / dark matter — Galaxy: halo — galaxies: individual (Milky Way, Sagittarius dSph)

1. Introducción

Las corrientes estelares son excelentes trazadoras del potencial gravitatorio de la Galaxia. Esto se debe, en parte, a que desde hace casi dos décadas se posee acceso a un conjunto completo de datos en el espacio de fases $6D$ de las estrellas que los componen, incluyendo posiciones en la esfera celeste, movimientos propios, velocidades radiales y distancias (ver e.g. Ibata et al., 2020; Mateu, 2023). A su vez, debido a la trayectoria de algunos progenitores, las estrellas eyectadas pueden tener distancias apocéntricas que exceden a aquellas asociadas a los trazadores de la curva de rotación Galáctica, incluso fuera del plano del disco, convirtiendo a las corrientes estelares en buenas trazadoras del potencial gravitatorio de la Vía Láctea a grandes escalas. En particular, la corriente de Sagitario, desde su primer detección en todo el plano del cielo en Majewski et al. (2003a), ha sido un trazador fundamental para poner restricciones a distintos modelos de materia oscura. Estos incluyen desde variantes de modelos provenientes de simulaciones cosmológicas dentro del paradigma de la materia oscura fría (Law et al., 2005), hasta modelos puramente fenomenológicos con simetría triaxial (Law & Majewski, 2010), entre otros.

Sin embargo, como fue remarcado en Law & Majewski (2010), existe una dificultad clara en reconciliar los modelos triaxiales que mejor ajustan los datos con aquellos asociados a la materia oscura fría, limitando el acceso a una comprensión de la naturaleza y masa de esta última. Así, en este trabajo y por primera vez en la literatura, se modelizará la corriente de Sagitario utilizando un modelo de materia oscura basado en física de primeros principios cuyos perfiles de densidad dependen de la masa del candidato de materia oscura e incluyen la naturaleza cuántica de la misma. Este modelo se denomina en la literatura como el modelo RAR (Ruffini et al., 2015), en particular su versión extendida (Argüelles et al., 2018, 2021), el cual modeliza los halos de materia oscura como un sistema autogravitante de fermiones neutros en el marco de la Relatividad General. Muy poca investigación ha sido desarrollada en esta dirección a la fecha, pudiendo citar el trabajo de materia oscura bosónica de Robles et al. (2015) el cual estudió efectos de marea en galaxias enanas hipotéticas como satélites de nuestra Galaxia, sin contrastar con datos reales.

La solución mas general para los perfiles RAR presentan una morfología del tipo *núcleo compacto–halo diluido*, donde el núcleo compacto y denso está gobernado por degeneración fermiónica y puede funcionar como alternativa a los agujeros negros supermasivos en los centros galácticos (Argüelles et al., 2018, 2019). Siendo un perfil semi-analítico proveniente de la integración de ecuaciones de equilibrio, estos halos fermiónicos cubren escalas radiales que van desde fracción de miliparsec (donde los fermiones están en un regímen degene-

✉ *Contacto* / scollazo@fcaglp.unlp.edu.ar Research article

rado) hasta el borde galáctico. El modelo RAR ha sido aplicado a la Vía Láctea, explicando su curva de rotación (Argüelles et al., 2018; Argüelles & Collazo, 2023) y al mismo tiempo, por medio del núcleo compacto de materia oscura, ha podido reproducir las órbitas de las estrellas S que orbitan SgrA* en el centro de nuestra Galaxia (Becerra-Vergara et al., 2021). En este trabajo se mostrará que este modelo de halo de materia oscura, en conjunto con una componente bariónica, pueden reproducir las características principales de la corriente estelar de Sagitario que orbita nuestra Galaxia.

2. Observaciones

Las observaciones utilizadas en este trabajo fueron tomadas de Ibata et al. (2020) y constan de un mapa 6D de las estrellas que componen la corriente estelar eyectada por la galaxia esferoidal enana de Sagitario (Sgr dSph). En el espacio de las velocidades, los datos se componen de las dos componentes del movimiento propio y una componente de velocidad en dirección radial. Los datos correspondientes al espacio de las configuraciones corresponden a las coordenadas cartesianas de 3500 estrellas RR Lyrae. En Ibata et al. (2020) se utilizaron los datos de Gaia *DR2* y se redujeron con la ayuda del algoritmo STREAMFINDER (Malhan & Ibata, 2018). El número de estrellas filtradas resultó ser de $\sim 2\times10^5$. Posteriormente, a la distribución de estrellas en el espacio de las velocidades le ajustaron una función analítica para representar los movimientos propios y las velocidades radiales (ver Ec. (1) de Ibata et al., 2020).

Los datos de las estrellas filtradas se representaron en el sistema de coordenadas heliocéntrico de Sgr, con longitudes y latitudes $(\Lambda_\odot, B_\odot)$, respectivamente. Este sistema se propuso originalmente en Majewski et al. (2003b), aunque en Ibata et al. (2020) se utilizo la convención sugerida por Koposov et al. (2012) de invertir el eje de las latitudes respecto a la definición original. Como resultado, el plano ecuatorial de este sistema de coordenadas tiene como polo norte aquel punto con coordenadas galactocéntricas $(l, b) = (93.8°, 13.5°)$. Por otro lado, se ha elegido la convención de longitudes positivas en la dirección del brazo anterior de la corriente de estrellas, mientras que el origen de las longitudes coincide con el centro del perfil de King ajustado al cuerpo principal del progenitor.

3. Potencial galáctico y algoritmo de *spray*

Se modelará el potencial gravitatorio de la Vía Láctea a través de una componente bariónica y una de materia oscura. La primera está compuesta de un bulbo central tipo esfera de Plummer y dos discos de Miyamoto-Nagai (Miyamoto & Nagai, 1975), correspondientes a un disco fino y un disco grueso. Las fórmulas vienen dadas, respectivamente, por las expresiones:

$$\Phi_{\rm P}(r) = -\frac{GM_{\rm P}}{\sqrt{r^2+b_{\rm P}^2}}, \quad (1)$$

$$\Phi_{\rm MN}(R,z) = -\frac{GM_{\rm MN}}{\sqrt{R^2+\left(a_{\rm MN}+\sqrt{z^2+b_{\rm MN}^2}\right)^2}}. \quad (2)$$

En las fórmulas anteriores, r es la distancia galactocéntrica, R es la distancia radial galactocéntrica, z es la coordenada perpendicular al plano galactocéntrico y $a_{\rm MN}$, $b_{\rm MN}$ y $b_{\rm P}$ son factores de escala. Por otro lado $M_{\rm P}$ y $M_{\rm MN}$ son las masas del bulbo y del disco, respectivamente. Todos los parámetros libres de la componente bariónica fueron tomados de Pouliasis et al. (2017).

Con respecto al halo de materia oscura, se seguirá el modelo enunciado en la introducción (modelo RAR extendido), que consiste en la suposición de que esta componente está formada de un sistema autogravitante de fermiones neutros en un marco general relativista. La descripción detallada del mismo puede seguirse de Argüelles et al. (2018). Lo más importante a destacar es que es un modelo basado en física de primeros principios el cual utiliza un enfoque mecánico estadístico y la definición de una función de distribución del espacio de las fases de granulado grueso para describir el sistema de partículas. Esta función es del tipo Fermi-Dirac e incluye la física del principio de exclusión de Pauli y la evaporación de partículas del sistema. Las ecuaciones a resolver son la ecuación de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) en conjunto con ecuaciones de estado que resultan de integrar la función de distribución en el espacio de momentos. Así, el modelo RAR depende de 4 parámetros libres, que son la masa m del fermión y tres parámetros que describen las propiedades termodinámicas del sistema, a ser el parámetro de degeneración θ_0, el parámetro de energía corte W_0 y el parámetro de temperatura β_0.

El halo de materia oscura de la Vía Láctea consistirá en el modelo RAR ajustado en Becerra-Vergara et al. (2020, 2021) con una masa del fermión de $m = 56$ keV, cuyo perfil de materia oscura, que puede verse en la Fig. 1, desarrolla una morfología tipo *núcleo denso–halo diluido*. El núcleo denso y compacto, que reemplaza a la suposición tradicional de un agujero negro supermasivo, es capaz de reproducir las órbitas de las estrellas del cúmulo S ubicadas en la región de Sgr A* Becerra-Vergara et al. (2021). A su vez, el halo diluido es capaz de reproducir la curva de rotación de la Galaxia.

Por otro lado, se ha demostrado en Gibbons et al. (2014) que la presencia del campo gravitatorio del progenitor en las estrellas eyectadas es necesaria para reproducir correctamente a la corriente de estrellas de Sgr. Por ello, modelaremos al campo gravitatorio del progenitor como el ejercido por una componente bariónica y un halo de materia oscura RAR. El agregar una componente oscura adicional a los bariones fue sugerido en Vasiliev & Belokurov (2020), ya que discuten sobre el hecho de que una componente bariónica sola no es suficiente para poder reproducir todas las observaciones. Así, se utilizará una esfera de Plummer de $M_{\rm P,Sgr} = 10^8$ $\rm M_\odot$ y una longitud de escala de $b_{\rm Sgr} = 0.3$ kpc para modelar a la componente bariónica del progenitor. Con respecto a la distribución de materia oscura del satélite, se considerarán dos puntos del perfil de masa acumulada para ajustar al progenitor una distribución de materia oscura RAR. Estos son $(1.2 \pm 0.6)\cdot 10^8$ $\rm M_\odot$ a 1.55 kpc del centro de Sgr y $(4.5 \pm 0.67)\cdot 10^8$ $\rm M_\odot$ a 4 kpc. El primer dato fue tomado de Walker et al. (2009), mientras que el segundo de Vasiliev & Belokurov (2020). Los valores de los parámetros libres del modelo están detallados en

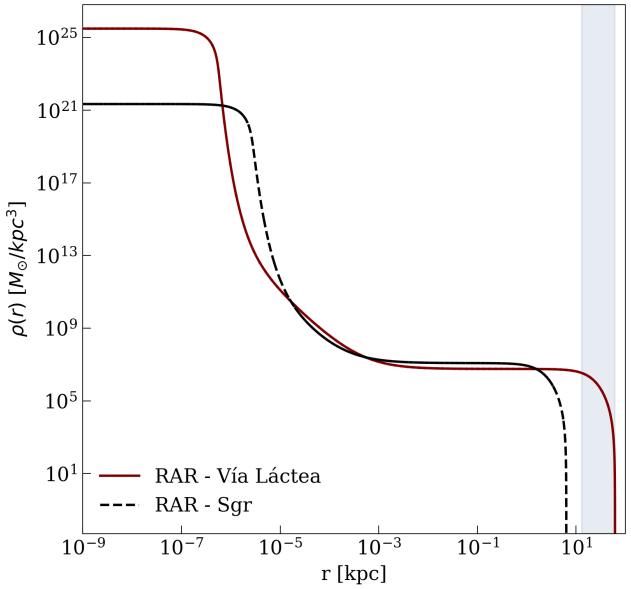


Fig. 1. Perfil de densidad de materia oscura para el halo de la Vía Láctea y el correspondiente a la galaxia de Sagitario, según se indica en el texto principal. En ambos casos, se puede ver la misma morfología, un núcleo compacto de materia oscura en la escala del miliparsec que decae abruptamente para dar lugar al halo diluido. Luego, ambos perfiles caen de manera politrópica en el límite del sistema. La región sombreada corresponde a los límites en donde se mueve el progenitor de la corriente estelar.

Tabla 1. Parámetros libres de los modelos RAR. En el caso del halo de la Vía Láctea, son los parámetros que ajustan las observaciones de las trayectorias de las estrellas del cúmulo S (Becerra-Vergara et al., 2020, 2021). Con respecto a Sgr, estos son los parámetros que ajustan el halo a las mediciones mencionadas en esta sección.

Parámetro	RAR - Vía Láctea	RAR - Sgr
mc^2 [keV]	56	56
θ_0	37.766	31.611
W_0	66.341	56.065
β_0	$1.198 \cdot 10^{-5}$	$2.436 \cdot 10^{-8}$

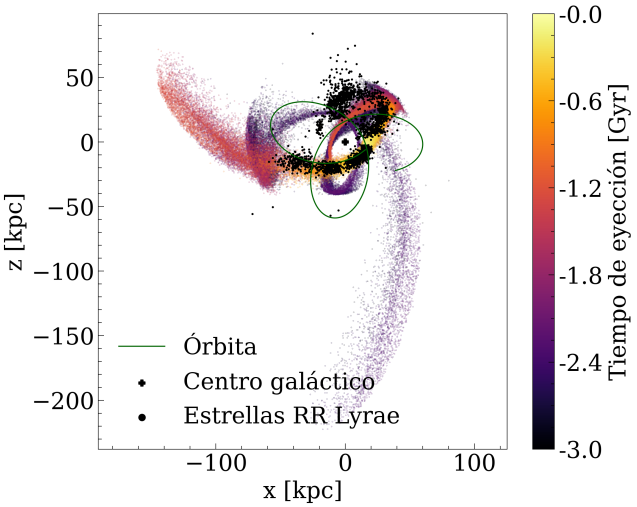


Fig. 2. Corriente estelar de Sgr proyectada en el plano xz del sistema de coordenadas galactocéntrico.

la Tabla 1, implicando una masa total del progenitor de $\approx 9 \times 10^8 M_\odot$.

El algoritmo a utilizar para generar la predicción de la corriente estelar de Sgr será un algoritmo estilo *spray*, el cual es un generador de condiciones iniciales en el espacio de las fases para las estrellas eyectadas del satélite, a medida que este recorre su órbita en torno a la galaxia huésped. La referencia de dicho algoritmo es Gibbons et al. (2014). Se modelará la eyección de las estrellas desde los puntos L1 y L2 de Lagrange, la posición de los cuales, a su vez, será aproximada a una distancia r_t desde el centro del progenitor, en la dirección de la recta que une el centro del satélite con el centro de la Vía Láctea. La variable r_t se conoce como *radio de marea*, y su expresión será tomada del trabajo de Gajda & Łokas (2016). Las estrellas serán eyectadas con una velocidad muestreada aleatoriamente de una distribución gaussiana multivariable, con media igual a la velocidad instantánea del satélite al momento de la eyección, y como dispersión se tomará al tensor de dispersión de velocidades del progenitor, el cual será tomado como isotrópico.

Para llevar a cabo el proceso de eyección, se debe integrar la órbita del progenitor hacia atrás en el tiempo para luego hacerla evolucionar nuevamente hacia el presente, pero esta vez liberando un par de estrellas desde los puntos de Lagrange cada un intervalo fijo de tiempo. Las condiciones iniciales en posición y velocidad del satélite para la integración hacia el pasado fueron tomadas de Gibbons et al. (2014) y Vasiliev & Belokurov (2020). Posteriormente, la órbita de cada estrella liberada es integrada por el algoritmo, en el potencial conjunto de la Vía Láctea y el satélite en movimiento. Se liberarán $\sim 10^5$ estrellas a lo largo de todo el recorrido, cuyas órbitas serán integradas hasta el presente. La configuración final que presenten todas las estrellas eyectadas será la que se analizará en la siguiente sección.

4. Resultados y conclusiones

La corriente estelar eyectada por la galaxia esferoidal enana de Sgr se puede ver en las Figs. 2 a 6. En todas ellas, la barra de color codifica los tiempos de eyección de cada estrella, correspondiendo el 0 al tiempo actual.

Lo más importante a destacar es la capacidad de los halos esféricos de materia oscura fermiónica, en reproducir las características más importantes de la corriente de estrellas, y al mismo tiempo explicar la dinámica de las estrellas S que orbitan el centro Galáctico y la curva de rotación Galáctica. En el espacio de las configuraciones (Figs. 2 y 3), se puede distinguir que la distribución de estrellas eyectadas sigue la misma tendencia que las observaciones. Además, si bien hay algunas diferencias, hay que recordar que el número de estrellas RR Lyrae es mucho menor al de estrellas eyectadas con el algoritmo de spray.

Con respecto al espacio de las velocidades, se puede ver en las Figs. 4–6 como el brazo anterior de la corriente ($\Lambda_\odot > 0$) es bien reproducido por el modelo de poten-

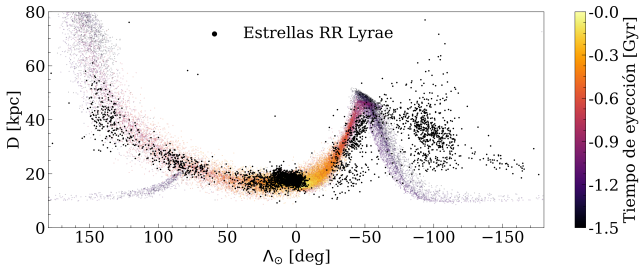


Fig. 3. Corriente estelar de Sgr representada en el espacio de la distancia como función de la longitud.

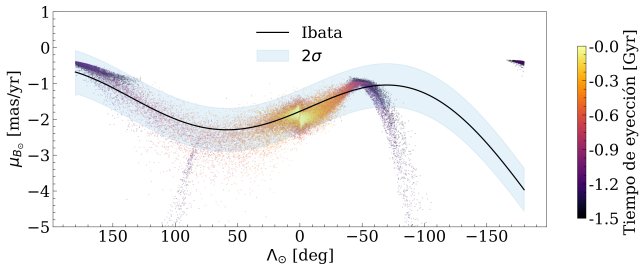


Fig. 4. Componente $B_\odot$ del movimiento propio de las estrellas eyectadas como función de la longitud $\Lambda_\odot$. La línea sólida negra representa las observaciones descriptas en la Sec. 2.

cial gravitatorio. Este entra dentro de los límites de 2σ de probabilidad de pertenencia (región sombreada) de las imágenes correspondientes. Por otro lado, el brazo posterior ($\Lambda_\odot < 0$) no logra ser reproducido en su totalidad con ninguna de las tres variables. Esto se debe, según fue ampliamente estudiado en el pasado, a que halos en simetría esférica no logran reproducir de manera completa la corriente de Sgr (Helmi, 2004; Johnston et al., 2005; Law & Majewski, 2010), no siendo el halo fermiónico la excepción.

Como conclusión, en este trabajo se ha demostrado que un modelo de halo de materia oscura fermiónica, basado en física de primeros principios, es capaz de reproducir, en buena medida, observables de la Vía Láctea en todas las escalas. Esto no se ha logrado antes por ningún otro modelo. El éxito (parcial) del modelo RAR utilizado en este trabajo, se debe a que la masa total encerrada entre ~ 12 kpc y ~ 80 kpc se condice con los valores inferidos en el trabajo de Gibbons et al. (2014) obtenidos de reproducir la distancia apocéntrica observada de los

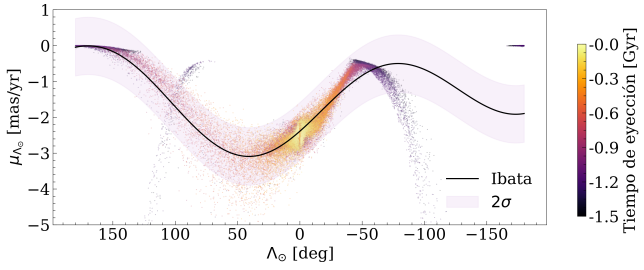


Fig. 5. Componente $\Lambda_\odot$ del movimiento propio de las estrellas eyectadas como función de la longitud $\Lambda_\odot$. La línea sólida negra representa las observaciones descriptas en la Sec. 2.

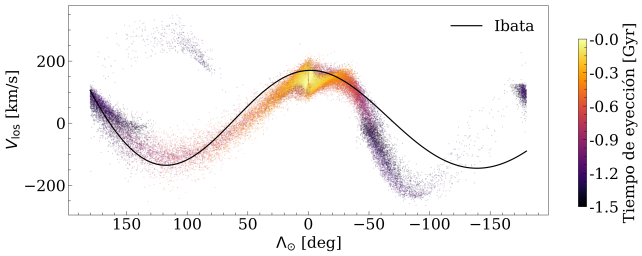


Fig. 6. Velocidad en la línea de la visual de las estrellas eyectadas como función de la longitud $\Lambda_\odot$. La línea sólida negra representa las observaciones descriptas en la Sec. 2.

brazos posterior y anterior junto con el ángulo de precesión.

Como contraparte, resta perfeccionar el modelo de potencial gravitatorio bajo el cual está sujeta la corriente de estrellas, siendo el paso a seguir más relevante, el de incorporar la presencia de la Nube Mayor de Magallanes, según se demostró en Vasiliev et al. (2021).

Referencias

Argüelles C.R., Collazo S., 2023, Universe, 9, 372
Argüelles C.R., et al., 2018, Physics of the Dark Universe, 21, 82
Argüelles C.R., et al., 2019, Physics of the Dark Universe, 24, 100278
Argüelles C.R., et al., 2021, MNRAS, 502, 4227
Becerra-Vergara E.A., et al., 2020, A&A, 641, A34
Becerra-Vergara E.A., et al., 2021, MNRAS, 505, L64
Gajda G., Łokas E.L., 2016, ApJ, 819, 20
Gibbons S.L.J., Belokurov V., Evans N.W., 2014, MNRAS, 445, 3788
Helmi A., 2004, ApJL, 610, L97
Ibata R., et al., 2020, The Astrophysical Journal, 891, L19
Johnston K.V., Law D.R., Majewski S.R., 2005, ApJ, 619, 800
Koposov S.E., et al., 2012, ApJ, 750, 80
Law D.R., Johnston K.V., Majewski S.R., 2005, ApJ, 619, 807
Law D.R., Majewski S.R., 2010, ApJ, 714, 229
Majewski S.R., et al., 2003a, ApJ, 599, 1082
Majewski S.R., et al., 2003b, ApJ, 599, 1082
Malhan K., Ibata R.A., 2018, MNRAS, 477, 4063
Mateu C., 2023, MNRAS, 520, 5225
Miyamoto M., Nagai R., 1975, PASJ, 27, 533
Pouliasis E., Di Matteo P., Haywood M., 2017, A&A, 598, A66
Robles V.H., et al., 2015, ApJ, 810, 99
Ruffini R., Argüelles C.R., Rueda J.A., 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 451, 622
Vasiliev E., Belokurov V., 2020, MNRAS, 497, 4162
Vasiliev E., Belokurov V., Erkal D., 2021, MNRAS, 501, 2279
Walker M.G., et al., 2009, ApJ, 704, 1274

Connection between feedback processes and the effective yields of EAGLE galaxies

M.C. Zerbo[1,2,3], M.E. De Rossi[1,2], M.A. Lara-López[4,5], S.A. Cora[3,6] & L.J. Zenocratti[3,6]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*
[3] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[4] *Departamento de Física de la Tierra y Astrofísica, Universidad Complutense de Madrid, España*
[5] *Instituto de Física de Partículas y del Cosmos IPARCOS, Universidad Complutense de Madrid, España*
[6] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 27 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Los mecanismos de *feedback* desencadenados por los eventos de supernova (SN, por sus siglas en inglés) y núcleos activos de galaxias (AGN, por sus siglas en inglés) desempeñan un rol central en la regulación de la formación estelar y en el modelado de las propiedades de las galaxias. Sin embargo, cuantificar el impacto y eficiencia de estos procesos continúa siendo un desafío. En este trabajo, utilizamos el conjunto de simulaciones hidrodinámicas cosmológicas EAGLE para examinar diferentes modelos de *feedback* de SN y AGN. Nuestro objetivo se centra en estudiar cómo la variación de estos procesos impacta en las propiedades de poblaciones de galaxias simuladas. En este sentido, nos enfocamos en el análisis de los *yields* efectivos, evaluando su capacidad de trazar el efecto de los procesos de *feedback* en relaciones de escala. Nuestro trabajo contribuye a profundizar la comprensión de la compleja relación que existe entre distintos escenarios de *feedback* y la evolución de las galaxias.

Abstract / The feedback mechanisms triggered by supernova (SN) events and active galactic nuclei (AGN) play a central role on regulating the star formation and shaping galaxy properties. However, quantifying the impact and efficiency of these processes remains a challenge. In this study, we use the EAGLE cosmological hydrodynamics simulations to examine different models of SN and AGN feedback. Our goal is to investigate how variations in these processes impact the properties of simulated galaxy populations. Specifically, we focus on the analysis of effective yields, evaluating their capability to trace the effects of feedback processes on scaling relations. Our work contributes to a deeper understanding of the complex relationship between different feedback scenarios and the evolution of galaxies.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: fundamental parameters — methods: numerical

1. Introduction

The description of the chemical evolution of galaxies inherits the complexity of baryon physics. Initially, the metal enrichment of a galaxy depends on two main aspects: i) the existence of gas reservoirs in which the conditions of temperature and pressure are such that star formation is likely to occur (i.e. star-forming, SF, gas); and ii) the amount of metals released into the interstellar medium (ISM) by a population of stars during their evolution (which is quantified by the nucleosynthetic yields $y_{\rm Z}$). In addition to this, the release of thermal and kinetic energy via supernova (SN) events or the presence of an active galactic nuclei (AGN) modify the conditions of the ISM and, therefore, affect the formation of future generations of stars.

In this article, we focus our study on SN and AGN feedback processes, whose relative efficiencies and impact remain a matter of debate. These processes act via the injection of energy, causing the conversion of SF gas into non-star forming (NSF) material and/or triggering the formation of outflows.

Historically, observational works have attempted to infer the impact of feedback processes by means of the effective yield, $y_{\rm eff}$. This quantity is calculated from the metallicity of the gas, $Z_{\rm gas}$, and gas mass fraction, μ, of a galaxy in the following way:

$$y_{\rm eff} = \frac{Z_{\rm gas}}{\ln(1/\mu)}, \tag{1}$$

where $\mu = M_{\rm gas}/(M_{\rm gas} + M_\star)$, with $M_\star$ and $M_{\rm gas}$, the stellar and gas masses, respectively. Due to its definition (see Dalcanton 2007, for more details), a galaxy that evolves without exchanging mass with its surroundings (referred to as a "closed-box") will present a constant value of $y_{\rm eff}$ equal to $y_{\rm Z}$. In contrast, the presence of metal-poor inflows or the formation of metal-enriched outflows will cause the decrease of $y_{\rm eff}$ below $y_{\rm Z}$.

In this context, Tremonti et al. (2004) reported lower values of $y_{\rm eff}$ in low-mass disk galaxies, which were attributed to the presence of efficient stellar winds. In a more recent study, Lara-López et al. (2019) analysed the relation between $y_{\rm eff}$ and the baryonic mass of galaxies, revealing an anti-correlation above $\sim 10^{10}$ M$_\odot$. The

✉ *Contact* / candelazerbo@gmail.com

Research article

authors also compared their results with EAGLE simulations and concluded that AGN feedback is the most likely phenomenon capable of quenching star-formation in massive galaxies, causing the decrease in $y_{\rm eff}$.

In this work, we use EAGLE suite of cosmological hydrodynamical simulations to explore the connection between $y_{\rm eff}$ and feedback processes. Firstly, we examine the properties involved in the definition of $y_{\rm eff}$ and its variations when distinct models of SN and AGN feedback efficiencies are implemented. In particular, we assess the parameter space determined by $M_\star - {\rm O/H} - M_{\rm gas}$, using O/H as a proxy for $Z_{\rm gas}$. Secondly, we perform an analysis of the physical processes that could drive the trends reported, focusing on the evolution of supermassive black holes (BH) and merger events. Previous results about this project can be found in Zerbo et al. (2022) and Zerbo et al. (2023). For a more detailed and extended analysis, the reader is referred to Zerbo et al. (2024).

2. The EAGLE simulations

The EAGLE suite (Schaye et al. 2015; Crain et al. 2015; The EAGLE team 2017) is a set of cosmological hydrodynamical simulations that consistently solve the interconnected evolution of dark matter and baryons (i.e. stars, gas and BH). Run in cosmologically representative cubic volumes, all simulations assume a flat ΛCDM cosmology, with parameters taken from Planck Collaboration (2015). Physical processes that can not be directly resolved by equations, are incorporated via subgrid models (i.e. radiative cooling, star formation, SN and AGN feedback, among others).

This set of simulations include "reference" models for which free-parameters were selected to reproduce certain scaling relations observed in the Local Universe. Plus, EAGLE provides a collection of runs with variations in one subgrid model parameter. In this work, we assess various SN feedback efficiencies through the comparison of three simulations that include: an attenuated and an enhanced value of efficiency ("WeakFB" and "StrongFB", respectively), and a reference model ("RefL25") with the same corresponding configuration (i.e. same box length, L, and number of particles per species). In the same way, we analysed AGN feedback effects through the comparison of a model with no AGN physics incorporated ("NoAGN"), a model with a reference value ("RefL50") and a model where the release of energy is boosted ("AGNdT9"). To obtain further information on these simulations, we recommend consulting Crain et al. (2015).

3. Data set and simulated features

The galaxy features analysed in this work are extracted from the EAGLE database (McAlpine et al. 2016). Given that observational studies typically derive measurements from SF regions, we calculate the properties of the gas (e.g. O/H, $M_{\rm gas}$) from the SF component. To prevent numerical artefacts, we limit our sample to galaxies with stellar masses greater than 10^9 $M_\odot$. While the general trends reported in this work are predominantly traced by central galaxies, this mass threshold also includes a small number of satellites, whose behaviour only contributes to increase the scatter.

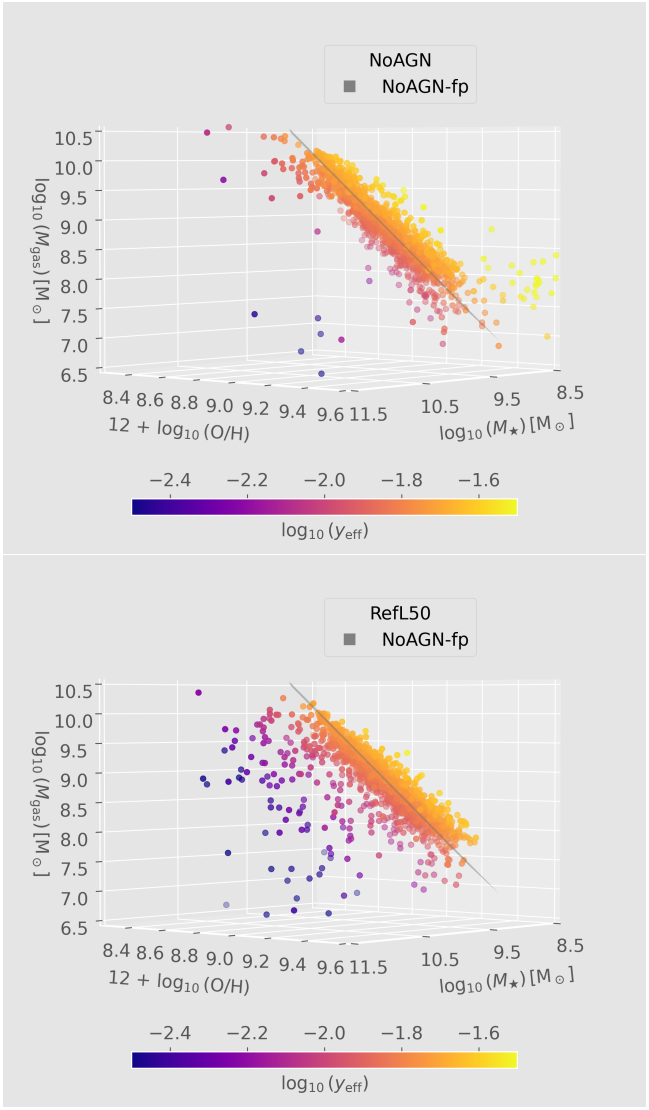


Fig. 1. $M_\star$ - O/H - $M_{\rm gas}$ relation for "NoAGN" (*upper panel*) and 'RefL50' (*lower panel*) simulations. Data points are coloured according to $y_{\rm eff}$. The grey line corresponds to the multi-dimensional fit of the "NoAGN" data (see Eq. 2).

In the second part of this work, an statistical evolutionary analysis is carried out by reconstructing the merger trees of galaxies. Therefore, we trace the evolution with time of BH by identifying the main progenitor in each output of the simulation. This particular progenitor satisfies the criteria of being the one with the largest mass considering all earlier simulation outputs. In order to gain more information about merger events, we also identify secondary progenitors, for which the aforementioned condition is not fulfilled. For a detailed description of EAGLE merger trees, the reader is referred to Qu et al. (2017).

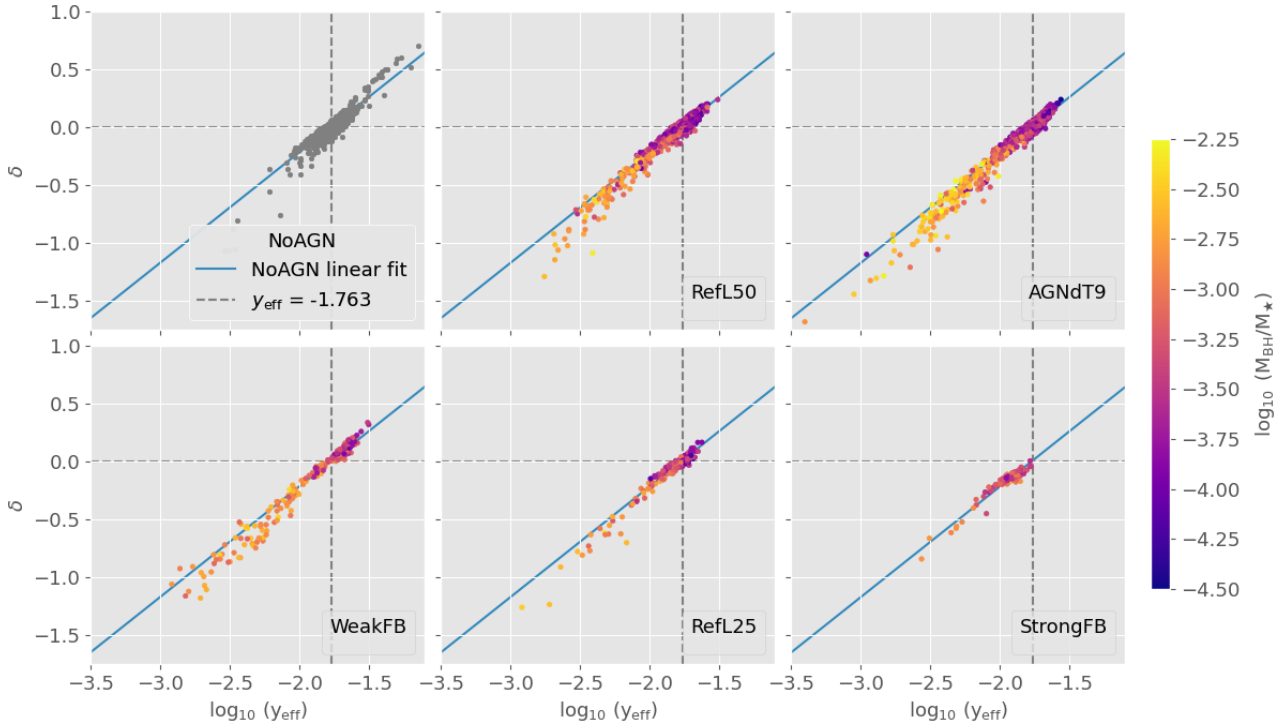


Fig. 2. Residuals, δ, vs. effective yields, $y_{\rm eff}$, relation for different models. *Upper panels*: compare different AGN feedback efficiencies. *Lower panels:* assess distinct SN feedback efficiencies. In both cases, the scatter plot is coloured according to the dominance of BH with respect to stellar mass, $M_{\rm BH}/M_\star$. The blue line corresponds to the linear fit performed on the "NoAGN" simulation. The dashed vertical line indicates the mean value of $y_{\rm eff}$ in the "NoAGN" model. We notice that $M_{\rm BH}$ is null for "NoAGN" data, hence galaxies are coloured grey.

4. Results

4.1. Feedback hints in the $M_\star - {\rm O/H} - M_{\rm gas}$ parameter space

The first part of this work is dedicated to the analysis of the 3-dimensional scale relation that arises in the parameter space defined by $M_\star - {\rm O/H} - M_{\rm gas}$. As reported in Zerbo et al. (2024), EAGLE galaxies in the "NoAGN" model can be well described by a plane, denoted "NoAGN-fp" (see Fig. 1, top panel). This relation follows the expression:

$$\log_{10}\left(\frac{M_\star}{\rm M_\odot}\right) = C_1 \log_{10}\left(\frac{M_{\rm gas}}{\rm M_\odot}\right) + C_2\,[12 + \log_{10}({\rm O/H})] + C_3, \quad (2)$$

with $C_1 = 0.844\,(\pm 0.013)$, $C_2 = 2.49\,(\pm 0.05)$ and $C_3 = -20.5\,(\pm 0.5)$. Taking into account that the axis variables selected are included in the definition of $y_{\rm eff}$ (see eq. 1), when galaxies are colour-coded according to their value of $y_{\rm eff}$, a gradient is formed. In Fig. 1, top panel, we observe that the "NoAGN" model produces a population of galaxies with an homogeneous distribution of values of $y_{\rm eff}$, which exhibit little dispersion. On the other hand, when we consider the more realistic modelling implemented in "RefL50" (Fig. 1, bottom panel), the scatter increases towards lower values of $y_{\rm eff}$ and a fraction of galaxies depart under* the "NoAGN-fp".

To better quantify these deviations, Zerbo et al. (2024) define the residue of a galaxy, δ, as the minimum deviation from the "NoAGN-fp". By plotting δ against $y_{\rm eff}$ (Fig. 2), a tight correlation appears in all simulations selected to test SN and AGN feedback efficiency. Furthermore, performing a linear fit to the "NoAGN" model provides a relation between $y_{\rm eff}$ and δ that describes galaxies in all simulations.

In the top panels of Fig. 2, we observe that galaxies evolving with no AGN feedback reach $z = 0$ with $y_{\rm eff}$ close to the mean value of -1.763. As AGN feedback efficiency increases, a larger number of galaxies present dominant BH and deviate towards lower negative values of residuals (i.e. lower $y_{\rm eff}$).

In the bottom panels of Fig. 2, two effects are observed: a) as SN efficiency increases, the population of galaxies does not reach $y_{\rm eff}$ as high as in other models. This is attributed to the strong effect of winds which create efficient outflows that prevent star-formation. Consequently, the chemical enrichment of galaxies is decelerated, leading to a decrease in the maximum achievable value of $y_{\rm eff}$; b) as SN efficiency decreases, galaxies are capable of developing more dominant BH at all stellar masses. In this scenario, outflows are less likely to form,

*We consider that galaxies are placed under (over) the plane when, at a certain $M_\star$ and O/H, $M_{\rm gas}$ is lower (higher) than the value given by Eq. 2.

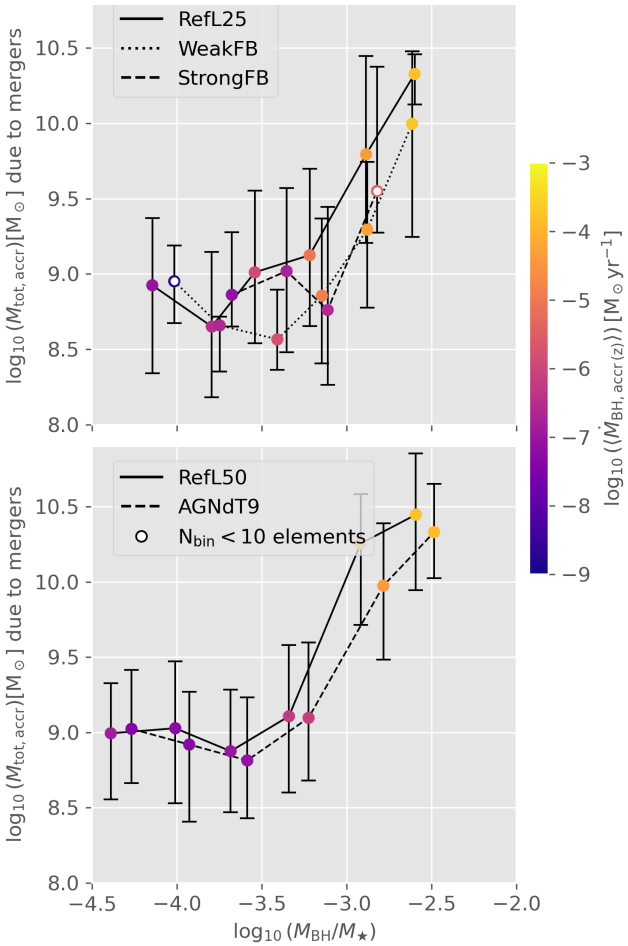


Fig. 3. *Upper panel*: Median relation between the total accreted mass through merger events, $M_{\rm tot,accr}$, and the dominance of BH, $M_{\rm BH}/M_\star$, coloured by the historical accretion rate of BH, $\langle \dot{M}_{\rm BH}(z) \rangle$, for different SN feedback models. Bins that contain less that 10 galaxies are represented by white circles. *Lower panel*: Same as upper panel for different AGN feedback models. No data is displayed for the "NoAGN" simulation, since the quantities related to BH are null.

and more material becomes available for the BH to accrete. With the presence of galaxies with dominant BH, the scatter below the plane increases.

As an overall effect, galaxies with small $M_{\rm BH}$ with respect to their $M_\star$ ($\log_{10}(M_{\rm BH}/M_\star) < -3.5$) remain close to the "NoAGN-fp" exhibiting high values of $y_{\rm eff}$. On the other hand, galaxies with dominant BH ($\log_{10}(M_{\rm BH}/M_\star) > -3.5$) depart under the plane, reaching the lowest values of $y_{\rm eff}$.

4.2. Statistical analysis on evolutionary histories

To obtain a more comprehensive insight regarding the processes that drive the trends observed in Sect. 4.1 at $z = 0$, we study the temporal evolution of BH and the characteristics of merger events. For this analysis, we incorporate two more variables: the historical accretion rate of BH, $\langle \dot{M}_{\rm BH}(z) \rangle$, which is the median value of the BH accretion rate along the main branch; and the total mass (SF gas + NSF gas + stars) accreted through merger events (i.e. the total mass provided by secondary progenitors), $M_{\rm tot,accr}$.

Fig. 3 shows $M_{\rm tot,accr}$ vs. $M_{\rm BH}/M_\star$ colour-coded by $\langle \dot{M}_{\rm BH}(z) \rangle$. We notice that galaxies with dominant BH correlate with both larger amounts of total mass accreted via merger events and higher historical rates of BH accretion. These results suggest that merger events could favour the growth of BH. Specifically, disk instabilities can be triggered, causing the migration of material to the inner parts of the galaxy, which becomes more likely to be accreted by BH. As larger amounts of mass are incorporated through mergers, more material is expected to suffer this effect. These trends are visible in all simulations except for "NoAGN", for which the quantities related to BH physics are null.

5. Conclusions

All things considered, the distribution of values of $y_{\rm eff}$ for a population of galaxies presents distinct features depending on the values of SN and AGN feedback efficiencies. Our findings are in agreement with previous works, which link low values of $y_{\rm eff}$ to galaxies strongly affected by feedback processes. By performing a deeper analysis of simulated galaxies, our results suggest that the trends observed at $z = 0$ are a consequence of the accumulated effects of feedback events over the mass assembly histories of galaxies and the evolution of BH. Nevertheless, both feedback processes are interconnected, challenging the idea of isolating the dominant feedback process undergone by a galaxy during its evolution.

Acknowledgements: MCZ thanks the Asociación Argentina de Astronomía for providing a grant, which partially support this project. We acknowledge support from *Agencia Nacional de Promoción de la Investigación, el Desarrollo Tecnológico y la Innovación* (Agencia I+D+i, PICT-2021-GRF-TI-00290, Argentina). SAC acknowledges funding from CONICET (PIP-2876), Agencia I+D+i (PICT-2018-3743), and the *Universidad Nacional de La Plata* (G11-150), Argentina. We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The EAGLE simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyères-le-Châtel. This work used the DiRAC@Durham facility managed by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk).

References

Crain R.A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
Dalcanton J.J., 2007, ApJ, 658, 941
Lara-López M.A., et al., 2019, MNRAS, 490, 868
McAlpine S., et al., 2016, Astronomy and Computing, 15, 72
Planck Collaboration, 2015, A&A, 594, A13
Qu Y., et al., 2017, MNRAS, 464, 1659
Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
The EAGLE team, 2017, arXiv e-prints, arXiv:1706.09899
Tremonti C.A., et al., 2004, ApJ, 613, 898
Zerbo M.C., et al., 2022, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 63, 241
Zerbo M.C., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 244
Zerbo M.C., et al., 2024, MNRAS, 528, 7509

Modeling the chemistry of early universe

M. Segovia[1], D. Schleicher[1], S. Bovino[1] & D. Galli[2]

[1] *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*
[2] *Osservatorio Astrofisico di Arcetri, INAF, Italia*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 10 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / La química del Universo primitivo consistía principalmente en especies atómicas simples y moléculas compuestas de hidrógeno y helio. Por lo tanto, para comprender la química del Universo primitivo es necesario conocer los procesos químicos que sufrieron estas especies. Además, la interacción con el fondo cósmico de microondas (CMB) es la mejor prueba para determinar la evolución y abundancia de las especies primordiales. Modelizamos la química del Universo primigenio en función del corrimiento al rojo utilizando el paquete astroquímico KROME. Nos centramos en la molécula HeH^+ porque esta molécula tiene un alto momento dipolar y se forma a partir de las especies más abundantes, H y He. Además, su contribución a la opacidad óptica afecta al CMB. En particular, exploraremos el impacto en la abundancia de HeH^+ de nuevas tasas para procesos como la recombinación disociativa y la fotodisociación. La determinación precisa de la composición química del gas primordial es importante para comprender la formación de las primeras estrellas del universo.

Abstract / The chemical composition of the early universe consisted mainly of simple atomic species and molecules made of hydrogen and helium. Therefore, to understand the chemistry of the early universe it is necessary to know the chemical processes that these species underwent. Also, the interaction with the Cosmic Microwave Background (CMB) is the best test to determine the evolution and abundance of the primordial species. We model the chemistry of the early universe as a function of redshift using the astrochemistry package KROME. We focus on the HeH^+ molecule because this molecule has a high dipole moment and is formed from the most abundant species, H and He. Also, its contribution to the optical opacity affects the CMB. In particular, we explore the impact of new rates for processes such as dissociative recombination and photodissociation on the abundance of HeH^+. An accurate determination of the chemical composition of the primordial gas is important to understand the formation of the first stars in the universe.

Keywords / early universe — dark ages, reionization, first stars — primordial nucleosynthesis

1. Introduction

It is important to know the processes that primordial molecules and atoms underwent, and their interactions with the cosmic microwave background to understand the evolution of the early universe. Maoli et al. (1994) suggested that primordial molecules are important for the CMB because they can smear the primary fluctuations of the CMB, and create second anisotropies. Primordial molecules can produce low-frequency photons (rotational lines). For the interaction of molecules and photons, it is important to consider two important physical quantities, the cross section for scattering, and the concentration, which depends on the abundance of the chemical elements and the rate of their reactions Dubrovich (1997). The early universe was extremely hot and dense. Density perturbations first expanded adiabatically, then began to cool, forming the first bound structures Lepp et al. (2002). To understand all this, it is important to know the chemical processes, which first appeared in the recombination era Dalgarno (2005). At redshift ≈ 1100 the universe was controlled by the net 2s-1s two-photon decay. At redshift $< 800 - 900$, free electrons and protons are available, which allows the rate of recombination to be of importance, thus the fractional abundance of protons and free electrons starts to decrease Chluba et al. (2010). Approximately 250 reactions of 30 species have been studied so far. In this way, they compute the abundances of the first molecules Gay et al. (2011). To understand the primordial chemistry of the universe one must consider the Friedmann-Robertson-Walker model, this model considers a homogeneous, flat and isotropic universe. According to this model, the formation of the first elements occurred in a low-density, high-temperature plasma environment Galli & Palla (2013). To model the early chemistry we estimate the abundance of these species as a function of redshift using the astrochemistry package KROME. The main objective is to explore new rates of destruction of the HeH^+ molecule and the impact it has on the abundance of this molecular ion.

2. Chemical network

Considering the network of chemical reactions for hydrogen and helium in the early universe, we compute the abundance of this species, so it is important to know the reactions that occurred to this species. First, we consider the most abundant molecular, which is molecular hydrogen. This molecule can be formed by two

✉ *Contact* / mariasegov1999@gmail.com
Research article

channels.

The first is via the H_2^+ channel:

$$H_2^+ + H \longrightarrow H_2 + H^+. \quad (1)$$

The second reaction is via associative detachment,

$$H^- + H \longrightarrow H_2 + e. \quad (2)$$

The early universe was dominated mainly by H and He. The main interaction between these species is via HeH^+ molecule (helium hydride ion), one of the first molecular ions. The formation process of this species is the radiative association. In this process two gas phase species collide to form a new species while emitting a photon Bates & Herbst (1988):

$$He + H^+ \longrightarrow HeH^+ + h\nu. \quad (3)$$

On the other hand, another process that contributes to determine HeH^+ abundance is the charge-exchange destruction process via:

$$HeH^+ + H \longrightarrow He + H_2^+. \quad (4)$$

For the destruction process, photodissociation is dominated by two processes Coppola et al. (2017):

$$HeH^+ + h\nu \longrightarrow He^+ + H, \quad (5)$$

$$HeH^+ + h\nu \longrightarrow He + H^+. \quad (6)$$

Another destruction process is dissociative recombination, in which the ion captures a free electron while its internal degrees of freedom undergo excitation Novotný et al. (2019):

$$HeH^+ + e \longrightarrow He + H. \quad (7)$$

The chemical network is completed by the equation for the redshift:

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{H_0(1+z)^2\sqrt{1+\Omega_0 z}}, \quad (8)$$

where H_0 is the Hubble constant and Ω_0 is the closure parameter.

3. Numerical algorithm

To obtain the abundances of the species i we use the following differential equation:

$$\frac{dn_i}{dt} = -D_i n_i + C_i, \quad (9)$$

where D_i represents the destruction coefficient and C_i represents the creation coefficient, both for species i.

To model the early chemistry we will compute the abundance of these species as a function of redshift (Fig. 1 and Fig. 2) using the astrochemistry package KROME Grassi et al. (2014). To reproduce the evolution of the primordial gas, the test is based on the rate coefficient for the different reactions for the species from Galli & Palla (1998).

4. Chemical rate coefficients

To compute the abundances of primordial molecules, it is important to know the rate coefficients of the different reactions, we will focus on the molecule HeH^+ and we will use different rate coefficients from the literature.

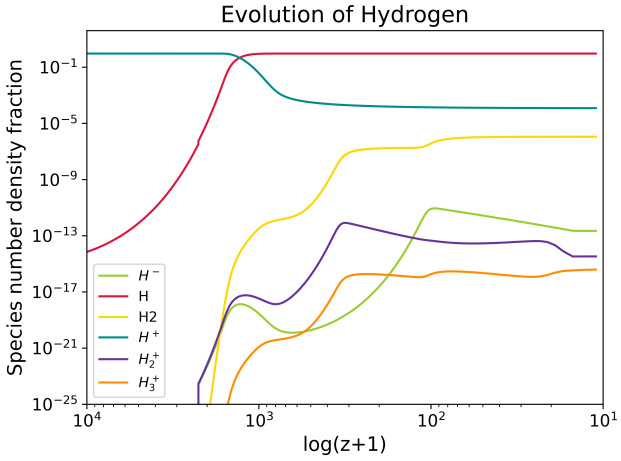


Fig. 1. Hydrogen chemistry considered in the standard model as a function of redshift.

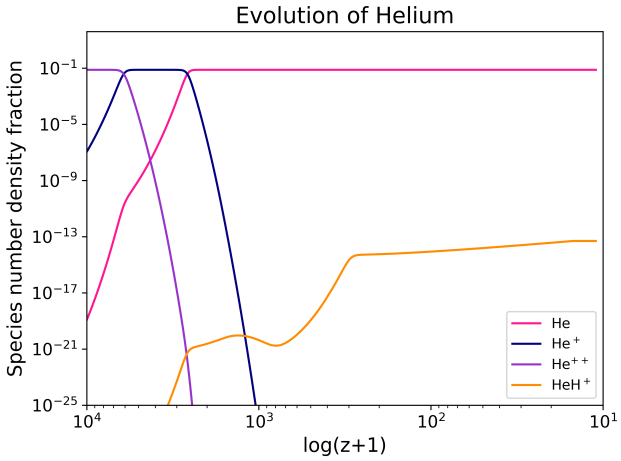


Fig. 2. Helium chemistry considered in the standard model as a function of redshift.

4.1. Rate coefficients of HeH^+

The reactions used to compute the HeH^+ abundance are the same as those used by Schleicher et al. (2008), and a comparison will be made with Galli & Palla (1998) (Fig. 3). However for some of the reactions new rate coefficients that have been calculated will be used, such as Coppola et al. (2017) for the reaction Eq. 5 and Eq. 6, Novotný et al. (2019) for Eq. 7.

Table 1 collects the reactions used and the reaction number. Table 2, next to the reaction number, compares the rate coefficients of Galli & Palla (1998) with those used by Schleicher et al. (2008).

We will also use the rate coefficient calculated from Coppola et al. (2017) they presented a new calculation for direct photoionization, they use Eq. 10 to the processes Eq. 5, and for Eq. 6:

$$\alpha(T_r) = aT_r^b \exp(-c/T_r), \quad (10)$$

the parameter values for Eq. 10 are given in Table 3.

Table 1. Reactions considered in this paper for HeH^+.

	Reaction
He8)	$He + H^+ \longrightarrow HeH^+ + h\nu$
He9)	$He + H_2^+ \longrightarrow HeH^+ + H$
He10)	$He^+ + H \longrightarrow HeH^+ + h\nu$
He11)	$HeH^+ + H \longrightarrow He + H_2^+$
He12)	$HeH^+ + e \longrightarrow He + H$
He13)	$HeH^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + He$
He14)	$HeH^+ + h\nu \longrightarrow He + H^+$
He15)	$HeH^+ + h\nu \longrightarrow He^+ + H$

4.2. Dissociative recombination of HeH^+

Using ion storage, Novotný et al. (2019) performed measurements of the rate coefficient of dissociative recombination. This is a process in which the ion captures a free electron while its internal freedom undergoes excitation. They found a decrease in the recombined electrons for low rotational states of HeH^+.

To determine the rate coefficient, they use the Eq. 11:

$$\alpha(T) = A\left(\frac{300}{T}\right)^n + T^{-1.5}\sum_{i=1}^{3} c_i \exp(-T_i/T). \quad (11)$$

The units for Eq. 11 are $cm^3\ s^{-1}$, assuming thermal level populations, the parameters are, $A = 2.0 \times 10^{-10}\ cm^3\,s^{-1}$, $n = 0.68$ (dimensionless) , c_1 =$2.8 \times 10^{-7}\ K^{3/2}\,cm^3\,s^{-1}$, $c_2 = 1.3 \times 10^{-6}\ K^{3/2}\,cm^3\,s^{-1}$, $c_3 = 8.6 \times 10^{-5}\ K^{3/2}\,cm^3\,s^{-1}$, $T_1 = 20$ K, $T_2 = 140$ K and $T_3 = 420$ K.

5. Results

In the following we report our results and compare the new HeH^+ abundances, using rate coefficients calculated in previous works.

5.1. Fit coefficients

Considering the rate from Galli & Palla (1998), Stancil et al. (1998) and from Novotný et al. (2019) for dissociative recombination, we obtained the results shown in Fig. 3, which presents the rate of this reaction as a function of the temperature.

5.2. Evolution of HeH^+

To calculate the evolution of HeH^+ we use the value used by Schleicher et al. (2008), but we also use the rate calculated in different works. In particular for the reaction Eq. 7, we use the rate calculated from Novotný et al. (2019), for photodissociation Eq. 5 and Eq. 6 we use the value calculated from Coppola et al. (2017). In addition for Eq. 4 we use the value calculated from Bovino et al. (2011) is:

$$\alpha(T) = 4.3489 \times 10^{-10} T^{10.110373} e^{-315396/T}. \quad (12)$$

The units for Eq. 12 are $cm^3\ s^{-1}$ valid for T $\leq$ 1000 K.

First considering the values used in Schleicher et al. (2008), we compute the abundance of the species in function of redshift. Figure 4 shows the evolution of HeH^+ with the values of Galli & Palla (1998) and from Schleicher et al. (2008).

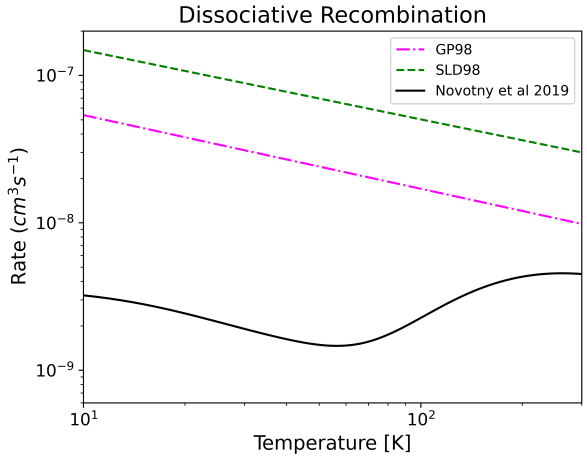


Fig. 3. Rate coefficients as a function of temperature for the destruction reaction dissociative recombination of HeH^+.

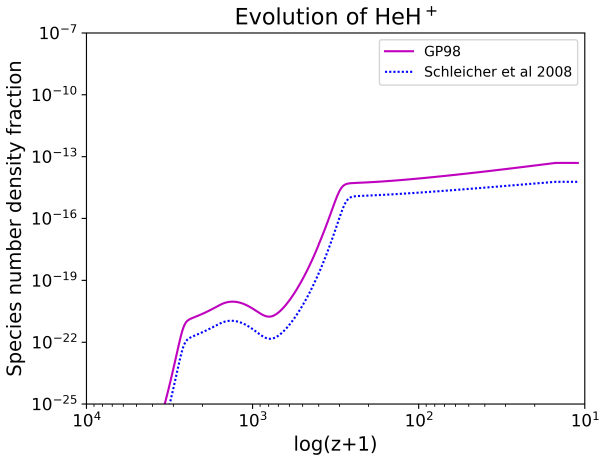


Fig. 4. Fractional abundance of HeH^+ using the rate coefficients from Galli & Palla (1998)(magenta) and from Schleicher et al. (2008)(blue)

In Fig. 5 it can be seen how the evolution of HeH^+ changes as the rate coefficients from Bovino et al. (2011), Coppola et al. (2017) and Novotný et al. (2019) are considered.

6. Discussion and conclusion

To understand the chemistry of the early universe it is necessary to know about the atomic and molecular processes presented in this epoch Bovino et al. (2011). One of the primordial molecules that we focus on is HeH^+, this is because this molecule presents a large dipole moment, which is important to radiative cooling and coupling to the CMB Novotný et al. (2019). The cooling of primordial gas is crucial to the formation of the first

Table 2. Rate coefficients in $cm^3\ s^{-1}$for each reaction of the molecule HeH^+. The gas temperature T is in K, and T_r is the temperature of the radiation in K. The first column shows the reactions of HeH^+, the second shows the value from Galli & Palla (1998), and the last column shows the value from Schleicher et al. (2008) that recompile the value from; GP98: Galli and Palla (1998), JSK95:Juřek, Špirko, Kraemer (1995), LJB95: Linder, Janev, Botero (1995), SLD98: Stancil, Lepp, Dalgarno (1998) and ZSD98: Zygelman, Stancil, Dalgarno (1998).

	Rate from GP98	Rate from Schleicher et. al (2008)
He8)	$7.6\times10^{-18}T_g^{-0.5}$, $T_g\leq10^3$	$8.0\times10{-}20\left(\frac{T}{300}\right)^{-0.24}\exp\left(\frac{-T}{4000}\right)$ (SLD98)
He9)	$3.0\times^{-10}\exp\left(-\frac{6717}{T}\right)$	GP98
He10)	$1.6\times10^{-14}T^{-0.33}$, $T\leq4000$,fit 1.0×10^{-15}, $T>4000$	$4.16\times10^{-16}T^{-0.37}\exp\left(\frac{-T}{87600}\right)$ (SLD98)
He11)	9.1×10^{-10}	$0.69\times10^{-9}\left(\frac{T}{300}\right)^{0.13}\exp\left(\frac{-T}{33100}\right)$ (LJB95)
He12)	$1.7\times10^{-7}T^{-0.5}$	$3.0\times10^{-8}\left(\frac{T}{300}\right)^{-0.47}$ (SLD98)
He13)	1.3×10^{-9}	–
He14)	$6.8\times10^{-1}T_r^{1.5}\exp\left(\frac{-22750}{T_r}\right)$	$220T_r^{0.9}\exp\left(\frac{-22740}{T_r}\right)$ (JSK95)
He15)	$7.8\times10^{3}T_r^{1.2}\exp\left(-\frac{240000}{T_r}\right)$	GP98

Table 3. Fits for the thermal contribution as a function of T_r for HeH^+ direct photodissociation.

	Thermal
$HeH^+ + h\nu \longrightarrow He^+ + H$	a = 273518 b = 0.623525 c = 1444044 K
$HeH^+ + h\nu \longrightarrow He + H^+$	$a = 2.03097\times10^8$ b = −1.20281 c = 24735 K

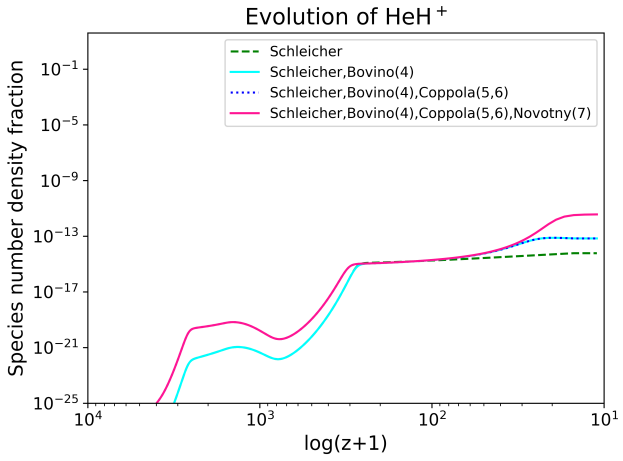


Fig. 5. Fractional abundance of HeH^+ in function of redshift. The green curve represents the evolution of HeH^+ using the rate coefficients of Schleicher et al. (2008). The cyan curve is the evolution of HeH^+ but changing the reaction 4 of Bovino et al. (2011). The blue curve is the evolution of HeH^+ but changing the rate coefficient for the reaction 5 and 6 of Coppola et al. (2017), and the magenta curve is changing the rate coefficient for the reaction 7 of Novotný et al. (2019).

stars Coppola et al. (2011). Implementing new values of the rate coefficients for HeH^+ we have been able to compute the abundance of this molecule using KROME, we reproduced the results obtained by Schleicher et al. (2008) and also added the new value of rate coefficient from Bovino et al. (2011), Coppola et al. (2017) and Novotný et al. (2019). In particular, we obtained an increase in the abundance of HeH^+, which means that at low z, the detection of HeH^+ may become more feasible. Also, the increase of this abundance can affect the formation of the first stars as it contributes to the formation of molecular hydrogen.

Acknowledgements: DRGS and MS thank for funding via the ANID BASAL project FB21003. DRGS thanks for funding via the Alexander von Humboldt - Foundation, Bonn, Germany.

References

Bates D.R., Herbst E., 1988, T.J. Millar, D.A. Williams (Eds.), *Rate Coefficients in Astrochemistry*, 17–40, Springer Netherlands, Dordrecht
Bovino S., et al., 2011, A&A, 529, A140
Chluba J., Vasil G.M., Dursi L.J., 2010, MNRAS, 407, 599
Coppola C.M., Lodi L., Tennyson J., 2011, MNRAS, 415, 487
Coppola C.M., et al., 2017, MNRAS, 470, 4163
Dalgarno A., 2005, *Journal of Physics Conference Series*, *Journal of Physics Conference Series*, vol. 4, 10–16
Dubrovich V.K., 1997, A&A, 324, 27
Galli D., Palla F., 1998, A&A, 335, 403
Galli D., Palla F., 2013, ARA&A, 51, 163–206
Gay C.D., et al., 2011, ApJ, 737, 44
Grassi T., et al., 2014, MNRAS, 439, 2386
Lepp S., Stancil P.C., Dalgarno A., 2002, J. Phys. B Atom. Mol. Phys., 35, R57
Maoli R., Melchiorri F., Tosti D., 1994, ApJ, 425, 372
Novotný O., et al., 2019, Science, 365, 676–679
Schleicher D.R.G., et al., 2008, A&A, 490, 521
Stancil P.C., Lepp S., Dalgarno A., 1998, ApJ, 509, 1

Cosmic rays at the epoch of reionization

L. Carvalho[1], G.J. Escobar[2,3] & L.J. Pellizza[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*
[2] *Dipartimento di Fisica e Astronomia Galileo Galilei, Università degli Studi di Padova, Italia*
[3] *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, INFN, Italia*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 03 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Uno de los problemas abiertos más importantes de la Cosmología actual es el de las fuentes responsables de la ionización y calentamiento del medio intergaláctico (MIG) durante el Amanecer Cósmico. La radiación de las primeras galaxias no sería suficiente para mantener la ionización del medio a gran escala, por lo que se han propuesto agentes de ionización complementarios, entre ellos los rayos cósmicos producidos en dichas galaxias. En este artículo mostramos nuestros primeros resultados sobre la ionización del MIG producida por cascadas electromagnéticas iniciadas por electrones, en un escenario estándar de reionización. Utilizando métodos numéricos simulamos el transporte de las partículas que componen las cascadas. Luego, calculamos la tasa de ionizaciones y la distribución de energía entre las partículas y el MIG al propagarse dichas cascadas. Nuestros resultados refuerzan y extienden aquellos previamente obtenidos por otros autores, en el sentido de que la contribución de la componente electrónica de rayos cósmicos a la ionización del MIG ocurre en dos etapas. Electrones con energía $\lesssim$ 10 keV se enfrían completamente dentro de una distancia del orden de los miles de kiloparsecs, ionizando el medio. Por otro lado, electrones de energías $\gtrsim$ 100 keV transportan la misma a distancias mas allá de un megaparsec. Además, mostramos por primera vez que los fotones secundarios producto de cascadas iniciadas por electrones de alta energía podrían contribuir significativamente a la ionización del MIG. Este resultado implica una tasa de ionización considerable en el MIG lejano que aún no ha sido explorada en detalle.

Abstract / One of the most important open problems in modern cosmology is that of the sources responsible for the ionization and heating of the intergalactic medium (IGM) during the Cosmic Dawn. Radiation from early galaxies would not have been enough to maintain the ionization of the IGM on a large scale. For this reason different complementary ionizing agents have been proposed, such as the cosmic rays produced by those galaxies. In this work we present our first results on the ionization of the IGM produced by electron-initiated electromagnetic cascades (EMC), for a standard reionization scenario. Using numerical methods we simulated the transport of the particles that compose the cascades. Then, we calculated the ionization rate and the energy distribution among the particles and the IGM as the cascades propagate through the latter. Our results reinforce and extend those of other authors, in the sense that the contribution of the electronic component of the cosmic rays to the ionization of the IGM occurs in two stages. Electrons with energies below 10 keV cool down completely within a distance to the source on the order of thousands of kiloparsecs, ionizing the medium in the process. On the other hand, electrons with energies above 100 keV transport most of their energy to distances beyond the megaparsec. Also, we show for the first time that secondary photons originated in cascades initiated by high-energy electrons could contribute significantly to the ionization of the IGM. This result implies a sizeable ionization rate in the deep IGM that is yet to be explored in detail.

Keywords / astroparticle physics — cosmic rays — dark ages, reionization, first stars

1. Introduction

With the birth of the first sources of stellar radiation at $z \sim 20$ (Peacock, 1999), the thermodynamic state of the primordial IGM started to change. As photons interacted with the neutral hydrogen and helium atoms, the IGM began to suffer a global phase transition characterized by a progressive increase of its ionization fraction. The period during which this transition occurred is known as the Epoch of Reionization (EoR), and the latest observations indicate that it would have ended by $z \sim 5.7$ (Fan et al., 2006; Becker et al., 2015).

It is currently understood that UV radiation emitted by the first stars was one of the main agents responsible for the reionization of the Universe (e.g. Robertson et al., 2010). However, evidence suggests that the escape fraction of UV photons would not have been high enough for them to fully ionize the deep IGM, far from the sources (Heckman et al., 2001; Ferrara & Loeb, 2013; Mitra et al., 2013; Izotov et al., 2016).

For these reasons, complementary sources and ionizing agents have been proposed. Some authors studied active galactic nuclei as candidates for heating and ionizing the IGM, although the demography of this objects at high redshift is still uncertain (e.g. Fan et al., 2001; Cowie et al., 2009; Madau & Haardt, 2015). Other authors have considered the contribution of X-ray photons originated from X-ray binaries (Mirabel et al., 2011; Fragos et al., 2013; Jeon et al., 2014; Xu et al., 2014; Sazonov & Khabibullin, 2017), but some works suggest

✉ *Contact* / lautarocarvalho@gmail.com

Research article

that their effects on the state of the IGM would have been marginal at best (e.g. Madau & Fragos, 2017).

Cosmic rays (CR) that escaped from galaxies have also been considered as alternative ionizing agents. Subatomic particles could have been accelerated in early supernova explosions, or inside the highly collimated jets associated to Pop III microquasars, transporting energy far away from their sources (Heinz & Sunyaev, 2002; Sotomayor Checa & Romero, 2019). As they travel, CRs can interact with the matter, radiation and magnetic fields in the IGM, and deposit a significant fraction of their kinetic energy into it, favoring the reionization process.

Previous works have explored the contribution of CR electrons leaking from galaxies (Tueros et al., 2014; Leite et al., 2017; Douna et al., 2018). In this article, we improve upon these works taking into account cooling mechanisms not considered by these authors and expanding the electron energy range. We focus on the energy exchange between the electronic component of CRs and the IGM, and identify the most relevant channels of interaction through which electrons could affect the thermodynamic state of the medium during the EoR. To this aim, we designed and ran a set of Monte Carlo simulations of the injection of energy in the IGM through EMC, in order to estimate their contribution to the reionization process.

2. Method

The efficiency of the cooling processes that a CR electron could suffer while traversing the IGM strongly depends on the density of its ambient fields. To compute the energy losses produced by the interactions of CRs with the early IGM, we considered the latter as a partially ionized hydrogen gas. We analyzed the characteristic timescales of the interactions for a standard reionization scenario characterized by two parameters: the redshift z and the neutral hydrogen ionization fraction $f_{\rm ion}$. We adopted the typical values at the beginning of the EoR ($z = 10$ and $f_{\rm ion} = 10^{-4}$) since most models favor a late starting and rapid process (Greig & Mesinger, 2017).

To model the partially ionized hydrogen gas we considered the following four ambient fields: Two matter fields with densities $\rho_{\rm e} = 0.025$ cm^{-3} and $\rho_{\rm H} = 258.6$ cm^{-3}, for the free electrons and the hydrogen atom fields, respectively; the radiation field of the cosmic microwave background (CMB) with density $\rho_{\rm CMB} = 5.319 \times 10^{11}$ cm^{-3} and energy $E_{\rm CMB} = 0.004$ eV; and a homogeneous magnetic field $B = 10^{-16}$ G.

2.1. Characteristic Timescales

In Fig.1 we show the comparison between the cooling times (dashed lines), and the ionization equivalent times (i.e. the time that it takes for a cooling process to drain 13.6 eV from an electron; dotted lines), for each interaction. We considered solely the processes that operate within the energy range of galactic CR ($E \lesssim 1$ PeV, i.e. below the knee of the observed energy spectrum). These being: collisional ionization (CI) (black), Coulomb interaction (red), inverse Compton (IC) scattering (yellow), Bremmsthralung (green) and synchrotron radiation (blue), for electrons.

We notice that the IC scattering with CMB photons and the CI seem to be the only efficient cooling mechanisms. For other interactions, it would take a time greater than the Hubble time to drain a significant fraction of the electron kinetic energy $K_{\rm e}$. Nonetheless, high energy electrons only need to deposit a small portion of their kinetic energy into its surroundings to make a relevant change in the thermodynamic state of the IGM. For this reason, we found necessary to consider other characteristic timescales in order to have a complete understanding of the energy deposition phenomena.

Looking at the ionization equivalent times, we see that although the Coulomb interaction is not an efficient cooling mechanism for electrons, the energy depleted by it can be up to several times the hydrogen ionization potential $I_{\rm H} = 13.6$ eV. In fact, even though the energy lost through this interaction is a small fraction of the total $K_{\rm e}$, for $K_{\rm e} > 10$ keV these losses would be equivalent to thousands of ionization events per primary electron.

In Fig.2 we show the mean interaction times for photons. In this case, that indicator is sufficient since these interactions imply the annihilation of the incident photon. We considered the following processes: photo-ionization (black dash-dotted line), Compton scattering (yellow dash-dotted line) and pair creation (green dash-dotted line). Only photo-ionization for photon energies up to ~ 1 keV is relevant since at higher energies, and for other processes, the timescales are greater than the Hubble time.

From the precedent analysis we conclude that the relevant interactions for the purposes of this work are the following: CI, Coulomb interaction, IC scattering, and photo-ionization produced by secondary photons.

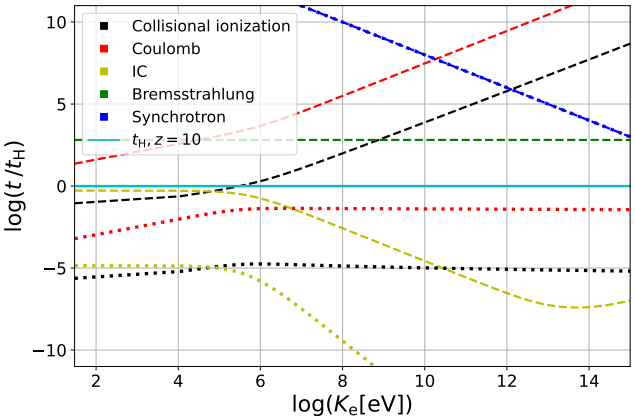


Fig. 1. Energy-loss timescales normalized to the Hubble time for CR electrons. Cooling times (dashed lines) and ionization equivalent times (dotted lines) as functions of the kinetic energy of the electrons.

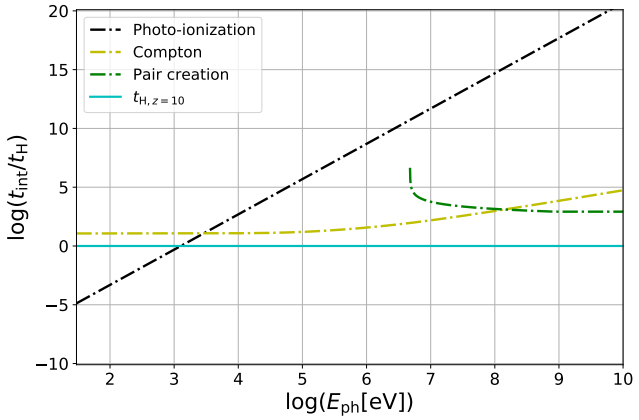


Fig. 2. Photons interaction times normalized to the Hubble time as a functions of their energy (dash-dotted lines).

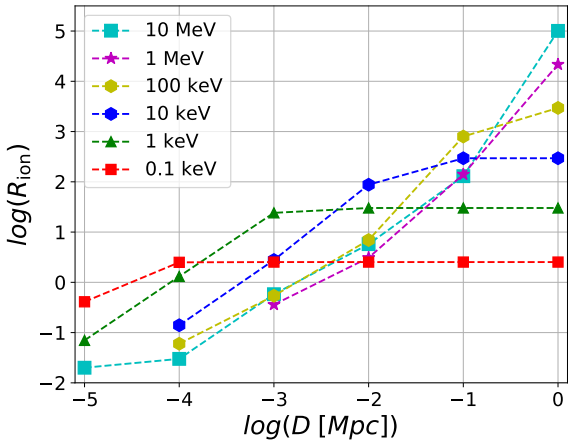


Fig. 3. Ionization count per primary electron ($R_{\rm ion}$) as a function of the distance D from the source, for different kinetic energy values of the primary electrons.

2.2. Numerical simulations

The evolution and propagation of an electromagnetic cascade involves the coupling of different types of particle populations. This renders the problem too complex to be properly solved by analytic means. Therefore, to model the interactions between CRs and the IGM we used the code UTOPIA (Understanding Transport Of Particles In Astrophysics; Pellizza et al., 2010; Douna et al., 2018). We ran a set of physical simulations spanning a spherical volume of radius $R = 1$ Mpc (typical distance between galaxies at $z = 10$) centered around a point-like source of CR electrons, considering only the cooling processes we found to be relevant for reionization.

3. Preliminary Results

As shown in Fig.3, we calculated the cumulative number of ionization events per primary electron, produced by electron-initiated EMC, as a function of the distance to the source and the kinetic energy of the primary electron. For primary electrons with $K_{\rm e} < 10$ keV we see that the curves reach a plateau once all the electrons in the cascade cool down below $I_{\rm H}$. On the other hand, for electrons with $K_{\rm e} > 10$ keV, the ionization counts keep increasing for all distance bins, indicating that they do not cool completely before reaching the spatial boundary of the simulation (1 Mpc). These results agree with those of Douna et al. (2018) for low energy electrons, and extend them to higher kinetic energies. They suggest that high energy electrons can transport a fraction of their energy far away from the CR source, opening a potential channel of deep IGM ionization, as we show in the remainder of this section.

In Fig.4 we show a simulated spectra of secondary photons produced by IC scattering, for different kinetic energy values of the primary electron. We see that secondary ionizing photons are originated when electrons with energies between $15 - 500$ MeV scatter against a CMB photon ($E_{\rm CMB} \sim 4.12 \times 10^{-3}$ eV). Electrons below that energy range produce photons with energies $E_{\rm ph} < 13.6$ eV (i.e. non-ionizing photons). Meanwhile, electrons with higher energy produce photons with $E_{\rm ph} > 1$ keV. These have a mean free path larger than the size of the simulated volume and we therefore disregard them. In conclusion, EMC initiated by electrons with $15 < K_{\rm e} < 500$ MeV are the ones expected to be of special relevance, due to the contribution of photo-ionization.

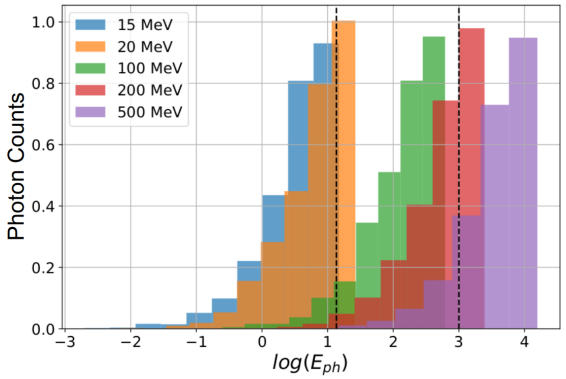


Fig. 4. Normalized energy spectrum of the secondary photons produced by primary electrons via IC. The colors show different kinetic energies for the primary electrons. The two dashed vertical lines limit the region of interest for photon energies, from 13.6 eV (*left*) to 1 keV (*right*).

In Fig.5 we show the total number of ionization events per primary electron $N_{\rm ion}$ produced within D, as a function of the electron kinetic energy, for different sets of simulations. The first one includes only elastic and inelastic collisions (dashed blue line); the second one considers also IC interactions (dashed black line); and the third one additionally incorporates the photo-ionization of secondary photons (dashed red line). The plot distinguishes three energy ranges: low (green), intermediate (yellow) and high (red) kinetic energy regions.

In the leftmost region there is no significant difference among the curves, $N_{\rm ion}$ grows linearly with the en-

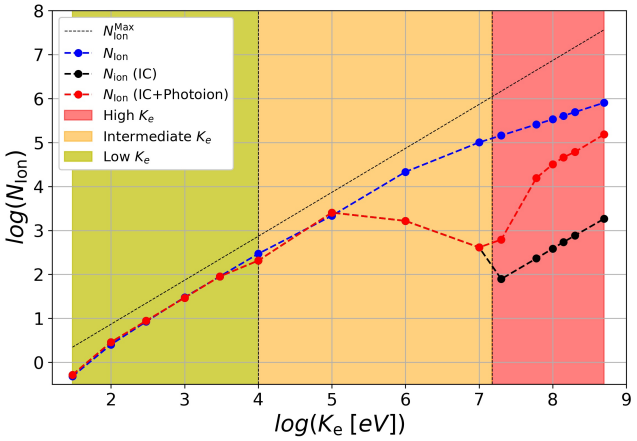


Fig. 5. Ionization counts per primary electron with and without considering IC and photo-ionization contributions, as a function of the kinetic energy of the primary electrons.

ergy of the electron for all cases. First, low energy electrons lose most of their energy via CI, the rate of which heavily dominates over IC scattering at this regime. Second, the mean energy lost in each IC interaction is well below $I_{\rm H}$, and only generates non-ionizing secondary photons. Therefore, the effects of IC and photo-ionization on $N_{\rm ion}$ for low energy electrons is negligible.

The middle region shows how the IC losses start to hinder the number of ionization events per primary electron. This occurs because the amount of energy lost with each interaction increases with the energy of the incident electron. For electrons with $K_{\rm e} > 10$ keV, the energy fraction lost through IC dominates over other losses. This tendency continues as we consider higher electron energy values, until we reach $K_{\rm e} = 15$ MeV (high energy regime). Then, for intermediate energy electrons, the incorporation of the IC scattering results in a significant decrease of the number of CI events they can produce.

Finally, electrons with $K_{\rm e} > 15$ MeV can produce, through IC scattering, secondary photons with energies above the ionization threshold. This allows photo-ionization to occur, permitting a significant portion of the energy losses due to IC to be reinserted into the medium as ionizations. This means that high energy electrons can produce a significant contribution to the ionization of the medium, specially on those regions far from the source where low energy ones cannot reach.

4. Conclusions

We explored the physics of electron-initiated EMC propagating through the IGM for a standard reionization scenario that is consistent with the latest observational results (Wise, 2019). To this aim, we simulated all energy deposition mechanisms for electron cooling within a spherical volume of 1 Mpc centered on the CR source, and determined their effects over the IGM during the EoR. Summarizing:

(i) Both low energy ($K_{\rm e} < 100$ keV) and high energy ($K_{\rm e} > 15$ MeV) electrons can ionize efficiently.
(ii) Intermediate energy electrons (15 MeV $> K_{\rm e} >$ 100 keV) cool down rapidly via IC scattering, producing non-ionizing photons, which hinders their ionization efficiency.
(iii) Escaping electrons carry away a large fraction of their initial energy, and are of interest as ionizing agents of the deep IGM.
(iv) As suggested by previous works (Douna et al., 2018), the large scale reionization of the IGM mainly proceed in two steps: i) energy has to be carried far away from the source by high energy electrons and ii) those electrons have to be cooled to produce ionizations.

Our future endeavours will focus on extending the spatial range of the simulations in order to have a better understanding of the reionization process beyond the megaparsec threshold. We are also working on the effects of magnetic fields over the propagation of the EMC, since the irregularities in these fields would give rise to a diffusive transport regime for the electrons, which could significantly impact their ionization capability. Additionally, we aim to incorporate hadronic-initiated cascades into our simulations to study the contribution of CR protons to the reionization process. This will allow us to study more physically accurate injections of CR particles, taking into account all relevant energy losses, and then scale the results to the demographics of the CR sources, as was done Douna et al. (2018).

References

Becker G.D., et al., 2015, MNRAS, 447, 3402
Cowie L.L., Barger A.J., Trouille L., 2009, ApJ, 692, 1476
Douna V.M., et al., 2018, MNRAS, 474, 3488
Fan X., et al., 2001, AJ, 122, 2833
Fan X., et al., 2006, AJ, 132, 117
Ferrara A., Loeb A., 2013, MNRAS, 431, 2826
Fragos T., et al., 2013, ApJL, 776, L31
Greig B., Mesinger A., 2017, MNRAS, 465, 4838
Heckman T.M., et al., 2001, ApJ, 558, 56
Heinz S., Sunyaev R., 2002, A&A, 390, 751
Izotov Y.I., et al., 2016, Nature, 529, 178
Jeon M., et al., 2014, MNRAS, 440, 3778
Leite N., et al., 2017, MNRAS, 469, 416
Madau P., Fragos T., 2017, ApJ, 840, 39
Madau P., Haardt F., 2015, ApJ, 813, L8
Mirabel I.F., et al., 2011, A&A, 528, A149
Mitra S., Ferrara A., Choudhury T.R., 2013, MNRAS, 428, L1
Peacock J.A., 1999, *Cosmological Physics*
Pellizza L.J., Orellana M., Romero G.E., 2010, International Journal of Modern Physics D, 19, 671
Robertson B.E., et al., 2010, Nature, 468, 49
Sazonov S.Y., Khabibullin I.I., 2017, Astronomy Letters, 43, 211
Sotomayor Checa P., Romero G.E., 2019, A&A, 629, A76
Tueros M., del Valle M.V., Romero G.E., 2014, A&A, 570, L3
Wise J.H., 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.06653
Xu H., et al., 2014, ApJ, 791, 110

Ultra Diffuse Galaxy formation constraints and possible detection in S-PLUS images

P. Astudillo Sotomayor[1], N.W.C. Leigh[1,2], R. Demarco[3], A.V. Smith Castelli[4,5], R.F. Haack[4,5], A.R. Lopes[4] & L.A. Gutierrez Soto[4]

[1] *Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Chile*
[2] *Department of Astrophysics, American Museum of Natural History, EE.UU.*
[3] *Instituto de Astrofísica, Universidad Andrés Bello, Chile*
[4] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[5] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 21 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Presentamos trabajo preliminar asociado a la identificación de posibles escenarios de formación para las denominadas Galaxias Ultra Difusas (UDGs, por sus siglas en inglés) y sus sistemas de cúmulos globulares (GCs, por sus siglas en inglés). Para ello, ajustamos la función de luminosidad de los GCs, la cual se espera sea afectada por varios escenarios de formación. También presentamos nuestro plan de profundizar en el pasado colisional de las UDGs, estudiando las escalas de tiempo de fricción dinámica para acotar el tiempo transcurrido desde una posible interacción galaxia-galaxia. Por último, presentamos trabajo actualmente en desarrollo relacionado a la detectección de UDGs a la distancia del cúmulo de galaxias de Fornax en imágenes de la colaboración S-PLUS.

Abstract / We present preliminary work constraining possible formation scenarios for the formation of Ultra Diffuse Galaxies (UDGs) and the unique Globular Cluster (GC) populations some UDGs have. For this, we fit the GC luminosity function which is expected to be affected by several formation scenarios. We also present our plans to further delve into the collisional past of the UDGs, studying the GC dynamical friction timescale to constrain the time elapsed since a galaxy-galaxy interaction if this one occurred. We finally present our ongoing work attempting to detect UDGs at the Fornax cluster distance in images obtained by the S-PLUS collaboration.

Keywords / galaxies: dwarf — galaxies: star clusters: general — galaxies: formation — galaxies: luminosity function, mass function — galaxies: kinematics and dynamics

1. Introduction

Ultra diffuse galaxies (UDGs), as characterized by van Dokkum et al. (2015a), exhibit a distinctive combination of traits: low surface brightness ($\mu_e = 24 - 28$ mag arcsec^{-2}) akin to dwarf galaxies, coupled with significantly larger effective radii ($1.5 - 5$ kpc). They have been extensively observed across various environments, including galaxy clusters such as Coma and Virgo, as well as in groups and the field (van Dokkum et al., 2015a,b; Yagi et al., 2016; Koda et al., 2015; Mihos et al., 2015; González et al., 2018; Jones et al., 2023). These galaxies, characterized by old stellar populations and minimal ongoing star formation, typically reside on the red sequence of the color-magnitude diagram, with stellar masses ranging from 10^7 to $10^8\,M_\odot$ (Koda et al., 2015).

The origins of UDGs falls into two broad categories: in-situ and ex-situ processes. In the case of in-situ processes there's been numerous mechanism proposed such as stellar feedback and gas outflows Di Cintio et al. (2017); Chan et al. (2018), high momentum rotation of their haloes (Amorisco & Loeb, 2016; Benavides et al., 2023). Conversely, ex-situ mechanisms, predominant in dense environments like galaxy clusters, involve external forces such as ram-pressure stripping and tidal interactions, which strip galaxies of their gas reservoirs (Martin et al., 2019). Other scenarios propose UDGs to be "failed galaxies" with Milky Way-like dark matter haloes but stellar masses corresponding to the dwarf galaxy range (e.g. Janssens et al., 2022; Toloba et al., 2023).

Carleton et al. (2019) proposed that the tidal stripping of dwarf galaxies with cored halos better reproduces observed UDG properties, particularly in cluster environments. However, discrepancies remain, particularly in explaining extremely large UDGs and those experiencing significant mass loss. Recent studies, including those by van der Burg et al. (2017) and Carleton et al. (2021), suggest an increase in UDG abundance with host cluster mass, indicative of a correlation with environment. Notably, observations of globular clusters in UDGs like NGC1052-DF2 and NGC1052-DF4 (hereafter DF2 and DF4) support a top-heavy GC Luminosity Function (GCLF) in various environments.

Our study aims to bring hints to which formation mechanism is more likely to create UDGs by studying their GCs populations in different environments. We

✉ *Contact* / pastudillo2018@udec.cl

Research article

present an initial sample from diverse environments and outline our methodology for studying GC populations. Additionally, we discuss the implications of our work in the broader context of the S-PLUS Fornax Project (S+FP; Smith Castelli et al., 2024).

2. Methodology and Results

We use publicly available catalogs of GCs in the UDGs and properties of the host galaxies reported in the literature, such as effective radius, stellar mass, Sérsic index and mean surface brightness in the F814W filter to perform our analysis in the GCs populations. This parameters are listed in Table 1. All the other parameters are derived or estimated as explained in the subsequent sub-sections. In Section 2.1 we show the fit of skewed gaussian functions to the GCLF of the UDGs. In Section 2.2, we calculate the radial profiles for mass, density and velocity dispersion fitting observable parameters to theoretical functions. In Section 2.3 we estimate the effective mass-to-light ratio using a function dependent in $\log \sigma$ and $\log I_e$ (see Zaritsky & Behroozi 2022). Finally, in Section 2.4 we calculate dynamical friction timescales for all GCs in the UDGs.

2.1. Globular Cluster Luminosty Function

The GCLF has been historically described as a gaussian with a near universal peak at $M_V \approx -7.5$ Harris & van den Bergh (1981) First, we fit skewed Gaussian functions to the GCLF histograms of each UDG. For this, we build a kernel density estimation of the data using the python package SCIKIT-LEARN (Pedregosa et al., 2011), opting for a Gaussian kernel. After this, we retrieve the parameters for a skewed Gaussian probability density function (SCIPY;Virtanen et al. 2020) using the negative log-likelihood function. Most UDGs like those in the Coma cluster and DGSAT-I show a turnover magnitude (M_0^T) consistent with the Universal peak $M_{I,0} \approx -8.4$ mag described by Harris & van den Bergh (1981). DF2 and DF4 are the only outliers to this universal property pointing to the idea that they should have a formation scenario completely different from other UDGs. We summarize the skewed Gaussian parameters in Table 2.

2.2. Radial profiles

To calculate the dynamical friction timescales for all GCs in our UDGs, first we need to compute numerically the mass, density and velocity dispersion profiles. The mass enclosed within a radius r is required to calculate the density and velocity dispersion profiles. This is done by fitting observational parameters such as the Sérsic index, n, and the effective surface brightness, I_e. Following Leigh & Fragione (2020) and Terzić & Graham (2005), we define:

$$\rho_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{4R_e} \Upsilon_0 I_e b^{n(1-p)}, \tag{1}$$

where Υ_0 is the mass-to-light ratio. The variables b and p are approximated as:

$$b = 1.9992n - 0.3271 \tag{2}$$

$$p = 1 - \frac{0.6097}{n} + \frac{0.055}{n^2}. \tag{3}$$

The mass profile is equation (A2) from Terzić & Graham (2005):

$$M(r) = 4\pi\rho_0 R_e^3 n b^{n(p-3)} \gamma(n(3-p), z) \tag{4}$$

For the density profile, we assume an isotropic and spherical distribution of mass:

$$\rho(r) = \frac{M(r)}{4/3\pi r^3}. \tag{5}$$

Finally, the velocity dispersion profile follows equation (A5) from Terzić & Graham (2005) which is the numerical solution of:

$$\sigma_s^2(r) = \frac{G}{\rho(r)} \int_r^\infty \rho(\bar{r}) \frac{M(\bar{r})}{\bar{r}^2} d\bar{r}. \tag{6}$$

2.3. Mass-to-light ratio estimation

The mass-to-light ratios are estimated using the following equation, with parameters $a = 0.198$, $b = 0.140$, $c = 0.192$, $d = -0.923$, $e = -0.108$ and $f = 1.306$ obtained by Zaritsky & Behroozi (2022) from fitting elliptical and dwarf elliptical galaxies, UDGs, dwarf spheroidal and ultra-faint satellites of the Milky Way and M31, and compact dwarf galaxies:

$$\log \Upsilon_e = a\,(\log\sigma)^2 + b\log\sigma + c\,(\log I_e)^2 + d\log I_e + e\log I_e \log\sigma + f. \tag{7}$$

2.4. Dynamical friction timescales

Following the treatment performed by Leigh & Fragione (2020) for DF2 and DF4, we study the past collisional evolution of observed GC populations, starting with the calculation of the dynamical friction (DF) timescales of each GC. DF timescales shorter than a Hubble time will motivate formation scenarios where the GC populations have had sufficient time to have their orbits become more centrally concentrated. The present-day positions of the GCs are in such cases not where they formed in their host galaxy.

The DF timescale (τ_{DF}) assuming circular orbits is given by (Binney & Tremaine, 1987; Gnedin et al., 2014):

$$\tau_{DF} = \frac{1.17\,M(r)\,r}{\ln\Lambda\, m_{GC}\,\sigma(r)} \tag{8}$$

As seen in Fig. 1, all GCs within $r \lesssim 3$ kpc for the UDGs in the sample, display DF timescales shorter than a Hubble time. Janssens et al. (2022) found the GC system of DGSAT-I to be more compact than the galaxy $R_{GC}/R_e = 0.7$. The compact GC system of DGSAT-I is consistent with what we find. This could be explained by the low DF timescales, such that the spatial distribution of the GC population in DGSAT-I was normal at birth, in comparison to the ones of other galaxies in our sample.

Table 1. UDGs parameters obtained from the literature.Column (2) present the filters in which the UDGs were observed, column (3) shows the number of GCs in each UDG, column (4) presents the stellar mass in solar masses, in column (5) we show the effective radius, column (6) lists the effective surface brightness in magnitudes per arcsecond, and columns (7) and (8), the Sérsic index and the environment where the UDG is located, respectively. * indicates that the galaxy is located in the outskirts of the Coma cluster. ** indicates that the galaxy is located in a filament of the Pisces-Perseus Supercluster, but isolated from groups or clusters. The references from which the listed values were obtained are shown in column (9) and are as follows: (a)Montes et al. (2021),(b) van Dokkum et al. (2018), (c) Montes et al. (2020), (d)van Dokkum et al. (2019), (e)Saifollahi et al. (2022), (f) Janssens et al. (2022).

Galaxy	Filters	N_{gc}	M_* ($M_\odot$)	r_e (kpc)	$< \mu >_{e,F814W}$ (mag arcsec^{-1})	n	Env.	ref
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
NGC1052-DF2	F606W, F814W	14	2.0×10^8	2.20	25.24	0.55	Group	(a),(b)
NGC1052-DF4	F606W, F814W	11	1.5×10^8	1.60	25.06	0.79	Group	(c),(d)
DF07	F475W, F814W	17	2.8×10^8	3.74	24.69	0.81	Cluster	(e)
DF08	F475W, F814W	10	0.6×10^8	3.07	25.61	0.88	Cluster	(e)
DF17	F475W, F814W	24	1.4×10^8	3.75	25.34	0.65	Cluster	(e)
DF44	F475W, F814W	22	2.1×10^8	4.21	25.08	0.77	Cluster	(e)
DFX1	F606W, F814W	19	1.5×10^8	3.73	25.10	0.92	Cluster	(e)
SMDG1251014	F475W, F814W	30	4.9×10^8	5.06	25.20	1.01	Cluster*	(e)
DGSAT-I	F606W, F814W	12	3.3×10^8	4.70	25.00	0.38	Isolated**	(f)

Table 2. Results from fitting a skewed Gaussian function to the GCLF of the UDGs in the sample presented in Table 1. Columns (2), (3) and (4) are the skewed Gaussian parameters obtained from the fitting of the GCLF in the filter F814W. They are, from left to right, the peak magnitude, the standard deviation and the skewness parameter, respectively.

Galaxy	M_0^T [mag]	σ	α
(1)	(2)	(3)	(4)
DF2	-9.32 ± 0.01	0.77 ± 0.20	1.13
DF4	-9.33 ± 0.00	0.80 ± 0.24	1.29
DF07	-8.61 ± 0.03	0.92 ± 0.22	-0.30
DF08	-8.16 ± 0.02	0.69 ± 0.22	-0.18
DF17	-7.99 ± 0.02	0.84 ± 0.17	-2.50
DF44	-7.65 ± 0.03	1.13 ± 0.24	-5.18
DFX1	-8.12 ± 0.03	0.65 ± 0.15	-1.19
SMDG1251014	-8.34 ± 0.03	0.90 ± 0.17	-1.90
DGSAT-I	-8.22 ± 0.06	1.33 ± 0.38	-2.81

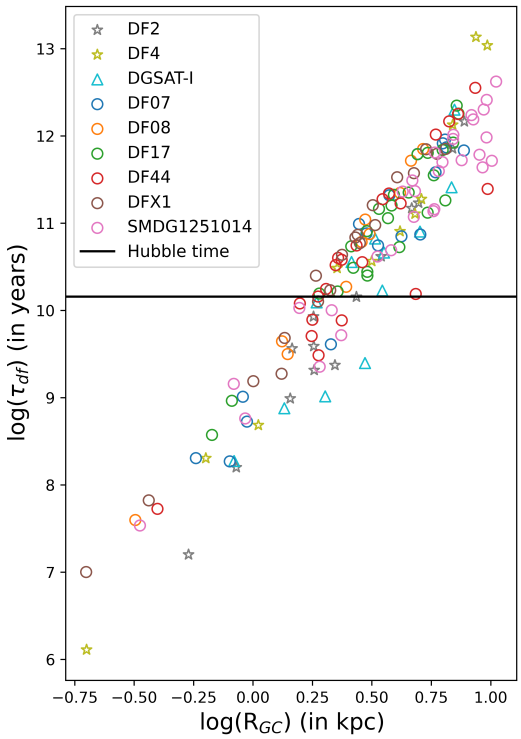


Fig. 1. DF timescales (in years) as a function of projected galactocentric distance (in kpc). Circles represent GCs in UDGS in the Coma cluster, triangles represent GCs in the isolated UDG DGSAT-I and stars show GCs in NGC1052-DF2 and NGC1052-DF4. The solid horizontal line depicts a Hubble time.

3. Ultra Diffuse Galaxies in the Fornax Cluster using S-PLUS

In order to better constrain our previous results, we look for significantly enlarge our sample of GCs in UDGs placed in dense environments. To that aim, we have been able to detect UDGs, previously observed in the context of the *Systematically Measuring Ultra Diffuse Galaxies* (SMUDGes) project (Zaritsky et al. 2019, 2023), in S-PLUS images that are being analyzed as part of the S-PLUS Fornax Project (S+FP; Smith Castelli et al. 2024) (Fig. 2). The S+FP aims at studying the galaxy and GC populations in the Fornax cluster and its surroundings, using 106 S-PLUS fields (1.4×1.4 deg^2) which cover an area of ≈ 208 deg^2. With this coverage, the S+FP reaches up to $5 \times R_{vir}$ in RA. Previous studies focused on low surface brightness (LSB) galaxies and UDGs in Fornax, such as those performed by the Next Generation Fornax Survey (NGFS; Muñoz et al. (2015)) and the Fornax Deep Survey (FDS; Venhola et al. 2017, 2022), have mostly been concentrated in the inner region of the cluster (≈ 1 R_{vir}). However, SMUDGes, encompassing $\approx 14,000$ deg^2 of the sky, provides us with UDG candidates covering, in projection, all S+FP fields. The well-populated sample of already known UDGs in For-

nax, will allow us to significantly extend our study of the UDGs' GC systems in a rich nearby cluster. It is worth noticing that S-PLUS will only allow us to study the bright end of the GCLF (see Section 3.11.1 in Smith Castelli et al. 2024). However, considering that for most UDGs (with exception of DF2 and DF4) the GCLF is consistent with the expected reuniversal GCLF, at least in peak magnitude, we will still be able to reconstruct their GCLF. We are starting to deepen in such an analysis and we expect to submit a paper with the results soon.

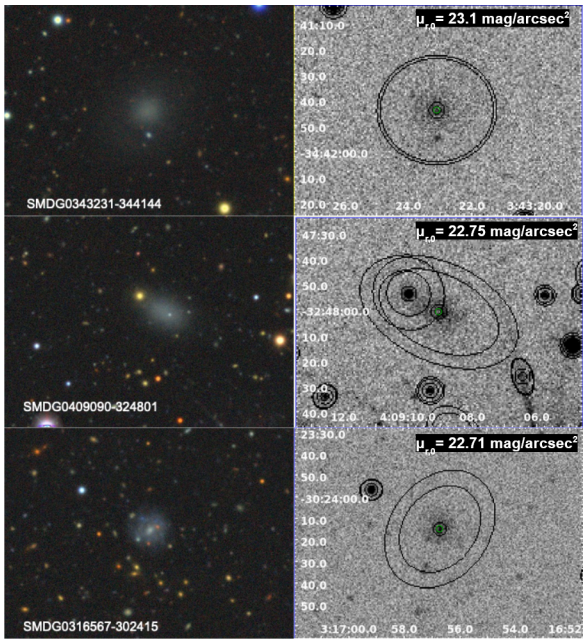


Fig. 2. Three UDGs previously identified by SMUDGes in the Fornax cluster, that have been recently detected with SExtractor in S-PLUS images. The left panel shows the galaxy images obtained from the DESI Legacy Imaging Survey and, the right panel, the detection by SExtractor using RUN 2 from Haack et al. (2024)

Acknowledgements: We acknowledge funding from ANID, Chile via Millenium Nucleus NCN23_002 (TITANs) and BASAL FB210003 NWCL gratefully acknowledges the generous support of a Fondecyt General grant 1230082, as well as support from Núcleo Milenio NCN2023_002 (TITANs) and funding via the BASAL Centro de Excelencia en Astrofisica y Tecnologias Afines (CATA) grant PFB-06/2007. NWCL also thanks support from ANID BASAL project ACE210002 and ANID BASAL projects ACE210002 and FB210003. RD also gratefully acknowledges support by the ANID BASAL project FB210003. A.V.S.C., R.F.H., A.R.L. and L.A.G.S. acknowledge financial support from CONICET, Agencia I+D+i (PICT 2019-03299) and Universidad Nacional de La Plata (Argentina). S-PLUS is an international collaboration founded by Universidade de Sao Paulo, Observatório Nacional, Universidade Federal de Sergipe, Universidad de La Serena and Universidade Federal de Santa Catarina.

References

Amorisco N.C., Loeb A., 2016, MNRAS, 459, L51
Benavides J.A., et al., 2023, MNRAS, 522, 1033
Binney J., Tremaine S., 1987, *Galactic dynamics*
Carleton T., et al., 2019, MNRAS, 485, 382
Carleton T., et al., 2021, MNRAS, 502, 398
Chan T.K., et al., 2018, MNRAS, 478, 906
Di Cintio A., et al., 2017, MNRAS, 466, L1
Gnedin O.Y., Ostriker J.P., Tremaine S., 2014, ApJ, 785, 71
González N.M., et al., 2018, A&A, 620, A166
Haack R.F., et al., 2024, MNRAS, 530, 3195
Harris W.E., van den Bergh S., 1981, AJ, 86, 1627
Janssens S.R., et al., 2022, MNRAS, 517, 858
Jones M.G., et al., 2023, ApJL, 942, L5
Koda J., et al., 2015, ApJL, 807, L2
Leigh N.W.C., Fragione G., 2020, ApJ, 892, 32
Martin G., et al., 2019, MNRAS, 485, 796
Mihos J.C., et al., 2015, ApJL, 809, L21
Montes M., et al., 2020, ApJ, 904, 114
Montes M., et al., 2021, ApJ, 919, 56
Muñoz R.P., et al., 2015, ApJL, 813, L15
Pedregosa F., et al., 2011, Journal of Machine Learning Research, 12, 2825
Saifollahi T., et al., 2022, MNRAS, 511, 4633
Smith Castelli A.V., et al., 2024, MNRAS
Terzić B., Graham A.W., 2005, MNRAS, 362, 197
Toloba E., et al., 2023, ApJ, 951, 77
van der Burg R.F.J., et al., 2017, A&A, 607, A79
van Dokkum P., et al., 2018, Nature, 555, 629
van Dokkum P., et al., 2019, ApJL, 874, L5
van Dokkum P.G., et al., 2015a, ApJL, 798, L45
van Dokkum P.G., et al., 2015b, ApJL, 804, L26
Venhola A., et al., 2017, A&A, 608, A142
Venhola A., et al., 2022, A&A, 662, A43
Virtanen P., et al., 2020, Nature Methods, 17, 261
Yagi M., et al., 2016, ApJS, 225, 11
Zaritsky D., Behroozi P., 2022, MNRAS, 519, 871
Zaritsky D., et al., 2019, ApJS, 240, 1
Zaritsky D., et al., 2023, ApJS, 267, 27

Exploring the halo occupation distribution in nodes and filaments

N.R. Perez[1,2], L.A. Pereyra[3,4], G.V. Coldwell[1,2], F. Rodríguez[3,4] & I.G. Alfaro[3,4]

[1] *Departamento de Geofísica y Astronomía, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[4] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 23 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Exploramos la distribución de ocupación del halo (HOD) en nodos y filamentos. Utilizando las simulaciones hidrodinámicas cosmológicas TNG300-1 y el Extractor de Estructuras Persistentes Discretas (DisPerSE), analizamos la HOD en una amplia gama de umbrales de magnitud y colores de galaxias. Nuestros resultados revelan un exceso de galaxias débiles y azules en halos de baja masa en las regiones centrales de los nodos, lo que indica que estas regiones no exhiben el comportamiento de los cúmulos de galaxias virializados. Esto sugiere que la materia continúa acumulándose en estas regiones, afectando sus propiedades dinámicas.

Abstract / We explore the halo occupation distribution (HOD) in nodes and filaments. Using the TNG300-1 cosmological hydrodynamical simulations and the Discrete Persistent Structures Extractor (DisPerSE), we analyse the HOD over a wide range of magnitude thresholds and galaxy colours. Our results reveal an excess of faint and blue galaxies in low-mass halos in the central regions of nodes, indicating that these regions do not exhibit the behaviour of virialised galaxy clusters. This suggests that matter continues to accrete in these regions, affecting their dynamical properties.

Keywords / large-scale structure of universe — galaxies: halos — galaxies: statistics — methods: statistical

1. Introduction

On large scales, galaxies describe a network pattern of nodes, filaments and voids known as the "Cosmic Web" (de Lapparent et al., 1986; Bond et al., 1996). The standard paradigm of the Universe formation suggests that large structures are formed from hierarchical grouping by the continuous accretion of less massive galaxy systems through filaments (Zel'dovich, 1970; Cautun et al., 2014). Then, the filamentary structures play an important role in the properties and galaxy evolution.

Galaxies form and evolve within dark matter halos, so their properties are related to the characteristics of the host halo. Moreover, several papers show the influence of the large-scale environment on galaxy properties such as shape, spin, stellar mass, star formation rate, colour (Tempel et al., 2013; Wang et al., 2020; Lee & Moon, 2023; Einasto et al., 2008; Malavasi et al., 2017; Kraljic et al., 2018; Laigle et al., 2018). The halo occupation distribution (HOD, Peacock & Smith (2000); Berlind & Weinberg (2002); Berlind et al. (2003); Zheng et al. (2005)) links galaxies and dark matter halos by the probability distribution that a halo of mass M contains N galaxies with specific properties.

We emphasise that our aim in this paper is to identify any differences in HODs for different cosmic structures, considering a wide range of magnitude thresholds and galaxy colours.

2. Data and sample selection

2.1. IllustrisTNG

The current analysis is based on the cosmological hydrodynamic simulations, IllustrisTNG* (Marinacci et al., 2018; Naiman et al., 2018; Nelson et al., 2018; Pillepich et al., 2018b,a; Springel et al., 2018), in particular TNG300-1, as it is the most suitable simulation to study the large-scale structure due to its high resolution. Cosmological parameters in the simulation agree with Planck 2015 results (Planck Collaboration et al., 2016): $\Omega_{m,0} = 0.3089$, $\Omega_{\Lambda,0} = 0.6911$, $\Omega_{b,0} = 0.0486$, $h = 0.6774$, $n_s = 0.9667$ and $\sigma_8 = 0.8159$. The simulation employs $2\,500^3$ dark matter particles and $2\,500^3$ gas cells with masses of 5.9×10^7 $M_\odot$ and 1.1×10^7 $M_\odot$, respectively, within a box of 205 h^{-1} Mpc.

2.2. DisPerSE

DisPerSE** (Discrete Persistent Structures Extractor) (Sousbie, 2011; Sousbie et al., 2011; Sousbie, 2013) is a multiscale structure identifier that is based on the discrete Morse theory. This theory applies mathematical properties describing the relationship between the topology and the geometry of the density field to characterise

*https://www.tng-project.org/
**http://www2.iap.fr/users/sousbie/web/html/index888d.html?archive

✉ *Contact* / noeliarocioperez@gmail.com

the Cosmic Web in a mathematical equivalent called the Morse complex.

The filaments and critical point catalogues developed by Duckworth et al. (2020a,b) *** are based on DisPerSE and give the cosmic web distances between each subhalo to the nearest minimum critical point, the nearest 1-saddle point, the nearest 2-saddle point, the nearest maximum critical point and the nearest filament segment. These catalogues are available for 8 snapshots from $z = 0$ to $z = 2$ of TNG300-1 and to build them, the authors selected subhalos with masses higher than $M_* > 10^{8.5}$ $h^{-1} M_\odot$ and set the persistence parameter $\sigma = 4$.

2.3. Sample selection

The sample used in this paper was constructed from the TNG300-1 Groupcat at $z = 0$ snapshot by selecting subhalos with $M_* > 10^{8.5}$ $h^{-1} M_\odot$ in accordance with the filament catalogue. Moreover, the selected subhalos must be contained in halos with masses $M_{200} \geq 10^{11}$ $h^{-1} M_\odot$ (being M_{200} the mass enclosed within a region that encompasses 200 times the critical density) in order to obtain halos with about 10^3 particles.

We obtained for each halo, the distance to the node, the ID of the closest filament and its properties, such as the distance to the axis of the filament. We built different subsamples taking into account the distances and considering halos belonging to nodes and filaments separately. We define nodes with varying radii ($d_n < 0.5, 1.0, 1.5$ and 2Mpc). The filaments are defined with varying widths ($d_f \leq 0.5, 1.0, 1.5$ and 2Mpc) and distances to the nodes ($d_n \geq 0.5, 1.0, 1.5$ and 2Mpc) to exclude halos within nodes. Here, d_n represents the distance to the node and d_f the distance to the filament axis.

3. Analysis

In this section, we explore and compare the HOD for the node and filament samples. To obtain these distributions, we compute the mean number of galaxies per halo mass bins $\langle N_{gal}|M_{halo}\rangle$ and we consider different ranges of absolute magnitudes and colours, in order to study their luminosity and galaxy population dependence. In this sense, we consider the r-magnitude thresholds: $M_r - 5\log_{10}(h) \leq -17, -18, -19$ and -20 and the mean colour value $M_g - M_r = 0.56$ to separate blue and red galaxies. The error bars were calculated using jackknife technique (Quenouille, 1949; Tukey, 1958).

4. Results

It aimed to study how satellite galaxies behave in the halo occupation, following Alfaro et al. (2020); Perez et al. (2024), we calculate the HOD for different absolute magnitude limits (Fig. 1). For the sake of simplicity, only the results for the extreme magnitude limits are presented.

*** https://github.com/illustristng/disperse_TNG

For the node samples, the main difference in the HOD between the subsamples occurs for halos with masses lower than 10^{13} $h^{-1} M_\odot$, being this signal stronger for nodes with 1 Mpc radius and decreasing for larger nodes. This finding is strongly related with the absolute magnitude limits, with a higher fraction for weaker magnitudes. The distributions for halos with masses greater than 10^{13} $h^{-1} M_\odot$ are comparable. The HOD for filament subsamples are very similar for halo masses lower than 10^{13} $h^{-1} M_\odot$. However, for higher masses we observed a slight difference, with the halo occupancy being lower for the sample with $d_f \leq 2$Mpc and $d_n \geq 2$Mpc.

To analyse the dependence of the halo occupation with the evolution of stellar populations of the galaxies, we compute the HOD considering the mean value of the $M_g - M_r$ subhalo colours. In Fig. 2, we observed that for the node subsamples, the distributions differ significantly for low-mass halos, while for the higher mass halos the distributions are indistinguishable. These differences are significantly stronger for the blue subhalos respect to the red ones. The HODs for the filament subsamples show an opposite behaviour, being similar for halos with lower masses and clearly differentiated for that with higher masses. This feature becomes more evident for the blue subhalos.

5. Conclusions

We have calculated the HOD for Groupcat at $z = 0$ of IllustrisTNG by selecting halos in nodes and filaments separately. Considering the distances to the nodes and the filament axis provided by the Cosmic Web Distances catalogue, we defined various node and filament subsamples. To identify potential variations in halo occupancy based on galaxy characteristics, we separate galaxies by luminosity and colour.

The node samples show an excess of faint galaxies in halos with masses below 10^{13} $h^{-1} M_\odot$, which decreases for brighter galaxies. This excess is higher for halos closest to the node centre ($d_n < 0.5$Mpc). The occupancy of galaxies is similar in massive halos, regardless of their luminosity. The filament samples show no significant variation, suggesting that galaxy halo occupancy does not appear to depend strongly on filament definition or galaxy magnitude.

Regarding the red sample, the HODs do not depend on the definition used for nodes and filaments, as they overlap. In the node samples an excess of blue galaxies is observed in low-mass halos, while in the filament samples the differences occur within the error bars for massive halos.

The occupancy of the halos in the filaments seems to be similar to that of the halos in the total sample. The excess of faint and blue galaxies in halos with masses lower than 10^{13} $h^{-1} M_\odot$ located in the central regions of the nodes, which would indicate that these regions do not behave like virialized galaxy clusters, probably because the matter is continually falling into these regions.

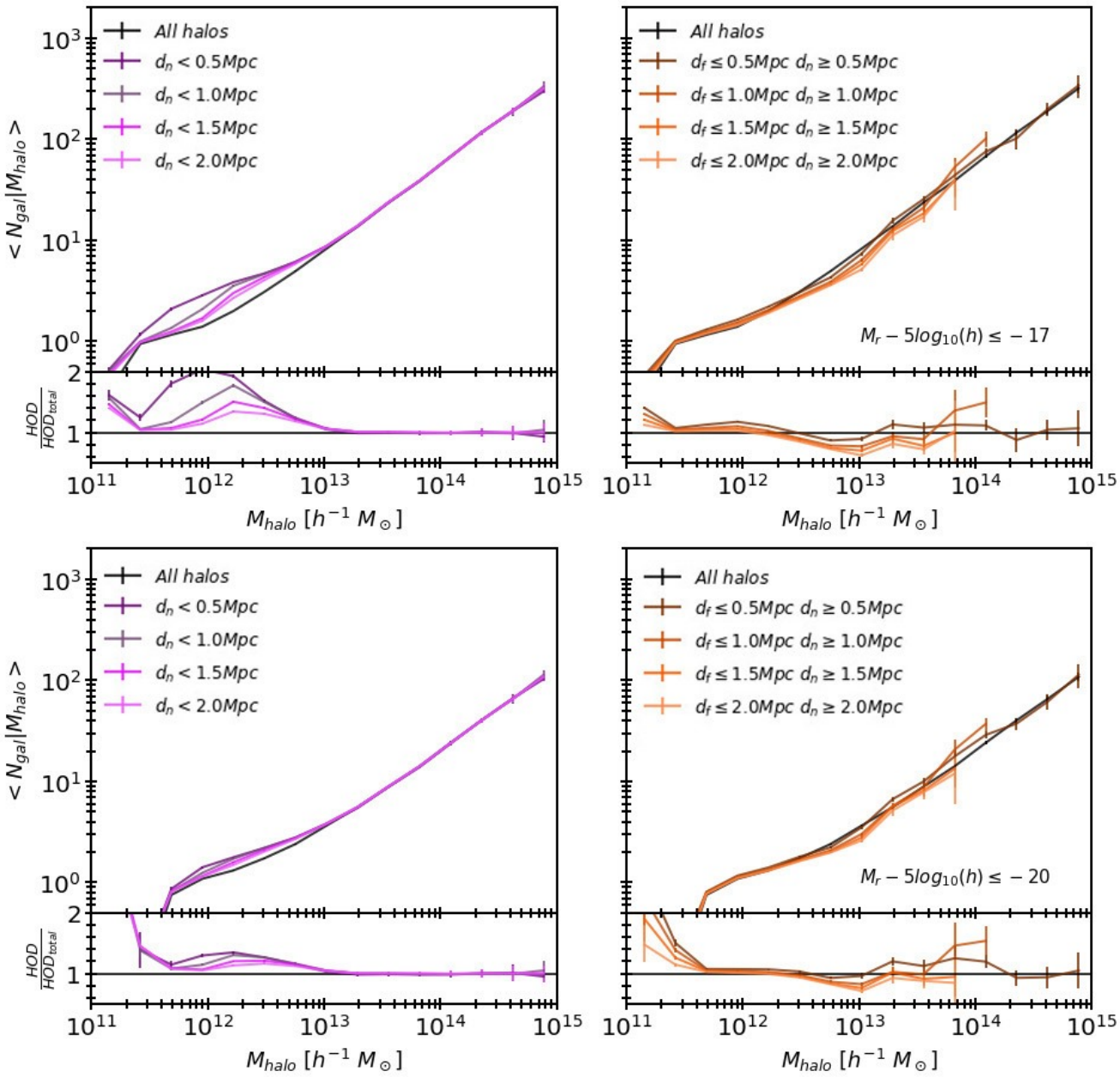


Fig. 1. HOD for the node (*left panels*) and filament (*right panels*) subsamples. The black lines represent the overall HOD for the corresponding limit in magnitude and the coloured lines describe the HOD for different node and filament subsamples. Below each panel we show the ratio between the subsamples and the overall HOD.

Acknowledgements: We thank the referee, for providing us with helpful comments and suggestions that improved this paper. This work was supported by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET). The authors would like to thank the Scientific Committee for giving them the opportunity to present this work at the RAAA65.

References

Alfaro I.G., et al., 2020, A&A, 638, A60
Berlind A.A., Weinberg D.H., 2002, ApJ, 575, 587
Berlind A.A., et al., 2003, ApJ, 593, 1
Bond J.R., Kofman L., Pogosyan D., 1996, Nature, 380, 603
Cautun M., et al., 2014, MNRAS, 441, 2923
de Lapparent V., Geller M.J., Huchra J.P., 1986, ApJL, 302, L1
Duckworth C., Tojeiro R., Kraljic K., 2020a, MNRAS, 492, 1869
Duckworth C., et al., 2020b, MNRAS, 495, 4542
Einasto M., et al., 2008, ApJ, 685, 83
Kraljic K., et al., 2018, MNRAS, 474, 547
Laigle C., et al., 2018, MNRAS, 474, 5437
Lee J., Moon J.S., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2305.04409
Malavasi N., et al., 2017, MNRAS, 465, 3817
Marinacci F., et al., 2018, MNRAS, 480, 5113
Naiman J.P., et al., 2018, MNRAS, 477, 1206
Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624
Peacock J.A., Smith R.E., 2000, MNRAS, 318, 1144
Perez N.R., et al., 2024, MNRAS, 528, 3186

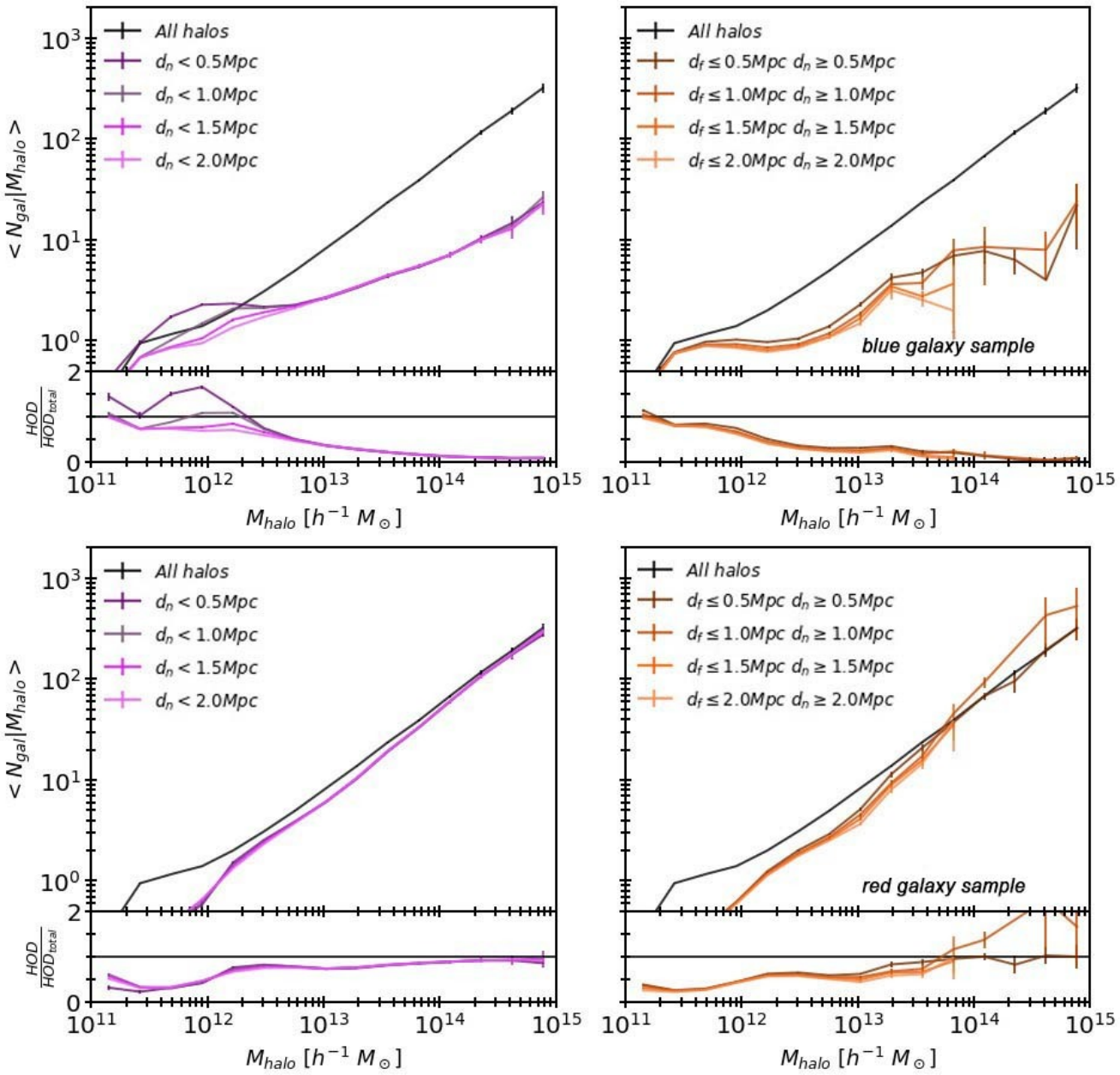


Fig. 2. HOD for the node (*left panels*) and filament (*right panels*) subsamples considering subhalos bluer and redder than the mean value for the whole galaxy population. The black lines represent the overall HOD for the corresponding colour, and the coloured lines describe the HOD for different subsamples of nodes and filaments. Below each panel we show the ratio between the subsamples and the overall HOD.

Pillepich A., et al., 2018a, MNRAS, 475, 648
Pillepich A., et al., 2018b, MNRAS, 473, 4077
Planck Collaboration, et al., 2016, A&A, 594, A13
Quenouille M.H., 1949, The Annals of Mathematical Statistics, 20, 355
Sousbie T., 2011, MNRAS, 414, 350
Sousbie T., 2013, DisPerSE: Discrete Persistent Structures Extractor, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1302.015
Sousbie T., Pichon C., Kawahara H., 2011, MNRAS, 414, 384
Springel V., et al., 2018, MNRAS, 475, 676
Tempel E., Stoica R.S., Saar E., 2013, MNRAS, 428, 1827
Tukey J.W., 1958, The Annals of Mathematical Statistics, 29, 614
Wang P., et al., 2020, ApJ, 900, 129
Zel'dovich Y.B., 1970, A&A, 5, 84
Zheng Z., et al., 2005, ApJ, 633, 791

Observaciones fotométricas ópticas de candidatas a galaxias en el survey VVV

F. Zarate[1], F. Duplancic[2], E. Gerville-Reache[3], D. Galdeano[2], F. Podestá[1,4], E. Gonzalez[1,4] & J.F. González[5]

[1] *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina*
[2] *Gabinete de Astronomía Extragaláctica, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, CONICET–UNSJ, Argentina*
[3] *Department of Astronomy, Yale University, EE.UU.*
[4] *Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina*
[5] *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET–UNSJ, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 10 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Se presentan resultados del estudio de una muestra de posibles candidatas a galaxia observadas en el relevamiento Vista Variables in the Via Láctea en la región sur del bulbo galáctico. Utilizando el Astrógrafo Doble de la Estación de Altura Carlos Ulrrico Cesco se obtuvieron las magnitudes en el óptico de 35 candidatas a galaxias de una muestra inicial de más de 14000 objetos seleccionados en el infrarrojo cercano. Para la obtención de las magnitudes estándares en el óptico se calibró una transformación entre las magnitudes instrumentales observadas con magnitudes calculadas en la banda G de 60 928 estrellas de GAIA en la región. Como conclusión de este trabajo resaltamos la factibilidad de utilizar el Astrógrafo Doble para obtener fotometría óptica de este tipo de galaxias. Esta información en muy relevante a la hora de poder planificar observaciones en otras facilidades como el telescopio Jorge Sahade que se encuentra emplazado en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO).

Abstract / A sample of galaxy candidates observed in the south region of the galactic bulge of Vista Variables in the Via Láctea survey is presented in this work. With the use of the Double Astrograph from the Estación de Altura Carlos Ulrrico Cesco the magnitudes in the visible light of 35 galaxy candidates were obtained. This galaxy candidates were selected from a catalogue with more than 14000 objects in the Near Infra-red part of the spectrum. For obtaining standard visual magnitudes a transformation from the instrumental observed magnitudes to the G standard magnitudes was calibrated with data of 60 928 GAIA stars. As a conclusion to this work we highlight the feasibility of using the Double Astrograph to obtain optical photometry of this type of galaxies. This information is very relevant when planning observations at other facilities such as the Jorge Sahade Telescope located at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO).

Keywords / Galaxy: bulge — galaxies: photometry — dust, extinction

1. Introducción: Sobre las galaxias del relevamiento VVV

Una gran mayoría del gas, polvo y estrellas de la Vía Láctea se encuentran en el disco y bulbo galáctico. Las subestructuras de nuestra galaxia y sus componentes son un obstáculo para observar el Universo en longitudes de onda ópticas debido a la gran densidad estelar y alta extinción de la luz visual. Estudiar dicha región del cielo conocida como "Zona de Oscurecimiento Óptico" o ZOA, por sus siglas en inglés, resulta una tarea compleja. Ante esta situación, el relevamiento público de la ESO, VISTA Variables in the Vía Láctea (VVV; Minniti et al. (2010)) en el infrarrojo cercano (NIR) ha demostrado ser una valiosa herramienta para descubrir y catalogar objetos extragalácticos en la ZOA gracias a su alta resolución angular ($0.339''$/pix) y profundidad 3 magnitudes más débiles que 2MASS (Skrutskie et al., 2006) en la banda Ks.

Diversos autores como Amôres et al. (2012), Coldwell et al. (2014), Baravalle et al. (2018), Galdeano et al. (2021) y Duplancic et al. (2024) definieron diferentes criterios fotométricos para la correcta identificación y diferenciación de objetos estelares de los extragalácticos en el relevamiento VVV. En el trabajo de Amôres et al. (2012) se realizó inspección visual de imágenes en falso color del mosaico *d003*, buscando identificar estructuras con morfología característica de fuentes extragalácticas. También, se analizaron diagramas color–color y distribuciones de tamaño basadas en el radio de Petrosian. En Coldwell et al. (2014) se realizó fotometría con SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) de candidatas a galaxias del cúmulo Suzaku J1759–3450 (mosaico *b216*) y se utilizó el índice de estelaridad class_star para diferenciar fuentes estelares de extragalácticas así como el parámetro $r_{1/2}$, el cual dá el radio que encierra la mitad del flujo medido de una fuente. En el trabajo de Baravalle et al. (2018) se realizó fotometría de apertura con SExtractor y psfex (Bertin, 2011) en los mosaicos *d010* y *d115* y se buscó diferenciar objetos estelares de

✉ *Contacto* / fzarate152@gmail.com

extragalácticos usando los parámetros class_star, $r_{1/2}$, índice de concentración C y spread_model. También se utilizaron criterios para diferenciar fuentes extendidas de estelares en diagramas color–color y color–magnitud. Además, se inspeccionaron visualmente imágenes de las candidatas a galaxias. En el trabajo de Galdeano et al. (2021) se utilizaron técnicas y criterios similares a los descriptos en los trabajos anteriores; además de un análisis de un mapa de densidad de las galaxias encontradas; hallando una sobredensidad de galaxias en el mosaico *b204*, posteriores estudios (Galdeano et al., 2022) confirmaron dicha sobredensidad como un cúmulo de galaxias.

Recientemente Duplancic et al. (2024) presentaron un catálogo con fotometría NIR en las bandas Z, Y, J, H, Ks (con longitudes medias de 0.88, 1.02, 1.25, 1.65, 2.15 μm, respectivamente) de más de 14 000 candidatas a galaxias observadas con el relevamiento VVV. Este catálogo cubre la sección del bulbo galáctico comprendida entre $-10\,^\circ \leq l \leq 10\,^\circ$ y $-10\,^\circ \leq b \leq 5\,^\circ$. Los objetos se seleccionaron a partir de datos de catálogo extraídos desde VSA⋆, de los cuales se obtuvieron magnitudes de apertura y extinciones del mapa de Chen et al. (2013). Luego se descargaron imágenes en la banda Ks de estos objetos y se corrió SExtractor de manera de obtener parámetros específicos de separación estrella-galaxia. Así mismo se realizó inspección visual en imágenes falso color que resaltan el color rojo de las galaxias en contra del azul del las estrellas. De esta manera se terminó de descontaminar de objetos estelares el catálogo. Para mayor información sobre el catálogo se remite al lector al trabajo de Duplancic et al. (2024) (D24).

La finalidad del presente trabajo es generar una estrategia observacional adecuada para poder obtener fotometría en la región del óptico de una muestra de estos objetos. Para tal fin se llevó a cabo un proyecto piloto utilizando las facilidades de la estación de altura Carlos U. Cesco del observatorio Astronómico Félix Aguilar (OAFA).

2. Estrategia Observacional

Para las observaciones se utilizó el Astrógrafo Doble (AD), instrumento que actualmente cuenta con filtro en la banda V de Johnson–Cousins (JC) con una longitud de onda media de 0.54 μm y ancho equivalente de 0.08 μm. El AD consta de un diámetro de apertura de 0.5m y la combinación del telescopio y cámara proporciona un tamaño de campo de $\approx 25' \times 25'$ con una resolución angular de 0.732″/pix. El valor límite de magnitud observable del AD se estima en $V_{\rm lim} = 18$.

Para la selección de los objetos con mayor probabilidad de ser observados en el óptico se escogió la región del bulbo galáctico cubierta por el catálogo de D24 que posee menor extinción en las bandas Ks y V según los mapas de Chen et al. (2013) y Schlafly & Finkbeiner (2011), respectivamente: $-10\,^\circ \leq b \leq -5\,^\circ$. En dicha región se encuentran 13863 objetos (90 %) del catálogo de D24.

⋆http://vsa.roe.ac.uk/

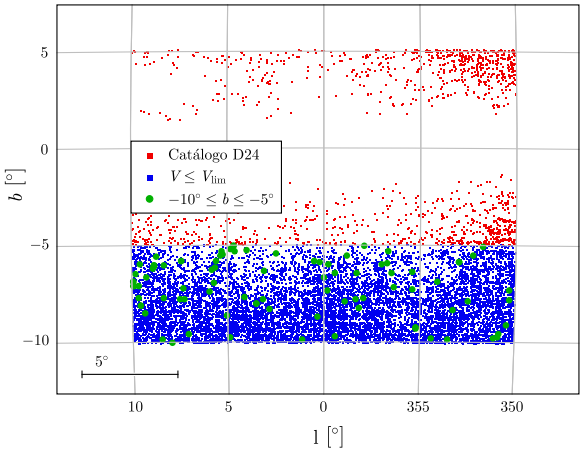


Fig. 1. Distribución espacial de los 93 objetos de D24 seleccionados como viables de observación.

De manera de estimar la magnitud V de estas fuentes se transformaron las magnitudes J, H y Ks de VVV otorgadas por el catálogo a magnitudes en las mismas bandas del relevamiento 2MASS utilizando las ecuaciones presentadas en González-Fernández et al. (2018). Posteriormente, para obtener una estima de la magnitud V se utilizaron las ecuaciones de transformación del sistema fotométrico de 2MASS al de JC presentadas en Bilir et al. (2008).

Una vez obtenida una estima de las magnitudes V de los 13863 objetos dentro de la zona de estudio se buscó aquellos que cumplieran $V < V_{\rm lim}$ y se construyó una lista de objetos con mayor viabilidad para la observación fotométrica con este instrumento. Dicha lista se compone de 93 objetos, constituyendo el $\approx 0.671\,\%$ de la región explorada ($\approx 0.606\,\%$ del total del catálogo). En la Fig. 1 se muestra la posición de estos objetos en coordenadas galácticas.

Se inspeccionaron los 93 objetos con imágenes en falso color de VVV para desarrollar una estrategia observacional que permitiese optimizar el tiempo de telescopio. Se priorizaron los objetos del catálogo más brillantes, que tuvieran la menor contaminación de estrellas en el campo así como galaxias cercanas en proyección que pudieran ser capturadas en una misma imagen. Durante 6 noches de observación en el mes de julio de 2023, se tomaron imágenes de 27 campos del AD permitiendo la observación de 35 objetos de los 93 seleccionados inicialmente. El *seeing* medio durante las noches de observación fue de 2.5″, mientras que dos noches presentaron leve nubosidad.

En la Fig. 2 se pueden comparar como se ven algunos objetos del catálogo de D24 observados para este trabajo con respecto a sus imágenes en falso color en las bandas de VVV.

3. Fotometría en el óptico de galaxias VVV

Se realizó fotometría de apertura con un diámetro de 11.712″ (16 píxeles) sobre las imágenes de los 27 campos observados. Para tal fin se utilizó el paquete daophot de IRAF (Tody, 1986) con parámetros estándar. Para la

Fig. 2. Comparación entre algunos objetos del catálogo de D24 en imágenes VVV en el NIR en falso color vs. las obtenidas para este trabajo en el óptico en escala de grises. Es apreciable la diferencia en resolución espacial de VISTA ($0,339''$/pix) y el AD ($0,732''$/pix). Las imágenes tienen $1' \times 1'$.

determinación de magnitudes en el óptico de los objetos del catálogo se buscó construir y calibrar, con estrellas catalogadas de cada campo, una transformación entre las *magnitudes instrumentales* v, obtenidas de la fotometría de apertura con el AD, y magnitudes estándares G del sistema fotométrico RGB de Cardiel et al. (2021) (con una longitud de onda media de $0.53\,\mu$m y ancho equivalente de $0.09\,\mu$m). La elección de este sistema fotométrico está fundamentada en que el rango espectral cubierto y la morfología de la curva de transmisión de la banda G es muy similar al de la banda V de JC con la que se tomaron las imágenes. De esta manera, una transformación entre magnitudes v y G debería ser consistente con una constante aditiva, descontando dependencias con el color que no pueden ser cuantificables por que las imágenes del AD se tomaron con único filtro. Además, en el sistema fotométrico RGB existen catalogadas una gran cantidad de estrellas en cada uno de los campos, permitiendo tener una mejor precisión en la calibración de la transformación. Para esto se recurrió al catálogo de Carrasco et al. (2023) que contiene la fotometría RGB de $\sim 2 \times 10^8$ fuentes de Gaia EDR3 (Gaia Collaboration et al., 2021).

En la Fig. 3 se muestra el diagrama construido para la calibración de la transformación $G - v$ considerando 60928 estrellas con $v < 18$ distribuidas en 17 de los 27 campos observados. Estos campos fueron seleccionados por ser los de mejor calidad de cielo, con la finalidad de evitar sesgos en la calibración. Puede observarse que la transformación se ubica a lo largo de una recta con pendiente casi nula para las fuentes brillantes con $v < 12$, indicando una diferencia de ≈ 1 magnitud entre las magnitudes instrumental v y estándar G. A medida que nos desplazamos a magnitudes más débiles, la dispersión de los puntos aumenta considerablemente. Los puntos verdes en esta figura representan las galaxias observadas de D24, las mismas presentan magnitudes instrumentales en el rango $13 < v < 17$.

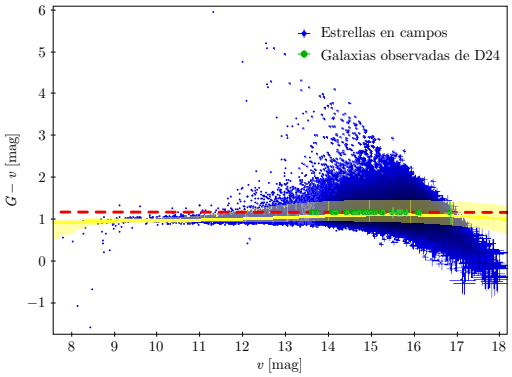


Fig. 3. Relación entre $G - v$ y v de 60928 estrellas (cuadrados abiertos azules). Las galaxias observadas se muestran en círculos llenos verdes. Los errores en los puntos son los asociados a la fotometría. La línea roja de trazos corresponde a un ajuste lineal adoptado, mientras que la linea amarilla continua y el sombreado representan la media de la distribución y la dispersión gaussiana correspondiente a 1σ.

En base a estos resultados se consideró la siguiente ecuación de transformación

$$G = v - 0.00075 \times v + 1.19$$

Este ajuste está representado por la línea de trazos roja en la Fig. 3. De esta manera se obtuvo una estima de la magnitud G de 35 objetos del catálogo de D24. La tabla 1 muestra 5 ejemplos de las magnitudes obtenidas para estas galaxias. Los errores asociados a la banda G son calculados a partir de los errores en la magnitud v.

3.1. El rol de la extinción galáctica

Es sabido que la extinción en longitudes de onda del visual en las latitudes galácticas analizadas en este tra-

Tabla 1. Fotometría de apertura realizada para candidatas a galaxias del catálogo de D24.

VVV ID	RA[°]	DEC[°]	G	$G_{\rm err}$
515679688554	273.26774	-37.67551	14.911	0.012
515744996356	276.09729	-34.18186	15.582	0.019
515632792050	271.24481	-41.66352	15.868	0.016
515928986848	278.67882	-23.70622	16.261	0.016
515656835363	270.11203	-39.42281	15.325	0.015

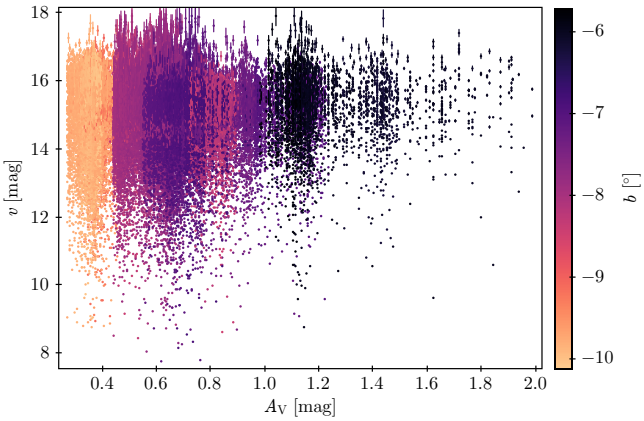


Fig. 4. Magnitud instrumental v en función de la extinción $A_{\rm V}$ del mapa de Schlafly & Finkbeiner (2011). El código de colores indica la latitud galáctica de cada campo.

bajo puede afectar fuertemente la magnitud visual de las galaxias observadas. De manera de tener una primera aproximación de este efecto es que se estudiaron los mapas de extinción de Schlafly & Finkbeiner (2011) en los campos observados por el AD.

En la Fig. 4 se muestran la relación entre la magnitud instrumental v y las extinciones $A_{\rm V}$ para la región donde se ubican los 17 campos con los que construyó la relación entre v y G. El código de color de esta figura representa la latitud galáctica. Puede observarse que las altas extinciones vuelven más débiles los objetos observados y que los campos con mayor absorción son aquellos ubicados más cerca del centro galáctico. Luego concluimos que es muy importante considerar los valores de la extinción en el visual en trabajos a futuro.

4. Resumen y conclusiones

El presente trabajo presenta un proyecto piloto para obtener magnitudes en el rango visual de galaxias del catálogo de D24. Dichos objetos han sido detectados en la región del bulbo galáctico mapeado por el relevamiento VVV y poseen información fotométrica en el NIR.

Para tal fin se utilizó el AD de la estación de Altura Carlos U. Cesco del OAFA y considerando las características de dicho instrumento se seleccionó una lista de 93 objetos con mayor probabilidad de ser observados satisfactoriamente en longitudes de onda correspondientes al óptico. Se realizaron observaciones de 27 campos que incluyen 35 de las 93 galaxias y se obtuvo fotometría de apertura en la banda G de dichos objetos en base a una calibración realizada con fotometría de 60928 estrellas de estos campos obtenidas a partir del catálogo de Carrasco et al. (2023).

Como trabajo a futuro, se espera poder utilizar información fotométrica en la región espectral correspondiente al óptico en conjunto con la disponible en el NIR para estimar el corrimiento al rojo fotométrico de galaxias del catálogo de D24. Obtener una cobertura lo más amplia posible de la distribución espectral de energía de una galaxia es fundamental para computar corrimientos al rojo fotométricos libres de sesgos en un amplio rango de distancias. Por otro lado Benítez et al. (2009) demostraron que obtener fotometría en más de 8 filtros anchos, preferentemente adyacentes, pueden mejorar significativamente el rendimiento de diversos algoritmos de estima de corrimiento al rojo fotométrico con incertezas en el orden de $\delta z \approx 0.028(1+z)$. Estos autores también resaltan que incluir filtros en el NIR es crucial para mejorar el rendimiento cuando se tiene un bajo número de filtros.

Como conclusión de este trabajo resaltamos la factibilidad de utilizar el AD para obtener fotometría óptica de este tipo de galaxias. Esta información en muy relevante a la hora de poder planificar observaciones en otras facilidades como el telescopio Jorge Sahade (JS) que se encuentra emplazado en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) que posee detector con sistema de filtros JC y también SDSS (York et al., 2000). De este modo se puede llegar a obtener cerca de 10 filtros para el cómputo de los corrimientos al rojo fotométricos de las galaxias observadas en el presente trabajo.

Además, se extenderá a otras regiones del bulbo galáctico cubiertas por VVV la determinación de magnitudes con los métodos expuestos en este trabajo.

Referencias

Amôres E.B., et al., 2012, AJ, 144, 127
Baravalle L.D., et al., 2018, AJ, 155, 46
Benítez N., et al., 2009, ApJL, 692, L5
Bertin E., 2011, I.N. Evans, A. Accomazzi, D.J. Mink, A.H. Rots (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 442, 435
Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Bilir S., et al., 2008, MNRAS, 384, 1178
Cardiel N., et al., 2021, MNRAS, 504, 3730
Carrasco J.M., et al., 2023, Remote Sensing, 15, 1767
Chen B.Q., et al., 2013, A&A, 550, A42
Coldwell G., et al., 2014, A&A, 569, A49
Duplancic F., et al., 2024, A&A, 682, A153
Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A1
Galdeano D., et al., 2021, A&A, 646, A146
Galdeano D., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.16332
González-Fernández C., et al., 2018, MNRAS, 474, 5459
Minniti D., et al., 2010, NewA, 15, 433
Schlafly E.F., Finkbeiner D.P., 2011, ApJ, 737, 103
Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
Tody D., 1986, D.L. Crawford (Ed.), *Instrumentation in astronomy VI*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 627, 733
York D.G., et al., 2000, AJ, 120, 1579

The globular cluster system of nearby spirals through multi-band surveys: Improving the photometric catalogue

J.P. Caso[1,2,3], A.I. Ennis[4,5], A.L. Chies-Santos[6], B.J. De Bórtoli[1,2,3], R.S. de Souza[7], M. Canossa[6], P. Floriano[6], E. Godoy[6], P. Lopes[6], N.L. Miranda[6] & C. Bonato[6]

[1] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[2] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[4] *Waterloo Centre for Astrophysics, University of Waterloo, Canada*
[5] *Perimeter Institute for Theoretical Physics, Canada*
[6] *Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil*
[7] *University of Hertfordshire, Reino Unido*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 11 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Los relevamientos fotométricos multi-banda permiten estudiar los sistemas de cúmulos globulares de un amplio número de galaxias cercanas en forma homogénea. El procesamiento de estos datos y la construcción de catálogos fotométricos, es crucial para determinar una muestra de candidatos a partir de métodos estadísticos. En el presente trabajo exploramos alternativas al procedimiento de reducción aplicado en trabajos previos de este proyecto, que permiten mejorar el catálogo de objetos puntuales.

Abstract / Photometric multi-band surveys are useful for studying the globular cluster systems for a large number of nearby galaxies in an homogeneous manner. The data processing and further catalogues build-up are important in obtaining a sample of likely candidates by means of statistical methods. In the present work we test some alternatives to the photometrical procedure applied in previous studies from this project, to improve the catalogue of point-sources.

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: star clusters: individual — galaxies: stellar content — galaxies: groups: individual (M81)

1. Introduction

The Sloan Digital Sky Survey (York et al., 2000) has represented a turning point for modern astronomy, which is entering an era dominated by large surveys. In particular, photometric multi-band surveys, like the Large Synoptic Survey Telescope (Ivezic et al., 2008) or the Javalambre Photometric Local Universe Survey (J-PLUS, Cenarro et al., 2019), provide useful data for a large variety of astronomical topics with low telescope time. The amount of data released by these surveys allows homogeneous studies of large samples of targets, but it also leads to challenges when processing the data that have to be addressed in an automated manner.

In particular, the study of globular clusters (GCs) in nearby galaxies is relevant for our knowledge of galaxy evolution. They are present in the majority of the galaxies with masses above $\approx 10^9\,M_\odot$, spanning different morphologies and environments (e.g. Harris et al., 2015). The formation and later evolution of GCs, as well as the build-up of globular cluster systems (GCSs), are related to the mergers experienced by their host galaxies (e.g. Kruijssen et al., 2019; Li & Gnedin, 2019), and their properties provide evidences about the host galaxy, including the amount of dark matter (e.g. Hudson et al., 2014; Forbes et al., 2018), the relevance of the accretion processes (e.g. De Bórtoli et al., 2022), and the mechanisms that rule the disruptions of substructure in the inner regions (e.g. Caso et al., 2024). This article presents preliminary results from a project devoted to the study of the GCSs in nearby spirals, through observations from J-PLUS, and continues the analysis carried by Chies-Santos et al. (2022) and Caso et al. (2023) of the M 81 triplet, chosen as a test bench for our project. Its distance ($D \approx 3.6$ Mpc, Tully et al., 2013), and the existence of previous studies on the GCSs of M 81 (Perelmuter et al., 1995; Nantais et al., 2010; Nantais et al., 2011; Ma et al., 2017) make it an excellent target for our purposes. The triplet is conformed by the spiral M 81, the dominant galaxy in the group, the starburst spiral M 82 and the irregular NGC 3077. There is evidence of interactions, including emission in HI (de Blok et al., 2018) and low surface-brightness substructure in optical bands (Smercina et al., 2020) that seems to connect the galaxies.

2. Observations and photometry

The dataset is conformed by processed images in twelve filters, from u to z (see Cenarro et al. 2019 for information about the filters system) for three pointings that cover the entire region of the triplet, and span to the

✉ *Contact* / jpcaso@fcaglp.unlp.edu.ar Research article

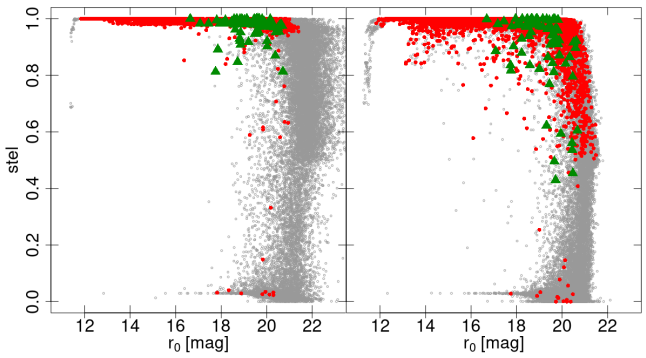


Fig. 1. Stellarity index from SourceExtractor against r_0 magnitude for sources in the field containing M 81. In the *left panel*, the detection of the sources and its stellarity index are obtained from the composite image described in Section 2.1. The *right panel* is analogue, but the detection and stellarity index are based on the r image. The red circles correspond to sources with proper motions larger than 3 m.a.s. per year, from Gaia DR3, and assumed as Galactic stars. The green triangles correspond to confirmed GCs from the literature.

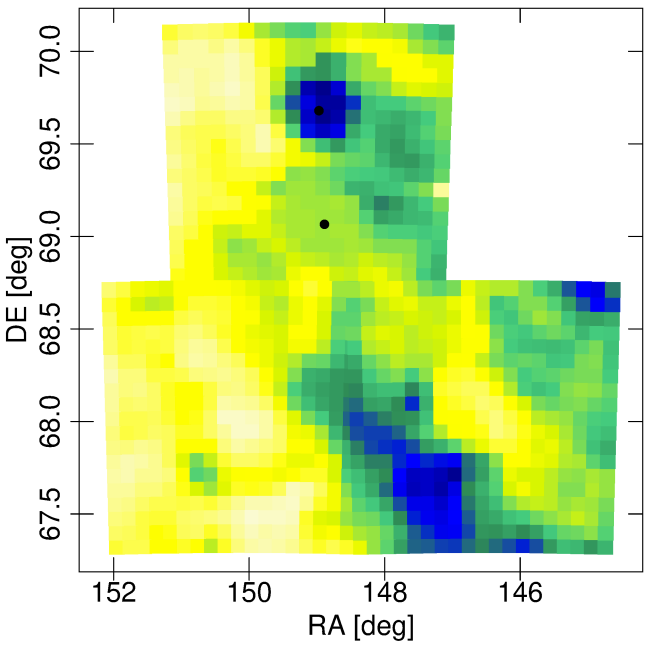


Fig. 2. Reddening map (E_{B-V}) for the three pointing included in this analysis. It is built from the extinction calculators from the NASA/IPAC Infrared Science Archive and the extinction coefficients for the J-PLUS filters. The colour gradient moves towards larger E_{B-V} values, from light yellow to dark blue.

South. The images are publicly available at the J-PLUS collaboration website*.

2.1. Photometry

In order to increase the signal-to-noise for faint sources, we perform the detection on a composite image, built from the addition of the images corresponding to broad bands g, r, i and z, plus the narrow band images from filters $J0515$, $J0660$ and $J0861$. Bluer filters are not used to build the composite image, since the spectral energy distribution for old GCs drops in flux for wavelengths below 5000 Å (e.g. Brodie & Strader, 2006). The aperture photometry in the twelve filters is carried using SourceExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) in dual mode, with the composite image as the reference one, and using a Gaussian filter to classify the sources. The background is measured locally, with a mesh size of 32 pixels, large enough to not affect the photometry. Typically, the mean effective radii of extragalactic GCs is $\approx 3-4$ pc (e.g. Peng et al., 2008; Caso et al., 2014). Considering the distance to the triplet and the typical seeing in these images (above 1 arcsec), GCs can be treated as point-sources. Finally, a selection of point sources is made based on the SourceExtractor parameters, FWHM and stellarity index, obtained from the composite image. This procedure allows us to reach fainter magnitudes, and to improve the selection of sources (see Fig. 1). Point sources lacking photometric measurements in more than one filter are excluded, as well as those presenting uncertainties above 0.5 mag in the broad bands (except for the u filter). Finally, the definite catalogue is matched with Gaia DR3 (Gaia Collaboration et al., 2021) to add information on proper motions.

2.2. Photometric corrections

The zero points for each filter are calculated from the crossmatch of the point sources with the J-PLUS photometric catalogue, for the corresponding aperture radius. Besides, aperture corrections are obtained from several bright and isolated stars in different sections of the fields. In contrast to what was performed in Chies-Santos et al. (2022), the extinction corrections are calculated for each source with a E_{B-V} map built from the extinction calculators of the NASA/IPAC Infrared Science Archive**, and used to correct the photometry of the extinction coefficients for the J-PLUS filters from López-Sanjuan et al. (2019). Figure 2 shows the map with the gradient of colours representing increasing values of reddening, from 0.04 mag (light yellow) to 0.14 mag (dark blue). It should be emphasised that sources embedded in the disk of both spirals could still be affected by their intrinsic extinction.

2.3. Exclusion of contaminants

The data publicly available from Gaia DR3 are useful to identify Galactic stars in the photometric catalogue. This is particularly helpful for points sources brighter than $g = 20.5$ mag, for which more than 50 per-cent have proper motion measurements (μ, and 90 per-cent if the threshold is set at $g = 19$ mag). In Chies-Santos et al. (2022), the criterion was to reject all the sources with $\mu > 3.6$ mas yr^{-1}, based on the proper motion measurements of confirmed GCs from the literature. In Fig. 3

*http://www.j-plus.es/datareleases/data_release_dr2

**https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/

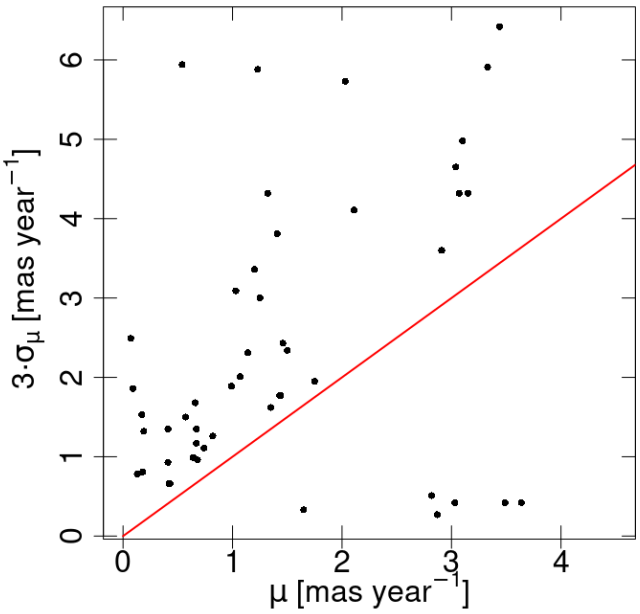


Fig. 3. Proper motions from Gaia DR3 (μ) and three times their uncertainties, for confirmed GCs of M 81. The red line represents the identity relation.

the proper motion measurements for confirmed GCs of M 81 from the literature, and three times their corresponding uncertainties are shown . It is noticeable that, although many GCs present non-negligible proper motions, the vast majority of them do not surpass the $3 \cdot \sigma$ value. A few GCs from Perelmuter et al. (1995) exceed this limit, but they lack ACS photometry confirming their extended nature, and their flux excess from Gaia (i.e., the ratio between the fluxes derived from the spectra of the object and its point-spread function in the astrometric CCD) range $1.15 - 1.25$, which is expected for point sources. Hence, our rejection criterion is $\mu > 3{\cdot}\sigma_\mu$.

Finally, radial velocities from SDSS DR16 (Ahumada et al., 2020) are included, discarding those objects with heliocentric velocities $> 1000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, based on the heliocentric velocities of the galaxies of the triplet. The resulting catalogue has $\approx 11,900$ objects.

3. Conclusion

A better segregation of point-like sources in our photometry, plus more a restrictive criterion for proper motion measurements, produce a final catalogue with fewer contaminants. Although it is limited to bright sources, the spectroscopic survey from SDSS DR16 is also helpful for this goal. This procedure is intended to provide an improved input catalogue for statistical methods, as the one applied in Chies-Santos et al. (2022), leading to a better selection of GC candidates.

Acknowledgements: This work was funded with grants from Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, and Universidad Nacional de La Plata (Argentina). This research was supported in part by Perimeter Institute for Theoretical Physics. Research at Perimeter Institute is supported by the Government of Canada through the Department of Innovation, Science and Economic Development and by the Province of Ontario through the Ministry of Research and Innovation. ACS acknowledges funding from the Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) and the Rio Grande do Sul Research Foundation (FAPERGS) through grants CNPq-403580/2016-1, CNPq-11153/2018-6, PqG/FAPERGS-17/2551-0001, FAPERGS/CAPES 19/2551-0000696-9, L'Oréal UNESCO ABC Para Mulheres na Ciência and the Chinese Academy of Sciences (CAS) President's International Fellowship Initiative (PIFI) through grant 2021VMC0005

References

Ahumada R., et al., 2020, ApJS, 249, 3
Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Brodie J.P., Strader J., 2006, ARA&A, 44, 193
Caso J.P., Ennis A.I., De Bórtoli B.J., 2024, MNRAS, 527, 6993
Caso J.P., et al., 2014, MNRAS, 442, 891
Caso J.P., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 214
Cenarro A.J., et al., 2019, A&A, 622, A176
Chies-Santos A.L., et al., 2022, MNRAS, 516, 1320
de Blok W.J.G., et al., 2018, ApJ, 865, 26
De Bórtoli B.J., et al., 2022, MNRAS, 510, 5725
Forbes D.A., et al., 2018, MNRAS, 481, 5592
Gaia Collaboration, et al., 2021, A&A, 649, A1
Harris W.E., Harris G.L., Hudson M.J., 2015, ApJ, 806, 36
Hudson M.J., Harris G.L., Harris W.E., 2014, ApJL, 787, L5
Ivezic Z., et al., 2008, Serbian Astronomical Journal, 176, 1
Kruijssen J.M.D., et al., 2019, MNRAS, 486, 3180
Li H., Gnedin O.Y., 2019, MNRAS, 486, 4030
López-Sanjuan C., et al., 2019, A&A, 631, A119
Ma J., et al., 2017, MNRAS, 468, 4513
Nantais J.B., et al., 2010, AJ, 139, 1413
Nantais J.B., et al., 2011, AJ, 142, 183
Peng E.W., et al., 2008, ApJ, 681, 197
Perelmuter J.M., Brodie J.P., Huchra J.P., 1995, AJ, 110, 620
Smercina A., et al., 2020, ApJ, 905, 60
Tully R.B., et al., 2013, AJ, 146, 86
York D.G., et al., 2000, AJ, 120, 1579

Estudios numéricos de supernovas

M. Orellana[1,2]

[1] *Laboratorio de Investigación Científica en Astronomía, UNRN, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 16 February 2024 / Accepted: 03 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / La evolución de las estrellas masivas constituye un campo muy activo de la astrofísica. Hay importantes implicancias en los finales de estas estrellas como explosiones de supernova: ellas forman objetos compactos a la vez que impulsan y enriquecen el medio interestelar. Los primeros datos pueden ayudar a comprender el entorno donde ocurre la explosión. Es por ello que las últimas décadas han visto florecer esfuerzos observacionales para descubrirlas, permitiendo detectarlas a épocas cada vez más tempranas. Ha crecido también el número de estudios y detecciones en otras bandas, más allá del rango visual, y se ha propuesto identificar nuevos tipos de transitorios. Cobra así relevancia el estudio de los casos peculiares: los hallazgos recientes incluyen, por ejemplo, nuevos casos de supernovas con dos máximos en la evolución del brillo siguiendo una morfología que puede desafiar al escenario más aceptado. Reconoceremos en esta charla los aportes que se realizan desde las técnicas de modelado hidrodinámico, tanto para poblaciones ahora mejor caracterizadas, como para algunas de las supernovas que se apartan de lo convencional. Los resultados que mostraré surgen de calcular en forma unidimensional la propagación de la onda de choque en el interior y capas estelares superiores, sumado al aporte energético del decaimiento de elementos radioactivos, o eventualmente la presencia de un objeto central, que puede brindar una importante contribución adicional de energía.

Abstract / The evolution of massive stars constitutes a very active field of astrophysics. There are important implications for the ends of these stars as supernovae explosions, where compact objects are formed, and the surrounding interstellar medium is mobilized and enriched. The first data can help understand the environment where the explosion occurs. This is why recent decades have seen to flourish the observational efforts to discover supernovae, allowing them to be detected at increasingly earlier times. The number of studies and detections in different bands, beyond the visual range, has also grown, and it has been proposed to identify new types of transients. The study of peculiar cases thus becomes relevant: recent findings include, for example, new cases of supernovae with two maxima in the evolution of brightness following a morphology that may challenge the most accepted scenario. In this talk we will recognize the contributions that are made from hydrodynamic modeling techniques, both for now better characterized populations, and for some of the supernovae that deviate from the conventional. The results that I will show arise from calculating in a one-dimensional way the propagation of the shock wave in the interior and upper stellar layers, added to the energy contribution of the decay of radioactive elements, or eventually the presence of a central object, which can provide an important contribution of additional energy.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual (SN2005bf) — stars: winds, outflows — stars: magnetars

1. Descubrimientos de supernovas

Notorios cambios de brillo en algunos puntos del cielo han sido observados, registrados y estudiados por los humanos durante casi 2000 años. Ahora entendemos que ciertos casos, de los que existe variada cantidad de documentación, como el del año 185 fueron explosiones de SuperNovas (SNs) que ocurrieron en nuestra propia galaxia. Estas han ocurrido mucho antes e influenciado de otras formas nuestro planeta (véase Benítez et al. 2002 y trabajos que lo citan). Green & Stephenson (2003) y Al Dallal & Azzam (2021) brindan una revisión de las llamadas SNs históricas: cada cientos de años se han registrado eventos tan violentos que aparecen repentinamente en el cielo y brillan durante varias semanas o meses. El caso más notorio, ocurrido en 1054, de acuerdo a registros chinos fue visible durante el día por 23 días y por la noche, más de 2 años. Al expandirse, los restos de esta supernova formaron la nebulosa del Cangrejo (*Crab*, M1) que ha sido conocida en el óptico desde principios del siglo XVIII. A solo 2 kpc de distancia, hoy es uno de los Remanentes de SuperNova (RSN) más estudiados, en todo el espectro electromagnético. Fue pronto merecedor de observaciones con los instrumentos de última generación como el *James Webb Space Telescope* cuya resolución permite ver nuevos detalles como filamentos y grumos en el material del remanente.

Retomando sobre las SN, la explosión más reciente en nuestra galaxia se estima que ha ocurrido el año ∼1870, muy cerca de la dirección del centro de la galaxia por lo que resultó invisible en el óptico ya que esta zona está muy absorbida, y en cambio fue

✉ *Contacto* / morellana@unrn.edu.ar

Invited review

descubierta por la emisión en ondas de radio de su jóven remanente G1.9+0.3 (Green & Gull, 1984). Su forma distintiva "con orejas" e intensa emisión no-térmica en rayos X (Reynolds et al., 2008) lo hacen un blanco interesante. Hay evidencia de que probablemente se trata del resultado de una explosión de SN tipo Ia (Borkowski et al., 2013), que es bastante diferente a las supernovas por colapso gravitatorio, que son a las que he podido aportar en algunos estudios detallados. ⋆

En forma contemporánea a la que mencionamos, se detectó en 1885 la primer supernova extragaláctica, en M31, la galaxia de Andrómeda. de Vaucouleurs & Corwin (1985) brinda una revisión de los datos. Estas eran épocas modernas donde ya se trabajaba en observatorios con instrumental de registro y fue el inicio de un crecimiento que se volvería cuasi-exponencial en cuanto al descubrimiento de supernovas en función del tiempo, claro está, de la mano de mejoras instrumentales. En la charla mostré un gráfico tomado de Sullivan (2013) donde ve claramente esa tendencia, coleccionando cerca de 20 000 descubrimientos en 130 años hasta 2013. Se destacan algunos hitos que impulsaron el desarrollo de búsquedas sistemáticas. Entre ellos:

- Fritz Zwicky⋆⋆, quien a mediados de los 1930 inició las primeras búsquedas sistemáticas que involucraron telescopios Schmidt, películas y binoculares, placas de vidrio y comparadores de parpadeo.
- La introducción de búsquedas robóticas en los 60's, elevó la tasa de descubrimiento hasta unas pocas decenas de eventos por año.
- Desarrollos y tecnología del dispositivo de carga acoplada (*CCD* por la sigla en inglés) de suma importancia para la fotografía digital.
- Interés por su aporte a la cosmología: gracias a la aplicabilidad de las SNs Ia para estimación de distancias extragalácticas, lo que más tarde resultó en la confirmación de la expansión acelerada del Universo, resultados que le valieron más tarde el Premio Nobel de Física de 2011 a los norteamericanos S. Perlmutter, A. Riess y B. Schmidt.
- SN1987A: hasta ahora inédita, esta fue la única SN de la que se detectaron neutrinos. Ocurrió en la Gran Nube de Magallanes y por su próximidad se pudo observar en forma muy detallada. Resulta también muy valioso como caso donde estamos siendo testigos de la transición que representa transformarse en Remanente de SN. La mayoría de los que conocemos tienen del orden de cien a miles de años.

Diferentes equipos y estrategias han demostrado ser apropiados para diferentes rangos de corrimiento al rojo (Branch & Wheeler 2017 aporta otras referencias). Salvo para las SNs más lejanas, el descubrimiento no requiere de los telescopios de mayor tamaño.

Para 2010 ya se superaba una tasa de mil descubrimientos de SNs o más por año; desde 2020 se ha estacionado en cerca de dos mil. Entre los observadores que hacen la búsqueda y para compartir la información de forma ágil, cobró suma importancia la página de la Unión Astronómica Internacional (UAI) dedicada al reporte oficial de fenómenos transitorios: *Transient Name Server*. Es una colección más específica y moderna de los famosos telegramas astronómicos. Los usuarios pueden distribuir y recibir notificaciones sobre una amplia gama de temas, y recibir las *AstroNotes* donde, de confirmarse un descubrimiento, la UAI ha provisto su nomenclatura de acuerdo a un proceso estandarizado. Mayormente, se descubren asteroides u otros objetos que no son SNs. La tendencia de los últimos años es que, de los eventos transitorios que se detectan, son confirmados luego como SN alrededor del 10 %. En su sección de estadísticas puede verse el listado de los grupos que más aportes han realizado y otro tipo de datos. Por ejemplo, en la Fig. 1 obtenida del sitio, se ilustra la distribución de las SNs por clases, que se logra una vez se incorporan datos de espectros.

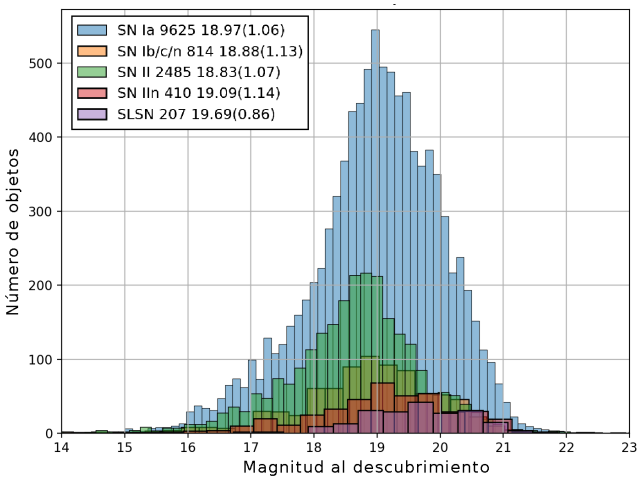


Fig. 1. Histograma de la magnitud que presentan las SNs al momento de descubrirlas. Este gráfico incorpora datos entre 2016 y febrero de 2024, hasta Mag.< 30. En la leyenda se detalla el número de objetos, el valor máximo y entre paréntesis, su desviación estándar. La imagen es de dominio público, tomada de `https://www.wis-tns.org/`

La enorme cantidad de datos ha vuelto indispensable el uso de herramientas de inteligencia artificial y el trabajo interdisciplinario con especialistas en informática. Hace pocos años comenzó la preparación del *broker* astrónomico de Aprendizaje Automático para la Rápida Clasificación de Eventos (ALeRCE por sus siglas en inglés, `https://alerce.science/`). Funcional desde 2017, es un desarrollo internacional encabezado en Chile, que hoy es el encargado de procesar los datos de alerta y hacer de intermediario entre dos tipos de telescopios (Förster et al., 2021). Los primeros que buscan objetos variables interesantes y

⋆La referencia fundamental sobre la clasificación de las SNs es Filippenko (1997). Para actualización y fuente muy amplia de referencias, sugiero consultar el recientemente compilado *Handbook of Supernovae* (Alsabti & Murdin, 2017). Vale la pena recordar las SNs Ia son supernovas que se relacionan a la ignición termonuclear del material que llega a la superficie de una estrella enana blanca.

⋆⋆El actual proyecto *Zwicky Transient Facility* cuyo campo visual alcanza los impresionantes ∼47 grados^2, se nombró en su honor. Para conocer más, véase Bellm et al. (2019).

los otros que, una vez identificado el caso, comienzan a operar de manera centrada en el objetivo. En este último tipo podemos encontrar a la colaboración POISE Burns et al. (2021), acrónimo de *Precision Observations of Infant Supernova Explosions* con base en el Observatorio Las Campanas***. El objetivo principal de POISE es obtener fotométricamente curvas de luz y series temporales de datos espectroscópicos de SNs recientemente descubiertas por otros equipos. La publicación de datos de POISE involucra un extenso equipo humano (ej. Ertini et al. 2023) que realiza el procesamiento, corrección e interpretación de los datos, a los que, de estar disponibles, se suman los datos de otras longitudes de onda, como el UltraVioleta.

Como vemos, el crecimiento en las estrategias de observación de los relevamientos ópticos nos lleva a comprender que la astronomía transitoria permite en casos afortunados, identificar y estudiar las SNs desde sus primeras etapas. Dichas fases proveen valiosa información sobre la estrella que explota. En el caso excepcional de SN2016gkg se ha registrado un crecimiento tan rápido del brillo que solo resulta compatible con la llegada del frente de choque a la superficie estelar (Bersten et al., 2018). Esa iterpretación deriva de simulaciones numéricas que resultan así imprescindibles para apoyar la investigación observacional. Con nuevos casos que se apartan de la media se encuentran desafíos que impulsan a mejorar los modelos y considerar nuevas ideas.

2. Restos del núcleo estelar

El núcleo estelar colapsado a enorme densidad, es lo que llamamos un objeto compacto (OC). El RSN del *Crab* alberga como OC una estrella de neutrones (EN) magnetizada: PSR B0531+21 que es muy pequeña en comparación con la escala del remanente y se la ubica mejor en la imagen de rayos X. La EN emite radiación colimada a lo largo de una dirección establecida por el campo magnético, vector cuya dirección normalmente no coincide con la de su eje de rotación. Es por ese motivo que la radiación se observa con intensidad variable, y no porque la EN realmente pulse, aunque, por razones históricas, a este tipo de objetos se los llama pulsares (Hewish et al., 1968).

En pulsares aislados**** el campo magnético es bastante constante (decae muy lentamente), mientras que el período de rotación (P) se alarga con una tasa medible ($\dot{P}$): es el frenado de la rotación lo que potencia al pulsar, pueden hacerse cálculos simplificados respecto de la conservación de energía, aunque el detalle es realmente más complejo, como han expuesto trabajos pioneros del área (Goldreich & Julian, 1969). Incorporando valores estándar el valor del campo magnético dipolar resulta $B \propto (P\,\dot{P})^{1/2}$. Más adelante, mencionaremos ENs donde el campo magnético es al menos un orden de magnitud más intenso que en los pulsares ($\gtrsim 10^{13}$ G), y en cuyas cercanías pueden darse procesos que están dominados justamente por la presencia de ese campo magnético extremo, por lo que dichas ENs se conocen como magnetares. Muchos de los magnetares conocidos son fuentes de rayos γ de baja energía. Mereghetti et al. (2018) resume el estudio de su evolución y la conexión con otras clases de estrellas de neutrones.

3. Las simulaciones como herramienta

La física que rige al interior estelar durante los millones de años en los que funciona de forma estable una estrella establece también las ecuaciones que obedece la estructura perturbada por la explosión y propagación del frente de choque. A dichas ecuaciones conviene sumar algunas hipótesis que hagan abordable el problema. Si el estudio no pretende reproducir el rápido colapso de una estrella masiva a partir de primeros principios, se puede ignorar la parte central de la estrella salvo por su efecto gravitacional. Esto permite desacoplar el estudio de la expulsión de la envoltura Arnett (1996). La aproximación conocida como bomba término consiste en depositar artificialmente energía interna cerca de la base del núcleo de hierro de la estrella progenitora para simular el inicio de la explosión de la SN.

El otro ingrediente que se debe conocer para este tipo de estudios es la estructura de la estrella progenitora, ya sea que ha evolucionado vía cálculos numéricos (por ejemplo, solemos considerar las de Nomoto & Hashimoto 1988) o se asume como un gas con ecuación de estado conocido, tipo politrópica (ej Martinez & Bersten 2019). Si no ha podido calcularse la nucleosíntesis explosiva que es la que produce los elementos más pesados que el hierro, es usual asumir la ubicación del material radiactivo, ^{56}Ni cuyo decaimiento normalmente potencia la curva de luz de una SN días después del máximo.

3.1. Código hidrodinámico de Bersten et al. (2011)

Como herramienta básica de los estudios en los que colaboré se utilizan versiones del código hidrodinámico unidimensional inicialmente presentado en Bersten et al. (2011). Este es un código lagrangiano, unidimensional que integra numéricamente las ecuaciones de la hidrodinámica suponiendo simetría esférica del gas autogravitante. El acoplamiento del transporte radiativo se realiza en la aproximación de difusión, lo que permite el cálculo de la evolución temporal de la luminosidad bolométrica de las SNs.

Además, las ecuaciones de la hidrodinámica se modifican mediante la inclusión de términos adicionales que simplifican en gran medida los procedimientos necesa-

***Las Campanas es un observatorio de la *Carnegie Institution of Washington* que llevara a cabo el CSP-I, del que hablo en la Sección 5.

****Caso diferente al de ENs con acreción, como puede ocurrir en sistemas binarios, como vimos para A0535+26 en Orellana et al. (2007), o en otros que muestran fenómenos muy interesantes González et al. (2019).

rios para la solución numérica de las ecuaciones en problemas que involucran ondas de choque. Por ejemplo, la viscosidad artificial en las ecuaciones de momento y energía se incluye siguiendo una formulación que se realizó en los años 50 [†]

3.2. Mecanismos

Hoy se entiende que el mecanismo para reactivar el choque de una supernova que en teoría se puede haber "estancado", está íntimamente vinculado a la absorción de neutrinos en ciertas capas del material eyectado donde el calentamiento provisto por los neutrinos establece un gradiente de presión suficiente para empujar el material (Bethe & Wilson, 1985). Nakazato et al. (2013) y trabajos que lo citan, reportan avances en las investigaciones sobre la emisión de neutrinos en SNs. En el contexto de nuestras investigaciones, puede pensarse que esa captura de neutrinos es la que brinda la energía a la bomba térmica.

Como alternativa se propone que pueden tener lugar efectos a gran escala (un mecanismo) magnetorotacional, esto es, el núcleo estelar en vías de colapso gravitatorio que ya contaba con impulso angular, producto de la evolución de una estrella rotante (Maeder, 2009) desarrolla la expulsión de flujos en forma de chorros o *jets*. Bear et al. (2017) impulsan un cambio de paradigma que brinde mayor importancia a los modelos de explosión impulsados de esta forma por *jets* que a los impulsados por el flujo de neutrinos. Vale la pena notar otro tipo de avances recientes que consideran los efectos de la nucleosíntesis cuando la explosión involucra *jets*, como los estudios de Obergaulinger & Reichert (2023). Sus resultados pueden ser de interés para modificaciones en el perfil del material radiactivo dentro de la estrella que explota como mencionaré más adelante.

Las explosiones con la componente magnetorotacional comprenden a su vez otras propuestas interesantes. Podrían, en un caso, ir de la mano con estallidos de radiación gamma de establecerse *jets* poderosos alineados con la dirección de la visual, con fuertes efectos relativistas Aloy & Obergaulinger (2021) . En nuestro grupo de investigación se ha comenzado a estudiar el tema de las SNs asociadas a GRBs por ejemplo en Román Aguilar & Bersten (2023). Pero al contrario, puede suceder que los chorros no logren salir de la envoltura antes que la SN, en lo que se ha llamado el escenario de *jet* ahogado (Senno et al. 2016 y trabajos que lo citan). Se emitirán también neutrinos en este caso, pero puede resultar mucho más importante la componente de neutrinos de altas energías que la térmica Reynoso & Deus (2023).

[†]Oportunamente se ha aprovechado en la construcción del código la valiosa experiencia del Dr. Omar Benvenuto quien ha realizado muchos aportes al estudio de la evolución estelar. Algunos de sus estudios han formado parte de volumenes del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía.

4. Casos extremos y casos extraños

Descubiertas hace relativamente poco, las supernovas superluminosas (SNSL) brillan entre 10 y 100 veces más que las SNs normales (Smith et al., 2007; Gal-Yam, 2019). Si bien el origen físico de su extrema luminosidad permanece especulativo (Wang et al., 2019), uno de los mecanismos más populares invocados para explicarlas es el colapso de una estrella masiva para formar un magnetar. En Bersten et al. (2016) y Orellana et al. (2018a) estudiamos el efecto de la propagación de la onda de choque potenciada por un magnetar como mecanismo central y sostenido en el tiempo de acuerdo a

$$L(t) \propto \left(1 + t/t_p\right)^{-2}. \quad (1)$$

La energía inyectada por el frenado del magnetar se termaliza en las partes internas de la envoltura y se suma a la de la explosión. En la Fig-2 se muestra el avance del frente de choque en la estructura estelar en el caso que se incluye un magnetar caracterizado por alta energía rotacional inicial y una escala temporal de frenado $t_p = 1$ d.

En Orellana et al. (2016) mencionamos la necesidad de estudios detallados de los fenómenos que ocurren en la magnetósfera para ser considerada en forma consistente. En esa dirección han avanzado las simulaciones de Vurm & Metzger (2021). Aún en el contexto más simplificado que nosotros consideramos, hemos podido continuar aportando al estudio de SNs inusuales como SN2020wnt encontrando los parámetros de un magnetar que puede explicar a grandes rasgos su curva de luz (Gutiérrez et al., 2022). En la Fig. 3 presento cálculos intermedios donde se exploró la respuesta ante el cambio de progenitor y de los parámetros del magnetar. Se trató de una SN de tipo I por lo que era adecuado elegir progenitores sin una capa externa de hidrógeno Folatelli et al. (2016). En el mismo trabajo, comparando con la gran masa de ^{56}Ni que alternativamente debe producirse para explicar esta SN2020wnt, se encontró un valor cerca de 4 $M_\odot$ que contrasta con los valores típicos de las SNs normales (~ 0.1 $M_\odot$). En ninguno de los dos casos se establece en forma natural el quiebre que muestran los datos alrededor de 270 d, lo que amerita una discusión que también fue incluida en Gutiérrez et al. (2022).

Entre las SNs de brillo normal, hemos estudiado aquellas que resultan peculiares porque su curva de luz (CL) presenta dos máximos. En la literatura se encuentra que siguen diversas morfologías en sus CL. Muchas de ellas, cuando se las detecta con la luminosidad decreciendo en el tiempo, pueden explicarse por la interacción con material circumestelar (CSM) como es bastante frecuente con las SN de tipo IIb. Pero hay formas que no pueden explicarse mediante ese escenario, mientras que sí es posible cuando se asume una distribución de la abundancia del ^{56}Ni que sea bimodal en el interior de la estrella. La idea fue explorada anteriormente por (Folatelli et al., 2006) y Gutiérrez et al. (2021) explicando sendos casos de SNs con una morfología atípica de la CL que muestra dos máximos claramente definidos, y los datos iniciales, con luminosidad en aumento, son previos

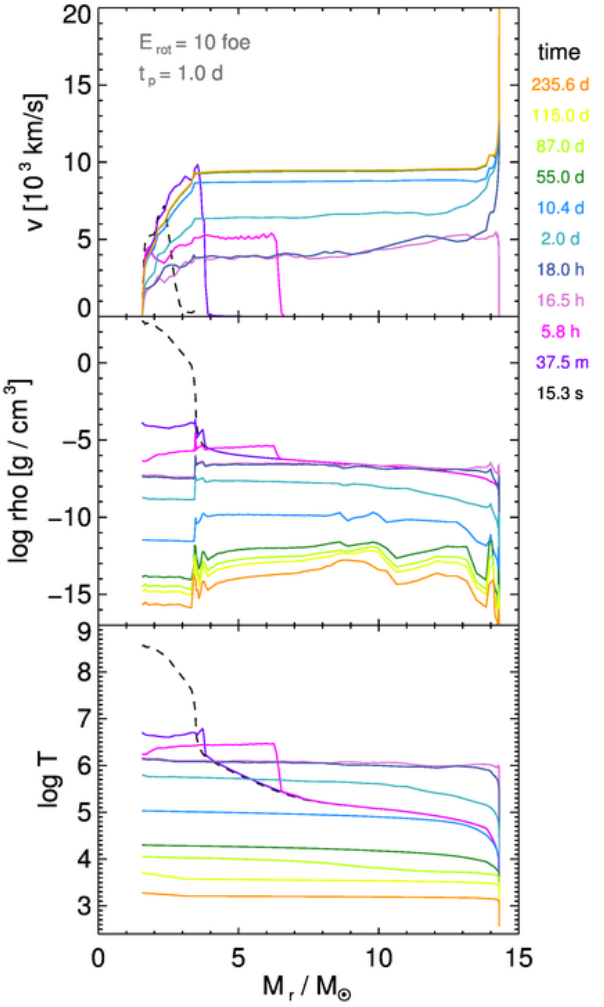


Fig. 2. Evolución de algunas cantidades físicas en el interior de la estrella que explota como SN potenciada por un magnetar. Figura presentada en Orellana et al. (2018a)

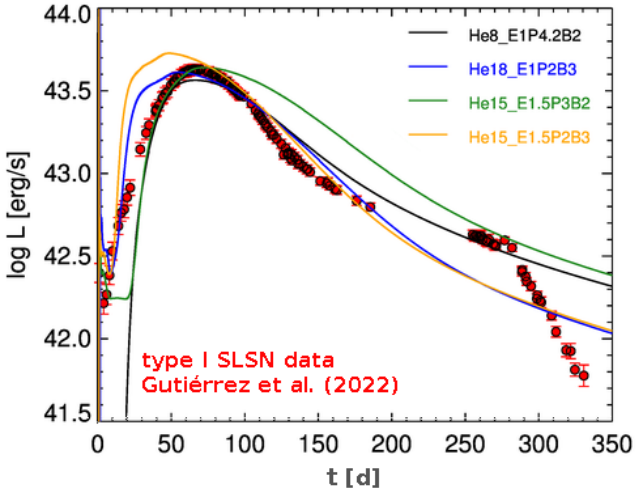


Fig. 3. Resultados intermedios en la búsqueda de un modelo que explique los datos de la SN 2020wnt (Gutiérrez et al., 2022). Se incorporan distintas características del magnetar como así también, cambios en la estrella progenitora.

al primer máximo. Recientemente retomamos el tema en forma sistemática, presentando resultados intermedios en este ámbito de reuniones nacionales (Orellana & Bersten, 2021, 2023) y luego en Orellana & Bersten (2022). En resumen, ampliamos la aplicación del escenario con una única descripción matemática del perfil de abundancia del ^{56}Ni lo que permitió establecer comparaciones útiles y de aplicación relativamente sencilla.

5. SNs normales de tipo II, trabajo con una gran muestra de datos

Tuve oportunidad de colaborar en los estudios realizados por un tesista del grupo Simulaciones y Observaciones de Supernovas (SOS,`http://sos.fcaglp.unlp.edu.ar`) que tuvieron como objetivo principal el analizar las propiedades de las explosiones de SNs y de los progenitores comparando modelos de la CL y velocidades de expansión de la fotósfera con observaciones de una gran base de datos de excelente calidad y cobertura temporal. Este arduo trabajo llevó a una serie de publicaciones y su tesis (Martínez, 2023). Como paso preliminar se calcularon las estructuras evolucionadas de una grilla de estrellas utilizando el código MESA (Paxton et al., 2011, 2019) bajo la hipótesis de evolución aislada.

Primero se explicitó y puso a prueba el método de ajuste que requiere de estimar la CL bolométrica que se modelaría y luego implementar técnicas de *Monte Carlo Markov Chain* como método estadístico que busca las soluciones óptimas y permite ofrecer un conjunto de parámetros de ajuste junto con un valor estimado de la incerteza para cada uno (Martinez et al., 2020). Esto mejora la aproximación más tradicional donde se hace hincapié en otros problemas físicos y el ajuste se suele realizar mediante una minimización simple de χ^2 (por ejemplo, en Rojas Kaufmann & Bersten 2016 o Orellana et al. 2018b).

La etapa siguiente consistió de la organización de los datos y definición de la muestra de SNs ricas en hidrógeno que sean de tipo IIP ó IIL. Se seleccionaron así 74 SNs con la cobertura deseada, muestra que está limitada por brillo (Martinez et al., 2022a). Los datos observacionales utilizados fueron adquiridos por el programa de seguimiento de SNs denominado Carnegie Supernova Project I (CSP-I, Hamuy et al. 2006). Cabe destacar que los mismos fueron procesados de la misma manera bajo un sistema fotométrico muy bien caracterizado, lo que hace a la homogeneidad de la muestra y disminuye las incertezas observacionales. Se midieron los observables (por ejemplo duración de fases y sus pendientes) publicados en Martinez et al. (2022b) y a través del método de ajuste mencionado se obtuvieron las cantidades físicas de la explosión y de la estrella progenitora. En Martinez et al. (2022c) se estudiaron las correlaciones entre las distintas cantidades. En general, la diversidad en las propiedades de las SNs estudiadas pudo explicarse

a través de diversidad en los parámetros que se variaron.

Al poder establecer las masas iniciales de las estrellas progenitoras (en la comunmente conocida como *ZAMS* por *Zero Age Main Sequence*) se pudo realizar también una comparación con la propuesta por Salpeter en 1955. La función inicial de masa proporciona una manera conveniente de parametrizar el número relativo de estrellas en función de su masa, pretendiendo abarcar los orígenes y la evolución estelares (ver Bastian et al. 2010 por contexto). En nuestros trabajos, que la distribución obtenida de los datos observacionales haya resultado más empinada nos llevó a discutir posibles implicaciones sobre las hipótesis realizadas por la metodología aplicada. Esto se encuentra muy bien detallado en Martínez (2023).

6. Conclusión

En esta revisión me centré en brindar primero el contexto observacional actual de la búsqueda y seguimiento de SNs. Luego comenté brevemente sobre el código y técnicas que usamos para las simulaciones, y mencioné después varias de las aplicaciones en las que colaboré. El estudio y comprensión de las SNs tiene ciertamente un futuro promisorio.

Agradecimientos: Agradezco al Comité Organizador Científico el haberme considerado para proveer esta revisión, y al Comité Organizador Local por la excelente tarea y buena predisposición con la que llevaron a cabo la 65 Reunión Anual de la AAA en San Juan. Parte de mis investigaciones son actualmente solventadas por el PI UNRN 40B1039. Quiero agradecer también intercambios que me han brindado los últimos años de interacción a distancia con los demás colegas que conforman el grupo de investigación S.O.S.

Referencias

Al Dallal S., Azzam W.J., 2021, International Journal of Astronomy and Astrophysics, 11, 73
Aloy M.Á., Obergaulinger M., 2021, MNRAS, 500, 4365
Alsabti A.W., Murdin P., 2017, *Handbook of Supernovae*
Arnett D., 1996, *Supernovae and Nucleosynthesis: An Investigation of the History of Matter from the Big Bang to the Present*
Bastian N., Covey K.R., Meyer M.R., 2010, ARA&A, 48, 339
Bear E., Grichener A., Soker N., 2017, MNRAS, 472, 1770
Bellm E.C., et al., 2019, PASP, 131, 068003
Benítez N., Maíz-Apellániz J., Canelles M., 2002, PhRvL, 88, 081101
Bersten M.C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
Bersten M.C., et al., 2016, ApJL, 817, L8
Bersten M.C., et al., 2018, Nature, 554, 497
Bethe H.A., Wilson J.R., 1985, ApJ, 295, 14
Borkowski K.J., et al., 2013, ApJL, 771, L9
Branch D., Wheeler J.C., 2017, *Supernova Explosions*
Burns C., et al., 2021, The Astronomer's Telegram, 14441, 1
de Vaucouleurs G., Corwin H. G. J., 1985, ApJ, 295, 287
Ertini K., et al., 2023, MNRAS, 526, 279
Filippenko A.V., 1997, ARA&A, 35, 309
Folatelli G., Bersten M.C., Benvenuto O.G., 2016, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 58, 114
Folatelli G., et al., 2006, ApJ, 641, 1039
Förster F., et al., 2021, AJ, 161, 242
Gal-Yam A., 2019, ARA&A, 57, 305
Goldreich P., Julian W.H., 1969, ApJ, 157, 869
González J., et al., 2019, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 61, 84
Green D.A., Gull S.F., 1984, Nature, 312, 527
Green D.A., Stephenson F.R., 2003, K. Weiler (Ed.), *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, vol. 598, 7–19
Gutiérrez C.P., et al., 2021, MNRAS, 504, 4907
Gutiérrez C.P., et al., 2022, MNRAS, 517, 2056
Hamuy M., et al., 2006, PASP, 118, 2
Hewish A., et al., 1968, Nature, 217, 709
Maeder A., 2009, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*
Martinez L., Bersten M.C., 2019, A&A, 629, A124
Martinez L., et al., 2020, A&A, 642, A143
Martinez L., et al., 2022a, A&A, 660, A40
Martinez L., et al., 2022b, A&A, 660, A41
Martinez L., et al., 2022c, A&A, 660, A42
Martínez L., 2023, *Parámetros físicos de supernovas ricas en hidrógeno*, Ph.D. thesis, Universidad Nacional de La Plata
Mereghetti S., Pons J.A., Melatos A., 2018, V.S. Beskin, A. Balogh, M. Falanga, M. Lyutikov, S. Mereghetti, T. Piran, R.A. Treumann (Eds.), *The Strongest Magnetic Fields in the Universe. Series: Space Sciences Series of ISSI*, vol. 54, 321–344
Nakazato K., et al., 2013, ApJS, 205, 2
Nomoto K., Hashimoto M., 1988, Phys. Rep., 163, 13
Obergaulinger M., Reichert M., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2303.12458
Orellana M., Bersten M.C., 2021, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 62, 89
Orellana M., Bersten M.C., 2022, A&A, 667, A92
Orellana M., Bersten M.C., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 41
Orellana M., Bersten M.C., Benvenuto O.G., 2016, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 58, 108
Orellana M., Bersten M.C., Moriya T.J., 2018a, A&A, 619, A145
Orellana M., et al., 2007, A&A, 465, 703
Orellana M., et al., 2018b, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 60, 26
Paxton B., et al., 2011, ApJS, 192, 3
Paxton B., et al., 2019, ApJS, 243, 10
Reynolds S.P., et al., 2008, ApJL, 680, L41
Reynoso M.M., Deus F.A., 2023, A&A, 677, A53
Rojas Kaufmann M.L., Bersten M., 2016, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 58, 36
Román Aguilar L.M., Bersten M.C., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 64, 68
Senno N., Murase K., Mészáros P., 2016, PhRvD, 93, 083003
Smith N., et al., 2007, ApJ, 666, 1116
Sullivan M., 2013, Astronomy and Geophysics, 54, 6.17
Vurm I., Metzger B.D., 2021, ApJ, 917, 77
Wang S.Q., Wang L.J., Dai Z.G., 2019, Research in Astronomy and Astrophysics, 19, 063

Neutrino production in the cores of active galaxies

A.M. Carulli[1,2], M.M. Reynoso[1,2] & L.P. Duvidovich[1,2]

[1] *Instituto de Investigaciones Físicas de Mar del Plata, CONICET–UNMdP, Argentina*
[2] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UNMdP, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 20 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / Los núcleos de galaxias activas, como NGC 1068, pueden ser fuentes de neutrinos de alta energía y son opacos a los rayos gamma de alta energía. Los parámetros que caracterizan las regiones de aceleración que conducen a la producción de neutrinos no están claros. En este trabajo presentamos un modelo de producción de neutrinos en chorros que emergen de agujeros negros de masa estelar que están embebidos en el disco de acreción de núcleos galácticos activos. Los resultados obtenidos son consistentes con el flujo electromagnético observado en bandas de diferentes longitudes de ondas. Analizamos las consecuencias de la variación de parámetros como el campo magnético de la región de producción de neutrinos, su tamaño y la influencia del entorno circundante.

Abstract / The cores of active galaxies, such as NGC 1068, can be sources of high-energy neutrinos, and are opaque to high-energy gamma rays. The parameters that characterize the acceleration regions leading to neutrino production are not clear. In this work we present a model of neutrino production in jets emerging from stellar-mass black holes that are embedded in the accretion disk of active galactic nuclei. The results obtained are consistent with the electromagnetic flux observed in different wavebands. We analyze the consequences of varying parameters such as the magnetic field of the neutrino production region, its size, and the influence of the surrounding environment.

Keywords / neutrinos — astroparticle physics — galaxies: active

1. Introduction

The IceCube collaboration reported neutrino observations from NGC 1068 (Aartsen et al. 2020), a Seyfert galaxy located at 12.7 Mpc from Earth. The mechanism that explains the origin of these neutrinos is unclear. This source has been observed in different wavelenghts. The inner regions were observed by *ALMA* in the near-infrared to radio (García-Burillo et al. 2019). There are also radio observations of the outer regions ($\sim$ 100 pc) (Sajina et al. 2011). Furthermore, gamma rays can be observed up to energies of 100 GeV (Ajello et al. 2017; Acciari et al. 2019; Abdollahi et al. 2020). Many efforts have been made to understand the nonthermal emission from radio-quiet active galactic nuclei (AGN), such as hot coronae models (Murase et al. 2020; Eichmann et al. 2022), hot accretion flows (Gutiérrez et al. 2021) and accretion shocks (Inoue et al. 2020), among others. The problem arises from the connection between the production of neutrinos and gamma rays, since the processes that lead to the production of neutrinos must not have an associated gamma ray counterpart that violates the available observational data.

In this work, we show preliminary results of a jet model emerging from stellar-mass black holes (sBH) embedded in AGN accretion disks (see Fig.1). We apply this model following the idea proposed by Tagawa et al. (2023), which consists on taking sBHs as sources of the emission detected in AGNs, and here we use steady-state transport equations to describe the populations electrons and protons accelerated by inner shocks in the jets of sBHs. This approach allows for a neutrino production scenario and strong suppression of the associated gamma rays.

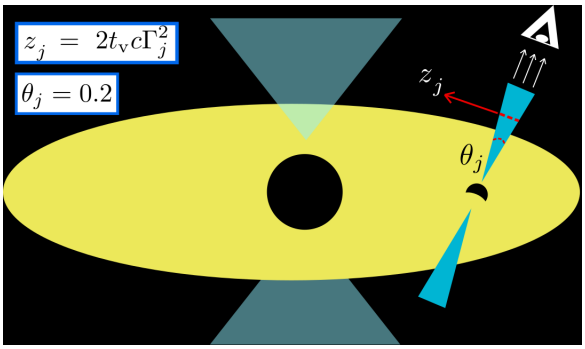


Fig. 1. Schematic view of the sBH prototype adopted in our model. We show the point of injection z_j and the opening angle of the jet θ_j.

2. Model

In order to model the emission produced in a jet emerging from a sBH, we consider an homogeneous region within it. The characteristic size of the emission region is $\Delta z_{\rm j} \approx z_{\rm j}\,\theta_{\rm j}$, where $z_{\rm j}$ is the distance at which we place the injection zone and $\theta_{\rm j}$ is the opening angle of the jet.

The volume of the region is taken as in Denton & Tamborra (2018):

$$\Delta V = 4\,\pi\,(1-\cos\theta_{\rm j})\,z_{\rm j}^2\,c\,t_{\rm v}\,\Gamma_{\rm j}, \quad (1)$$

✉ *Contact* / amcarulli@mdp.edu.ar

Table 1. Input and derived parameters.

Parameters	Description	s1	s2	s3
$L_{\rm j}$ (erg s^{-1})	jet luminosity	2×10^{42}	2×10^{42}	2×10^{42}
Γ	Lorentz factor	8	4	4
η	acceleration efficiency	0.001	0.01	0.01
$q_{\rm rel}$	ratio $(L_{\rm e} + L_{\rm p})/L_{\rm k}$	0.07	0.1	0.2
a	ratio $L_{\rm p}/L_{\rm e}$	10	1	3
$\epsilon_{\rm B}$	magnetic field energy fraction	0.1	0.05	0.3
Δz (cm)	emission size	7.8×10^{8}	1.9×10^{8}	1.9×10^{8}
B (G)	magnetic field	1.6×10^{5}	2.5×10^{6}	1.9×10^{7}
$n_{\rm p,cold}$ (cm^{-3})	density of cold protons	1.9×10^{14}	1.2×10^{16}	1.2×10^{16}
α	injection index	2.6	2.2	2.2

where the variability timescale of the jet is $t_{\rm v} = 10^{-3}$ s.

The luminosity of the jet is taken as $L_{\rm j} = \eta_j \dot{m} c^2 \approx 2{\times}10^{42}$ erg s^{-1}, which corresponds to a super-Eddington accretion rate of $\dot{m} = 3 \times 10^{-4}\ M_\odot\,{\rm yr}^{-1}\,(\eta_{\rm j}/0.1)^{-1}$, where $\eta_j = 0.1$ represents the efficiency with which the jet engine converts energy into kinetic energy (Tagawa et al., 2023). Assuming that each sBH accretes for ~ 4 Myr per AGN phase and the accretion rate is constant, the mass of an sBH increases to $m \sim 10^3\ M_\odot$. The fraction of the jet luminosity that is transfered to electrons and protons is $L_{\rm p} + L_{\rm e} = q_{\rm rel}\, L_{\rm j}$, where the relation between the luminosity of protons and electrons depends on the parameter a as $L_{\rm p} = a\, L_{\rm e}$.

The cold proton density in the jet can be obtained as (Tagawa et al. 2023):

$$n_{\rm p} = \left(\frac{2L_j}{\theta_{\rm j}^2}\right) \frac{1}{4\,\pi\,\Gamma_{\rm j}^2\, z_{\rm j}^2\, m_{\rm p}\, c^3}, \quad (2)$$

where the first factor in the right hand side of the equation is the isotropic luminosity (Denton & Tamborra, 2018).

On the other hand, the magnetic field is obtained as (Tagawa et al. 2023):

$$B_{\rm j} = \sqrt{8\,\pi\,\epsilon_{\rm B}\, e_{\rm j}}, \quad (3)$$

where $e_{\rm j} = 2.7\, n_{\rm p}\, m_{\rm p}\, c^2$ is the internal energy density of the shocked jet, and $\epsilon_{\rm B}$ is the fraction of postshock energy carried by protons and electrons.

In order to calculate the distribution of primary protons and electrons, we solve the steady-state transport equation

$$\frac{{\rm d}\,[b_i\, N_i(E_i)]}{{\rm d}E} + \frac{N_i(E_i)}{T_{\rm esc}} = Q_i(E_i), \quad (4)$$

where $b_i \equiv dE_i/dt = -E_i\, t_{\rm cool}^{-1}$ denote the energy losses of the particles and the injection of primary particles can be expressed like

$$Q_i(E_i) = K_i\, E_i^{-\alpha}\, {\rm e}^{(-E_i/E_{{\rm max},i})}. \quad (5)$$

The constant K_i is fixed by normalization on the total power injected in electrons and protons

$$L_i = 4\,\pi\,\Delta V \int_{E_{i,\rm min}}^{\infty} {\rm d}E_i\, E\, Q_i(E_i). \quad (6)$$

Notice that, rather than assuming the primary particle distributions follow a power law in energy, as in Tagawa et al. (2023), we consider an injection that follows a power law in energy, as described in Eq.(4), and then solve Eq.(5).

In order to obtain the maximum energy $E_{{\rm max},i}$, we balance the cooling rates due to radiative processes plus the escape rate with the particle acceleration rate.

Neutrinos are produced when protons collide with cold protons in the jet or when they interact with photons produced via synchrotron of electrons. These interactions produce charged pions that produce neutrinos and muons. We follow Kelner et al. (2006) and Hümmer et al. (2010) to calculate pions produced from proton-proton (pp) and proton-gamma ($p\gamma$) interactions respectively. Muons also decay to neutrinos. We follow Lipari et al. (2007) to calculate the neutrino fluxes. On the other hand, neutral pions decay to produce gamma rays. We follow Kelner et al. (2006) and expressions therein to obtain the gamma ray fluxes by pp interactions, and refer to Kelner & Aharonian (2008) to calculate those originated by $p\gamma$ interactions. We consider internal absorption effects that are due to electron synchrotron and IC radiation, and we account for it by multiplying the emission by a factor $(1 - \exp(-\tau_{\gamma\gamma}))/\tau_{\gamma\gamma}$, where $\tau_{\gamma\gamma}$ is the optical depth of the process.

3. Results and discussion

We consider three sets of parameters, named s1, s2 and s3, for which we vary the jet luminosity, the lorentz factor, the magnetic field, the cold proton target, the size of the zone and the injection index, as shown in Table 1.

In Fig. 2 we show the cooling rates of primary particles as a function of the energy for the models s1, s2 and s3. In the case of electrons, due to the high magnetic field, the synchrotron cooling dominates for all the sets of parameters, but IC is significant as well. In the case of protons, proton-proton (pp) interactions are important for lower energies, whereas synchrotron and pγ dominates the cooling rates for sets s2 and s3 at higher energies, and pγ dominates in the case of s1. Bohm diffusion was taken for the three sets. In Fig. 3 we show the resulting proton and electron distributions for the models s1, s2 and s3.

In Fig. 4 we show the resulting electromagnatic emission for the three parameter sets. The emission is

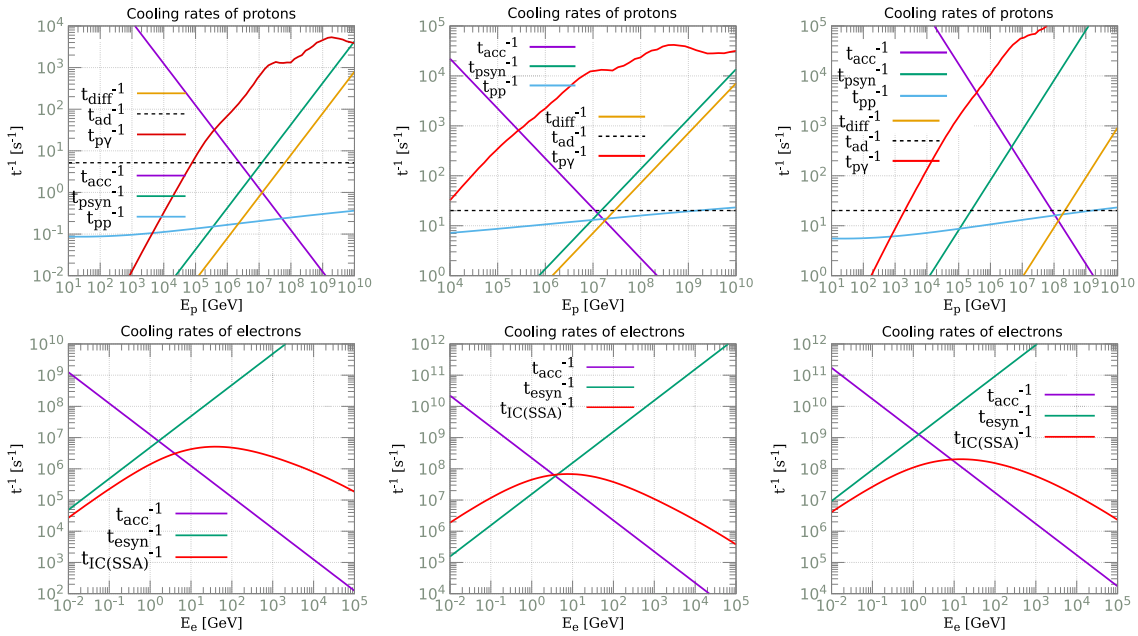


Fig. 2. *Top panels:* Proton cooling rates for the models s1 (*left panel*), s2 (*middle panel*) and s3 (*right panel*). *Bottom panels*: same as above but for electrons.

dominated by the synchrotron of electrons and IC for the three cases, due to the intensity of the magnetic field. It can be seen that for all the cases, the gamma-ray flux suffers a strong suppresion at energies greater than ~ 1 GeV for model s1, and ~ 0.1 GeV for models s2 and s3.

In Fig. 5 we show the resulting neutrinos fluxes and compare it with the uncertainties on the spectrum measured by Aartsen et al. (2020). The contribution to the neutrino flux is dominated by $p\gamma$ interactions for the high energy regime in the three models, whereas pp interactions dominates the emission for energies $\lesssim 10^4$GeV for s1 and $\lesssim 10^3$GeV for s2 and s3. These contributions can explain the data of the neutrino flux detected by IceCube for NGC 1068 (Aartsen et al. 2020), when we consider the set of parameters s3. On the other hand, s2 barely reaches the neutrino flux detected for 10^4GeV, while the set s1 does not produce enough neutrinos to reach the data.

4. Conclusion

We develop a model that allows to obtain a single object neutrino and photon flux produced by jets embedded in AGNs. In particular, we model neutrinos and gamma-rays emissivities for NGC 1068. The neutrino flux originated due to $p\gamma$ interactions could reach the observed flux reported by Aartsen et al. (2020), when we consider the set of parameters s3. Future neutrino telescopes such as the next IceCube generation 2 (*IC Gen2*) (van Santen, 2017) and *KM3NeT* (Aiello et al., 2019) will provide further constrains to the model parameters. On the other hand, the main contribution to the electromagnetic flux is due to synchrotron of electrons and IC. In the gamma-ray band, $p\gamma$ an pp could be significant if internal absortion is not considered. The internal absorption is due to these electrons and supress all the flux for energies greater than ~ 1 GeV for model s1, and ~ 0.1 GeV for models s2 and s3.

Acknowledgements: We thank ANPCyT and Universidad Nacional de Mar del Plata for their financial support through grants PICT 2021-GRF-T1-00725 and EXA1214/24, respectively.

References

Aartsen M.G., et al., 2020, Phys. Rev. Lett., 124, 051103
Abdollahi S., et al., 2020, ApJS, 247, 33
Acciari V.A., et al., 2019, The Astrophysical Journal, 883, 135
Aiello S., et al., 2019, Astroparticle Physics, 111, 100
Ajello M., et al., 2017, ApJS, 232, 18
Denton P.B., Tamborra I., 2018, Astrophys. J., 855, 37
Eichmann B., et al., 2022, The Astrophysical Journal, 939, 43
García-Burillo S., et al., 2019, A&A, 632, A61
Gutiérrez E.M., Vieyro F.L., Romero G.E., 2021, A&A, 649, A87
Hümmer S., et al., 2010, The Astrophysical Journal, 721, 630
Inoue Y., Khangulyan D., Doi A., 2020, ApJL, 891, L33
Kelner S.R., Aharonian F.A., 2008, Phys. Rev. D, 78, 034013
Kelner S.R., Aharonian F.A., Bugayov V.V., 2006, Phys. Rev. D, 74, 034018
Lipari P., Lusignoli M., Meloni D., 2007, Phys. Rev. D, 75, 123005
Murase K., Kimura S.S., Mészáros P., 2020, PhRvL, 125, 011101
Sajina A., et al., 2011, ApJ, 732, 45
Tagawa H., Kimura S.S., Haiman Z., 2023
van Santen J., 2017, PoS, ICRC2017, 991

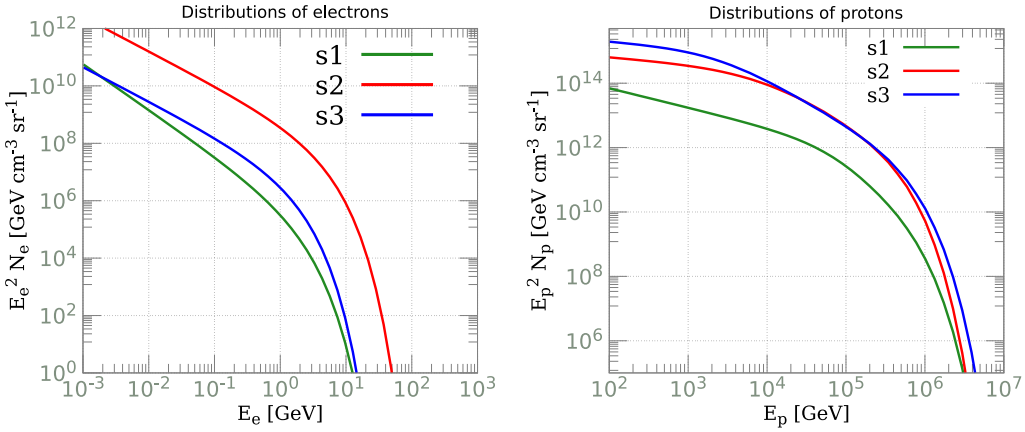


Fig. 3. *Left panel:* Electron distributions as a function of the energy, adopting the parameters in table 1 for the models s1, s2 and s3. *Right panel:* same as *left panel* but for protons

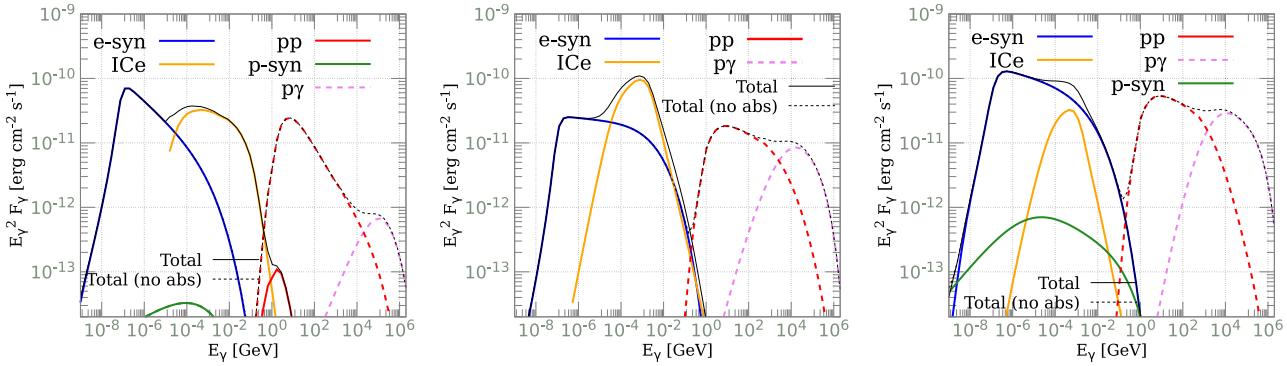


Fig. 4. *Left panel:* Photon fluxes as a function of the energy for the model s1. Curves with different colors correspond with different processes as indicated in the legend, as well as the total emission. Dashed lines correspond to the emission with no absorption. *Middle panel:* same as *left panel* but for the model s2. *Right panel:* same as *left panel* but for the model s3.

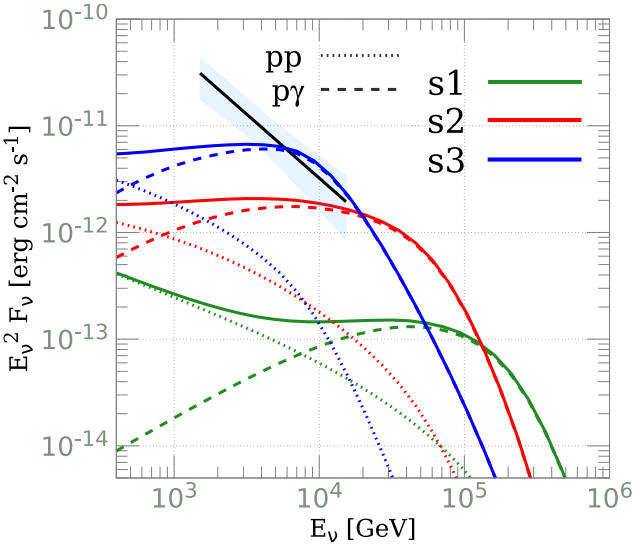


Fig. 5. Neutrino fluxes as a function of the energy for the models s1, s2 and s3. The blue shaded region represents 1σ uncertainty on the spectrum measured by Aartsen et al. (2020).

On the flavor composition of neutrinos from choked jets of gamma-ray bursts

M.M. Reynoso[1,2] & F.A. Deus[1,2]

[1] *Instituto de Investigaciones Físicas de Mar del Plata, CONICET–UNMdP, Argentina*
[2] *Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UNMdP, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 19 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Gamma-ray bursts *ahogados* (CGRBs, por sus siglas en inglés) se producen cuando un jet generado en el centro de una estrella masiva en colapso no puede emerger del envoltorio estelar, y por lo tanto los rayos gamma que puedan ser producidos en tales jets son absorbidos. Neutrinos, sin embargo, pueden escapar libremente y por lo tanto estas fuentes han sido propuestas como capaces de generar el flujo difuso de neutrinos observado por IceCube. En el presente trabajo, intentamos obtener el flujo de neutrinos de diferentes familias producidos en CGRBs usando valores típicos para parametros físicos de la región de emisión. Consideramos la inyección tanto de protones como de electrones que suponemos que son acelerados por choques internos en el jet, y que presentan una dependencia con la energía del tipo ley de potencia, con un índice $\alpha = 1.8 - 2.2$. Resolviendo una ecuación de transporte en el estado estacionario, obtenemos las distribuciones de estas partículas y además de piones y muones, dado que estas últimas se generan por copiosas interacciones protón-fotón ($p\gamma$) en el contexto asumido. Considerando que los CGRBs se pueden relacionar con supernovas de colapso gravitacional, suponemos que la tasa de generación de estas fuentes es proporcional a la tasa de formación estelar y podemos integrar sobre el redshift para obtener el flujo difuso total de neutrinos de cada familia. La composición de las tres familias a ser observada en la Tierra vemos que depende de la energía de los neutrinos como consecuencia de las pérdidas de energía que sufren los piones y muones. Este comportamiento podrá ser probado con instrumentos de nueva generación como IceCube-gen2.

Abstract / Choked gamma-ray bursts (CGRBs) are produced when the jet generated in the center of a massive collapsing star fails to emerge from the stellar envelope, and hence the gamma rays produced in such a jet get absorbed. Neutrinos, however, escape freely, and therefore these sources have been proposed as capable of generating the diffuse flux observed by IceCube. In the present work, we aim to obtain the neutrino fluxes of the different flavors corresponding to CGRBs adopting typical values for the physical parameters of the emission region. We then consider the injection of both protons and electrons, which are assumed to be accelerated by internal shocks in the jet and present power-law dependence on the energy with an index $\alpha = 1.8 - 2.2$. By solving a steady-state transport equation, we obtain the particle distributions, including also pions and muons, since these particles are generated after copious proton-photon ($p\gamma$) interactions in the present context. Considering that CGRBs can be related to core collapse supernovae, we assume that the generation rate of these sources is proportional to the star formation rate, and we integrate on the redshift to obtain a total diffuse neutrino flux of each flavor. The flavor composition to be observed at the Earth is found to depend on the neutrino energy as a consequence of the losses suffered mainly by pions and muons. This will be probed with next generation neutrino instruments such as IceCube-gen2.

Keywords / radiation mechanisms: non-thermal — neutrinos — gamma-ray burst: general

1. Introduction

The neutrino observatory IceCube has accumulated events since 2014 allowing to stablish a flux of neutrinos of astrophysical origin, i.e., not produced by cosmic rays in the atmosphere, but it has not been possible to identify the specific sources. This mainly is due to a lack of correlation with known gamma-ray emitters. One possible type of sources are the so-called choked gamma-ray bursts (CGRBs) which cosnsist of a jet being launched inside a collapsing massive star that *fails* to emerge from the stellar mantle, implying that the gamma rays produced get totally absorbed. It is expected that this scenario can be realized in some core-collapse supernovae (SNe), such as those of the types II (MacFadyen et al., 2001) and Ib/c. Although it is currently uncertain what fraction of such systems can harbour these choked jets (Piran et al., 2019), the connection is envisaged similarly to the case of the one confirmed between several type Ib/c SNe and long GRBs with flat spectrum (Hjorth & Bloom, 2011).

The proposed scenarios of neutrino production in GRB jets (e.g., Waxman & Bahcall, 1997), have guided the study of CGRBs as hidden neutrino sources under different assumptions and approximations (Murase & Ioka, 2013; Senno et al., 2016; He et al., 2018; Fasano et al., 2021). In our recent work (Reynoso & Deus, 2023, RD2023), we have addressed in detail the process of neu-

✉ *Contacto* / matiasreynoso@gmail.com

Research article

Tabla 1. Parameters of the CGRB model

input parameter	description	values
L_0[erg s^{-1}]	isotropic power	$(10^{49}; 10^{50})$
α	power-law index of injection	$(1.8; 2; 2.2)$
$t_{\rm j}$[s]	duration of typical CGRB	$10^3; 10^4$
$\epsilon_{\rm rel}$	fraction of power in relativistic particles	0.1
a_{pe}	proton-to-electron ratio	100
Γ	Lorentz factor of internal shock region	100
δt[s]	variability timescale	0.01
ϵ_B	magnetic-to-kinetic energy ratio	$(0.01; 0.1; 1)$

trino production in CGRBs by applying a steady-state transport equation to obtain the particle distributions of primary protons (p), electrons (e) and also secondary pions (π), kaons, and muons (μ), which are mainly produced after $p\gamma$ interactions. In particular, we accounted for the possibility that pions and muons can interact with the same soft photon target as the parent proton, as this aspect has not been previously considered. In the present work, we focus on additional possibilities: a lower average jet luminosity and different values the injection index of the accelerated primary particles, α. We present the corresponding results for the diffuse neutrino (ν) flux and flavor ratios.

2. Basics of the model

Here we briefly describe the basics of the model, while the reader can refer to RD2023 for more details. We assume that the jet of a CGRB has a Lorentz factor $\Gamma \sim 100$, a half-opening angle $\theta_{\rm op} \approx 0.2$rad, and its power is $L_{\rm j}$, which corresponds to an isotropic equivalent power

$$L_0 = 2L_{\rm j}/(1-\cos\theta) = 10^{49-50}{\rm erg\ s^{-1}}. \quad (1)$$

For a variability timescale δt, the distance from the central source to the position of the internal shocks in the jet is

$$r_{\rm is} = 2\Gamma^2 c\delta t \simeq 6\times10^{12}{\rm cm}\ \delta t_{-2}\Gamma_2, \quad (2)$$

where $\Gamma_2 = \Gamma/100$ and $\delta t_{-2} = \delta t/(0.01{\rm s})$. In that region, the comoving number density of cold protons is

$$n'_{\rm j} = \frac{L_0}{4\pi\Gamma^2 r_{\rm is}^2 m_p c^3} \simeq 4.9\times10^{12}{\rm cm^{-3}} L_{0,51}\Gamma_2^{-6}\delta t_{-2}^{-2} \quad (3)$$

The flow is magnetized, and the magnetic energy density is usually taken to be a fraction $\epsilon_B \approx 0.1$ of the kinetic energy density $m_p c^2 n'_{\rm j}$, i.e.

$$B' = \sqrt{\frac{2\,\epsilon_B L_0}{\Gamma^2 r_{\rm is}^2 c}} = 1.36\times10^5{\rm G}\ \epsilon_{B,-1}^{1/2} L_{0,51}^{1/2}\Gamma_2^{-2}\delta t_{-2}^{-1} \quad (4)$$

We assume that both protons and electrons are accelerated by internal shocks with an acceleration rate

$$t_{\rm acc}^{-1}(E'_i) = \eta\,\frac{e\,B'\,c}{E'_i}, \quad (5)$$

where the efficiency factor is $\eta = 0.1$. The main cooling processes for electrons are synchrotron and inverse Compton (IC) scattering, while $p\gamma$ is dominant for high energy protons. The detailed expressions for these and other processes involved can be found in RD2023, and they are plotted in Fig. 1 for protons. The energy where the acceleration rate is balanced by the total losses is taken as the maximum particle energy $E'_{i,\rm max}$, with $i = \{e, p\}$ for primary electrons and protons. Then, we take the injection of these particles as

$$Q'_i(E'_i) = \frac{d\mathcal{N}_i}{dE'_i d\Omega' dV' dt'} = K_i E_i'^{-\alpha}\exp\left(-\frac{E'_i}{E'_{i,\rm max}}\right), \quad (6)$$

where K_i is a normalizing constant which is fixed by considering that the total power injected in electrons and protons in the central source (CS) rest frame is

$$\Delta V\int_{4\pi} d\Omega \int_{2\,m_i c^2}^{\infty} dE_i E_i Q_i(E_i) = L_i, \quad (7)$$

where $\Delta V = 4\pi r_{\rm is}^2 (c\,\delta t)$. The relevant target photons for $p\gamma$ interacctions here is the usually adopted one in these scenarios: the thermalized synchrotron and IC emissions produced by electrons accelerated at the shocked jet head, where the jet is actually stopped by the stellar mantle. A fraction of these photons escape into the region with internal shocks. In principle, also the synchrotron emission of electrons accelerated at the internal shocks could provide additional target photons, but these are relevant only if $a_{pe} = L_p/L_e \sim 1$, as obtained in RD2023, while in the present work we assume $a_{pe} = 100$, a similar value as the derived from cosmic ray observations. For particles in the region with internal shocks, the equilibrium distributions are obtained by solving the steady-state transport equation,

$$\frac{d\left[b'_{i,\rm loss}(E'_i)N'_i(E'_i)\right]}{dE'_i} + \frac{N'_i(E'_i)}{T_{i,\rm esc}} = Q'_i(E'_i), \quad (8)$$

where the $b'_{i,\rm loss} = -E'_i\sum_j t'^{-1}_{i,j}(E'_i)$ is the total energy loss for particles of the type i, and $t'^{-1}_{i,j}$ are the cooling rates corresponding to each process j. In turn, $T_{i,\rm esc}$ is the escape timescale, which is typically longer than the dominant cooling rates. In the case of pions and muons, we replace $T_{i,\rm esc} \to T_{i,\rm dec}$ to obtain the particle distributions.

3. Results and discussion

Following the method of calculation described in RD2023 and assuming the sets of parameters shown in Table 1, we obtain the relevant cooling rates and particle distributions. In Fig. 1, we show the cooling rates for protons in the cases of $L_0 = 10^{49}$erg s^{-1} and $L_0 = 10^{50}$erg s^{-1}, where it can be seen that the maximum proton energy is higher in the latter case. This can be seen also in corresponding the proton distributions appearing in Fig. 2. Due to the page limitation,

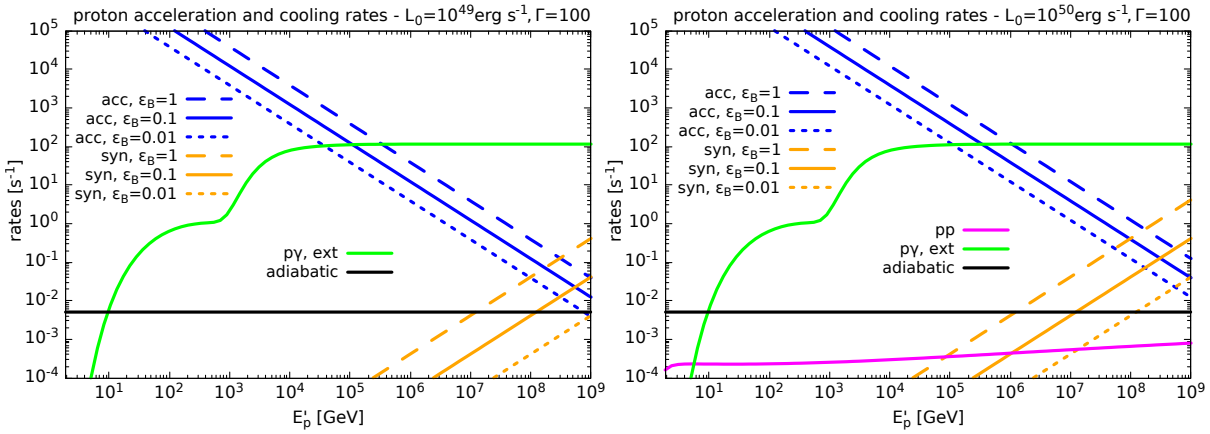


Fig. 1. *Left panel:* Acceleration and cooling rates for protons in CGRBs with $L_0 = 10^{49}\mathrm{erg\,s^{-1}}$. *Right panel:* The same as in left panel, but for $L_0 = 10^{50}\mathrm{erg\,s^{-1}}$.

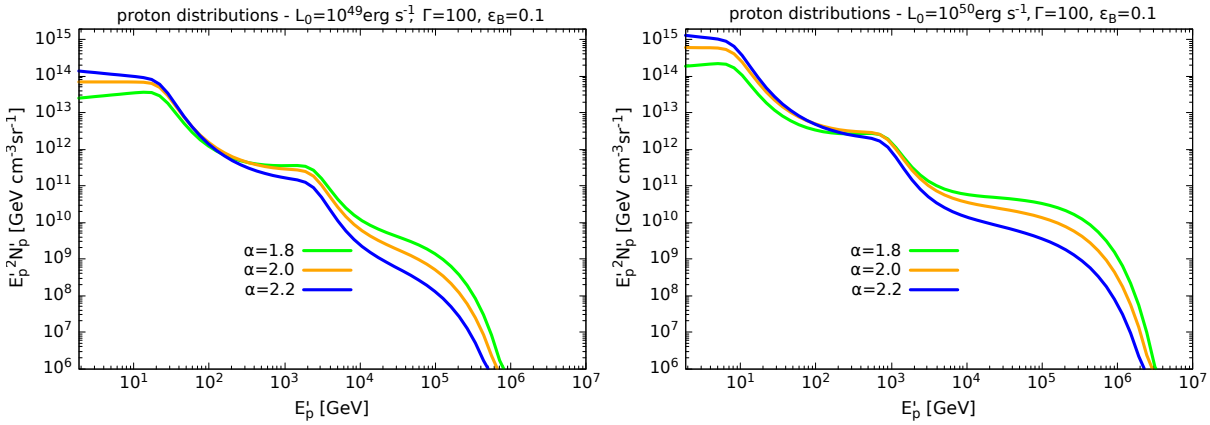


Fig. 2. *Left panel:* Proton distributions for $L_0 = 10^{49}\mathrm{erg\,s^{-1}}$. *Right panel:* Proton distributions for $L_0 = 10^{50}\mathrm{erg\,s^{-1}}$

we omitted the plots of the pion cooling and decay rates, which were similar in both cases of L_0 values, with the losses dominated by the $\pi\gamma$ process. In the case of muons, there is a slight difference in the IC cooling rate as can be seen in Fig. 3, and this is due to the fact that the target photon distribution is somewhat different in each case: for $L_0 = 10^{49}\mathrm{erg\ s^{-1}}$ the temperature of the thermalized emission of electrons at the jet head is less than for $L_0 = 10^{50}\mathrm{erg\ s^{-1}}$, and this implies that the Klein-Nishina regime is reached for higher energies in the former case as compared to the latter case.

Having obtained the pion and muon distributions, using the formulae of Lipari et al. (2007), as in RD2023, we can obtain the neutrino injections Q_{ν_e} and Q_{ν_μ} in the CS frame. These are used to obtain the typical neutrino spectrum for a single CGRB as $\frac{dN_{\nu,z}(E_{\nu,z})}{dE_{\nu,z}} = \Delta\Omega\, Q_{\nu,z}(E_{\nu,z})\Delta V\, t_{\rm j}\left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\right)$. Assuming that the rate of generation of CGRBs is proportional to the star formation rate (Madau & Dickinson, 2014), $R_{\rm CGRB}(z) = A_{\rm CGRB}\rho_*(z)$ as described in RD2023, it follows that the diffuse flux of flavor α on Earth is

$$\varphi_{\nu_\alpha}(E_\nu) = \frac{c}{4\pi\, H_0}\int_0^{z_{\rm max}} \frac{dz\, R_{\rm CGRB}(z)}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_{\rm m}(1+z)^3}} \left[\frac{dN_{\nu_e,z}(E_\nu(1+z)}{dE_{\nu,z}}P_{e\alpha} + \frac{dN_{\nu_\mu,z}(E_\nu(1+z)}{dE_{\nu,z}}P_{\mu\alpha}\right]. \quad (9)$$

Here, $P_{e\alpha}$ and $P_{\mu\alpha}$ are the probabilities of oscillations $\nu_e \to \nu_\alpha$ and $\nu_\mu \to \nu_\alpha$, respectively, which depend on the neutrino mixing matrix. The latter is determined by three mixing angles and a phase, and their values are extracted from global fits to neutrino experiments (Esteban et al., 2020). The resulting muon neutrino fluxes are shown in Fig. 4 fixing $A_{\rm CGRB} = 8\times10^{-7}M_\odot^{-1}$, consistent with a local rate of choked jet events $R_{\rm CGRB}(z=0) \approx 12\,\mathrm{yr^{-1}Gpc^{-3}}$, which is within the range of plausible values (e.g. He et al., 2018). The flavor ratios as a function of the observed neutrino energy are shown in the left panel of Fig. 5, and these are found to be independent of the injection index α. It can be seen that a slight variation is obtained between the two cases of L_0 considered, and this is due to the higher IC cooling of high energy muons for $L_0 = 10^{49}\mathrm{erg\ s^{-1}}$ as compared to the case of $L_0 = 10^{50}\mathrm{erg\ s^{-1}}$. Finally, this effect is also present in flavor ratios obtained with the fluxes integrated over a minimum neutrino energy $E_{\nu,\rm min}$, as can be seen in the right panel of Fig.5. Forthcoming work will allow us to explore other possibilities with different combination of the physical parameters of these choked jets.

Agradecimientos: We thank ANPCyT and Universidad Nacional de Mar del Plata for their financial support through grants PICT 2021-GRF-T1-00725 and EXA1214/24, respectively.

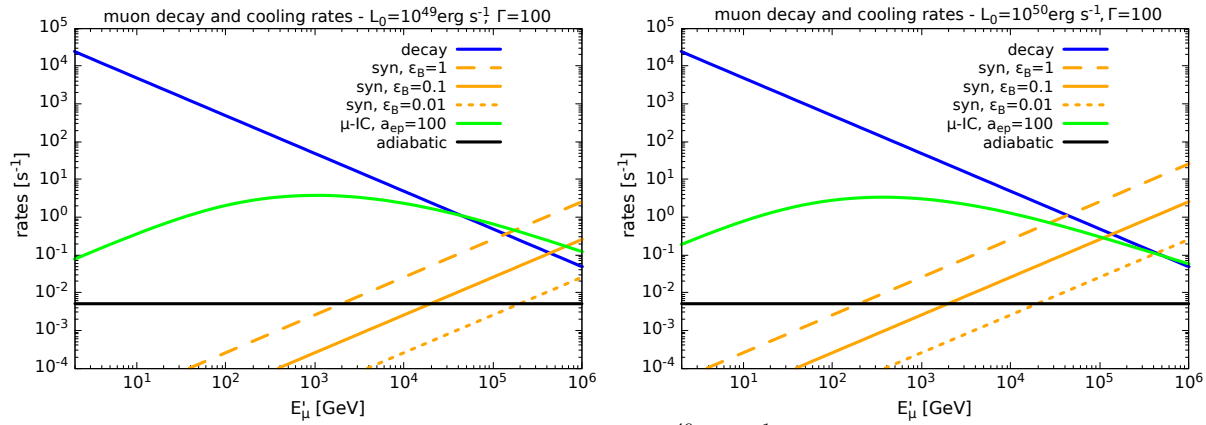


Fig. 3. *Left panel:* Decay and cooling rates for muons for $L_0 = 10^{49}$erg s^{-1}. *Right panel:* The same as in left panel, but for $L_0 = 10^{50}$erg s^{-1}.

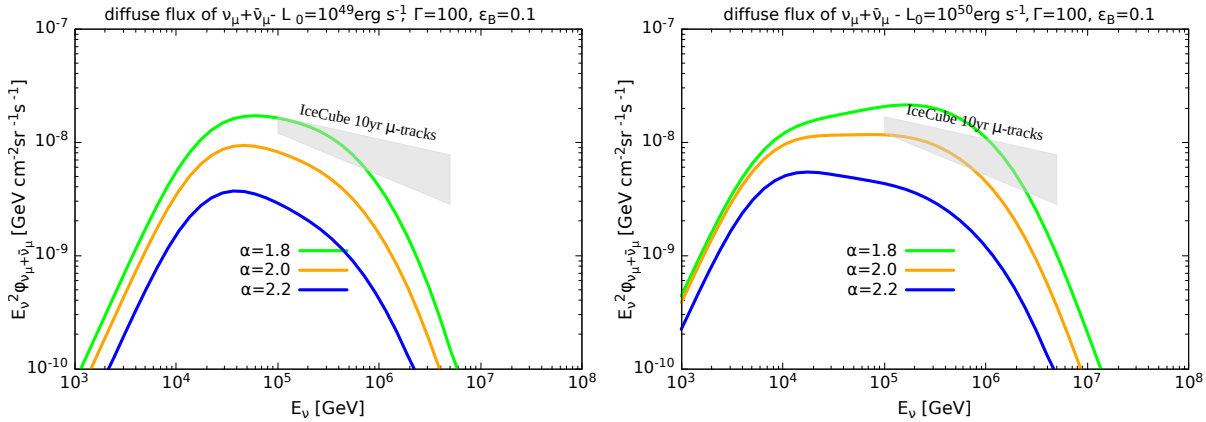


Fig. 4. *Left panel:* Diffuse flux of muon neutrinos for different values of the proton injection index α, setting $L_0 = 10^{49}$erg s^{-1}. *Right panel:* The same as in left panel, but for $L_0 = 10^{50}$erg s^{-1}.

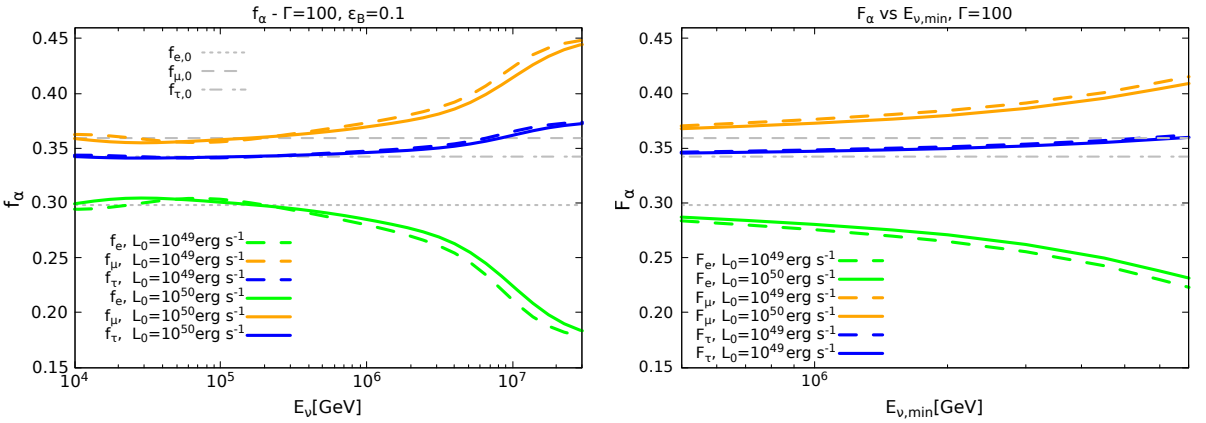


Fig. 5. *Left panel:* Flavor ratios for neutrinos from CGRBs as a function of the neutrino energy. *Right panel:* Flavor ratios of the integrated neutrino fluxes as a function of the minimum neutrino energy. In both panels, dashed curves correspond to $L_0 = 10^{49}$erg s^{-1} and solid ones to $L_0 = 10^{50}$erg s^{-1}.

Referencias

Esteban I., et al., 2020, Journal of High Energy Physics, 2020, 178

Fasano M., et al., 2021, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2021, 044

He H.N., et al., 2018, ApJ, 856, 119

Hjorth J., Bloom J.S., 2011, The gamma-ray burst - supernova connection

Lipari P., Lusignoli M., Meloni D., 2007, PhRvD, 75, 123005

MacFadyen A.I., Woosley S.E., Heger A., 2001, ApJ, 550, 410

Madau P., Dickinson M., 2014, ARA&A, 52, 415

Murase K., Ioka K., 2013, PhRvL, 111, 121102

Piran T., et al., 2019, ApJL, 871, L25

Reynoso M.M., Deus F.A., 2023, A&A, 677, A53

Senno N., Murase K., Mészáros P., 2016, PhRvD, 93, 083003

Waxman E., Bahcall J., 1997, PhRvL, 78, 2292

Cutting-edge instrumentation for radio astronomy in Argentina

E. Rasztocky[1]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 16 February 2024 / Accepted: 03 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Desde el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), se está colaborando activamente en varios proyectos relacionados con la detección y medición de ondas milimétricas y submilimétricas para instrumentos de vanguardia en radioastronomía. En este documento, describo tres desarrollos que abarcan una amplia gama de instrumentación astronómica, en los cuales estoy involucrado desempeñando distintos roles. En primer lugar, describo el sistema óptico NACOS del radiotelescopio LLAMA. Este instrumento posibilita la focalización de la radiación submilimétrica en las cabinas laterales del radiotelescopio, donde se alojan los receptores criogénicos. Detallo y explico el subsistema y cómo se integra en el sistema general del telescopio, indicando sus posibles aplicaciones. A continuación, presento el detector híbrido instalado en el crióstato del instrumento QUBIC, un telescopio diseñado para el estudio de los modos B de polarización del CMB. Proporciono información sobre su instalación y funcionamiento. Finalmente, ofrezco una breve descripción de la antena submilimétrica SWI de la misión espacial JUICE de la ESA, destinada a explorar las lunas heladas de Júpiter. Presento sus características principales y su relevancia en la investigación espacial. Concluyo este trabajo con una breve discusión sobre el potencial a futuro de la radioastronomía desarrollada en el IAR, resaltando la importancia de estos proyectos para avanzar en nuestro entendimiento del cosmos.

Abstract / From the *Argentine Institute of Radio astronomy* (IAR), active collaboration is underway in various projects related to the detection and measurement of millimeter and sub-millimeter waves for cutting-edge instruments in radio astronomy. In this document, I describe three developments that encompass a wide range of astronomical instrumentation, in which I am involved in various roles. Firstly, I describe the NACOS optical system of the LLAMA radio telescope. This instrument enables the focusing of sub-millimeter radiation in the side cabins of the radio telescope, where cryogenic receivers are housed. I detail and explain the subsystem and how it integrates into the overall telescope system, indicating its potential applications. Next, I present the hybrid detector installed in the cryostat of the QUBIC instrument, a telescope designed for the study of B-mode polarization of the CMB. I provide information about its installation and operation. Finally, I offer a brief description of the SWI sub-millimeter antenna of the JUICE space mission by the European Space Agency (ESA), aimed at exploring the icy moons of Jupiter. I present its key features and relevance in space research. I conclude this work with a brief discussion of the future potential of radio astronomy developed at the IAR, emphasizing the importance of these projects in advancing our understanding of the cosmos.

Keywords / instrumentation: detectors — instrumentation: interferometers — telescopes — methods: observational — space vehicles: instruments

1. Introduction

The *Instituto Argentino de Radioastronomía*[⋆] (IAR), is a scientific and technological research institution affiliated with the *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas*[⋆⋆] (CONICET), *Comisión de Investigaciones Científicas*[⋆⋆⋆] (CIC) and *Universidad Nacional de La Plata*[⋆⋆⋆⋆] (UNLP). IAR was established in 1962 and its first radio telescope was inaugurated in 1966 (Fig. 1). During this period, the first of the two prime-focus antennas of 30 m aperture (named Varsavsky) was built, primarily for research in the 21 cm hydrogen emission line. The second 30 m aperture antenna (named Bajaja) was built in the 1970's (Fig. 2). Located in a natural park of approximately ≈ 6.3 ha in Berazategui district of Buenos Aires province, the IAR comprises around ≈ 1400 m^2 of buildings, including offices, laboratories, and various facilities. The institute has a total of 60 employees, including scientists, engineers, technicians, and administrative staff.

Originally conceived as an institute for research in the field of radio astronomy, at the end of the 90s and the beginning of the millennium, the IAR expanded its scope of activities through the Technology Transfer(Fliger et al., 2024) initiative. This expansion included areas such as the space sector, instrumentation for radio astronomy, industry, health, and others (Fig. 3). These early experiences played a crucial role in significantly diversifying the institution's areas of operation, leading to the accumulation of valuable experi-

[⋆] https://www.iar.unlp.edu.ar/
[⋆⋆] https://www.conicet.gov.ar/
[⋆⋆⋆] https://www.cic.gba.gob.ar/
[⋆⋆⋆⋆] https://unlp.edu.ar/

✉ *Contact* / eraszto@iar.unlp.edu.ar

Invited review

Fig. 1. IAR inauguration event, with the first 30 m radio telescope (Varsavsky) built and operational.

Fig. 2. The second antenna (Bajaja), pointing to the zenith in the image.

ence and knowledge gained by the technical and scientific staff over the years positioning the IAR today not only as a consulting and advisory institution for international projects, but also as a strategic partner in their development.

Particularly, in this work I delve into three developments of cutting-edge instrumentation and equipment for the detection and measurement of millimeter and sub-millimeter waves in radio astronomy:

- The tertiary optical system for the LLAMA radio telescope, where my role involves conducting the Assembly, Integration, and Verification (AIV) activities for the system during the First Light phase, along with designing the system for the Long Term phase.
- The installation, testing, and commissioning of QUBIC, the bolometric interferometer for CMB, where I serve as a System Engineer.
- The design of Mechanical Ground Support Equipment (MGSE) for SWI, one of the ten instruments on board JUICE, a spacecraft launched to Jupiter on April 14th, 2023. I am involved in this project as a Support Engineer, initially focusing on AIV activities and later contributing to MGSE development.

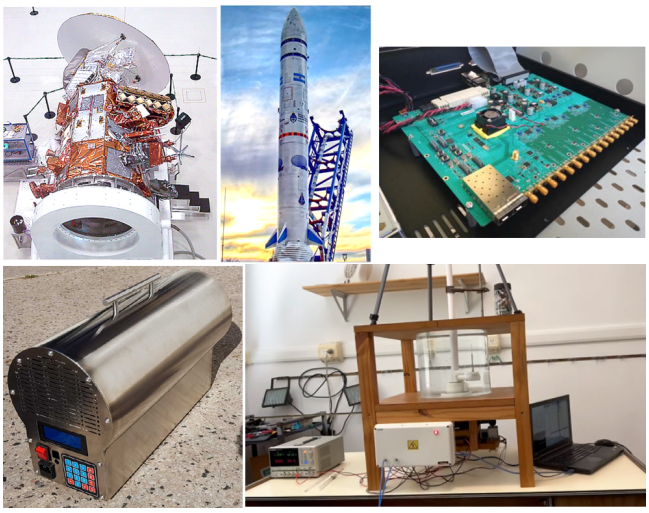


Fig. 3. *Top:* Left: Development of infrared cameras, antennas, communications for SAC-D/Aquarius mission (Sen et al., 2006). Middle: Development of telemetry and control for the launchers of the VEX series. Right: Back-end for Deep Space Antenna (DSA3)(Benaglia et al., 2011). *Bottom:* Left: Ozone reactor(Romero et al., 2020). Right: The microwave (1000 MHz) tomography prototype(Fajardo Freites, 2020).

2. Tertiary optical system for LLAMA

The Large Latin American Millimeter Array (LLAMA) radio telescope[†] is a collaborative effort between Argentina and Brazil, involving the installation and operation of a Cassegrain antenna with a 12 m aperture. It is situated in Alto Chorrillo, at an elevation of 4860 m above sea level, within the Salta province of Argentina(Lepine et al., 2021), (Romero, 2020). The primary reflector of the radio telescope boasts a precision of 25 μm. LLAMA is specifically designed for observing the sky within the frequency range of $30 - 950$ GHz. The LLAMA configuration, featuring three cabins for receiver installation (one central receiver cabin and two side Nasmyth cabins, A and B), is the same as the APEX radio telescope (Güsten et al., 2006) (Fig. 4).

LLAMA will enable research in scientific aspects such as the study of young stellar objects, spectral molecular lines of forming stars, the sun's chromosphere, outflows in starbursts, black holes, Active Galactic Nuclei (AGN), galaxy formation at high Redshift, and, with the appropriate instrumentation, even Cosmic Microwave Background (CMB) fluctuations at small angular scales.

LLAMA, in its Long Term (LT) phase will host six ALMA-like single-pixel, dual-polarized heterodyne receivers (Carter et al., 2004) within cryostats (Fig. 5) located in the Nasmyth cabins. For the initial First Light (FL) phase of the project, a phase aimed at validating the technical and scientific capabilities of the radio telescope, three receivers will be installed in Cab-B covering bands 5 ($163 - 211$ GHz), 6 ($211 - 275$ GHz), and 9 ($602 - 720$ GHz). The LT phase will demand a major upgrade to include bands 6, 7 ($275 - 373$ GHz)

[†]`https://www.llamaobservatory.org/`

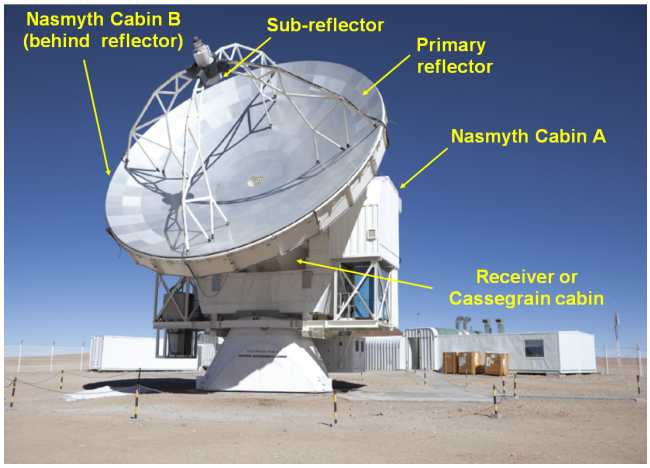


Fig. 4. The Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) in Chile. Credit: ESO

and 9 in Cab-A, along with bands 1 ($35-52$ GHz), 2+3 ($67-116$ GHz), and 5 in Cab-B. This setup reserves the Cassegrain cabin for potential future installations of multi-detector cameras, taking advantage of its larger field of view (≈ 10 arcmin). To implement this strategy, the utilization of a tertiary optical system that couples the receivers to the antenna is crucial. In LLAMA, this tertiary optical system is named Nasmyth Cabin Optical System (NACOS).

The reduced version of NACOS to be implemented during the FL phase of the project, where only Cab-B will host receivers, was designed and manufactured (between 2017 and 2018) in the ALFA ferramentaria company, in Araraquara, São Paulo state in Brazil. NACOS-FL, a frequency independent system, consist of a series of mirrors, some of them motorized and hence capable to be moved in or out from the optical path, redirecting and refocusing the light from the sky collected by the Cassegrain system, into the correspondent receiver in the Nasmyth cabin, according to the frequency to be observed (Fig. 6). A detailed description of NACOS-FL can be found in (Rasztocky, 2024).

Since 2018 (with a stand-by period between 2020 to 2022 due to the COVID-19 pandemic situation) the AIV process for NACOS-FL is being carried out in the ALFA facilities. The main activities of the AIV process include the validation of the integration process of NACOS in the antenna through the emulation of the antenna's interfaces and constraints, with the aid of dedicated auxiliary equipment designed and manufactured for this purpose (Figs. 7 and 8). The alignment of the different mirrors in the optical chain (Figs. 9), the calibration of the movable mirrors and various operational tests, among other tasks. The completion of NACOS-FL AIV activity is expected to happen in March 2024.

Regarding the design of the system for the LT phase of the project (i.e., NACOS-LT), its optical design is completed. NACOS-LT, as well as NACOS-FL, has been designed to be a frequency independent system and as the latter, it consists of a series of fixed and movable mirrors that allows the user to select the frequency channel to be observed (Fig. 10). A very detailed description

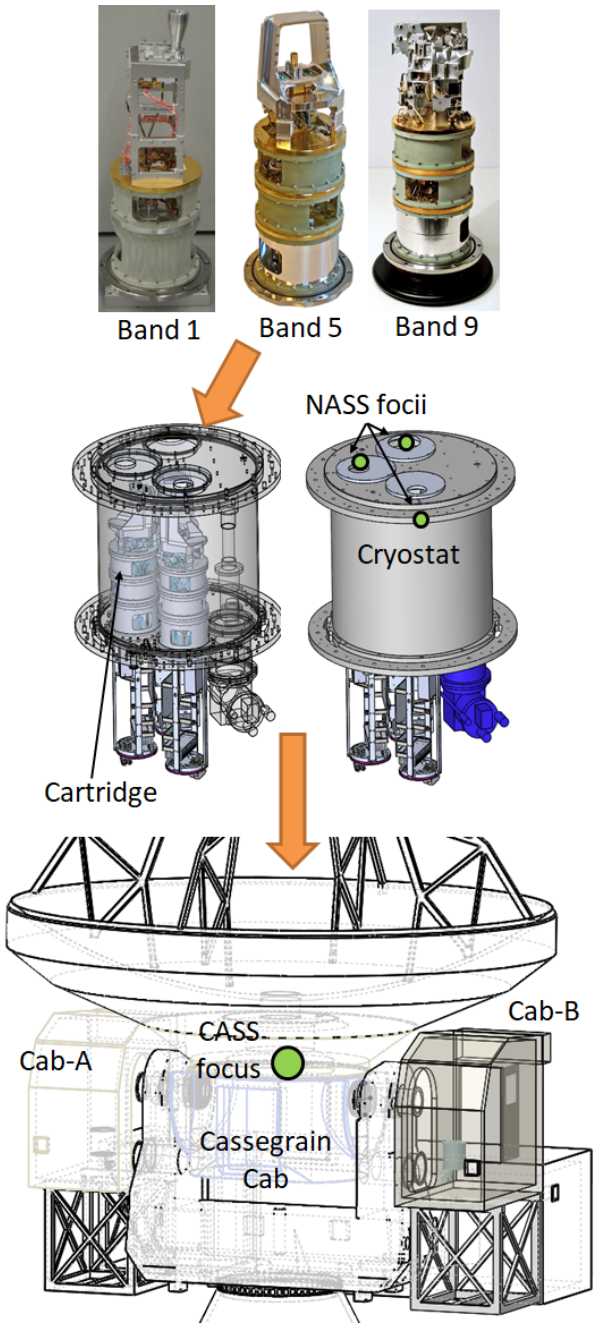


Fig. 5. *Top:* Example of three cold cartridge receivers. *Middle:* CAD model of the cryostat with three cold cartridge (inside) and warm cartridge (at the bottom) receivers installed. *Bottom:* CAD model of LLAMA cabins.

of NACOS-LT can be found in (Rasztocky et al., 2024). The first mirror assembly (M1A), essential for refocusing the beam into Cab-A, has already been designed and manufactured (Fig. 11). Calibration, alignment, and operational tests are expected to be completed during the upcoming AIV campaign in March 2024.

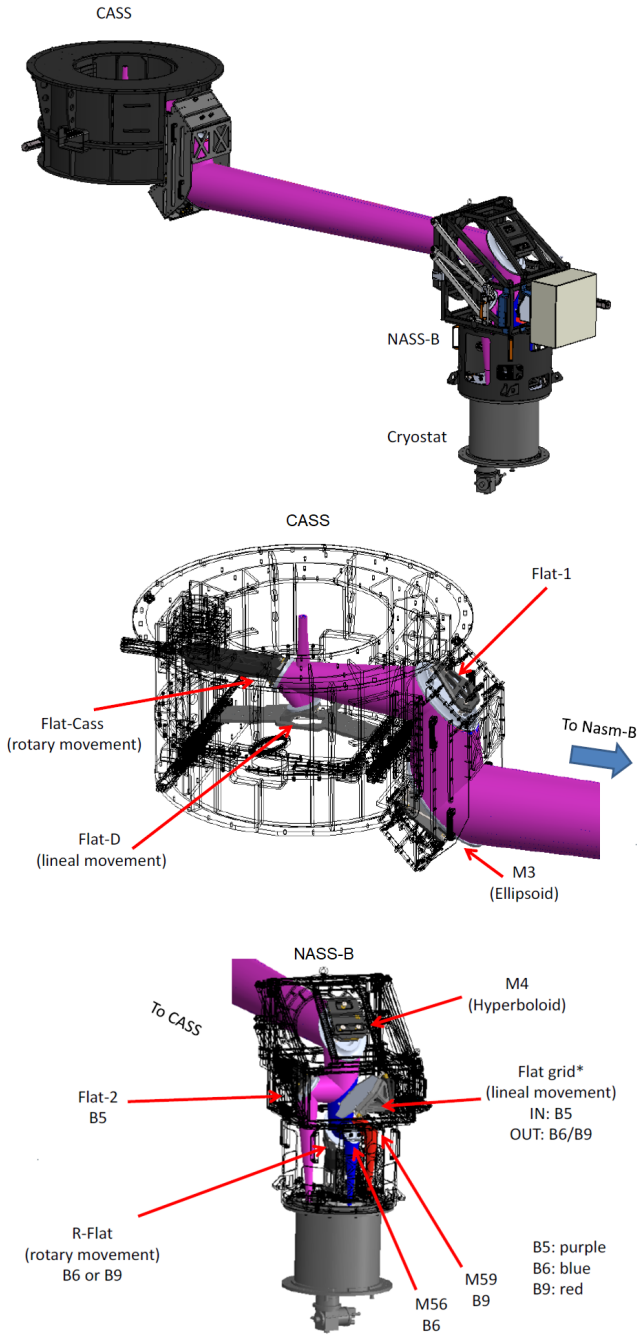


Fig. 6. NACOS-FL configuration, where the different mirrors that conform the optical system are shown.

3. QUBIC

The Q & U Bolometric Interferometer for Cosmology (QUBIC)[‡] is a collaborative project conducted by France, Italy, Ireland, the USA, and Argentina. It involves the development, installation, and operation of a millimeter/sub-millimeter-wave instrument designed for the detection and measurement of polarization B-modes of the cosmic microwave background (CMB) (Battistelli et al., 2020) at 130 – 250 GHz window. These B-modes, as predicted by the inflationary model of the Universe(Guth, 1981), (Linde, 1982), are expected to be imprinted in the CMB (Durrer, 2015). During the inflation period of the Universe ($10^{-38} - 10^{-36}$ sec after the Big Bang), the inflationary theory predicts that gravitational waves produced during this event might have perturbed the metric of the early Universe, creating curled polarization in the existing plasma, known as B-modes. This information of the structure of the early Universe might then be imprinted as a fingerprint in the Last Scattering Surface (i.e., CMB), which happened ≈ 380 000 years after the Big Bang (Fig. 12). The simplest inflationary models predict that B-modes could be present in fluctuations of the CMB at ≈ 10^{-9} K. However, they might be found at lower temperatures, or they might not exist at all, casting serious doubts on the inflationary model. Considering that the CMB has

[‡]https://www.qubic.org.ar/en/qubic-argentina-english/

Fig. 7. The handling and installation of the NACOS's CASS structure in the Cassegrain Cabin emulator fixture.

Fig. 8. Testing of the NACOS's NASS structure fixed in the Nasmyth Cabin interface emulator fixture.

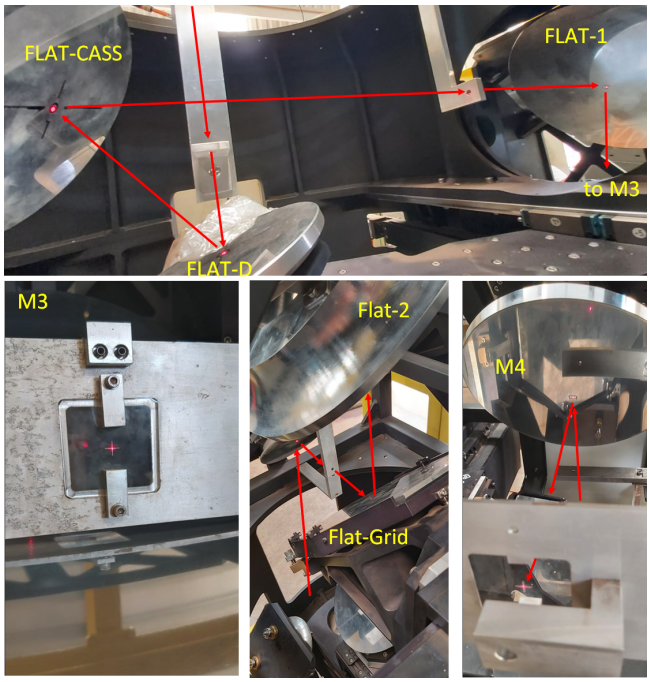


Fig. 9. Testing of the NACOS's NASS structure fixed in the Nasmyth Cabin interface emulator fixture.

a constant temperature of 2.725 K with fluctuations of $\approx 10^{-6}$ K, the successful detection of B-modes appears to be an extremely challenging task. Different experiments of the type "imagers" (an exhaustive list can be found in (Abitbol et al., 2017)) are attempting to detect the B-modes but have not achieved success so far.

QUBIC, on the other hand, presents itself as a promising instrument for the detection of B-modes by combining the very high sensitivity of bolometric detectors with the greater control over systematic instrumental effects provided by interferometry. Qubic, a three-cooling-stage cryostat (40 K, 4 K and 1 K) achieves Interferometry by using an array of back-to-back horns. These horns re-emit the collected signal from the instrument aperture towards a tertiary optical system, ultimately focusing the beams onto the 300 mK cooled focal plane of the instrument (Fig. 13), where the interference fringes (i.e., synthesized beam) are produced.

QUBIC and its ancillaries were sent to Argentina from France, where arrived in July 2021. The equipment was transported by truck from Buenos Aires to the Integration laboratory in the *Comisión Nacional de Energía Atómica* (CNEA) in the Salta province.

Between July and August 2021, the instrument and its sub-systems were integrated at the laboratory. From September 2021 to September 2022, the instrument underwent a series of tests to confirm that it successfully withstood the transport to Argentina. Later, it underwent a series of calibrations and adjustments (Fig. 14) to confirm its full compliance with the required functionality before installation at the observatory site.

In October 2022, the instrument and its equipment were transported by truck (Fig. 15) to the observatory site, placed $\approx$ 800 m to the northwest of the LLAMA site (Sec. 2). A dedicated shelter, constructed several months earlier, was prepared to host QUBIC. Over two weeks, the instrument and equipment were installed and

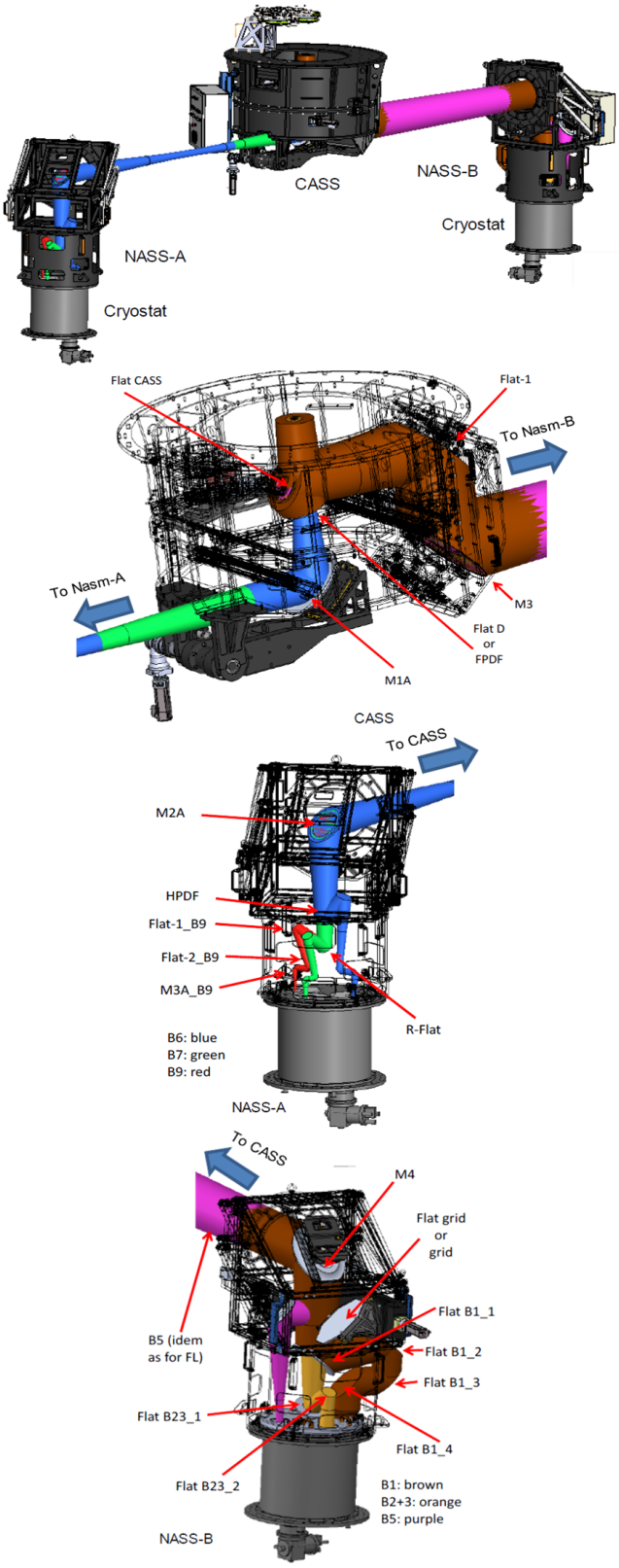


Fig. 10. NACOS-LT configuration, where the different mirrors that conform the optical system are shown.

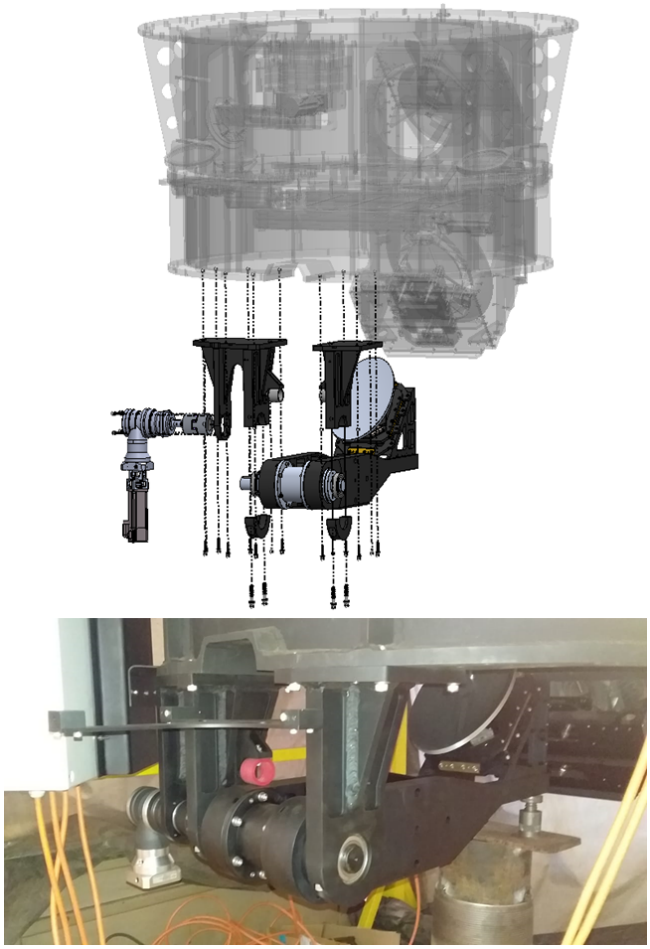


Fig. 11. *Top:* CAD model of CASS including M1A assembly. *Bottom:* M1A assembly mounted in the CASS structure.

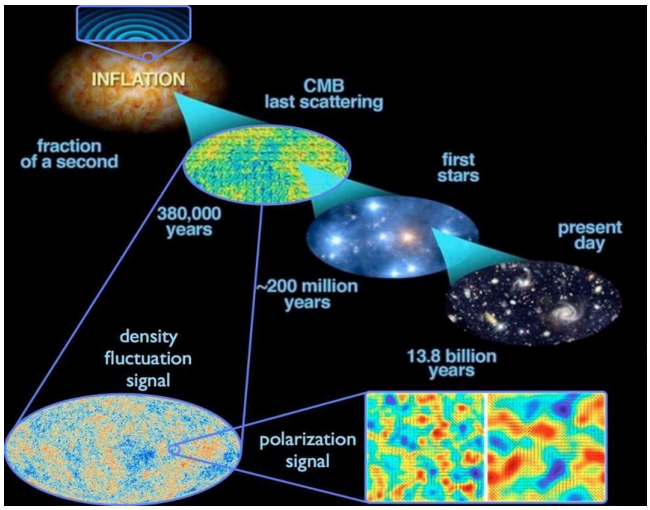


Fig. 12. Evolution of the Universe.

made ready for the first cool-down and the subsequent beginning of the commissioning phase, which is expected to take nearly a year for completion (Fig. 16).

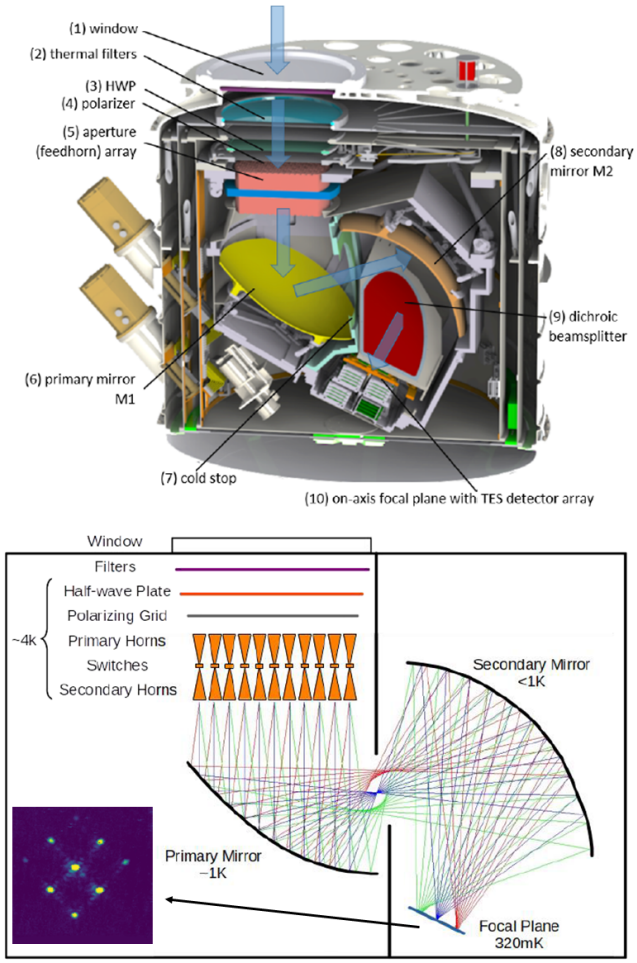


Fig. 13. *Top:* Cut of the QUBIC CAD model. *Bottom:* Optical design scheme. On the left corner, the synthesized beam obtained at the instrument's focal plane by observing an artificial source in the laboratory is shown.

Fig. 14. Adjustment activities in the integration and calibration Laboratory.

4. SWI

The Sub-millimeter Wave Instrument (SWI) Fig. 17, developed at the Max Planck Institute for Solar System Research (MPS)[§], comprises an offset Cassegrain radio

[§]https://www.mps.mpg.de/planetary-science/juice-swi

Fig. 15. QUBIC arriving by truck at the observatory site.

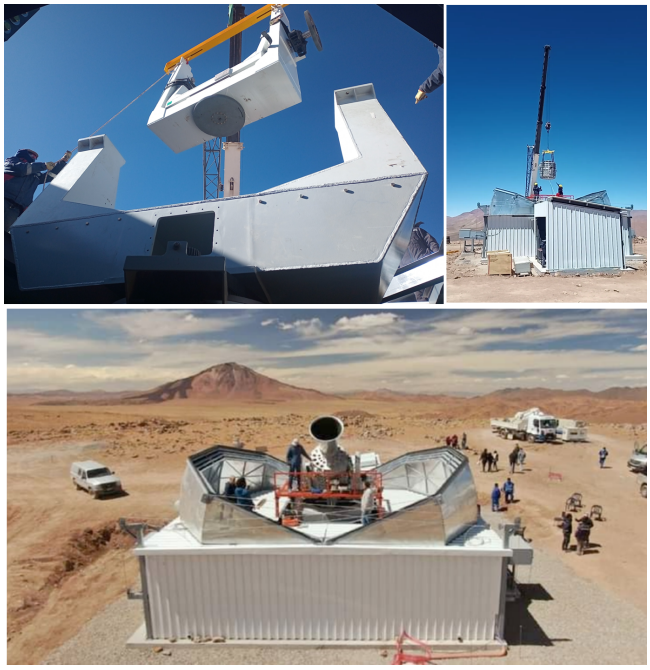


Fig. 16. *Top:* Left: QUBIC mount installation. Right: Telescope handling for installation in the mount. *Bottom:* QUBIC inauguration event in Nov. 2022.

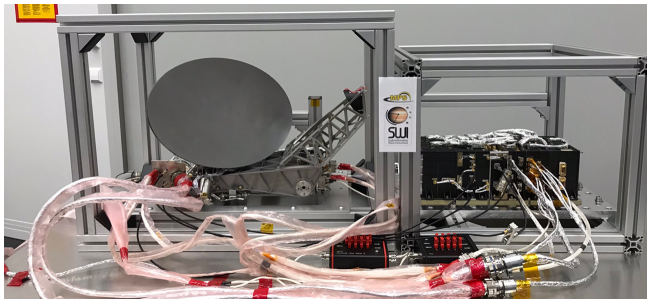


Fig. 17. SWI instrument. The offset Cassegrain system and receiver unit is on the left. The electronic unit is on the right

telescope of 29 cm diameter aperture, equipped with two heterodyne receivers operating at 530 – 625 GHz and 1080 – 1275 GHz respectively(Kotiranta et al., 2018).

SWI is one of the ten instruments on board of the JUpiter ICy moon Explorer (JUICE, Fig. 18) from the European Space Agency (ESA)[¶], a spacecraft launched in April 2023 to Jupiter.

[¶] `https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Juice`

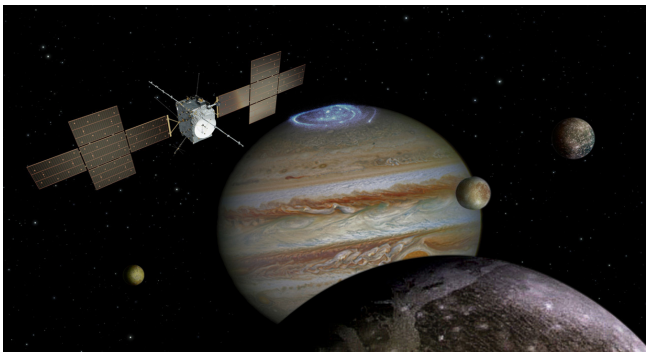


Fig. 18. JUICE conceptual image. Credit: ESA.

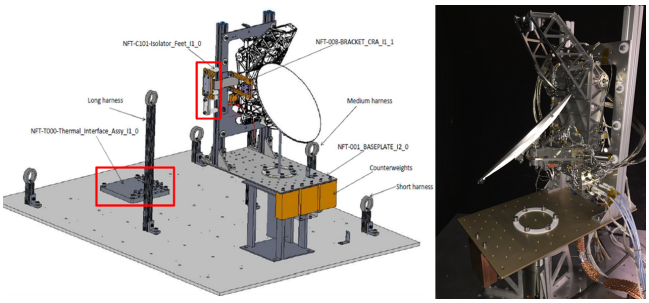


Fig. 19. Left: CAD model for the SWI near field test. Right: the set-up in the measurement chamber. Credit: SWI/MPS.

JUICE is scheduled to reach Jupiter in July 2031. During its mission, it will perform 21 flybys of the moon Callisto, two of Europa, and then enter orbit around Ganymede, the largest moon in the solar system, for a nine-month period. The mission is expected to conclude in 2035 when the probe will intentionally crash into Ganymede's surface.

Juice's objectives include making detailed observations of Jupiter and its three large icy moons: Ganymede, Callisto, and Europa. There is an exciting prospect that these moons may harbor subsurface liquid water oceans and conditions favorable for the development of life. The mission aims to explore Jupiter's complex environment in depth and study the broader Jupiter system as an archetype of gas giants in the Universe. SWI has specific objectives, including the investigation of the temperature distribution, chemical composition, and dynamics of Jupiter's atmosphere. Additionally, it aims to characterize the surface properties of the icy moons Callisto, Europa, and Ganymede.

The support from IAR for the SWI activities began at the end of 2020, during the AIV phase of the instrument, with the design of various mechanical components for testing purposes, such as SWI near-field characterization (Fig. 19) and receiver calibration.

After the commissioning of SWI on the JUICE spacecraft, we initiated the design of a Thermal and Vacuum Chamber (TVAC, Fig. 20) to test a laboratory-level replica of the SWI, known as a ground reference model (GRM). The design of the GRM-TVAC took place throughout 2023, with fabrication and commissioning at the MPS laboratories expected by mid-2024.

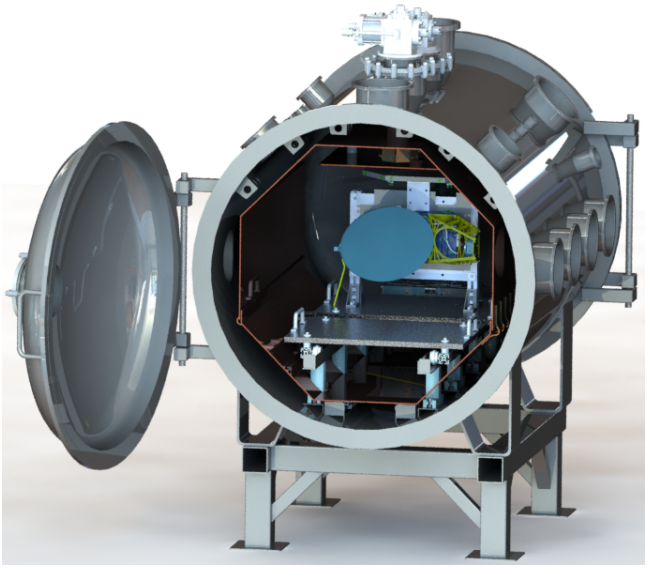


Fig. 20. CAD model of the GRM-TVAC design. Credit: SWI/MPS.

The primary goal of the GRM-TVAC is to provide a space-like environment, similar to the conditions to which the SWI in the spacecraft will be subjected. This will offer a representative model of the SWI in space, valuable for troubleshooting, action planning, operations, etc.

5. Discussion

The goal and mission of the IAR, as stated by its authorities, consist of a systemic approach towards the progress of both astronomy and technology transfer, achieved through developments in various branches of engineering. These advancements have an impact on both space and scientific research, as well as on technology itself. Currently IAR, as an institutional project, aims at the development and subsequent installation of an interferometer array of 16 radio telescopes of 5 m diameter each, for observations at $1 - 2$ GHz a project identified as MIA(Romero et al., 2023) (acronym for Multipurpose Interferometer Array). The first technological demonstrator dish (MIA-0) is shown in Fig. 21.

The development of a healthy society is closely linked to advances in the fields of science and technology, which are transferred to its inhabitants. In the case of the IAR, its daily actions are focused on implementing this philosophy through various initiatives as exampled in the collaboration in cutting-edge experiments reviewed along these pages. Furthermore, the commitment of the IAR to scientific and technological progress is reflected in its active involvement in the development of new technologies and the training of professionals in these areas. The institution not only seeks to advance scientific knowledge but also ensures that these advancements translate into tangible benefits for society as a whole.

Acknowledgements: I would like to thank in first place to the *Comité Organizador Científico* de la Reunión Anual 2023 for inviting me to present this review. Secondly, to the Director and Vicedirector of IAR, Dr. Gustavo E. Romero and Dra. Paula Benaglia, respectively, for giving me the possibility of participating in such amazing and motivating projects.

Fig. 21. The 5 m dish of the technological demonstrator MIA-0.

References

Abitbol M.H., et al., 2017, arXiv preprint arXiv:1706.02464
Battistelli E., et al., 2020, Journal of Low Temperature Physics, 199, 482
Benaglia P., et al., 2011, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia, 54, 447
Carter M.C., et al., 2004, *Ground-based Telescopes*, vol. 5489, 1074–1084, SPIE. [doi:10.1117/12.552538]
Durrer R., 2015, Classical and Quantum Gravity, 32, 124007
Fajardo Freites J.E., 2020, *Tomografía de microondas*, Ph.D. thesis, Universidad Nacional de La Plata
Fliger E., García L., Salibe M., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2401.16597
Güsten R., et al., 2006, A&A, 454, L13
Guth A.H., 1981, Physical Review D, 23, 347
Kotiranta M., et al., 2018, IEEE transactions on terahertz science and technology, 8, 588
Lepine J.R., et al., 2021, Anais da Academia Brasileira de Ciências, 93. [doi: 10.1590/0001-3765202120200846]
Linde A.D., 1982, Physics Letters B, 108, 389
Rasztocky E., 2024, *in 'IAR and prospects for low-frequency radio astronomy in South America'*, vol. 54, 1, RMAA SC
Rasztocky E., et al., 2024, SPIE. Submitted
Romero G., et al., 2023, arXiv preprint arXiv:2309.16891
Romero G.E., 2020, Science Reviews from the end of the world, 1, 24
Romero G.E., et al., 2020, Innovación y Desarrollo Tecnológico y Social, 2, 204
Sen A., et al., 2006, *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites X*, vol. 6361, 127–136, SPIE

Neural calibration of imaging Stokes polarimeters

F.A. Iglesias[1,2], A. Asensio Ramos[3,4], M. Sanchez[1] & A. Feller[5]

[1] *Grupo de Estudios en Heliofísica de Mendoza, Universidad de Mendoza, Argentina*
[2] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*
[3] *Instituto de Astrofísica de Canarias, España*
[4] *Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, España*
[5] *MPI für Sonnensystemforschung, Alemania*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 21 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Las técnicas actuales de calibración polarimétrica derivan la matriz de modulación del instrumento ajustando numéricamente un modelo instrumental a las mediciones de un conjunto de vectores de Stokes de calibración. Estas técnicas suelen estar limitadas a un error en la recuperación de los parámetros Stokes Q, U y V normalizados, en el rango de 1×10^{-2} a 1×10^{-3}. Este error suele aumentar cuando la respuesta del instrumento varía considerablemente a lo largo de su campo de visión y/o cuando existen efectos instrumentales que no están incluidos en el modelo de calibración asumido, como la no linealidad de la cámara. En este trabajo, proponemos una nueva técnica para calibrar polarímetros basada en un modelo compuesto por redes neuronales multicapa (NN). Este modelo está entrenado para aprender la matriz de modulación del instrumento dada una serie de parámetros de entrada, utilizando los mismos datos de calibración que se adquieren para las técnicas actuales. La principal ventaja de nuestro enfoque basado en NN es su flexibilidad para incorporar efectos instrumentales para los que no se dispone de un modelo preciso y, posiblemente mediante la fusión de datos de otros tipos de calibraciones relevantes, obtener una respuesta del instrumento más precisa. Presentamos un resultado preliminar del rendimiento de nuestro modelo utilizando datos sintéticos, donde se conoce la verdadera respuesta del instrumento.

Abstract / Current polarimetric calibration techniques derive the instrument modulation matrix by numerically fitting an instrumental model to measurements of a set of calibration Stokes vectors. These techniques are typically limited to an error on the retrieved normalized Stokes Q, U and V parameters, in the 1×10^{-2} to 1×10^{-3} range. This error commonly increases when the instrument response varies considerably across its field of view and/or when instrumental effects are present, which are not included in the assumed calibration model, such as camera non-linearity. We propose a new technique to calibrate Stokes polarimeters based on a model composed of fully-connected, multi-layer neural networks (NN's). This model is trained to learn the instrument modulation matrix given a set of input parameters, using the same calibration data that is acquired for the current techniques. The main advantage of our NN-based approach is its flexibility to incorporate instrumental effects for which no accurate model is available and, possibly through the fusion of data from other types of relevant calibrations, obtain a more accurate instrument response. We present a preliminary result of our model performance using synthetic data, where the ground truth is known.

Keywords / instrumentation: polarimeters — Sun: magnetic fields — instrumentation: high angular resolution

1. Introduction

During polarimetric calibration, we aim at obtaining the instrument transfer function, commonly given by its polarimetric modulation matrix (O), such that the modulated intensities ($\hat{I}_l$) registered for an input Stokes vector ($\hat{S}_l$) are: $\hat{I}_l = O S_l$. The matrix O is of dimensions $4xM$ for a polarimeter with M modulation states and, once measured ($\hat{O}$), it can be used to demodulate science data by doing $\hat{S}_l = \hat{O}^{-1}\hat{I}_l$. During calibration, a polarization state generator (PSG) is placed in front of the polarimeter to produce a set of different input Stokes vectors. The vector generated during the $l-th$ measurement can be written in matrix form as $S_{psg,l} = M_{psg}(\delta_l, \Phi_l, \Theta_l)[I_{src,l}\,0\,0\,0]^T$, where $M_{psg}(\delta_l, \Phi_l, \Theta_l)$ and $I_{src,l}$ are the PSG Mueller matrix, PSG retarder retardance and position angle, the PSG polarizer position angle, and the PSG input intensity level, respectively. Multiple calibration inputs are generated with the PSG to form a set of simultaneous equations. The current approaches derive an estimation of O, $\hat{O}$, from such a calibration data via Least Squares Minimization (LSM). If only $\hat{O}$ is a free parameter, the problem is linear and can be solved using the pseudo-inverse of $\hat{I}S_{psg}$ (Collados, 1999). If one also include as unknowns δ_l, Φ_l, and $I_{src,l}$, the problem becomes non-linear and is solved using an appropriate minimization algorithm (e.g. Levenberg-Marquardt). The current approaches are:

a) Modeled modulation matrix (Collados, 1999): The matrix $\hat{O}$ is modeled with few free parameters that are found, possibly along with parameters in M_{psg}, by LSM of $E_{s1} = \hat{O}^{-1}\hat{I}_l - S_{psg,l}$ or $E_I = \hat{O}^{-1} - S_{psg,l}$.

✉ *Contact* / franciscoaiglesias@gmail.com

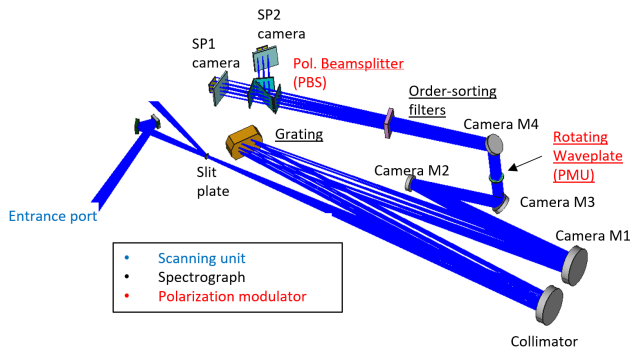


Fig. 1. Optical layout of SUSI narrow-band channel

b) Modulation matrix (Beck et al., 2005): All the $4xM$ elements of $\hat{O}$ (or $\hat{O}^{-1}$, possibly along with parameters in M_{psg}, are found by LSM of E_{s1} or $E_I h$. This is the most widespread method.

c) Response Matrix (Ichimoto et al., 2008): A known theoretical demodulation matrix O^{-1}_{mod} is used to fit only the $4x4$ elements of a response matrix, $\hat{X}$, by LSM of $E_{S2} = \hat{X} O^{-1}_{mod} \hat{I}_l - S_{psg,l}$.

The fits are typically done independently per pixel using binned calibration data, to reduce the influence of noise and still fit the variation of $\hat{O}$ across the instrument Field of View (FOV). The main limitations of these approach are:

i. In case of δ_l, Φ_l, and $I_{src,l}$ vary across the FOV, the PSG rotation couples the calibration equations of the different pixels. Performing the fit of all the pixels simultaneously is computationally very expensive for large size detectors.

ii. The calibration model and the scaling of the computational complexity do not favour the simultaneous fitting of various data sources that may benefit from it. For example, in a dual beam polarimeter, the correct approach is to simultaneously fit a single M_{psg} and two $\hat{O}$, one per channel.

iii. The minimum values reached on the normalized E_{S1} (or E_{S2}) are limited to the 10^{-2} to 10^{-3} range, even when photon noise in the calibration measurements is an order of magnitude lower. This is most likely due to features and/or artefacts no considered in the polarization model, such as camera non-linearity. Including such effects via detail modeling is a laborious and heavily instrument dependent.

To tackle this limitations, we propose a new technique to calibrate imaging Stokes polarimeters based on a model composed of multi-layer neural networks (NN's).

2. Instrument and calibration measurements simulation

We developed a numeric simulation code (SUSIM) that models the polarimetric aspects of the Sunrise Ultraviolet Spectropolarimeter and Imager (SUSI, see Feller et al. 2020) using the Mueller matrices of all the optical components in the beam path. SUSIM also incorporates a simple camera model, including sensor bias, conversion gain, noise and non-linearity. The SUSIM model parameters can be set to vary across the FOV to study the polarimetric effects of various instrumental artifacts. SUSI is a scanning slit-spectrograph that includes a dual-beam polarimeter, see Fig. 1. We produced two types of synthetic data sets to assess the neural calibration accuracy and compare it to the calibration method (b):

- Polarimetric calibration: A total of 40 different $S_{psg,l}$ are generated for each calibration simulation, by changing the nominal PSG position angles, Φ_l, Θ_l. We use 10 values of $\Theta = \{0, 90, 135, 255\}$deg.

- Science measurements: We input to SUSIM synthetic full-Stokes images of the Solar photosphere obtained with the MSP/University of Chicago Radiactive MHD code (MURaM, see (Przybylski et al., 2022).

3. Neural calibration model

We model the main quantities involved in the calibration by implicit representations using simple NN's, wich are trained to learn the polarimeter $\hat{O}$ (NN_O), and errors in the PSG $\delta_l(\mathrm{NN}_\delta)$, $\Phi(\mathrm{NN}_\Phi)$, and $I_{src,l}(\mathrm{NN}_l)$, see Fig. 2. The input and outputs of NN_O are the pixels coordinates $\{x, y\}$ and the $4xM$ elements of $\hat{O}$, respectively. We have tested a more general model, where instead of NN_O there is a NN using realistic calibration data. This is because the PSG's used in practice produce only totally polarized light, limiting the training dataset to only a small subset of possible inputs, i.e., the surface of the Poincare sphere. The three NN's outputting quantities that vary with the PSG configuration have as input the measurement index, l, or the corresponding rotated pixel coordinates $\{x', y'\}$. We implemented our model in PyTorch, other details are specified in Fig. 2.

4. Preliminary results

As a basic test of the neural approach, we produce two simulations. First a calibration measurement simulation where the exact behavior of the PSG is known, thus, NN_δ, NN_Φ and NN_I are not included in the neural model. The obtained calibration errors are shown in Fig. 3 and 4, showing a similar performance of both methods. Second, we used the calibration results to demodulate simulated solar measurements. The known input of the solar measurement simulation is a synthetic Stokes spectrogram obtained with the MPS/University of Chicago Radiative MHD (MURAM) code, including both quiet-Sun and a pore region around the 365 nm

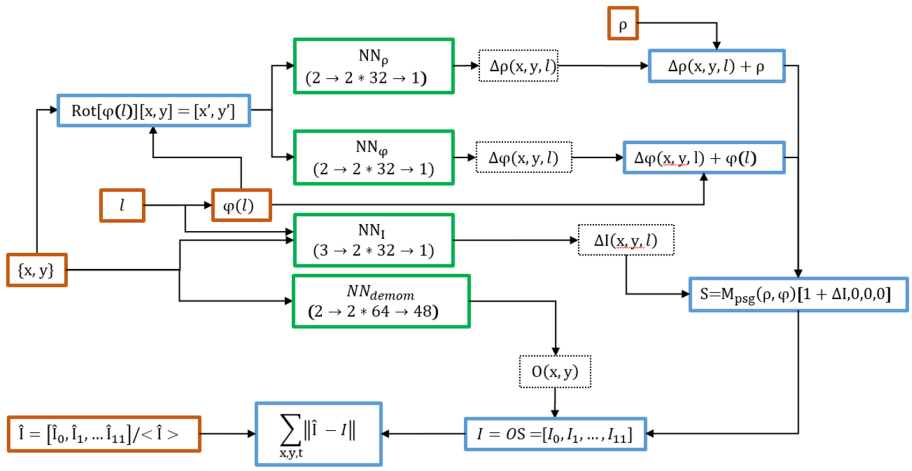


Fig. 2. Block diagram showing the data flow and main components of the proposed neural calibration model. Input data, NNs and computation steps are shown in orange, green, and blue boxes, respectively. The text inside the NN boxes specifies the input, hidden layer, and output dimensions. In this implementation, we use fully-connected, multi-layer perceptrons with ELU activation functions for all NNs. We train the model for ≈3k epochs, with each batch consisting of $8 \times 8\,\mathrm{px}^2$ patches taken randomly from input calibration images. Moreover, we adopt the Adam minimization algorithm and the CosineAnnealingRL scheduler for the learning rate.

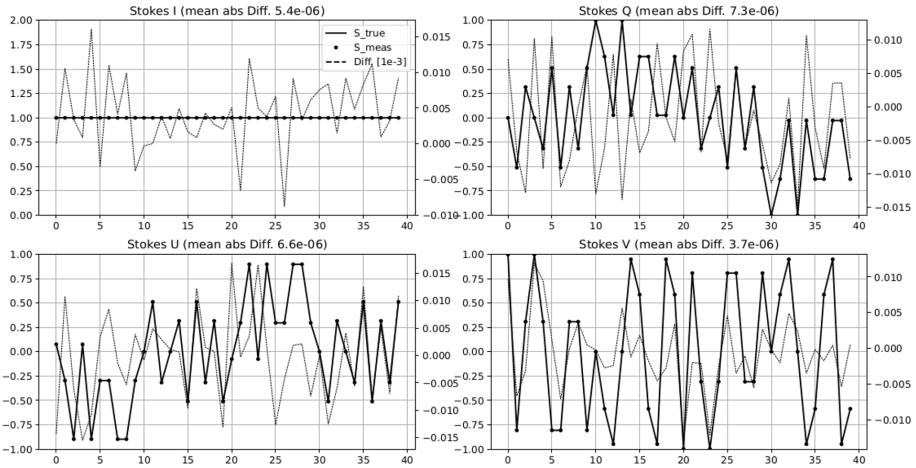


Fig. 3. True (S_{true}) and measured (S_{meas}) calibration Stokes parameters *(see the panels titles)* for method (b), along with their difference *(Diff., see the legend)*. For all quantities we plot the average over the image area for all the 40 calibration inputs (PSG position). Stokes Q, U and V are normalized with Stokes I and Stokes I is normalized to its value for the first calibration input.

region. The different between simulate and true solar signals are shown in Fig.5 and 6.

The future steps to improve the model flexibility to account for more realistic calibration scenarios are (a) Simulate unknowns in the PSG to assess NN_δ, NN_Φ and NN_I performance, (b) Study using penalties in the loss function to enforce the physicality of O, (d) Simulate a more realistic calibration, e.g., including camera NL and straylight, to evaluate the flexibility of the neural architecture to incorporate other sources of calibration data.

Acknowledgements: FAI and MS are supported by The Max Planck Partner Group between the University of Mendoza and the Max Planck Institute for Solar System Research in Germany.

References

Beck C., et al., 2005, Astronomy and Astrophysics, 437, 1159
Collados M., 1999, B. Schmieder, A. Hofmann, J. Staude (Eds.), *Third Advances in Solar Physics Euroconference: Magnetic Fields and Oscillation*, *ASP Conference Series*, vol. 184, 3–22
Feller A., et al., 2020, C.J. Evans, J.J. Bryant, K. Motohara (Eds.), *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VIII*, vol. 11447, 2260 – 2267, SPIE
Ichimoto K., et al., 2008, Solar Phys., 249, 233
Przybylski D., et al., 2022, A&A, 664, A91

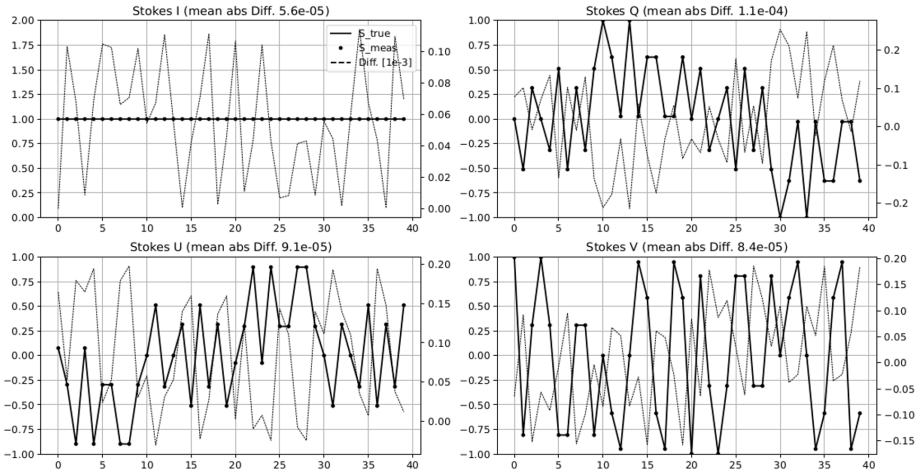


Fig. 4. Same as Fig. 3 for the neural calibration method. Note that the difference is larger than for method (b), however is well below the 1×10^{-3} achieved in real cases.

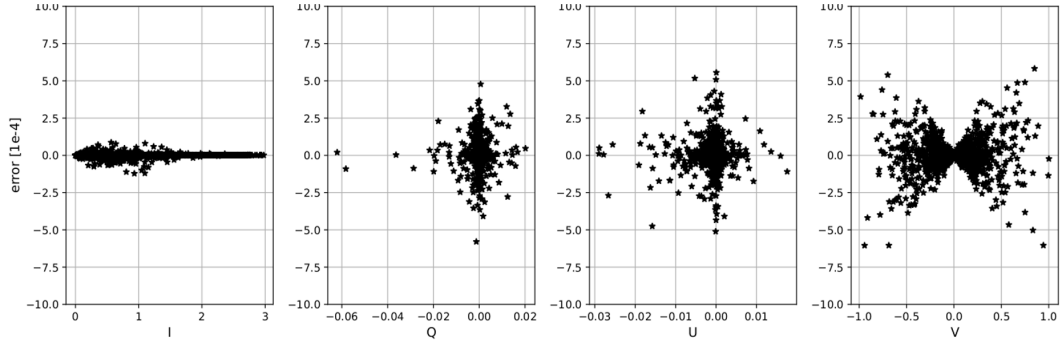


Fig. 5. Difference between true and measured Stokes parameters *(see horizontal axes label in each panel)* for the simulated solar measurement, versus Stokes signal level. These errors were obtained using calibration method (b).

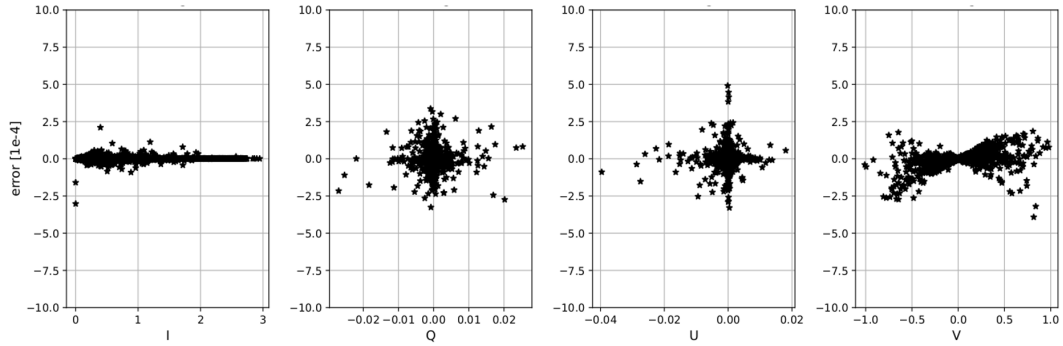


Fig. 6. Same as Fig. 5 for the neural calibration. The error levels are similar, to method (b), except for a slightly better performance in Stokes V. This, despite the neural approach having a larger calibration error, see Fig. 4.

Science with the Multipurpose Interferometer Array [MIA]

P. Benaglia[1], G.E. Romero[1,2], & G. Gancio[1]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 22 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / El Instituto Argentino de Radioastronomía está construyendo el prototipo de un arreglo interferométrico de antenas denominado Multipurpose Interferometric Array (MIA), que estará compuesto por elementos de unos 5 m de diámetro de disco y receptores digitales de 1.4 GHz con un ancho de banda final de 1000 MHz. En su configuración media -pero escalable-, MIA incluirá 16 de estos elementos, para alcanzar una resolución angular del arcosegundo. Los objetivos científicos que motivan el desarrollo de MIA se presentan en esta contribución; los mismos abarcan desde estudios de temporización de púlsares, fuentes transitorias, ráfagas rápidas de radio, hasta estudios de líneas y continuo asociados al universo temprano y fuentes no térmicas en general.

Abstract / The Instituto Argentino de Radioastronomía is building the prototype of an interferometric antenna array, called the Multipurpose Interferometric Array (MIA), which will be composed of elements of about 5-m disk diameter and 1.4 GHz digital receivers with a final bandwidth of 1000 MHz. In its medium – but expandable – configuration, MIA will include 16 of such elements, to achieve an angular resolution of an arcsecond. The scientific objectives motivating the development of MIA are presented in this paper, ranging from timing studies of pulsars, transient sources, fast radio bursts, to line and continuum studies related to the early universe and non-thermal sources in general, among others.

Keywords / instrumentation: high angular resolution — pulsars: general — early universe

1. Introduction

At the end of 2023, the future of radio astronomy in Argentina looks promising. There are two deep space stations with a diameter of 35 m, built and operated by the European Space Agency (DS3 in Malargüe, Mendoza, since 2012) and the Chinese Launch and Tracking Central (CLTC-CONAE-NEUQUÉN in Bajada del Agrio, Neuquén, since 2018). Backends have been specially built at IAR for them, to take advantage of the percentage of observing time open to the community, to perform radio science experiments. The China-Argentina Radio Telescope (CART) is expected to be fully assembled in 2024: a 45-m dish that will operate from a few to about 50 GHz. The Large Latin American Millimeter Array (LLAMA) radiometer, with a 12-m dish in the region of La Puna, at almost 5000 m a.s.l., is also expecting to be erected during 2024 and will cover the (50 – 950)-GHz range. The two 30-m radio telescopes at IAR, which were completely refurbished in 2018, are continuously recording data for pulsar and magnetar timing projects. They are single-dish instruments that reach a maximum angular resolution, in the lowest frequency bands (L, S), of several arcminutes.

At low frequencies, radio instruments with medium to high angular resolution are essential to study a plethora of phenomena that occur in sources of very different types, from star forming regions to black holes and cosmology. However, observations at low frequencies can be severely affected by radio frequency interference (RFI). RFI is highly problematic, and its importance has been steadily increasing. This is demonstrated by satellite missions such as the Fast On-Orbit Recording of Transient Events*, which provided the image shown in Fig. 1, taken from Haggerty (2010); see also Light (2020).

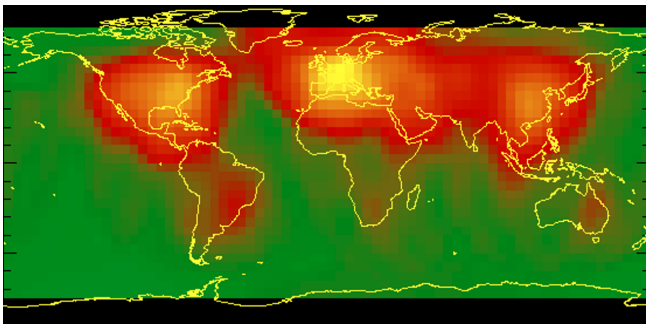


Fig. 1. Background radiation at 131 MHz, as a measure of radio frequency interference (taken from Haggerty, 2010, their Fig. 9). Scale: 0 to 0.016 mv m^{-1}. Data were collected from the FORTE spacecraft; Creative Commons Attribution License.

Argentina has large areas of sparsely populated land and, according to Fig. 2, offers one of the most important niches for the location of an instrument operating

*FORTE spacecraft was designed and built by Los Alamos and Sandia National Labs (P.I. A. R. Jacobson), and operates up to 300 MHz.

✉ *Contact* / pben.radio@gmail.com

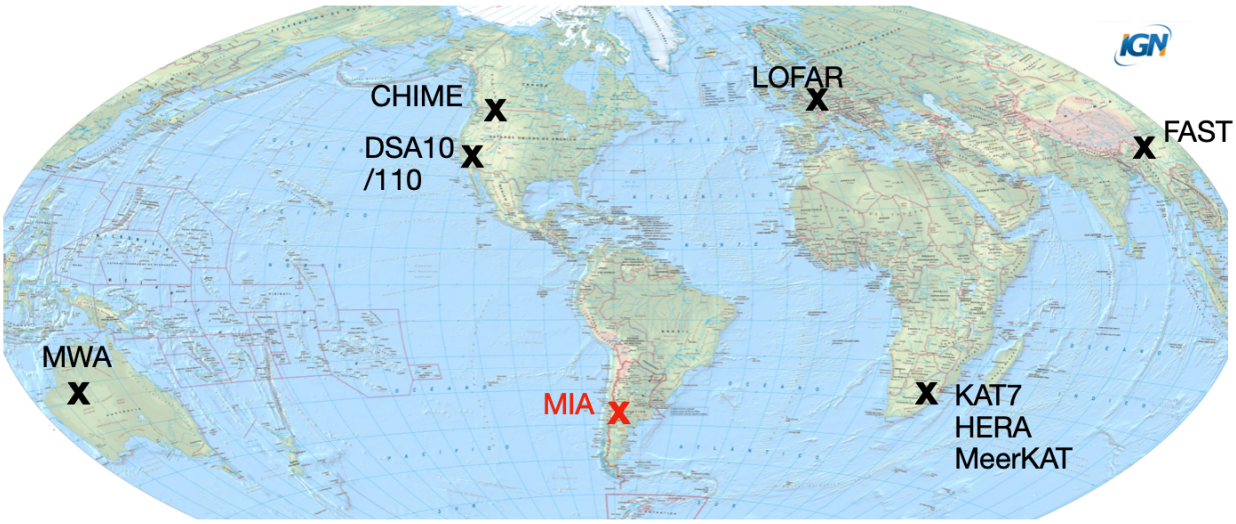


Fig. 2. Geolocalization of instruments with (some) similar characteristics to MIA. CHIME: Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment; DSA10/110: Deep Synoptic Array 10/110; LOFAR: Low Frequency Array; KAT7: Karoo Array Telescope; HERA: Hydrogen Epoch of Reionization Array; MeerKAT: 'more of' KAT; FAST: Five-hundred meter aperture spherical radio telescope; MWA: Murchinson Widefield Array. Planisphere provided by the Instituto Geográfico Nacional, Ministerio de Defensa, Argentina; `www.ign.gob.ar/images/MapasWeb/PLANISFERIO/PLANISFERIO-2016.jpg`.

with high sensitivity and angular resolution at low frequencies.

2. Technical specifications of MIA

The Multipurpose Interferometer Array is a radio interferometer project consisting of modular ensembles of elements formed by 5-m radio antennas. The receivers will operate between 100 and 2000 MHz with an instantaneous bandwidth of 250 MHz, expandable to 1000 MHz. The development is planned in three steps: (i) the first antenna will be a technology demonstrator (TD) to be completed in early 2024; (ii) a 3-element pathfinder located at the IAR (MIA-P); (iii) a 16-element instrument, MIA-16, with a maximum baseline of 55 km, sensitivity equivalent to a 36-m diameter dish, field of view of 4 degrees, angular resolution down to 1 arcsecond, to be deployed at an interference-free site in western Argentina. This instrument will be upgradeable to MIA-32/64. The astronomical exploration of the universe in the low frequency bands is very challenging because man-made radio noise, which constitutes the bulk of RFI, is a major problem. Therefore, instruments must be placed in very remote locations.

Table 1 lists the basic properties of MIA. A full description can be found in Gancio et al. (2024).

Figure 3 shows the prototype antenna to be replicated, Antenna 0, which is under construction. Given Argentina's geographic longitude range, it will be able to track an event during intervals of the day when it is invisible to other instruments.

Table 1. Main parameters of MIA.

Parameter	Value
Number of antennas Pathfinder / MIA-16	3 / 16
Mounting	azimuthal
Dish diameter	5 m
Minimum baseline	50 m
Maximum baseline	5 km
Maximum angular resolution at L-band	$1.5''$
Temperature of receivers	50 K
Final bandwidth	1000 MHz

Fig. 3. MIA antenna/element design; Antenna 0. Details of their design are available in Gancio et al. (2024).

3. Science with MIA

The four key areas where MIA can make significant scientific contributions are presented in what follows.

3.1. Transient sources

Because of its ability to process signals in a high-resolution (timing) system analysis mode, MIA will be able to:

- Detect and measure pulses in magnetars;
- Detect the radio counterparts of Gamma Ray Bursts, produced by high-energy events (e.g., hypernovae, radio flares, mergers of compact binary systems);
- Observe giant flares from magnetars;
- Detect Fast Radio Bursts, investigate their origin, monitor repeaters, launch and follow up alerts from similar instruments at other Earth distances (Fig. 4);
- Discover pulsars, study known pulsars, analyze glitches and starquakes, compile data to search for variations in their periods, and contribute to the NANOGrav project and other Pulsar Timing Arrays for gravitational wave detection.

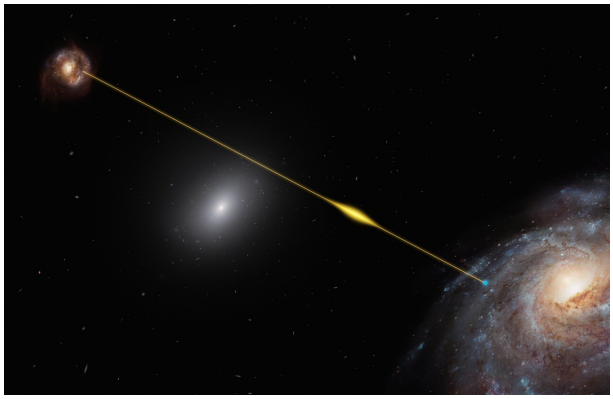


Fig. 4. Artist's impression of the fast radio burst (FRB) 181112, ESO public images, eso.org. Credit: ESO/M. Kornmesser.

3.2. Non-thermal sources

The 2-GHz coverage will make it possible to:

- Search for, observe and study possible radio counterparts of unidentified/unassociated gamma-ray sources, both from recent catalogs and from the thousands of sources expected to be detected by new instruments such as the Cherenkov Telescope Array;
- Study active galactic nuclei and their variability, participate in multi-frequency studies, respond rapidly to alerts of changing intensity phenomena (e.g., the radio galaxy Cygnus A as imaged by Perley et al., 1984, in their Fig. 1)**;
- Perform time-resolved radio-spectral studies of compact binary systems such as X-ray binaries;
- Study the morphology and spectral distribution of supernova remnants;
- Map extended non-thermal continuum sources;
- Search for Pevatron counterparts.

**see also `https://www.nrao.edu/archives/items/show/33385`

3.3. Neutral hydrogen

MIA will cover the range of the 21-cm line, for close sources and up to high redshifts; this will allow:

- Study the HI at cosmological distances, contributing to efforts to characterize the epoch of reionization;
- Study nearby or extended galaxies (e.g., Fig. 5);
- Conduct investigations of the interstellar medium at high angular resolution.

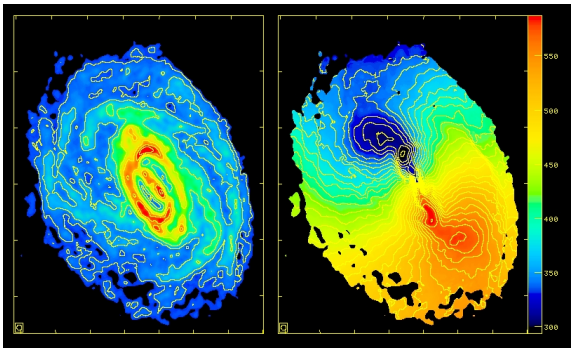


Fig. 5. HI distribution (*left panel*) and velocity field (*right panel*) of the radio galaxy Circinus. ATCA HI image by B. Koribalski (ATNF, CSIRO), K. Jones, M. Elmouttie (University of Queensland) and R. Haynes (ATNF, CSIRO), `www.narrabri.atnf.csiro.au/public/images/circ/`; see also Koribalski et al. (2018).

3.4. Astrophysical plasmas

The expected high range, spectral resolutions and sensitivity, together with the nearly 2-GHz coverage, will make it possible to:

- Contribute to the characterization of the physics and kinematics of HI regions (e.g., Figure 6);
- Study the variability of OH masers in star-forming regions and in evolved massive stars;
- Study of star-forming regions in general;
- Study the emission from Jupiter and the Sun.

4. MIA prospects

Building an instrument like MIA is a great challenge for the IAR and for Argentina. It will be the first radio interferometer completely designed, tested and integrated in the country. Its technology is cutting-edge and has only recently been mastered by IAR engineers, thanks to the upgrades of the two main radio telescopes in use at the Institute and the ongoing collaboration with several international partners. In particular, work on the new ultra-high-bandwidth digital cards for the Next Generation Event Horizon Telescope and collaboration with

Fig. 6. Lagoon nebula, VLT Survey Telescope. Credit: ESO/VPHAS+ team.

the CASPER developers have allowed our experts to gain insight into new technologies.

The biggest challenge, however, is obtaining the necessary funding for such a project. In the first stages of the design and construction of the first engineering model, we made use of an institutional grant (Proyecto de investigación de Unidad Ejecutora or PUE) from CONICET, and funds from our technology transfer and services activities. We are now applying for new grants from international agencies to complete the Pathfinder.

For the final instrument, MIA-16/32/64, we will need an international partner. We know that this type of instrument is an excellent opportunity for several of our frequent international associates. In the next few years, the final design of MIA will give way to the construction of the actual instrument, ushering in a new era of IAR and radio astronomy from South America.

Acknowledgements: The authors are grateful to all the people at IAR that contribute, in a variety of ways, to fostering the Multipurpose Interferometric Array undertaking, and acknowledge support by CONICET PUE 22920200100024CO.

References

Gancio G., et al., 2024, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica SC, 56, 1

Haggerty K., 2010, International Journal of Forestry Research, 836278

Koribalski B.S., et al., 2018, MNRAS, 478, 1611

Light T.E.L., 2020, Journal of Geophysical Research (Atmospheres), 125, e2019JD032264

Perley R.A., Dreher J.W., Cowan J.J., 1984, ApJL, 285, L35

Impacto de la participación argentina en el Observatorio Gemini

C.G. Escudero[1,2], L.A. Sesto[1,2], L.H. García[3] & G.A. Ferrero[1,2]

[1] *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina*
[2] *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*
[3] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 29 July 2024
©The Authors 2024

Resumen / En este trabajo, buscamos ofrecer una visión integral de los logros alcanzados por la comunidad argentina, a través de un análisis de estadísticas relevantes provenientes del Observatorio Gemini. Dichas estadísticas abarcan desde el número de publicaciones científicas, tesis generadas, hasta la eficiente asignación de tiempo otorgado al país. Nuestra principal meta es poner en relieve el impacto significativo que el Observatorio Gemini ha tenido en el progreso de la investigación astronómica en Argentina, subrayando el papel significativo del país a nivel internacional y su contribución sustancial al conocimiento astronómico global.

Abstract / In this work, we aim to provide a comprehensive overview of the achievements of the Argentinean community through an analysis of relevant statistics from the Gemini Observatory. These statistics encompass the number of scientific publications, generated theses, and the efficient allocation of time granted to the country. Our primary goal is to highlight the significant impact that the Gemini Observatory has had on the progress of astronomical research in Argentina, emphasizing the country's significant role on the international stage and its substantial contribution to global astronomical knowledge.

Keywords / publications, bibliography — instrumentation: miscellaneous — telescopes — methods: statistical

1. Introducción

El Observatorio Gemini destaca como una colaboración internacional que opera dos telescopios de 8.1 metros de diámetro (Gemini Norte y Gemini Sur), situándose entre los diez telescopios más grandes del mundo. Estos telescopios están equipados con instrumentación de vanguardia que permite realizar observaciones en las regiones óptica e infrarroja del espectro. Argentina, como miembro fundador del Observatorio Gemini, ha tenido acceso durante más de dos décadas a una nueva generación de instrumentos y técnicas observacionales, como la espectroscopía multiobjeto, infrarroja, de alta resolución y las unidades de campo integral, entre otros avances tecnológicos. Esta colaboración ha impulsado significativamente la investigación astronómica argentina, consolidando su posición competitiva en el escenario global de los avances científicos en diversas áreas de la astronomía.

2. Proyectos observacionales argentinos

Cada país miembro de Gemini dispone de un tiempo de observación proporcional a su contribución financiera al Observatorio. Una de las ventajas principales de esta participación es la libertad que tiene cada país para elegir los proyectos observacionales que desea llevar a cabo dentro de este tiempo que le corresponde. Las únicas limitaciones, en su mayoría debido a cuestiones técnicas/instrumentales y/o astronómicas, son previamente establecidas para que cada país pueda planificar de manera efectiva el uso de su tiempo asignado. En este sentido, el papel desempeñado por los Comité Nacionales de Asignación de Tiempo (NTACs, por sus siglas en inglés) resulta fundamental. En el caso de Argentina, en promedio, entre 2001 y 2023 el tiempo disponible ha sido de 105 horas anuales, sumando Gemini Norte y Gemini Sur. En la Fig. 1 se muestra la evolución de ese tiempo. Es importante señalar que, a partir del segundo semestre del año 2022, se implementó una reducción en la cuota de participación, lo cual se refleja en la cantidad de horas que serán ofrecidas.

En Argentina, los proyectos observacionales (o propuestas de observación) que se presentan al NTAC solicitan de manera sistemática una cantidad total de tiempo mayor al ofrecido en cada semestre. Esto se cuantifica a través de la tasa de sobrepedido (o sobresuscripción), la cual se calcula como el cociente entre el tiempo total solicitado en las propuestas y el 80 % del tiempo disponible para ciencia para la Argentina. Se considera solamente el 80 % porque este es el tiempo máximo que los NTACs de los distintos países pueden asignar a las bandas 1+2+3. El restante 20 % se considera que no tendrá condiciones astroclimáticas adecuadas para observaciones óptimas. No obstante, aquellas propuestas cuyos objetivos científicos puedan lograrse bajo estas condiciones y que así lo indiquen pueden ser asignadas por el NTAC para ser observadas con estas condiciones. Estos son los programas denominados de *Poor Weather*, o banda 4.

✉ *Contacto* / cgescudero@fcaglp.unlp.edu.ar

Research article

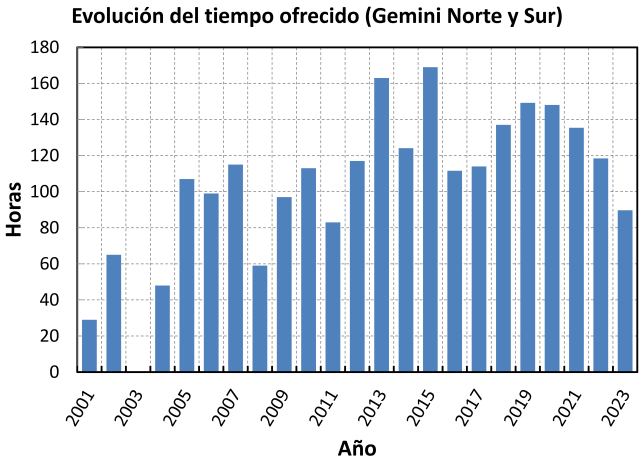


Fig. 1. Evolución del tiempo total (Gemini Norte + Sur) ofrecido anualmente a la comunidad astronómica argentina.

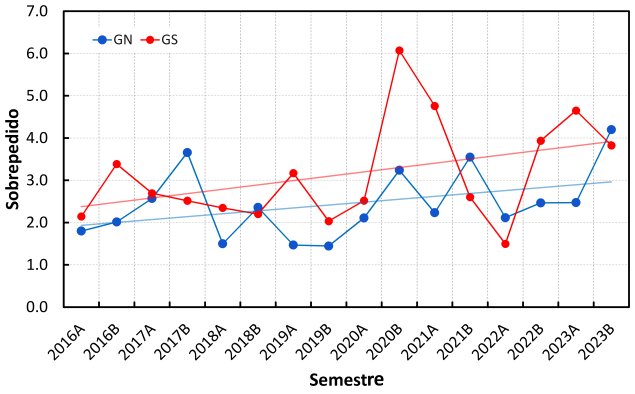


Fig. 2. Evolución semestral de la tasa de sobrepedido, calculada como el tiempo solicitado dividido por el 80 % del tiempo disponible, para cada telescopio por separado (GN: Gemini Norte; GS: Gemini Sur).

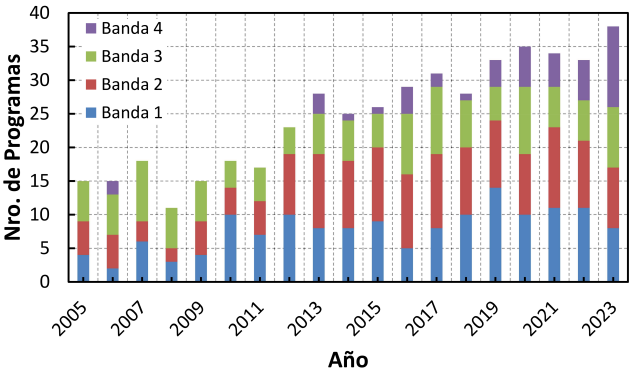


Fig. 3. Evolución del número de programas aprobados por el NTAC. Se indican las bandas de prioridad: Banda 1 (azul), máxima prioridad; Banda 2 (rojo), menos prioridad; Banda 3 (verde) y Banda 4 (violeta) siguen el mismo criterio.

En la Fig. 2 se presenta la evolución a lo largo del tiempo de la tasa de sobrepedido en Argentina desde el semestre 2016A. Como se observa en dicha figura, durante el período analizado el sobrepedido supera casi siempre el factor dos, con picos en valores muy superiores y con un incremento, en promedio, a lo largo del tiempo. Más allá de la esperable fluctuación estadística por ser Argentina el participante más pequeño del consorcio, este factor de sobrepedido indica la existencia de una comunidad de usuarios interesada en el uso del Observatorio que solicita sistemáticamente una cantidad de tiempo mayor del que es posible ofrecer⋆. La demanda actual de tiempo de observación en Gemini es consecuencia de los más de 20 años de participación de Argentina en Gemini y de una comunidad que se encuentra en condiciones de abordar proyectos observacionales más ambiciosos que requieren una mayor cantidad de horas de telescopio.

3. Programas de observación argentinos

Las propuestas de observación presentadas en cada semestre, luego de ser evaluadas y eventualmente recomendadas por el NTAC y por el Comité Internacional de Asignación de Tiempo (ITAC, por sus siglas en inglés) se convierten en programas de observación. El número de programas aprobados por el NTAC ha ido creciendo con el tiempo desde aproximadamente 15 programas por año en el período $2005-2011$ hasta más de 25 por año desde 2013 (Fig. 3). Y más aún, desde el 2019 al 2023 se aprobaron más de 30 programas cada año.

No obstante, vale mencionar aquí que al analizar la duración promedio de los programas, se observa una tendencia hacia programas más cortos, pasando de ~ 4 horas en 2012 a $\sim$ 3 horas en 2023. Inicialmente, la participación Argentina era del 2.5 %, lo que equivalía a unas 74 horas anuales en promedio. Para 2012, la contribución de nuestro país aumentó al 3.2 % y luego se estabilizó en un 3 % entre 2016 y 2022, alcanzando $\sim$ 125 horas anuales. El incremento de la cuota de participación en 2012 ha sido el principal factor en el aumento del número de programas de Argentina en Gemini, ya que la demanda de tiempo ya existía en esos años. Otro factor que ha influido en el número de programas, especialmente en años recientes, es el uso de la Banda 4 o *Poor Weather*, donde la cantidad de tiempo disponible no está limitada por la cuota de participación del país. Desde hace varios años, la comunidad científica de Argentina ha reconocido que muchos proyectos de investigación pueden llevarse adelante utilizando datos obtenidos en esta modalidad.

Por otro lado, una parte de los programas de observación argentinos corresponden a proyectos para realizar tesis doctorales en universidades nacionales. Como puede verse en la Fig. 4, en los últimos años⋆⋆ se han aprobado alrededor de 10 programas por año con

⋆La estadística de la tasa de sobrepedidos realizada por el Observatorio para los distintos países puede observarse en `https://www.gemini.edu/observing/science-operations-statistics`

⋆⋆La Secretaría Técnica de la Oficina Gemini Argentina (OGA) está recuperando los datos de los años anteriores a

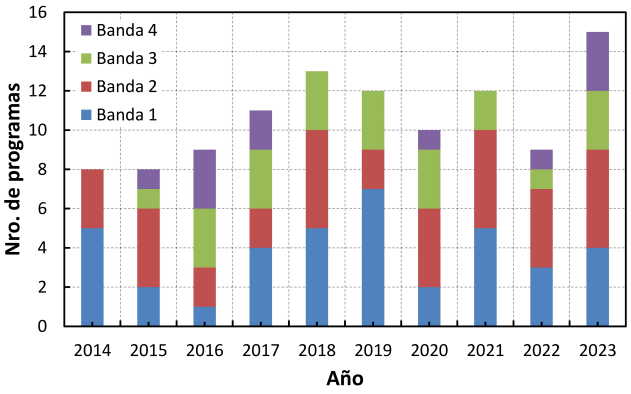


Fig. 4. Evolución del número de programas aprobados por el NTAC para tesis doctorales en universidades nacionales entre 2014 y 2023, cuyo PI es el tesista. La Banda 1 se indica en color azul, Banda 2 en rojo, Banda 3 en verde y Banda 4 en violeta.

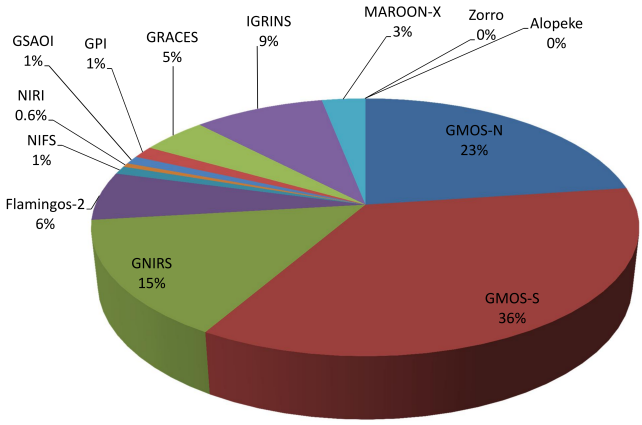


Fig. 5. Instrumentos de Gemini utilizados en el período 2018 – 2023 por la comunidad astronómica argentina. Aquí solo se consideran los instrumentos que han sido utilizados en propuestas que efectivamente recibieron tiempo de observación argentino en el mencionado período de tiempo.

esta finalidad***, lo que representa alrededor del 30 % de los programas aprobados cada año. Este es un claro resultado de la participación sostenida de Argentina en Gemini, puesto que implica que se diseñan planes para tesis doctorales basados en la obtención de datos con Gemini, que son aceptados por las correspondientes Facultades y son evaluados positivamente por las agencias y entidades que otorgan becas (CONICET, Agencia I+D+i y universidades nacionales). Por otra parte, esto forma investigadores especializados en la obtención y análisis de este tipo de datos, que se convierten en nuevos usuarios luego que se doctoran.

En cuanto a las facilidades e instrumentación ofrecida por el Observatorio, la comunidad astronómica argentina hace uso (en mayor o menor medida) de la gran mayoría de ellos. Esto se ve reflejado en los instrumentos utilizados (es decir, los instrumentos utilizados en las propuestas que efectivamente recibieron tiempo de observación) en el período 2018−2023, tal como se muestra en la Fig. 5. Entre los instrumentos más utilizados por la comunidad se encuentran GMOS-Norte y GMOS-Sur (*Gemini Multi-Object Spectrographs*), que permiten la obtención de imágenes y la realización de espectroscopía de ranura larga, multiobjeto y de campo íntegro en el rango óptico. Este patrón es consistente con otros países en Gemini, convirtiéndolos en los instrumentos más populares y versátiles del Observatorio. Esta versatilidad de GMOS, junto con la disponibilidad de herramientas de reducción, podrían ser factores determinantes en su uso frecuente. Además, el hecho de que GMOS opere en el rango óptico, donde las técnicas observacionales son ampliamente conocidas y dominadas por nuestra comunidad desde antes de la participación de Argentina en Gemini, también contribuye a su popularidad. Los temas de investigación predominantes en nuestro país, que suelen requerir estas técnicas ópticas, refuerzan esta tendencia histórica de uso intensivo de GMOS.

Por otro lado, los siguientes instrumentos más utilizados por la comunidad argentina son GNIRS (*Gemini Near-Infrared Spectrometer*) instalado en Gemini Norte, e IGRINS (*Immersion GRating INfrared Spectrometer*) en Gemini Sur, que permiten realizar espectroscopía de alta e intermedia resolución en el IR cercano. Las técnicas de observación en el infrarrojo han comenzado a ser incorporadas en nuestra comunidad gracias a la disponibilidad de estos instrumentos en Gemini, observándose una tendencia creciente en su uso con el tiempo. Los demás instrumentos muestran diversos porcentajes de utilización, reflejando el aprovechamiento de los recursos disponibles por parte de la comunidad. Es importante destacar que este progreso es posible gracias a la participación sostenida de Argentina en Gemini y al resultado conjunto de un proceso de aprendizaje continuo por parte de la comunidad, además del esfuerzo de la Oficina Gemini Argentina (OGA) en difundir e incentivar el uso de nueva instrumentación. Esto último se ha logrado mediante cursos de formación específicos y presentaciones en reuniones científicas, facilitando así que la comunidad se familiarice con las nuevas técnicas y capacidades instrumentales.

La diversidad de instrumentos utilizados, que abarcan técnicas desde imágenes de alta resolución con óptica adaptativa hasta espectroscopía de campo íntegral en el infrarrojo, ha sido incorporada y aprovechada por la comunidad de usuarios para llevar adelante proyectos de investigación en temas recientes de astronomía, enriqueciendo así la astronomía observacional argentina.

4. Publicaciones científicas

Desde enero de 2003 a diciembre de 2023 se publicaron 154 *papers* en revistas internacionales arbitradas****,

2013.

***Se cuentan aquí solamente los programas cuyo Investigador Principal (PI, por sus siglas en inglés) es el propio tesista aunque también existen programas con tesistas como coinvestigadores.

****La lista completa de los *papers* de autores/coautores argentinos en revistas internacionales arbitradas con tiempo argentino se encuentra pública y puede verse

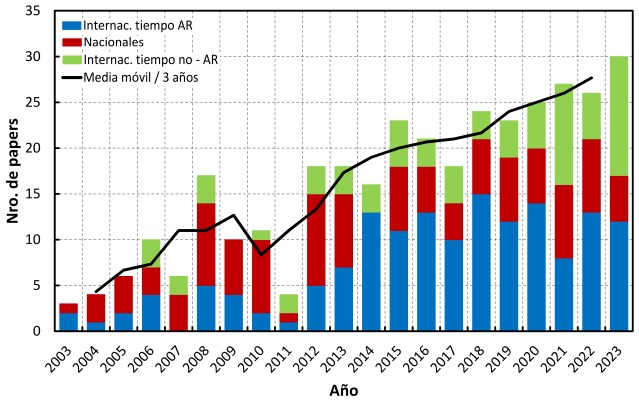


Fig. 6. Evolución del número de *papers* arbitrados en revistas internacionales y nacionales de autores argentinos que usan datos de Gemini. Barra azul: en revistas internacionales usando tiempo argentino; rojo: en revistas nacionales; verde: en revistas internacionales con tiempo de otros participantes. Línea continua negra: media móvil cada 3 años.

cuyos autores o coautores son astrónomos afiliados a instituciones argentinas al momento de la publicación, y utilizando datos obtenidos a partir de observaciones realizadas por el Observatorio Gemini con tiempo argentino. Es decir, son aquellos trabajos que han utilizado datos de un programa que ha recibido tiempo argentino, ya sea, para cubrir la totalidad de las observaciones (como en programas con investigadores solo de Argentina), o para cubrir una fracción de ellas (como sucede usualmente en programas conjuntos). En el mismo período (2003 – 2023) se publicaron 73 *papers* en revistas internacionales arbitradas cuyos autores o coautores son astrónomos de instituciones argentinas, que utilizan datos de Gemini, pero obtenidos exclusivamente con tiempo de otros participantes[†]. Además, se publicaron 113 artículos en revistas nacionales arbitradas (la gran mayoría en el Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía)[‡] La evolución de esos números puede verse en la Fig. 6, donde se observa un crecimiento sistemático y sostenido en todo el período en consideración. Para obtener información detallada sobre el impacto y la visibilidad de las publicaciones, se pueden consultar las métricas disponibles en los enlaces proporcionados al pie de la página.

5. Conclusiones

Las estadísticas muestran que la comunidad astronómica argentina ha desarrollado las capacidades necesarias para aprovechar eficientemente los telescopios Gemini. La relevancia del Observatorio Gemini para nuestra comunidad se evidencia en la significativa productividad científica, en la cantidad de tesis doctorales producidas o en desarrollo utilizando datos de dicho Observatorio y en la eficiente asignación del tiempo otorgado al país. La incorporación de la OGA a la estructura del Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (MinCyT), la clara definición de su estructura y la asignación de cargos rentados para la OGA por parte de las universidades nacionales, ha sido fundamental para producir el crecimiento de Gemini en Argentina. A esto hay que sumar el esfuerzo coordinado y sostenido de diversas administraciones nacionales, instituciones y personas que han financiado, impulsado y colaborado a lo largo de más de 20 años.

La participación de Argentina en Gemini ha sido crucial en la formación de las nuevas generaciones de astrónomos y astrónomas, proporcionando el conocimiento y la experiencia necesarios en técnicas observacionales y tecnologías aplicadas en observaciones ópticas e infrarrojas. Esta preparación es fundamental para el avance hacia la próxima generación de telescopios terrestres de gran envergadura (20 – 40 m), como el *Giant Magellan Telescope*, el *Thirty Meter Telescope* y el *Extremely Large Telescope*.

No obstante, aún quedan desafíos por afrontar para aprovechar al máximo las capacidades que el Observatorio Gemini ofrece a la comunidad astronómica argentina. La participación en el desarrollo técnico y tecnológico de instrumentación, así como en la provisión de servicios y suministros al observatorio, sigue siendo limitada. Esta área representa una oportunidad significativa para colaborar en el desarrollo de tecnología de vanguardia, fortaleciendo nuestro conocimiento y experiencia tecnológica y potenciando el crecimiento de la ciencia en Argentina. Una gestión articulada entre autoridades locales, el Observatorio Gemini, y las empresas y universidades nacionales sería muy beneficiosa, comenzando por identificar las necesidades específicas del observatorio y cómo Argentina podría contribuir a satisfacerlas. Para que esta participación sea viable, es esencial que la participación argentina en Gemini permanezca estable.

En conclusión, con apoyo continuo y mayor inversión en desarrollo tecnológico e instrumentación, Argentina está bien posicionada para jugar un papel destacado en la astronomía internacional y en la próxima generación de observatorios, consolidando nuestra posición en el ámbito científico y tecnológico.

Agradecimientos: Los autores agradecen al MinCyT, a la UNLP, a la UNC y a CONICET por su apoyo al funcionamiento de la OGA.

en `https://ui.adsabs.harvard.edu/public-libraries/1hdbb9McRs2FJZUYCTmQoA`

[†]La lista de los *papers* de autores/coautores argentinos en revistas internacionales arbitradas con tiempo de otros participantes se encuentra pública y puede verse en `https://ui.adsabs.harvard.edu/public-libraries/tYie4xXUQqCFJJxdKSOWhA`

[‡]La lista de los artículos de autores/coautores argentinos en revistas nacionales arbitradas puede verse en `https://ui.adsabs.harvard.edu/public-libraries/tUOzGpSITByvqTMal7qrVw`

The multipurpose interferometric array [MIA] and the development of its technological demonstrator

G. Gancio[1], G.E. Romero[1], P. Benaglia[1], J.M. González[1], E. Rasztocky[1], H. Command[1], G. Valdez[1], E. Tarcetti[1], F. Hauscarriaga[1], P. Alarcón[1], F. Aquino[1], M. Alí[1], L.F. Cabral[1], D. Capuccio[1], M. Contreras[1], E. Díaz[1], N. Duarte[1], L.M. García[1], D. Perilli[1], P. Otonello[1] & S. Spagnolo[1]

[1] *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA–UNLP, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 07 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Presentamos una propuesta para la construcción y desarrollo de un nuevo instrumento para observaciones radioastronómicas basado en técnicas interferométricas, que proporcionará alta resolución angular en la banda de 21 cm, con la intención de mejorar y ampliar las prestaciones actuales de los instrumentos utilizados en el Instituto Argentino de Radioastronomía. Esto permitirá realizar investigación científica competitiva a nivel internacional y adquirir conocimientos científicos y tecnológicos de vanguardia en las técnicas mencionadas, posibilitando mediciones interferométricas y el desarrollo de técnicas de línea de base muy larga o VLBI. El proyecto se denomina MIA por sus siglas en inglés "Multipurpose Interferometric Array". Para el desarrollo de este instrumento, actualmente se esta construyendo un pathfinder de tres antenas con sus etapas de diseño mecánico, control de posicionamiento, sistemas de radiofrecuencia, adquisición y procesamiento. En este trabajo se detallará el estado de cada etapa, junto al plan a corto plazo y el soporte financiero.

Abstract / We present a proposal for the construction and development of a new instrument for radio astronomical observations based on interferometric techniques, that will provide high angular resolution in the 21 cm band, with the intention of improving and extending the current performance of the instruments used at the Argentine Institute of Radio Astronomy. This will allow internationally competitive scientific research and the acquisition of cutting-edge scientific and technological know-how in the aforementioned techniques, enabling interferometric measurements and the development of very long baseline or VLBI techniques. This project is called MIA, an acronym for "Multipurpose Interferometric Array". For the development of this instrument, a three-antenna pathfinder with its mechanical design, positioning control, radio frequency systems, acquisition and processing stages is currently under development. This paper will detail the status of each stage, together with the short-term plan and financial support.

Keywords / techniques: interferometric — instrumentation: interferometers

1. Multipurpose Interferometric Array, the big picture

Interferometry is a method of observing celestial sources based on the principle of wave interference, where radio signals picked up by multiple antennas are combined and processed to form detailed images of astronomical sources. By adding or subtracting the signals in phase, interference patterns can be obtained that reveal information about the structure and location of the observed sources.

The Multipurpose Interferometric Array (MIA) is a groundbreaking radio astronomical instrument in South America, designed to offer high angular resolution in the 21 cm band. By using interferometric techniques, where signals from multiple antennas are combined to synthesize a single, high-resolution astronomical image, MIA aims to enhance scientific research capabilities at the Argentine Institute of Radio Astronomy, fostering international collaboration and advancing expertise in interferometry within Argentina.

Initially a low-cost setup, MIA will grow with time in different phases. Phase-0 will be a pathfinder built at IAR to prove the technology. Phase-1 will consist of 16 antennas, and consecutive phases could potentially grow up to 64 antennas. All the antennas are linked to a central processing unit for data analysis. Its high sensitivity enables precise detection of faint radio sources across a frequency range of 1 GHz to 2.3 GHz, facilitating diverse scientific investigations including transient phenomena, pulsar timing, and X-ray binary studies.

MIA's broad scientific potential encompasses research on gamma-ray bursts, fast radio bursts, magnetar flares, and unidentified gamma-ray sources. It also enables studies on active galactic nuclei variability, supernova remnants morphology, and cosmological HI line observations, offering insights into the reionization epoch and interstellar medium dynamics.

Furthermore, MIA supports investigations into ionized hydrogen regions, OH maser variability in star-forming regions, and extended star-forming regions, shedding light on their dynamics and physical characteristics. Collaborative ventures with international observatories are facilitated, leveraging MIA's sensitivity and

✉ *Contact* / ggancio@iar-conicet.gov.ar Research article

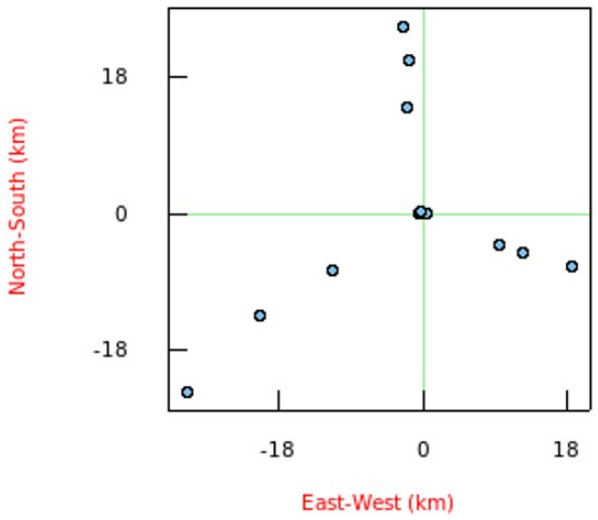


Fig. 1. View of 16 antennas in a star-shaped proposal.

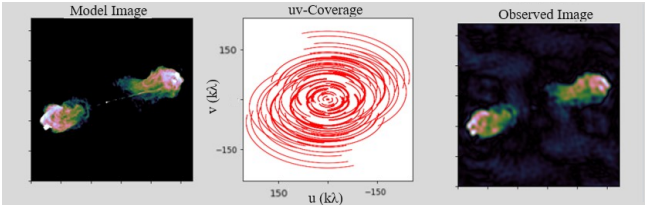


Fig. 2. Response of 16 antennas in the layout proposed in Fig. 1. The left image represents the astronomical object to observe, the middle plot shows the u-v coverage for the simulated observation, and the right image shows the resulting image. The remaining plots illustrate the synthesized beam process.

unique South American location to enrich astrophysical research both locally and globally, thus contributing to our understanding of the Universe.

Figure 1 shows one of the possible configurations under study for the location of the Phase-1 sixteen antennas; with this configuration, using a simulation software called The Friendly Virtual Radio Interferometer*, we can evaluate the response to an observation shown in Fig. 2.

2. Road to Construction and Financial Support

The MIA project is strategically designed to be cost-effective, leveraging local manufacturing and assembly to support the regional economy and create employment opportunities. Collaboration with international partners is sought to secure financial backing for various project phases, including antenna construction, central node installation, and data processing systems, ensuring project success and sustainability.

Local institutions are invited to participate, particularly in site selection, to ensure optimal interferometer functionality by considering factors like accessibility, existing infrastructure, and radio interference. Lessons learned from previous projects and similar instruments such as the Deep Synoptic Array 110 (DSA-110) and the Karoo Array Telescope (KAT-7) have been incorporated, tailoring systems specifically for MIA while addressing project-specific requirements and characteristics.

The technical summary of the MIA project includes a total of 16 antennas for Phase 1, each with a diameter of 5 m and an alt-azimuth mount. The minimum baseline for the antennas is approximately 50 meters, while the maximum baseline is 55 km. The interferometer has a minimum angular resolution of 1.5 arcsec at 1420 MHz / 50 km and a receiver temperature of less than 50 K.

The MIA project operates in the frequency range of 1 to 2.3 GHz and digitizes the signals received in each antenna. The final bandwidth of the system is 1000 MHz and the correlation of the signals takes place in a central node. In addition, the interferometer has the capability to add antennas to both the central core and the external antennas, allowing for future expansion and development of the system.

The full technical summary is presented below:

- Number of antennas for Phase 1: 16.
- Diameter of each antenna = 5 m (with alt-azimuth mount).
- Minimum baseline = 50 m.
- Maximum baseline = 55 km.
- Minimum angular resolution = 1.5 arcsec at 1420 MHz / 50 km.
- Receiver temperature = 65K.
- Operating frequency = 1 to 2.3 GHz.
- Digitization in each antenna.
- Final bandwidth of 1000 MHz.
- Correlation in a central node.
- Ability to add antennas both to the central node and beyond the external antennas.

3. Short term plan

The short-term plan for the MIA project, which is currently underway, is to design and build a pathfinder instrument consisting of three antennas to be installed in the IAR, with multiple objectives as a technology demonstrator, human resource training, and scientific data validation. The primary goal is to develop the technical skills necessary to build a larger interferometer, which will include the development and testing of interferometric observing techniques and the creation of data acquisition and processing programs.

For the Pathfinder we applied the same kind of simulation to understand their response using a 100 m baseline; Figure 3 shows the results of the simulation while Fig. 4 shows the proposed location of the elements to be installed at IAR.

The short-term plan for MIA includes training new technical and scientific talent through university internships, graduate theses, and Ph.D. programs in engineering and astronomy. This initiative aims to cultivate skilled professionals who can contribute to the project's success and future expansion.

*https://crpurcell.github.io/friendlyVRI/

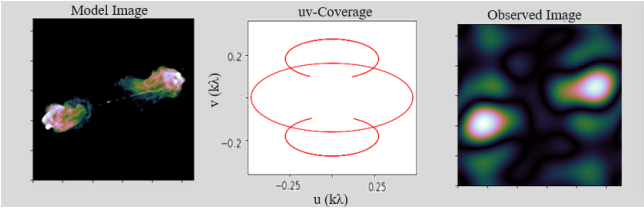


Fig. 3. Simulated response of the pathfinder. The *left* image represents the astronomical object to observe, the middle plot shows the u-v coverage for the simulated observation, and the *right* image shows the resulting image. The remaining plots illustrate the synthesized beam process.

Fig. 4. Proposed location for Pathfinder antennas within the IAR.

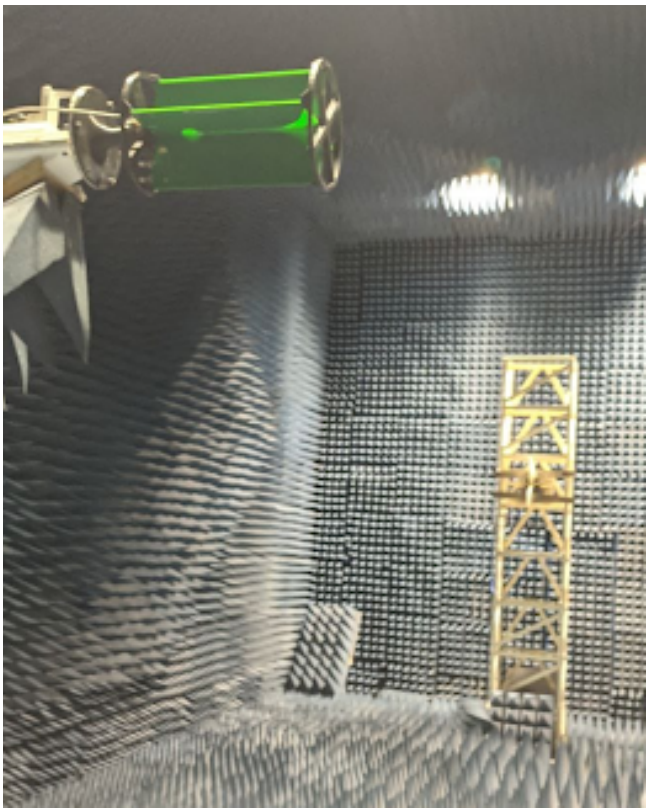


Fig. 5. Measurement of the Vivaldi antenna at IAR anechoic chamber (2023).

Scientifically, the short-term objective is to validate the data collected by the MIA interferometer, emphasizing reproducibility and verification by the scientific community.

Funding for the Pathfinder project is secured through CONICET-PUE** program for research centers, primarily allocated for the development of the complete system, including antennas, front-end and back-end systems, digitizers, and processing units.

Key requirements for MIA Pathfinder involve designing and constructing the antenna structure at the IAR, featuring a 5 m parabolic dish with Alt-Azimuth movements. Front-end and back-end systems, designed and built at the IAR, operate within a frequency range of 1 GHz to 2 GHz, with linear polarization and RF link via analog fiber optic.

Digitizers and processing systems utilize CASPER tools, employing SNAP boards with a total bandwidth of 1500 MHz across three antennas and two polarizations. Data processing involves CPU/GPU systems, with transmission facilitated over a 10 Gbps network.

The personnel involved in the MIA Pathfinder project include a Ph.D. student for antenna distribution and optimization, IAR technical staff for electronics, mechanics, IT, and Electronic Engineering students from the La Plata National University, whose thesis on related topics such as RF systems, digitizers, and correlation, with the aid of scientific researchers.

**https://convocatorias.conicet.gov.ar/proyectos-de-investigacion-de-ue-conicet/

4. Current Status

The MIA project has made significant progress up to its current state, and included several critical components in the design, test, and integration process. Especially, in the design of its radio frequency front-end, which is currently being tested for functionality and integration with the telemetry electronics. This front-end design is a critical component of the MIA-Phase 1 signal processing chain as it receives incoming signals from the 16 antennas and converts them to digital signals for processing. The antenna feed is designed as a board antenna called Vivaldi, which has two linear polarizations. The RF stages consist of low noise amplifiers and bandwidth limiting filters and the RFoF modules, all designed, integrated and tested at the IAR.

Figure 5 shows the Vivaldi antenna being tested in the IAR anechoic chamber.

The MIA project has reached a major milestone with the construction of the first 5-m parabolic dish. This task represents a significant step forward in the development of the Pathfinder. The technical staff has used its expertise to design the antenna structure and perform simulations using CAD models. The results of these simulations were used to guide the construction phase Fig. 6. In addition, the mount and support structure for the dish are currently under development. An alt-azimuth mount has been incorporated into the dish design to allow precise pointing and tracking of astronomical sources. The project is focused on developing and perfecting the control systems for the dish to ensure

Fig. 6. View of the first complete parabolic aluminum dish (2023).

optimal performance.

The digitizer unit is pivotal to both the MIA system and its Pathfinder, facilitating the acquisition and processing of astronomical data. It functions by converting analog signals from antennas into digital format for correlation. Utilizing a SNAP CASPER board, featuring a Field Programmable Gate Array (FPGA), enables real-time digital signal processing with high data throughput.

Programmable via CASPER toolflow, the FPGA executes custom signal processing algorithms tailored to MIA's requirements. Operating within a bandwidth of 1500 MHz across three antennas and two polarizations, the digitizer transmits data over a 10 Gbps network to the correlator for image production.

Efforts are directed towards optimizing the digitizer's performance by refining CASPER firmware and FPGA resource allocation to enhance processing speed and minimize power consumption. Additionally, software tools are under development to analyze acquired data, identifying and mitigating noise or interference. Overall, the digitizer unit is integral to the success of the MIA system.

5. Future development

Once the design has been validated, it is planned to continue with the development of the 16 antenna MIA (MIA-16). A site selection campaign is planned for MIA-16. The campaign will involve a general survey of the site, such as existing infrastructure, power lines, access, etc. In addition, measurements of electromagnetic interference at the frequency of interest will be carried out with portable equipment. The development of this project is of great importance and strategic for the development of radio astronomy in Argentina. Thus, it is possible to achieve remarkable scientific-technological results.

6. Summary

We have started the development of a new instrument for radio astronomy research with the aim of expanding the actual scientific capabilities of the IAR. We are currently studying antenna distribution and optimal array configuration, and in the process of verifying the first electronic modules and system parts of the Pathfinder, such as the front-end, back-end, digitizers, etc. The enterprise will permit us in principle the following:

- To acquire new know-how on radio interferometry from a technical point of view to add it to our current experience on single dish astronomy;
- To increase the know-how and the possibilities for technology transfer;
- To build a competitive instrument for Argentina and the Latin American scientific community.

In conclusion, the MIA project is a unique and innovative initiative aimed at promoting scientific and technological research in Argentina. The project has been designed to be low cost and to allow the participation of local companies and institutions, which will contribute to the local economy and create opportunities for knowledge exchange. With its high angular resolution and advanced technical capabilities, MIA is expected to make significant contributions to various fields of astrophysics and advance our understanding of the universe.

Acknowledgements: We extend our gratitude to the entire staff of IAR for their effort and dedication towards the successful execution of the project objectives. We acknowledge the crucial financial backing provided by the CONICET grants of the program PUE 2020 assigned to the IAR, which has enabled the realization of the present work.

Caracterización de imágenes obtenidas desde la Estación Astrofísica de Bosque Alegre

A. Martinez-Bezoky[1,2], A.R. Callen[1,2], J.C. Rapoport[1,2], C. Cerdosino[1,3,4], I. Bustos-Fierro[2] & L.R. Vega-Neme[3,4]

[1] *Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC, Argentina*
[2] *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[3] *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET–UNC, Argentina*
[4] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 01 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Conocer el proceso de observación y procesamiento de imágenes astronómicas es uno de los objetivos fundamentales de la enseñanza universitaria de la astronomía. Es por ello que se presenta, dentro del marco de la materia Astrometría General (FAMAF, UNC), un trabajo de adquisición y reducción de imágenes realizadas en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, de tres objetos: NGC 6316, MCG -06-30-15 y WR 40. Posteriormente, utilizando fotometría de apertura, se calculan las magnitudes instrumentales de ocho estrellas pertenecientes a NGC 6316. Finalmente, se comparan los datos fotométricos obtenidos con los existentes en la literatura.

Abstract / Knowing the process of observing and processing of astronomical images is one of the fundamental goals of teaching of astronomy. That is why, within the framework of the subject General Astrometry (FAMAF, UNC), a work of acquisition and reduction of images carried out at the Bosque Alegre Astrophysical Station, of three objects: NGC 6316, MCG -06-30-15 and WR 40 is presented. Using aperture photometry, the instrumental magnitudes of eight stars belonging to NGC 6316 are calculated. Finally, the photometric data obtained are compared to those existing in the literature.

Keywords / globular clusters: individual (NGC 6316) — galaxies: individual (MCG -06-30-15) — stars: Wolf–Rayet — stars: individual (WR 40) — techniques: image processing

1. Introducción

La utilización de telescopios argentinos en la realización de observaciones astronómicas emerge como una herramienta poderosa para la enseñanza universitaria de la Astronomía. Integrar su uso en el currículo académico posibilita la introducción de los estudiantes en las labores de observación e investigación, promoviendo una comprensión más profunda del proceso involucrado en la adquisición y procesamiento de imágenes astronómicas.

En este contexto, se realizaron observaciones astronómicas como parte de los prácticos de la materia Astrometría General, correspondiente al cuarto año de la Licenciatura en Astronomía de la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FAMAF) de la Universidad Nacional de Córdoba (UNC). Las observaciones fueron realizadas desde la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA) dependiente del Observatorio Astronómico de Córdoba. Los objetos seleccionados formaban parte de los prácticos de la materia durante el primer cuatrimestre de 2023, y resultaron todos observables desde EABA en dicho cuatrimestre. Los tres objetos astronómicos son: NGC 6316, MCG -06-30-15 y WR 40. Las observaciones consistieron en imágenes en los filtros V, R e I de los objetos de programa, además de las imágenes de calibración Bias, Flats y Darks.

NGC 6316 es un cúmulo globular antiguo ($\sim$ 13.1 $\pm$ 0.5) Gyr perteneciente a la Vía Láctea, ubicado en la constelación de Ofiuco, a una distancia D = (11.3 $\pm$ 0.3)kpc del Sol, en las coordenadas J2000 α: 17h 13m 28.6s, δ: -28° 05'08".4 ((Deras et al., 2023)).

MCG -06-30-15 es una galaxia espiral de tipo temprano que contiene un núcleo activo del tipo Seyfert 1.2, y se encuentra ubicada a una distancia D = (25.5 $\pm$ 3.5) Mpc, según los datos de la Extragalactic Distance Database ⋆. Sus coordenadas J2000 son α: 13h 33m 01.8s, δ: -34° 02'25".7.

HD 96548, también conocida como WR 40, es una estrella Wolf-Rayet de tipo WN8h (Smith et al., 1996) ubicada en la constelación de Carina a una distancia D = (2.80 $\pm$ 0.13)kpc, en las coordenadas J2000 α: 11h 06m 17.2s, δ: -65° 30'35".2 (Ignace et al., 2022).

De los 3 objetos observados, sólo en el campo de NGC 6316 se llevó a cabo un análisis multibanda, obteniendo magnitudes instrumentales en cada filtro para algunas estrellas. Estas magnitudes se compararon con datos fotométricos disponibles en la literatura especializada.

Este estudio tiene como objetivo resaltar el valor educativo y científico que aporta la utilización de telescopios argentinos en la enseñanza universitaria, al tiem-

⋆`https://edd.ifa.hawaii.edu/`

✉ *Contacto* / alejandra.martinez.bezoky@mi.unc.edu.ar

Research article

Tabla 1. Tiempos de exposición, filtros utilizados y número de imágenes por filtro para cada objeto.

Objeto	**Exp. I** [s]	**Exp. R** [s]	**Exp. V** [s]	**n° de imágenes**
NGC 6316	120	120	120	10
MCG -06-30-15	180	180	180	10
WR 40	15	30	120	20

po que fomenta una mayor comprensión de la Astronomía a través de la experiencia práctica en la observación y procesamiento de imágenes astronómicas.

2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas el 13 de Mayo de 2023 con el telescopio principal de la EABA en el modo observación remota. Este telescopio se encuentra ubicado sobre montura ecuatorial y tiene una configuración óptica newtoniana con un espejo primario de 1.54m de diámetro, f/ 4.9. El detector es un CCD Alta U9, con un campo de 12.7'×8.5'y una escala de placa de 0.74"/px (binning 3×3). Fueron utilizados para las observaciones los filtros V, R e I correspondientes al sistema Johnson-Cousins. El seeing de la noche fue de 2.0" a 2.6", el cual fue medido a partir de las imágenes tomadas durante la noche de observación.

Los tiempos de exposición, filtros utilizados y número de imágenes por filtro para cada objeto se especifican en la Tabla 1. Los tiempos de exposición fueron seleccionados de acuerdo a un análisis de la relación señala-ruido de cada objeto. Se buscó la mayor señal posible pero cuidando de no llegar a la saturación, siendo esta de 55 para los objetos estelares y 33 para la galaxia.

2.1. Reducción

El procesamiento de las imágenes fue realizado con el software IRAF** (Image Reduction and Analysis Facility), utilizándose las tareas usuales.

Para reducir las imagénes de calibración, se cargaron los paquetes IMRED y CCDRED. Dentro de este último se utilizó:

- ZEROCOMBINE, combina los bias en una sola imagen, el master bias.
- FLATCOMBINE, corrige cada flat por el master bias y luego combina los flats corregidos en un master flat

Luego, para procesar las imágenes de ciencia se utilizó CCDPROC, la tarea responsable de corregir dichas imágenes con las imágenes de calibración combinadas. Finalmente, se utilizó IMCOMBINE para combinar todas las imágenes de ciencia corregidas, obteniendo una sola imagen para cada objeto en cada filtro.

Se obtuvieron imágenes promedio de los diferentes Bias y correspondientes Flats, estos últimos para cada filtro fotométrico utilizado. Luego de evaluar las contribuciones de los ruidos involucrados en cada paso de reducción, se tomó la decisión de no corregir las imágenes por corriente de oscuridad (dark) ya que al aplicar la corrección se incrementaba significativamente el ruido.

Posteriormente, a fin de aumentar la relación señal/ruido de cada objeto, se realizaron combinaciones de todas las imágenes tomadas. Para cada objeto se tuvo el cuidado de alinear las imágenes individuales antes de la combinación correspondiente, haciendo uso de las tareas IMSHIFT e IMALIGN.

En la figura 1, se pueden observar en el panel superior las imágenes sin procesar, siendo la columna izquierda correspondiente a WR 40 (filtro I), la columna central a MCG -06-30-15 (filtro R) y la columna derecha a NGC 6316 (filtro V). En el panel inferior se presentan las imágenes procesadas y combinadas, permitiendo de este modo comparar los resultados obtenidos luego de la reducción de estas imágenes.

2.2. Determinación de magnitudes de NGC 6316

Se realizó la fotometría en las estrellas de campo de NGC 6316 para los filtros V e I. La fotometría de apertura consiste en sumar el flujo medido procedente del objeto de estudio (en nuestro caso las estrellas seleccionadas) en un área centrada en el mismo. Para ello es necesario determinar el centro del objeto, el radio de apertura, el flujo del fondo de cielo en la región de apertura, y finalmente calcular la magnitud instrumental del objeto a partir del flujo medido.

El radio de apertura se estableció teniendo en cuenta el seeing de la imagen, de forma tal que, asumiendo una excentricidad 0, nos aseguramos que el área de fotometría abarque completamente la mayor parte de la luz emitida por el objeto de estudio. Es importante escoger bien dichos radios, ya que si son pequeños podemos dejar de medir parte del flujo de la estrella e introducir errores sistemáticos, y si son demasiado grandes perderemos precisión en la medición de dichos flujos al estar abarcando parte del cielo y posible contaminación por objetos cercanos.

A las estrellas pertenecientes a NGC 6316 que se señalan en la figura 2, a excepción de la estrella 4, se les realizó fotometría de apertura para el cálculo de su magnitud instrumental en los filtros V e I. Sin embargo, en el caso del filtro R no se llevó a cabo dicho procedimiento ya que no se encontraron datos en la literatura respecto a estas magnitudes con los que se pueda realizar una comparación posteriormente. La decisión de excluir la estrella 4 fue basada en el hecho de que se encuentra muy cercana a otra estrella, lo que contamina la fotometría de apertura. En la tabla 2 se presentan las coordenadas de las estrellas utilizadas.

Se utilizaron las tareas de IRAF del paquete APPHOT (Aperture Photometry), correspondientes a fotometría de apertura. Este paquete se encarga, entre otras cosas, de calcular el flujo del fondo del cielo alrededor de cada estrella seleccionada, considerando los píxeles en un anillo centrado en la misma. Se tomaron radios de 2.5, 3 y 4 píxeles, para realizar luego una comparación entre ellos y determinar cual brinda un mejor resultado. A través de estas tareas se calcularon las magnitudes instrumentales de cada estrella indicada anteriormente,

**https://www.iraf.net/

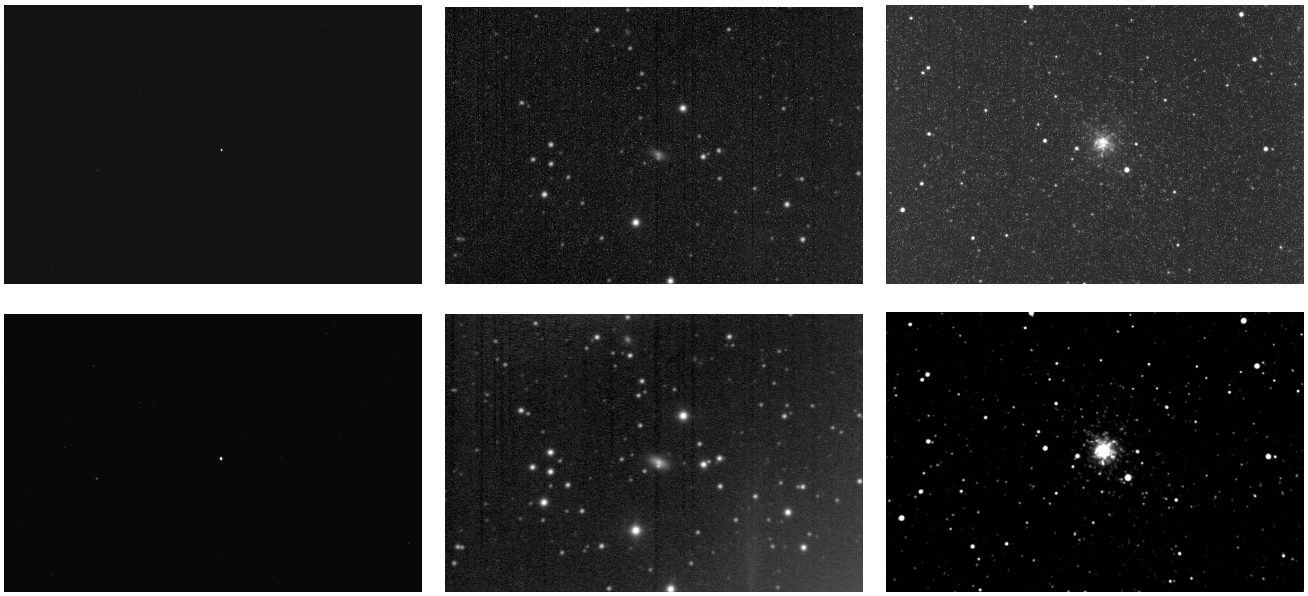


Fig. 1. Imágenes tomadas el 13/5/23 con el telescopio principal de la EABA. Norte arriba, Este a la derecha. *Panel superior*: Imágenes sin procesar. *Panel inferior*: imágenes procesadas y combinadas. *Columna izquierda*: WR 40, filtro I. *Columna central*: MCG -06-30-15, filtro R. *Columna derecha*: NGC 6316, filtro V.

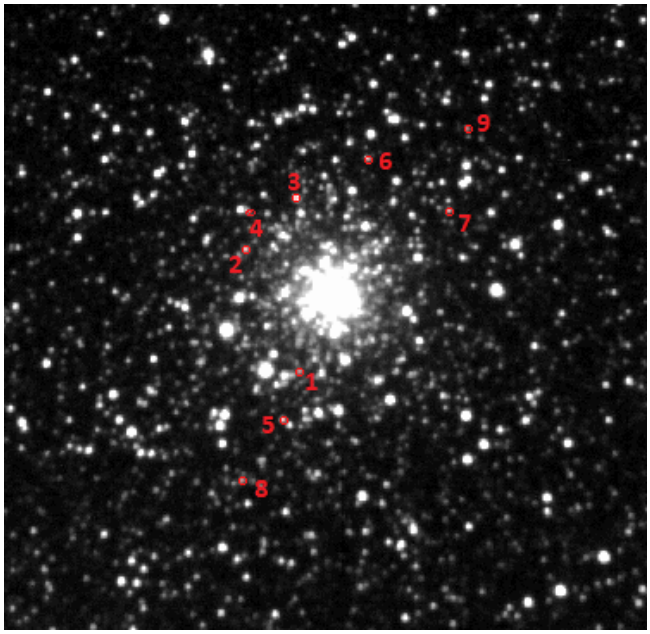


Fig. 2. NGC 6316, identificación de las estrellas utilizadas para el cálculo de magnitudes instrumentales. Imagen tomada el 13/5/23 con el telescopio principal de la EABA. Norte arriba, Este a la izquierda.

en los filtros V e I.

Por último, realizamos un ajuste lineal entre las magnitudes V e I de (Dias et al., 2016), y las magnitudes instrumentales que se calcularon con IRAF, con el fin de evaluar la calidad de nuestro trabajo. Los datos del ajuste se presentan en la tabla 3, y las rectas correspondientes a éste, en la figura 3.

Tabla 2. Coordenadas J2000 de las estrellas de NGC 6316 utilizadas para el cálculo de magnitud instrumental.

Estrella	$\boldsymbol{\alpha}$ [h m s]	$\boldsymbol{\delta}$ [° ' "]
1	17 16 38.8	-28 09 12.9
2	17 16 41.4	-28 07 54.8
3	17 16 39.0	-28 07 21.2
5	17 16 39.6	-28 09 43.9
6	17 16 35.5	-28 06 55.5
7	17 16 31.5	-28 07 29.1
8	17 16 41.6	-28 10 23.5
9	17 16 30.6	-28 06 35.7

Tabla 3. Parámetros de Ajuste

Parámetros de ajuste	**Radio 2.5**	**Radio 3**	**Radio 4**
Filtro I			
Correlación	0.991	0.993	0.995
Desviación Estándar	0.060	0.053	0.045
Filtro V			
Correlación	0.9645	0.9652	0.9311
Desviación Estándar	0.0897	0.0867	0.1154

3. Resultados

En la Figura 1 podemos observar que luego de realizar las correcciones las imágenes presentan una mejoría apreciable, desapareciendo la mayor parte de los efectos asociados al CCD. Ciertos casos, como las líneas observadas en el panel central, no pudieron ser completamente eliminados.

En la determinación de magnitudes instrumentales de las estrellas de NGC 6316, utilizando fotometría de

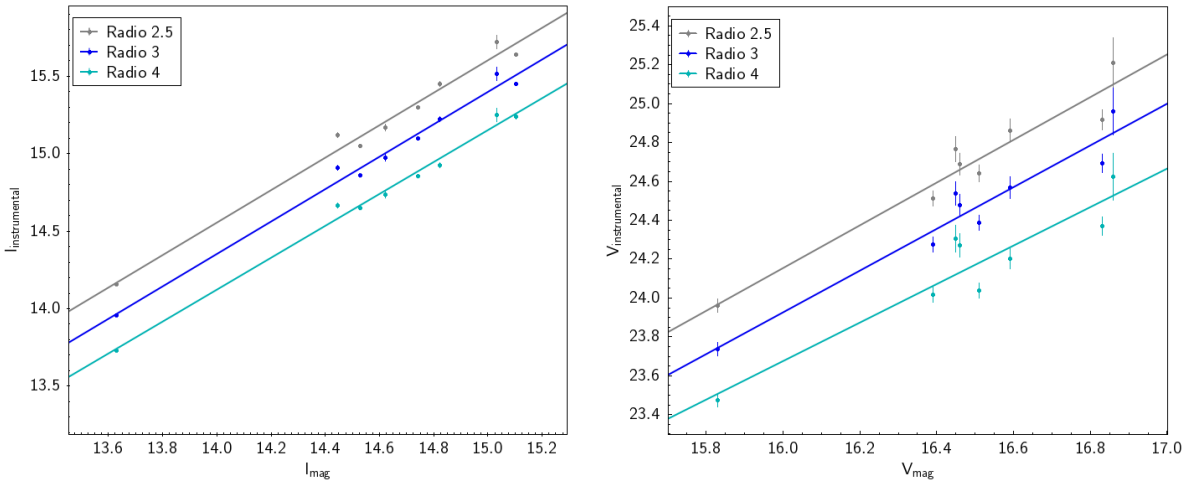


Fig. 3. Ajuste lineal de las magnitudes instrumentales en función de las magnitudes encontradas en la literatura, para los tres diafragmas utilizados. *Panel izquierdo:* filtro I. *Panel derecho:* filtro V

Tabla 4. Magnitudes I_{mag} y V_{mag} de Dias et al.(2016), comparadas con las magnitudes instrumentales para el mejor radio en cada filtro.

Estrella	I_{mag}	I_4	V_{mag}	V_3
1	15.03	15.25	16.86	24.96
2	14.62	14.74	16.46	24.48
3	13.63	13.73	15.83	23.74
5	14.44	14.67	16.45	24.54
6	14.53	14.65	16.39	24.78
7	14.74	14.86	16.51	24.39
8	14.82	14.93	16.59	24.57
9	15.10	15.24	16.83	24.69

apertura, se obtuvo para el caso del filtro I que el radio de 4 píxeles (I_4) nos brinda mejores parámetros de ajuste, mientras que en el filtro V, los mejores resultados se obtuvieron con el radio de 3 píxeles (V_3). Los valores correspondientes se muestran en la tabla 4. Cabe mencionar que al tratarse de una comparación entre magnitudes estándar y magnitudes instrumentales, no es de esperar que los valores calculados sean iguales a los encontrados en la literatura, sino que nos interesa comprobar la relación lineal y evaluar su dispersión.

4. Conclusiones

Con esta práctica hemos comprobado que utilizando el preprocesamiento estándar y posterior combinación de imágenes CCD adquiridas en la EABA, empleando las tareas usuales de IRAF, es posible hacer fotometría de apertura de estrellas en campos poco densos con una incerteza de 0.05mag en I y 0.09mag en V.

Finalmente, es importante que se conozcan las posibilidades de la imagen directa con el telescopio de 1.54m de la EABA, ya que cualquier miembro de la comunidad astronómica nacional puede solicitar tiempo en esta facilidad observacional en modo remoto, con los filtros actualmente disponibles: U, B, V, R, I, H-alfa y H-beta.

Agradecimientos: Los autores agradecen a la FaMAF, al OAC y al COL por hacer posible la participación en la 65° RAAA.

Referencias

Deras D., et al., 2023, ApJ, 942, 104
Dias B., et al., 2016, A&A, 590, A9
Ignace R., Ramiaramanantsoa T., Moffat A., 2022, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 54, 111.01
Smith L.F., Shara M.M., Moffat A.F.J., 1996, MNRAS, 281, 163

Catalogando y estudiando pilares en el medio interestelar: un proyecto de Ciencia Popular

T. Heberling[1], S. Paron[1], & M.E. Ortega[1]

[1] *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET–UBA, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 11 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / Los Dres. Sergio Paron y Martín Ortega (IAFE) a fines del año 2022 lanzaron una convocatoria al público en general para realizar un trabajo en el contexto de lo que se conoce como ciencia ciudadana (Ciencia Popular fue llamada en este caso). Se recibieron cerca de cuarenta muestras de interés, y se realizaron encuentros y entrevistas con varias personas previamente seleccionadas. De ellas, Tamara Heberling, fue la que más avanzó en el trabajo propuesto, generando resultados sumamente interesantes. Dicho trabajo consistió en catalogar estructuras del medio interestelar conocidas como pilares, generar imágenes que combinan distintas longitudes de onda en el infrarrojo para estudiar su morfología, y buscar evidencias de formación estelar en sus puntas. Se presentan algunos resultados de dicho trabajo, el cual más allá de su carácter de ciencia ciudadana, puede considerarse un trabajo plenamente científico. De esta manera no sólo se presentan resultados interesantes en lo que respecta al estudio del medio interestelar, sino que también se destaca el interés que la Astronomía despierta en personas con profesiones no afines a la ciencia que pueden colaborar eficientemente en las tareas científicas cotidianas.

Abstract / At the end of 2022, Drs. Sergio Paron and Martín Ortega (IAFE) launched a call to the general public to carry out a work in the context of what it is known as citizen science (it was called Popular Science in this case). Nearly forty persons answered the call, and some meetings were held with several previously selected people. From all this people, Tamara Heberling, was the one who advanced the most in the proposed work, generating very interesting results. This work consisted in cataloguing structures in the interstellar medium known as pillars, generating images that combine different wavelengths in the infrared bands, studying the morphology of the structures, and looking for evidence of star formation at its tips. Some results of this work are presented, which beyond its citizen science character, can be considered as a genuinely scientific work. In this way, interesting results are not only presented regarding the study of the interstellar medium, but we also highlight the interest that Astronomy generates in people with non-scientific professions, who can collaborate efficiently in the daily scientific work.

Keywords / ISM: general — HII regions — ISM: structure

1. Introducción

El *Green Paper on Citizen Science*⋆ de la Unión Europea menciona que la Ciencia Ciudadana es "el compromiso del público general en actividades de investigación científica; (...) cuando los ciudadanos contribuyen activamente a la ciencia con su esfuerzo intelectual o dando soporte al conocimiento con sus herramientas o recursos". Desde la Secretaría de Articulación Científico Tecnológica⋆⋆ del Ministerio de Ciencia y Tecnología de Argentina se menciona que "la Ciencia Ciudadana es una manera de producir nuevo conocimiento científico a través de un proyecto estructurado de investigación colectiva, participativa y abierta, impulsado por distintos tipos de actores y actoras, quienes no necesariamente se desempeñan dentro de los ámbitos académicos". De esta forma, no caben dudas de que generar proyectos de Ciencia Ciudadana, es apuntar a estrechar los lazos entre la sociedad y la ciencia.

En el Grupo de Medio Interestelar, Formación Estelar y Astroquímica del Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA) iniciamos un proyecto de Ciencia Ciudadana para catalogar e investigar estructuras del medio interestelar. En esta primer etapa, si bien muchas personas inicialmente se contactaron demostrando su interés, como prueba piloto de nuestro proyecto, que lo denominamos Ciencia Popular, trabajamos con una de ellas. La Lic. Tamara Heberling, quien proviene de las ciencias médicas (Lic. en Kinesiología y Fisiatría), obtuvo resultados preliminares muy interesantes, generando la motivación para expandir dicho proyecto. Cabe destacar que los resultados de este trabajo se han presentado en una primer instancia en formato de póster en la 65 Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía.

El medio interestelar (MIE), particularmente los filamentos y nubes gaseosas que lo conforman, posee diversas estructuras generadas y moldeadas por la actividad de estrellas masivas. Las burbujas interestelares y regio-

⋆https://ec.europa.eu/newsroom/dae/document.cfm?doc_id=4122

⋆⋆https://www.argentina.gob.ar/ciencia/sact/ciencia-ciudadana/que-entendemos-por-ciencia-ciudadana

✉ *Contacto* / tamaraheberling1@gmail.com

Research article

Tabla 1. Catálogo de regiones seleccionadas de la inspección de la Galaxia a través del ESASky 5.1.1.

Región	l (°)	b (°)	Comentarios sobre las estructuras llamativas de la regiones.
1	269.158	−01.468	forma redondeada, orientación hacia abajo, en la zona superior de la reg. HII.
2	006.056	−01.440	forma de pilar, orientación hacia arriba, hacia la izquierda de la reg. HII.
3	321.148	−00.528	forma de pirámide trunca, fuente brillante en su interior, zona inferior de la reg.HII.
4	024.850	+00.085	forma bacilar, punta redondeada, zona lateral derecha de la reg. HII.
5	079.560	−00.771	forma de filamento curvado hacia la derecha, zona superior de la reg. HII.
6	024.850	+00.085	forma de pilar con punta irregular, zona inferior de la reg. HII.
7	009.928	−00.748	forma redondeada-abultada, zona lateral derecha de la reg. HII.
8	353.162	+00.835	forma de L con bordes redondeados, zona izquierda de la reg. HII.
9	353.012	+00.812	grumo pequeño con punta redondeada, zona derecha de la reg. HII.
10	269.158	−01.468	varios pilares con puntas redondeadas interiores a la reg. HII.
11	081.307	+01.048	forma de pirámide con punta redondeada, zona lateral derecha de la reg. HII.
12	209.101	−19.811	forma de pirámide truncada con punta ondulada, zona inferior de la reg. HII.
13	332.794	−00.830	forma abultada, zona inferior de la reg. HII.
14	321.148	−00.528	forma triangular con punta redondeada, zona izquierda de la reg. HII.
15	320.980	−00.782	varias estructuras para analizar y consultar.
16	320.980	−00.303	filamento fino y largo desde la zona inferior de la región.
17	337.675	−00.340	grumo pequeño con punta redondeada, zona derecha de la reg. HII.
18	336.448	+00.030	pequeño pilar con punta redondeada, zona inferior derecha de la reg. HII.
19	079.560	−00.771	filamento irregular serpenteante con estructura interna, zona inferior de la región.
20	030.507	−00.301	grumo con punta redondeada, zona derecha de reg. HII.
21	326.705	−00.604	forma de pilar con punta muy curvada, zona lateral izquierda de la región.

nes HII se expanden en el MIE, y en sus bordes, interfaces entre el gas ionizado y molecular, puede generarse el nacimiento de nuevas estrellas. Realizar una búsqueda de burbujas o regiones HII, inspeccionar sus bordes, encontrar y catalogar estructuras en forma de pilares, resulta importante para la investigación del MIE. De esta manera, el trabajo propuesto fue buscar este tipo de estructuras a lo largo de la galaxia, catalogarlas y presentarlas en distintas longitudes de onda. A parte de la utilidad en sí misma de la búsqueda y del aprendizaje que ello genera, conformar una lista de regiones, de las cuales muchas de ellas pueden no haber sido catalogadas previamente, resulta necesario para planear futuras investigaciones. A continuación se presenta la metodología del trabajo y los resultados que este ha generado.

2. Metodología

Utilizando la herramienta ESASky 5.1.1 desarrollada por la European Space Agency (ESA) y que se encuentra en línea (`https://sky.esa.int/`) se inspeccionaron visualmente diversas regiones de la Galaxia. Se utilizaron imágenes en el infrarrojo cercano y medio y del milimétrico en busca de estructuras interestelares en forma de pilares. Luego de "recorrer" la Galaxia a través de su plano, se seleccionaron 21 regiones y se generó un "catálogo" con sus características principales. Este catálogo, presentado en el poster***, se muestra en la Tabla 1. En la misma, se numeran arbitrariamente las regiones seleccionadas, se incluyen sus coordenadas galácticas, y se incluyen algunos de los comentarios de las apreciaciones hechas por la participante sobre estructuras llamativas de las regiones seleccionadas.

Luego, hacia cada una de estas regiones se adquirieron datos públicos multiespectrales de las bases de datos de los siguientes relevamientos:

- Infrarrojo medio. Del relevamiento Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire (GLIMPSE) (Benjamin et al., 2003), generado por el satélite *Spitzer*, se obtuvieron datos en 8.0, 4.5, y 3.6 μm, cuya resolución angular es $1\farcs7$.
- Submilimétrico. Del relevamiento APEX Telescope Large Area Survey of the Galaxy (ATLASGAL) (Schuller et al., 2009) se obtuvieron datos en continuo submilimétrico a 0.87 mm con una resolución angular de $19\farcs2$.
- Continuo de radio. De la base de datos Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey (MAGPIS) (Helfand et al., 2006) se obtuvieron datos en continuo de radio a 20 cm con resolución angular de $5''$.

Habiendo adquirido el conocimiento del manejo de las bases de datos, se aprendió a trabajar con las imágenes científicas en formato FITS y a manejar el programa SAOimageDS9. Con dicho programa se generaron imágenes compuestas de las emisiones en las distintas longitudes de onda con el objetivo de analizar la física de cada una de las regiones.

3. Resultados

La presentación de los resultados generados en este trabajo la dividimos en una descripción de los resultados estrictamente científicos (Sect. 3.1) y en una presentación de los resultados relacionados a la difusión y enseñanza de la astronomía, incluyendo la "colaboración ciudadana" en el trabajo científico (Sect. 3.2).

3.1. Resultados científicos

Para cada una de las 21 regiones seleccionadas, la participante del proyecto realizó distintos tipos de imágenes combinando las bandas 8, 4.5, y 3.6 μm, el continuo de

***`https://drive.google.com/file/d/1jPkcz38K4z3n5LWQfzGO_lRuLYAq73Kx/view`

radio a 20 cm y la emisión en el submilimétrico a 0.87 mm. En todos los casos se buscó la presencia de pilares, de grumos de polvo frío y regiones de gas ionizado. Como muestra, a continuación se presentan algunas de estas imágenes para ilustrar el trabajo realizado. Adicionalmente, la participante, basándose en la literatura científica que le fue suministrada (capítulos introductorios de tesis desarrolladas en el grupo, por ej. Celis Peña 2019; Areal 2022), analizó información de la física que dichas imágenes aportaban e investigó la posible evidencia de formación estelar.

La Fig. 1 muestra la combinación de las emisiones en 8.0, 4.5 y 3.6 μm (en rojo, verde y azul) hacia una región HII en cuyo interior pueden observarse varias estructuras en forma de pilares.

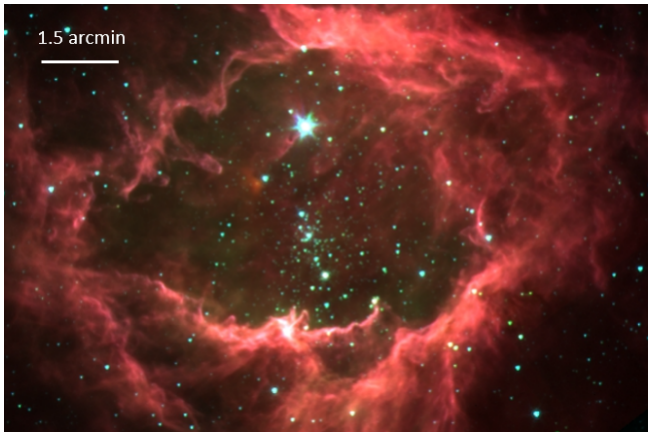


Fig. 1. Combinación de las emisiones en 8.0, 4.5 y 3.6 μm (rojo, verde y azul, respectivamente) de la región ubicada en $l = 269.158$, $b = -01.468$ (región 10 del catálogo presentado en la Tabla 1).

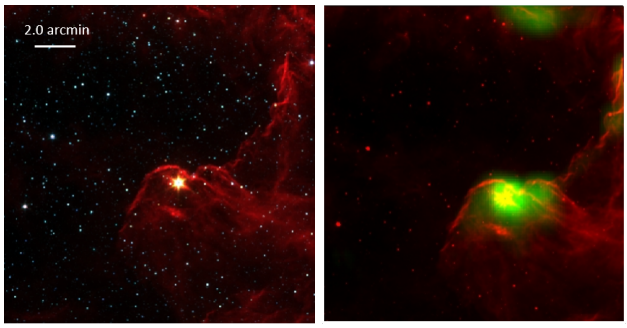


Fig. 2. *Izquierda*: combinación de las emisiones en 8.0, 4.5 y 3.6 μm (rojo, verde y azul, respectivamente). *Derecha*: emisiones en 8.0 μm (rojo) y 0.87 mm (verde). Se observan grumos de polvo frío (ver estructuras representadas en verde). Región ubicada en $l = 6.056$, $b = -01.440$ (región 3 del catálogo presentado en la Tabla 1).

En todos los casos se buscó evidencia de sitios de formación estelar a través de la presencia de grumos de polvo frío, gas ionizado acumulándose en bordes de los pilares y regiones extendidas en 4.5 μm (en verde en las figuras que combinan las emisiones a 8.0, 4.5 y 3.6 μm).

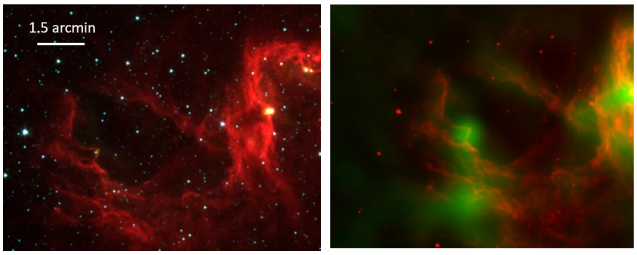


Fig. 3. *Izquierda*: combinación de las emisiones en 8.0, 4.5 y 3.6 μm (rojo, verde y azul, respectivamente). *Derecha*: emisiones en 8.0 μm (rojo) y 0.87 mm (verde). Se observan grumos de polvo frío (ver estructuras en representadas en verde). Región ubicada en $l = 321.148$, $b = -00.528$ (región 14 del catálogo presentado en la Tabla 1).

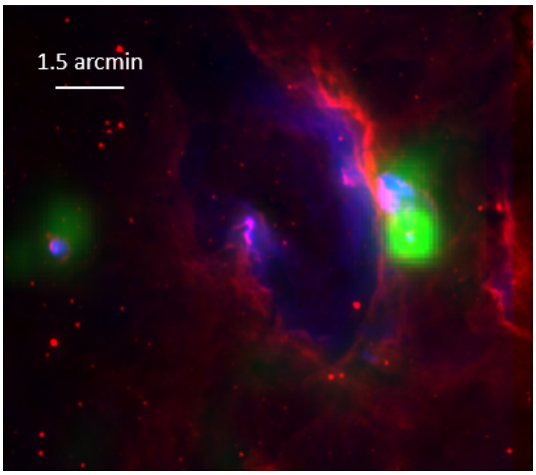


Fig. 4. Combinación de las emisiones en 8.0 μm (rojo), 0.87 mm (verde) y continuo de radio a 20 cm (azul). Se observa una nube de borde brillante con acumulación de gas ionizado (ver pilar interno casi en el centro de la imagen). Región ubicada en $l = 24.850$, $b = 00.085$ (región 6 del catálogo presentado en la Tabla 1).

Los grumos de polvo frío son regiones propicias de formación estelar y se pueden detectar en el espectro submilimétrico. En la Fig. 2 y Fig. 3 se observan en color verde grumos de polvo frío ubicados en los pilares.

Las regiones HII son ionizadas por el campo de radiación de estrellas masivas. El gas ionizado suele detectarse en el continuo de radio, por lo tanto a través de la emisión a 20 cm, buscamos acumulación de gas ionizado en los pilares dentro de las regiones HII (para un ejemplo ver la Fig. 4). Estas regiones, en particular las puntas de los pilares en donde el gas ionizado se acumula y comprime al gas neutro, también son propicias para que se formen nuevas estrellas.

Por otro lado, en ciertas regiones se han observado fuentes extendidas en la banda de 4.5 μm, a las cuales se las conoce como *Extended Green Objects* (EGOs), ya que en las imágenes de GLIMPSE compuestas de tres colores, habitualmente se representa a la banda de 4.5 μm en color verde (ver Cyganowski et al. 2008). Dichos objetos representan estrellas en formación. La Fig. 5 muestra un ejemplo de un EGO encontrado en la punta de un pilar.

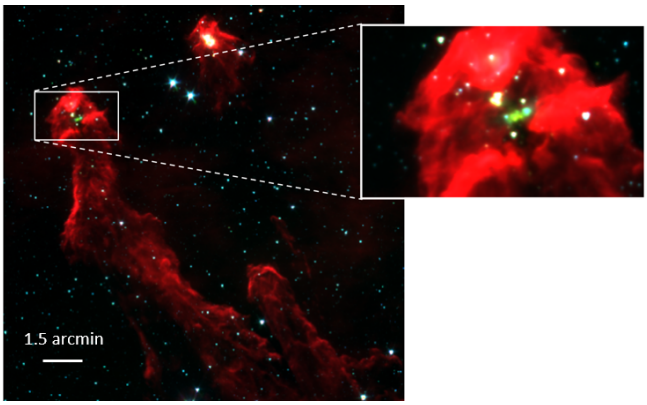


Fig. 5. Combinación de las emisiones en 8.0, 4.5 y 3.6 μm (rojo, verde y azul, respectivamente). En la punta del pilar se observa una región extendida brillante en verde (EGO) marcando una posible estrella en formación. Región ubicada en $l = 79.560$, $b = -00.771$ (región 19 del catálogo presentado en la Tabla 1).

3.2. Resultados de la enseñanza, difusión y "colaboración ciudadana" de la Astronomía

Los resultados de este proyecto piloto de ciencia ciudadana ciertamente fueron superlativos. Por parte de los profesionales científicos se llevó adelante una actividad de enseñanza y difusión de la astronomía, particularmente de su área de investigación, con una gran profundidad, cosa que es muy difícil de alcanzar a través de otras modalidades y en otros ámbitos. Incluso gracias a la excelente comunicación y recepción por parte de la participante se pudieron perfeccionar técnicas en la transmisión de conocimientos científicos. Todo el trabajo realizado por la participante es de gran valor ya que el catálogo de regiones, muchas de ellas muy interesantes, será usado para futuras investigaciones más detalladas.

Desde el punto de vista de la participante, la colaboración en este proyecto ha sido muy enriquecedora, ya que brindó la oportunidad de poder experimentar en primera persona y de la mano de investigadores, cómo se desarrolla la investigación científica en todas sus etapas. Esto es desde el planteo de una hipótesis de trabajo hasta la publicación de los resultados. Este proyecto permite acercar el mundo de la investigación astronómica, que parece alejado, inaccesible y a veces misterioso, a la población general, dando cuenta de que el trabajo en conjunto nos nutre recíprocamente.

4. Conclusiones y trabajo futuro

Partiendo de nuestro convencimiento de que la ciencia es un bien y un quehacer que no debe quedarse puertas adentro, que su difusión y enseñanza son sumamente necesarias, y que existen muchas personas, sin formación necesariamente científica, que pueden participar con un rol activo en ella, creamos este proyecto que denominamos Ciencia Popular.

En esta experiencia piloto realizada con solo una participante pudimos comprobar la capacidad del grupo de investigación de llevar adelante este tipo de trabajos (testear, evaluar y mejorar el diálogo entre científicos y personas no científicas).

Ha quedado demostrado que los resultados científicos fueron muy valiosos, y mucho más los resultados obtenidos de la interacción en el trabajo. En base a ello, hemos iniciado una segunda etapa en el proyecto de Ciencia Popular en el cual participan cuatro personas investigando la astroquímica de una muestra de 36 regiones de formación estelar. Este trabajo se encuentra en desarrollo y se esperan obtener resultados importantes. Estos resultados no sólo serán comunicados a través de presentaciones y/o artículos sobre difusión y educación de la astronomía, sino también se buscará publicarlos como un artículo científico en revistas especializadas.

En conclusión, estamos convencidos de que trabajos como estos son valiosos para nuestra comunidad científica, ya que generan un diálogo y una interacción con la sociedad muy profundo. En nuestra web se van incluyendo los resultados de este proyecto: `https://interestelariafe.wixsite.com/mediointerestelar/cienciapop`.

Agradecimientos: Se agradece al referee anónimo/a y a la editora por todos los comentarios útiles para mejorar este artículo. El grupo de investigación se encuentra actualmente financiado por los proyectos PIP 2021 11220200100012 y PICT 2021-GRF-TII-00061 otorgados por CONICET y ANPCYT.

Referencias

Areal M.B., 2022, *Estudio multiespacial y multiespectral de la formación estelar y su impacto en el medio interestelar*, Ph.D. thesis, Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales.

Benjamin R.A., et al., 2003, PASP, 115, 953

Celis Peña M., 2019, *Estudio multiespectral de los procesos físicos y químicos de la formación estelar*, Ph.D. thesis, Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales.

Cyganowski C.J., et al., 2008, AJ, 136, 2391

Helfand D.J., et al., 2006, AJ, 131, 2525

Schuller F., et al., 2009, A&A, 504, 415

Instrumentos resguardados por el Museo del OAC: Divisor pupilar de Platzeck

S. Paolantonio[1]

[1] *Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 31 March 2024
©The Authors 2024

Resumen / El "Divisor Pupilar de Platzeck" es uno de los elementos más singulares de la colección de instrumentos del Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba (MOA). Este dispositivo, ideado y construido por el célebre óptico Ricardo Platzeck en los talleres del Observatorio Nacional Argentino, fue pensado para trabajar en conjunto con el Espectrógrafo Estelar I, instalado en el telescopio de 1,54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre. Su objeto era aumentar las prestaciones del instrumento al menos en un factor 3. Aunque se pudo emplear exitosamente en la década de 1950, obteniéndose cientos de espectros, su existencia prácticamente ha caído en el olvido. A excepción de escuetas descripciones, no se encuentran publicaciones con detalles sobre su diseño y forma de montaje. La investigación en curso, llevada adelante utilizando documentación original, un croquis constructivo recientemente identificado por el autor y el análisis del dispositivo, ha permitido determinar las circunstancias en que se dio el desarrollo y realizar una descripción del mismo, a la vez de plantear una hipótesis sobre las causas de la interrupción de su empleo. Este es un singular debido a que su generalización hubiera resultado sumamente beneficiosa para el desarrollo de la espectroscopia estelar. Faltan precisar la forma de montaje en el espectrógrafo, el funcionamiento del orientador y la técnica de observación empleada. El Divisor Pupilar, obra cumbre de Ricardo Platzeck, debe ubicarse entre los grandes logros de la ciencia y la tecnología nacional.

Abstract / The "Platzeck´s Pupillary Splitter" is one of the most singular elements in the instrument collection of the Córdoba Astronomical Observatory Museum (MOA). This device, designed and built by the famous optician Ricardo Platzeck in the workshops of the Argentine National Observatory, was designed to work together with the Stellar Spectrograph I, installed on the 1.54 m telescope of the Bosque Alegre Astrophysical Station. Its aim was to increase the performance of the instrument by at least a factor of 3. Although it could be used successfully in the 1950s, obtaining hundreds of spectra, its existence has practically fallen into oblivion. Except for brief descriptions, there are no publications with details about its design and assembly. The ongoing research, carried out using original documentation, a construction sketch recently identified by the author and the analysis of the device, has made it possible to determine the circumstances under which the development occurred and to make a description of it, while at the same time posing a hypothesis on the causes of the interruption of its use. This was a singular fact because its generalization would have been extremely beneficial for the development of stellar spectroscopy. The way it is mounted in the spectrograph, the operation of the orienteer and the observation technique used remain to be specified. The Pupillary Splitter, Ricardo Platzeck's masterpiece, must be placed among the great achievements of national science and technology.

Keywords / history and philosophy of astronomy — instrumentation: miscellaneous

1. Desarrollo del dispositivo

Al año siguiente de la inauguración de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, ocurrida el 5 de julio de 1942, entró en servicio con muy buenos resultados el Espectrógrafo Estelar I, diseñado y fabricado en el Observatorio Nacional Argentino (Paolantonio & Bozzoli, 2024). Poco más tarde, el óptico Ricardo Platzeck (Paolantonio, 2016) comenzó a imaginar un dispositivo que permitiera aumentar el rendimiento del instrumento.

El 21 de septiembre de 1947, en ocasión de la 10ma Reunión de la Asociación Física Argentina (AFA) realizada en la ciudad de La Plata, Platzeck planteó su intención y expuso un breve adelanto del trabajo que estaba realizando:

"Sólo una pequeña parte de la imagen estelar producida por un reflector grande entra en la ranura de un espectrógrafo .... En Bosque Alegre las imágenes tienen en promedio más de 3"de diámetro y la abertura óptima de la ranura del espectrógrafo I (40 Å/mm) es de 0,7". Se ha ideado un dispositivo que permite abrir la ranura hasta 5 veces más, sin modificar la calidad del espectro... Se ha diseñado y construido un dispositivo tal ... " (Platzeck, 1948)

De acuerdo a la descripción que realiza, el dispositivo consistía en dos juegos de prismas, el primero interceptaba la luz proveniente del telescopio dividiéndola en un cierto número de haces de secciones rectangulares, desviándolos de manera de proyectar sobre la ranura una serie de imágenes alineadas y equidistantes. El segundo sistema de prismas, colocado sobre la ranura, orientaba a cada haz con respecto

✉ *Contacto* / spaolantonio@unc.edu.ar

Research article

al colimador. Lamentablemente, no se incluye ningún esquema explicativo de la disposición del conjunto de prismas*.

Platzeck continuó el desarrollo del aparato y en 1949, siendo Director del Observatorio, en la 14ª Reunión de la AFA, señala que había construido un segundo y un tercer divisor de imágenes, el último era una versión simplificada que constaba de cuatro pares de prismas de cuarzo en lugar de catorce. Destaca que la calidad de los espectros era similar a los obtenidos sin el dispositivo, empleando un tercio del tiempo de exposición, aunque reconoce que aún subsistían algunos problemas (Platzeck, 1951a). El físico Fidel Alsina, en su biografía de Platzeck, afirma que el primer conjunto de prismas se ubicaba un metro antes de la ranura del espectrógrafo y que se empleaban piezas ópticas muy pequeñas que requerían una técnica especial para su construcción. Todo esto implicaba para ser ajustado correctamente una habilidad manual notable (Alsina, 1983).

En los ensayos realizados, Platzeck se da cuenta que, como consecuencia de la deformación del espejo principal del reflector **, los espectros no eran satisfactorios a pesar que las pruebas de laboratorio resultaban excelentes. Para estudiar este problema, ideó un sistema de prismas que permitían analizar el espejo del telescopio en condiciones de trabajo (Platzeck, 1951b).

A pesar de este inconveniente, el óptico no se desalentó. Cambió de estrategia, reemplazando los prismas por pequeños espejos de vidrio aluminizados, cuyas posiciones podían regularse por medio de tornillos (Figura 1). Por aproximaciones sucesivas se ajustaban los espejitos hasta obtener la distribución de las imágenes deseada (Platzeck, 1953). A nivel de la ranura se encontraba una pequeña pieza, a la que Platzeck denominó orientador, de la cual no se ha podido encontrar una explicación de su funcionamiento (Figura 2). De este modo, el divisor de imágenes se transformó de refractor a reflector. Para su construcción, el 27 de junio de 1951, Ángel Gómara realizó un croquis constructivo para posteriormente elaborar las piezas necesarias (Figura 3).

Este dispositivo es el que se encuentra actualmente resguardado en el MOA y se describe en la sección 2. El orientador no se ha podido encontrar.

Con el nuevo Divisor se obtuvieron unos 100 espectros, con exposiciones 3 veces menores que las necesarias sin el aparato. Se destaca que a medida que empeoraban las condiciones atmosféricas, la ventaja del empleo del dispositivo aumentaba (Platzeck, 1953). El diseño había madurado al punto de poder utilizarse en forma efectiva.

En 1952, Platzeck concurrió a la 8ª reunión de la Unión Astronómica Internacional realizada en Roma. En esa oportunidad, el Dr. Livio Gratton, del Observatorio Astronómico de La Plata ***, comunicó en la Comisión de Velocidades Radiales Estelares, que Platzeck había construido exitosamente un aparato que incrementaba la velocidad del espectrógrafo un factor de 3 (Oosterhoff, 1954). Alsina afirma que se le ofreció a Platzeck instalar el dispositivo en el telescopio Shane de 3 metros de diámetro del Lick Observatory, el que rechazó consciente de que aún requería mejoras que evitaran la necesidad de frecuentes ajustes (Alsina, 1983).

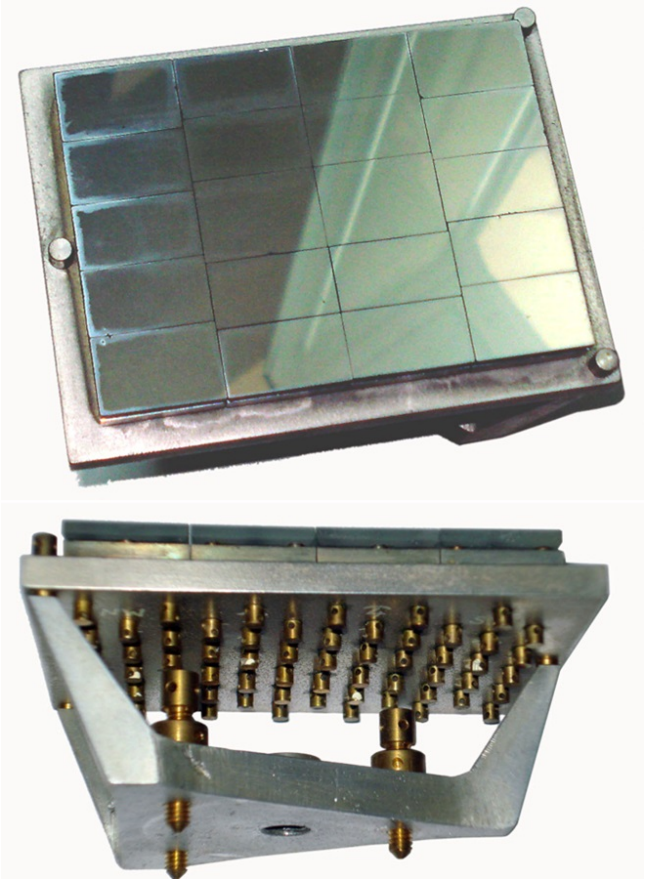


Fig. 1. Dos vistas del Divisor Pupilar de Platzeck (Museo OAC).

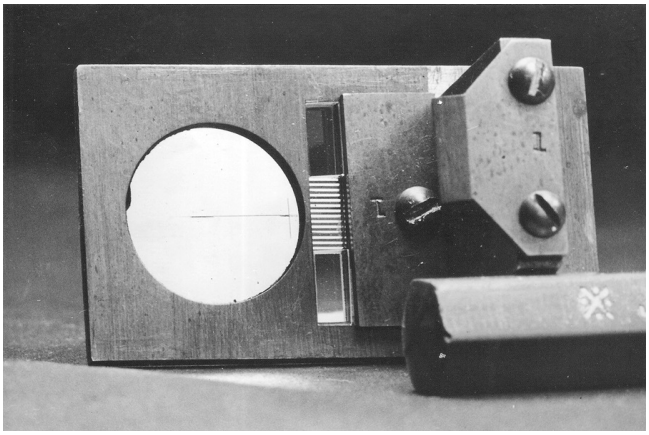


Fig. 2. El orientador, fotografía de 1968. Se incluye un lápiz para dar idea de tamaño (Gentileza Gabriel R. Platzeck).

*No se han podido encontrar documentos adicionales sobre este aparato, tampoco los prismas.

**Deformaciones ocasionadas por los soportes que retenían el espejo en la celda, los que en 1953 fueron modificados exitosamente de acuerdo a una propuesta de Platzeck, quien supervisó los cambios realizados por el Jefe de Taller Ángel Gómara.

***En ese momento Observatorio Astronómico Eva Perón. Platzeck fue empleado de este observatorio entre 1937 y 1939.

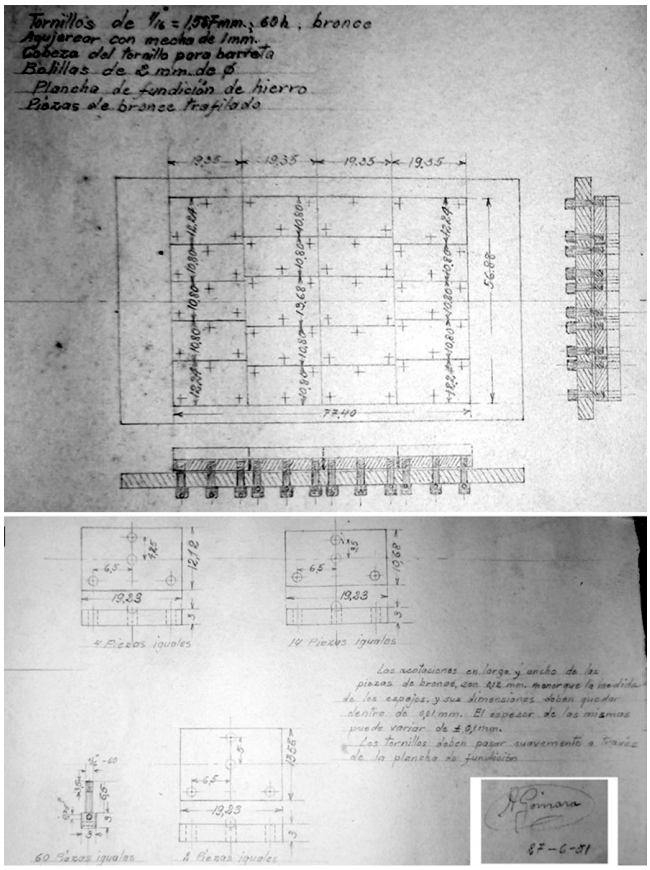


Fig. 3. Detalles del croquis constructivo del Divisor Pupilar, realizado por Ángel Gómara el 27 de junio de 1951 (Museo OAC).

Fig. 4. Detalles del montaje de los espejitos y del sistema de tornillos de ajustes. *Imagen superior:* se aprecian diversas marcas que permitían ubicar correctamente el dispositivo y facilitar la alineación de los espejos (Museo OAC).

En julio de 1956, el Dr. Jorge Landi Dessy, en ese momento Director del observatorio cordobés, ajustó el alineador de imágenes en el Espectrógrafo Estelar I, y obtuvo un gran número de espectros con notables ventajas. Ese año, publicó en Revista Astronómica un espectro de L2 Puppis obtenido con esta técnica (Landi Dessy, 1956).

A pesar que Platzeck renuncia al Observatorio Nacional Argentino en 1956, para ocupar un puesto en el Instituto de Física San Carlos de Bariloche, continuó trabajando en el divisor. Se ha ubicado en el Archivo del MOA una carta de Landi Dessy fechada el 12 de diciembre de 1968, en la que le envía fotografías del dispositivo y espectros obtenidos con el mismo, destinadas a una futura publicación. Sin embargo, hasta el momento no se ha podido encontrar tal artículo, el que seguramente nunca se concretó.

Platzeck intentó eliminar los tornillos con el objeto de evitar la necesidad de los ajustes frecuentes, pero aparentemente no lo logró.

2. Descripción del Divisor Pupilar

El Divisor Pupilar consta de 20 espejos planos rectangulares aluminizados de tres tamaños distintos, cuyas dimensiones totales son de 57 x 78 mm. Este tamaño es ligeramente mayor al necesario para cubrir, estando ubicado a 45º, la sección del haz de luz que emerge del foco Cassegrain, cerca de la placa de soporte del telescopio de 1,54 metros de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre.

Todos los espejos tienen un largo medido con calibre de 19,4 mm, y anchos de 10,9; 12 y 13,5 mm, valores que coinciden muy aproximadamente con los indicados en el croquis constructivo de 1951: 19,35 mm y 10,8; 12,24 y 13,68 mm, ubicándose los mayores en los vértices y en el centro del dispositivo (Figura 3). No se ha encontrado documentación que aclare las razones por las que el diseño del divisor contempla diferentes anchos de los espejos.

Los espejos se encuentran montados sobre planchuelas de bronce, cada una de las cuales está sostenida por medio de tres tornillos de 1/16 pulgadas (1,6 mm) de diámetro y una bolita de acero a una plancha de aluminio, la que, a su vez, es soportada por una base triangular, también de aluminio, destinada al montaje del conjunto, que cuenta con tres tornillos niveladores (Figura 4).

El divisor, que tiene las siguientes dimensiones generales: 88,7 x 67 x 42 mm, se encuentra guardado en una caja de madera.

3. Conclusiones

El divisor pupilar, rebanador de imágenes, divisor de imágenes o alineador de imágenes, denominaciones que se le asignó a lo largo del tiempo al dispositivo ideado por Platzeck, fue utilizado exitosamente y su generaliza-

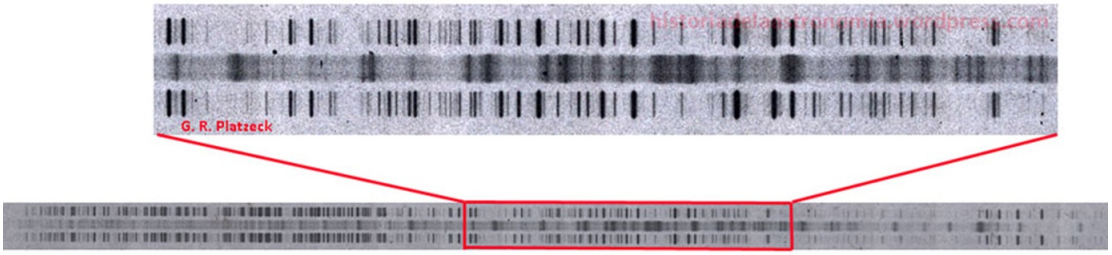


Fig. 5. Detalle del espectro obtenido con el Divisor Pupilar de Platzeck de la estrella Eta Carinae el 20/3/1951, posiblemente por R. Platzeck, con 37 minutos de exposición y una placa 103a-O. La digitalización se realizó con el Microscopio Confocal del Laboratorio de Microscopía Electrónica y Análisis por Rayos X (LAMARX) perteneciente a la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación de la Universidad Nacional de Córdoba, utilizando un aumento de 5 y luz blanca, operación a cargo de la Bib. Sofía Lacolla (placa gentileza G. R. Platzeck).

Fig. 6. Divisor pupilar y caja en la que se encuentra guardado (Museo OAC).

ción temprana hubiera sido sumamente beneficiosa para el desarrollo de la espectroscopia estelar.

Sin embargo esto no ocurrió, posiblemente por la intención de su inventor de perfeccionarlo y por falta de una publicación técnica en una revista internacional.

Luego del fallecimiento del Dr. Ricardo Platzeck, el aparato cayó prácticamente en el olvido y solo se han encontrado referencias breves sobre el mismo, realizadas por el Dr. Luis Milone en 1972 (Milone, 1972) y el Dr. Fidel Alsina en 1983 (Alsina, 1983).

La investigación llevada adelante sobre este dispositivo, permitió detallar la historia de su desarrollo y sus características generales, faltando precisar la forma de montaje en el conjunto telescopio-espectrógrafo y cómo se utilizaba, aspectos aún en estudio.

En cuanto a la calidad de los espectros obtenidos con el Divisor, más allá de los testimonios de aquellos que lo usaron en la década de 1950, que los ponderan similares a los realizados sin el aparato, fue posible inspeccionar varias placas originales, confirmando en principio estas afirmaciones. Las placas fueron digitalizadas con el fin de realizar un estudio más exhaustivo, investigación que se encuentra en curso.

El Divisor Pupilar de Ricardo Platzeck fue la obra cumbre de este célebre óptico y sin dudas se ubica entre los grandes logros de la ciencia y la tecnología nacional.

Agradecimientos: Al Dr. Gabriel R. Platzeck, por facilitar invaluable documentación sobre el divisor, al Dr. David Merlo, por facilitar el acceso a los depósitos del Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, a la Bib. Sofía Lacolla, por la digitalización de las placas de los espectros.

Referencias

Alsina F.A., 1983, *Un argentino creador: Ricardo P. Platzeck (1912-1979)*

Landi Dessy J., 1956, Revista Astronomica órgano de la Asociacion Argentina Amigos de la Astronomía, Buenos Aires, 28, 111

Milone L., 1972, *El observatorio astronómico de Córdoba*, vol. VII, chap. 2, 123–179, Sociedad Científica Argentina. en Evolución de las Ciencias en la República Argentina 1923 – 1972

Oosterhoff P.T.E. (Ed.), 1954, *Transactions of the International Astronomical Union*, International Astronomical Union, p.457

Paolantonio S., 2016, Ricardo P. Platzeck, óptico experimental, https://historiadelaastronomia.wordpress.com-/documentos/platzeckII/

Paolantonio S., Bozzoli M., 2024, Instrumentos resguardados por el Museo del OAC. Espectrógrafo Estelar Gaviola. BAAA, Vol. 65. (este volumen). Enviado

Platzeck R. P., 1948, Revista de la Unión Matemática Argentina, 13, 60

Platzeck R. P., 1951a, Revista de la Unión Matemática Argentina, 15, 15

Platzeck R. P., 1951b, Revista de la Unión Matemática Argentina, 15, 151

Platzeck R. P., 1953, Revista de la Unión Matemática Argentina, 15, 228

Instrumentos resguardados por el Museo del OAC: Espectrógrafo Estelar Gaviola

S. Paolantonio[1] & M. Bozzoli[1,2,3]

[1] *Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Facultad de Filosofía y Humanidades, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 26 May 2024
©The Authors 2024

Resumen / El Espectrógrafo Estelar I es uno de los numerosos instrumentos de la colección del Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba (MOA). Este instrumento fue diseñado y construido en el Observatorio a comienzos de 1940, el primero en su tipo con óptica totalmente reflectante. Este aparato, destinado a servir al telescopio de 1.54 metros de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, se constituyó en uno de los logros más notables de la óptica instrumental astronómica argentina. Fue utilizado exitosamente durante varias décadas y posibilitó llevar adelante significativas investigaciones en astronomía estelar. A pesar de su importancia, no se ha encontrado una publicación técnica que trate sobre su historia y diseño, únicamente se realizaron en la época de su construcción algunos pocos artículos con descripciones y comentarios parciales. La investigación desarrollada en el MOA a partir de documentos originales y del análisis del mismo instrumento, ha permitido fijar las razones de su construcción y la historia de su desarrollo, así como varias de sus características constructivas y ópticas, que eran desconocidas hasta ahora.

Abstract / The Stellar Spectrograph I is one of the several instruments that belongs to the collection of the Córdoba Astronomical Observatory Museum (MOA). This instrument was designed and built at the Observatory in the early 1940s; it was the first with fully reflective optics. This device, intended to work with the 1.54 meter telescope of the Bosque Alegre Astrophysical Station, represented one of the most notable achievements of Argentine astronomical instrumental optics. It was used successfully during many decades; it made it possible to carry out significant research about stellar astronomy. However, no technical publication has been found that deals with its history and design; only a few articles with partial descriptions and comments were made at the time of its construction. The research carried out at the MOA, based on original documents and the analysis of the instrument itself, helped to establish the reasons for its construction, the history of its development, and many of its constructive and optical characteristics, which until now were almost unknown.

Keywords / history and philosophy of astronomy — instrumentation: spectrographs

1. Introducción

A fines de 1936, el entonces director interventor Ing. Félix Aguilar solicitó al ministerio del cual dependía el Observatorio Nacional Argentino (ONA) un crédito para la compra del instrumental que serviría al telescopio de 1.54 metros de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, que se esperaba entrara en funciones a la brevedad. El pedido de los espectrógrafos y las cámaras, imprescindibles para el aprovechamiento del gran reflector, fue repetido en varias oportunidades por el siguiente director, Juan José Nissen, sin resultados positivos ⋆.

Finalmente, el Dr. Enrique Gaviola, quien en enero de 1940 reemplazó a Nissen luego de su renuncia presentada ante la falta de apoyo de las autoridades, convencido de que no lograría la partida necesaria para adquirir los instrumentos faltantes antes de la puesta en servicio del telescopio, tomó la decisión de construirlos en el observatorio, lo que fue comunicado al Ministro en el mes de febrero siguiente⋆⋆ (Minniti & Paolantonio, 2009).

2. Diseño y construcción

El espectrógrafo estaría destinado a ser instalado en el foco Cassegrain del telescopio y sería utilizado para el estudio estelar. Fue diseñado con óptica de reflexión, ranura y el registro en placas fotográficas (Fig. 1).

El colimador está formado por un sistema Cassegrain invertido, con la singularidad de que el espejo cóncavo es hiperbólico en lugar de parabólico. Esto se realizó con el fin de corregir las aberraciones de la cámara, descripta por Gaviola como tipo "Schmidt sin lente correctora".

Como elemento dispersor se adquirió una red plana de reflexión, fabricada por Robert Wood en la Johns Hopkins University de Baltimore, EE.UU., uno de los

⋆Correspondencia. 26/9/1938 J. J. Nissen al Presidente del Consejo de Observatorios Dr. Fortunato J. Devoto, Córdoba; 13/10/1938 Fortunato J. Devoto a J. J. Nissen, Buenos Aires; 17/3/1939 J. J. Nissen al Ministro de Justicia e Instrucción Pública Jorge E. Coll, Córdoba; 19/03/1939 J. J. Nissen a Jorge E. Coll, Córdoba. Archivo MOA.

⋆⋆Correspondencia. 19/2/1940 E. Gaviola a Jorge E. Coll, Córdoba. Archivo MOA.

✉ *Contacto* / spaolantonio@unc.edu.ar

Research article

más reconocidos fabricantes de la época (Dieke, 1956), por un valor de 350 dólares (Fig. 2). La red llegó al país a mediados de 1940 ***.

Todas las piezas ópticas fueron elaboradas en el Taller de Óptica del ONA (edificio hoy demolido) por el Dr. Ricardo Platzeck y David McLeish, a excepción del espejo menor del colimador, el que por su reducido tamaño debió ser encargado al Taller de Óptica de Puerto Belgrano, dirigido por el Almirante Helio López ****.

Cómo indicativo de la calidad de estas piezas, puede mencionarse que el espejo hiperbólico del colimador, configurado por McLeish, difería de la superficie teórica en sólo 0.04 longitudes de onda (Gaviola, 1942b) †. El espejo fue controlado por el método de la cáustica, ideado pocos años antes por Platzeck y Gaviola, que consiste en el control de la envolvente de los rayos de luz reflejados, con lo que se lograba una mayor precisión de la medición (Platzeck & Gaviola, 1939).

Los espejos del colimador fueron tallados en bloques de vidrio Pyrex® de bajo coeficiente de dilatación, cuyo uso en astronomía se estaba generalizando. Para el espejo de la cámara, de mayor tamaño, se utilizaron dos discos de vidrio St. Gobain de 23 mm de espesor. Con el propósito de formar un nuevo disco de mayor espesor, fueron fundidos en el Observatorio en un horno eléctrico a 660°C y enfriados a lo largo de 4 días para evitar tensiones internas. Terminado el espejo, fue cortado formando una faja de 12 cm simétrica al centro óptico, con la intención de alivianar el peso del instrumento. Estos trabajos fueron llevados adelante por McLeish y Platzeck (Gaviola, 1942b).

La ranura, celdas de espejos, soportes, arco de hierro y demás elementos estructurales del instrumento se realizaron en el Taller Mecánico del Observatorio que se encontraba a cargo de Ángel Gómara. Los elementos se dispusieron en una mesa en las posiciones que debían quedar y, a partir de las medidas obtenidas se diseñaron y fabricaron los moldes necesarios para la carcasa. Las piezas fueron fundidas en aluminio especial en la Fábrica Militar de Aviones de Córdoba‡. Con un espesor de paredes de 2.5 mm, reforzadas con nervaduras, la fundición de la carcasa resultó ser de excelente calidad.

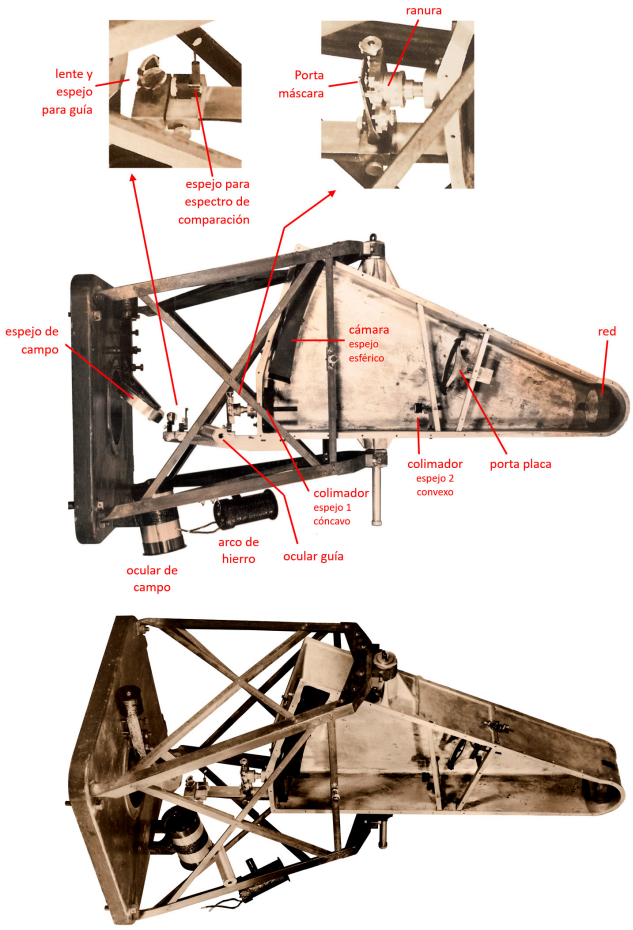


Fig. 1. Espectrógrafo I del Observatorio Nacional Argentino, tal como se terminó a fines de 1943 (de los autores. Imagen base, gentileza G. P. Platzeck).

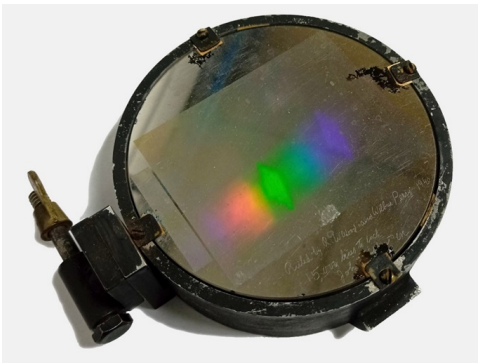


Fig. 2. Red Wood original (Ø 4"). Tiene grabada la leyenda en inglés, "Red por R. Wood y Wilbur Perry 1940, 15.000 líneas por pulgada, Johns Hopkins" (de los autores).

3. Descripción del instrumento

La consulta de diversos documentos existentes en los archivos del MOA, publicaciones de la época de la construcción (citadas en las referencias), así como las mediciones realizadas por los autores, han permitido determinar la mayor parte de los parámetros del espectrógrafo, los que se resumen en la Tabla 1 y la Fig. 3.

Para el Espectrógrafo Estelar se emplearon placas fotográficas delgadas cortadas a una medida de 7 a 8.5 mm de ancho por unos 119 mm de largo. El espesor de las placas era variable, entre los 0.7 y 0.95 mm. Las medidas realizadas dan un valor usual de 0.8 mm (Fig. 4). En una misma placa, el espesor podía variar de un

***Correspondencia. 19/2/1940 E. Gaviola a Robert W. Wood, Córdoba; 13/05/1940 E. Gaviola al Ministro J. E. Coll, Córdoba; 14/05/1940 E. Gaviola a R. W. Wood, Córdoba; 18/09/1940 E. Gaviola al Ministro Guillermo Rothe; 23/10/1940 E. Gaviola al Banco Central de la Rep. Argentina. Archivo MOA.

****Correspondencia. 5/11/1940 E. Gaviola a Helio López, Córdoba; 24/12/1940 E. Gaviola a Helio López, Córdoba. Archivo MOA.

†Cuaderno del taller de óptica, páginas 173 y siguientes. Archivo MOA

‡Ángel Gómara, comunicación personal, 2002.

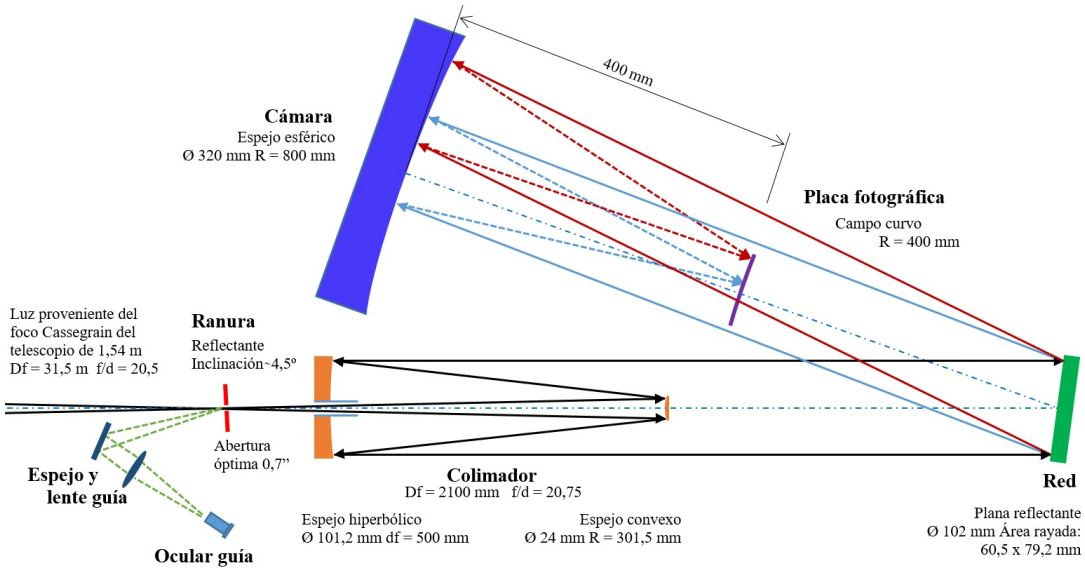


Fig. 3. Esquema óptico del Espectrógrafo Estelar I (de los autores).

Tabla 1. Resumen de los principales parámetros del telescopio y el Espectrógrafo Estelar

Telescopio	Foco Cassegrain
Diámetro espejo primario	154 cm
Distancia focal equivalente	31.5 m
Relación focal	20.5
Escala en plano focal	6.6 "/mm
Colimador	Cassegrain invertido
Distancia focal equivalente	2100 mm
Relación focal	20.75
Diámetro espejo primario	24 mm
Distancia focal espejo primario	301.5 mm
Diámetro espejo secundario	101.2 mm
Distancia focal espejo secundario	500 mm
Cámara	"Schmidt sin lente correctora"
Diámetro espejo	320 mm
Radio de curvatura	800 mm
Red de difracción	Plana reflectante aluminizada
Diámetro	4 pulgadas (102 mm)
Área rayada	60.5 x 79.2 mm
Líneas x pulgada	15000 (590 l/mm)

Fig. 4. Ejemplo de placas obtenidas con el Espectrógrafo I en 1946 y 1947. En los archivo del Observatorio se encuentran archivadas miles de estas placas (Biblioteca OAC).

extremo al otro de 0.8 a 0.85 mm (Gaviola, 1946).

Debido a la gran curvatura del campo, era frecuente que las placas se rompieran, en especial si el corte no era bueno. Pronto se analizó el problema y se comprobó que someterlas durante unos 30 segundos a una flexión mayor, de 350 mm de radio de curvatura, antes de cargarlas en el porta placa, disminuía las roturas. Platzeck también se percató de que en las noches húmedas se producía un mayor número de quiebres que en las secas, por lo que se ensayó con éxito el secado de las placas a una temperatura de 5 a 10°C mayor que la ambiente, reduciéndose las roturas a menos del 10 % (Gaviola, 1946).

Se obtenían espectros de unos 100 mm de longitud, hasta los 290 nm y una dispersión de 420 nm/mm (Gaviola, 1942a).

En una fecha cercana a 1950, con el propósito de aislarlo térmicamente, el espectrógrafo se recubrió con placas de madera contrachapada, revestidas a su vez con aluminio, y se le incorporó un termostato para mantener su temperatura lo más constante posible. Años más tarde, la red Wood fue reemplaza por otra de similares características y mejores prestaciones, de 600 l/mm, cuadrada, por lo que se le debió colocar un diafragma circular.

En 1966, el Dr. Luis Milone realizó un estudio de la estabilidad del espectrógrafo para las mediciones de velocidades radiales, determinando que existían algunos problemas relacionados con los espectros de comparación, inconveniente que posteriormente fue corregido(Milone, 1966).

4. Utilización del espectrógrafo

El Espectrógrafo Estelar fue instalado a fines de 1943, momento desde el cual la obtención de espectros fue la principal actividad inicial llevada adelante con el telescopio de 1.54 m, junto a la toma de fotografías directas en el foco newtoniano (Fig. 5).

El primer logro obtenido no fue por un espectro, sino por la observación a través del ocular de campo. El 9 de enero de 1944, mientras Gaviola operaba el instrumento,

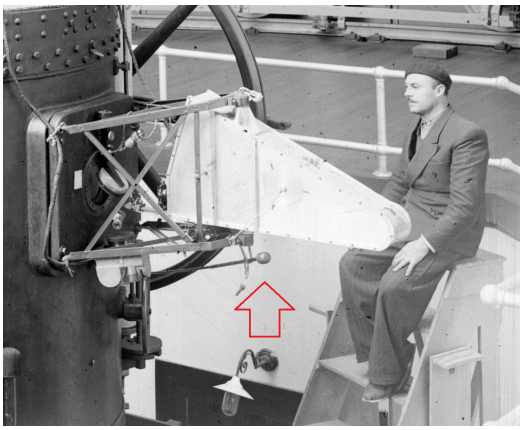


Fig. 5. El Espectrógrafo Estelar I montado en el foco Cassegrain del telescopio de 1.54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, junto a Martín Dartayet. La barra en la parte inferior (señalada), es el comando del movimiento fino en declinación agregado en 1944, necesario para lograr un correcto guiado del instrumento (Archivo OAC).

Fig. 6. Espectrógrafo I en la actualidad (de los autores).

con la intención de realizar un espectro a la variable Eta Carinae, descubrió que la estrella estaba rodeada por una nebulosidad, descubrimiento que pasó a la historia como el "homúnculo" (Paolantonio et al., 2023).

El estudio de los espectros obtenidos con este instrumento derivó en numerosas publicaciones, siendo sus usuarios, entre otros: Enrique Gaviola, Ricardo Platzeck, Jorge Sahade, Livio Gratton, Jorge Landi Dessy, Carlos Lavagnino, Adela Ringuelet, Carlos Jaschek y Luis Milone.

Con el Espectrógrafo Estelar I se llevó adelante el "Atlas de espectros estelares de red en mediana dispersión" de Jorge Landi Dessy, Mercedes Corvalan y Carlos Jaschek, publicado en 1971, que permitió superar las limitaciones del sistema de clasificación espectral estelar de Morgan y Keenan (Landi et al., 1977).

También se estudiaron, ocasionalmente, algunos cometas, tal el caso del 1947n, trabajo realizado por Jorge Sahade (Sahade, 1948).

El Espectrógrafo dejó de utilizarse a fines de la década de 1970, quedando depositado en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, y actualmente forma parte de la colección de instrumentos del MOA (Fig. 6).

5. Concluisones

La investigación realizada permitió precisar detalles históricos y técnicos sobre el diseño, la construcción y la posterior utilización del Espectrógrafo Estelar I.

Este instrumento se destaca por su innovador diseño, con óptica exclusivamente de reflexión, algo que nunca se había realizado hasta ese momento, así como por la gran calidad de sus elementos ópticos y precisión de las piezas mecánicas. Más allá de los ajustes que fueron necesarios luego de su construcción, lo que es usual en cualquier prototipo, la exitosa utilización a lo largo de muchos años, permite aseverar que el Espectrógrafo Estelar I es uno de los logros más notables de la óptica instrumental astronómica argentina.

Si bien se lo conoce usualmente como el espectrógrafo "de Gaviola", su diseñador y gestor, no deben olvidarse sus constructores, que sin dudas influyeron en la configuración final del aparato, tal el caso David McLeish y Ángel Gómara, y en particular del célebre óptico Dr. Ricardo Platzeck.

Las limitaciones de espacio no han permitido incluir algunos detalles históricos y, en especial, constructivos del Espectrógrafo, por lo que los autores quedan a disposición de los lectores para las consultas que se deseen realizar.

Agradecimientos: Los autores agradecen al Coordinador del Museo del OAC, Dr. David Merlo, a la encargada de la Biblioteca del OAC, Bib. Verónica Lencina y al profesor Dr. Carlos Valotto, por facilitar el acceso al material de estudio.

Referencias

Dieke G. H., 1956, Journal Biographical Memoirs of Fellows of The Royal Society, 2, 326
Gaviola E., 1942a, Revista Astronomica Organo de la Asociacion Argengina Amigos de la Astronomia Buenos Aires, 14, 207
Gaviola E., 1942b, Memoria presentada al H. Congreso de la Nación, Departamento de Instrucción Pública 1941, 2, 255
Gaviola E., 1946, Revista Astronómica, 18, 243
Landi J., Jaschek M., Jaschek C., 1977, *An atlas of grating stellar spectra at intermediate dispersion*
Milone L.A., 1966, Separata del Boletín del Instituto de Matemática, Astronomía y Física, 2, 13
Minniti E., Paolantonio S., 2009, *Córdoba Estelar. Historia del Observatorio Nacional Argentino*
Paolantonio S., et al., 2023, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia, 64, 320
Platzeck R., Gaviola E., 1939, J. Opt. Soc. Am., 29, 484
Sahade J., 1948, ApJ, 108, 159

Charles D. Perrine y el "gran debate" de la astronomía a comienzos del siglo XX

M. Bozzoli[1,2,3], S. Paolantonio[1] & D.C. Merlo[1]

[1] *Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*
[2] *Facultad de Filosofía y Humanidades, UNC, Argentina*
[3] *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 22 March 2024
©The Authors 2024

Resumen / En 1920, en la Academia de Ciencias de los Estados Unidos, se presentó un debate público en torno a las escalas del universo entre Heber D. Curtis del Observatorio Lick y Harlow Shapley del Observatorio de Mount Wilson. En este debate participaron numerosos astrónomos quienes adoptaron diversas posiciones al respecto. La presente investigación se halla en curso y se centra en dilucidar cuál era la postura de Charles D. Perrine, director del Observatorio Nacional Argentino (1909-1936). Precisamente, se intenta mostrar algunas influencias epistémicas de tal controversia en ciertas investigaciones astrofísicas de Perrine en Córdoba. Como fuentes importantes para esta investigación histórica, se ha considerado la correspondencia de 1920 y de 1921, entre Perrine, Curtis y William W. Campbell (director del Observatorio Lick). Asimismo, se ha analizado documentación existente en los archivos del Museo del Observatorio Astronómico (MOA) de la Universidad Nacional de Córdoba (UNC).

Abstract / In 1920, a public debate on the scales of the universe was held, at the Academy of Sciences of the United States of America, between Heber D. Curtis of Lick Observatory and Harlow Shapley of Mount Wilson Observatory. Many astronomers participated in this debate and adopted different positions in relation to that matter. The present research is being carried out and focuses on elucidating the position of Charles D. Perrine, director of the Argentine National Observatory (1909-1936). Precisely, an attempt is made to show some epistemic influences of such controversy in certain astrophysical investigations of Perrine in Córdoba. As important sources for this historical research, the letters of 1920 and 1921 among Perrine, Curtis and William W. Campbell (director of the Lick Observatory) have been considered. Several documents, available within the files of the Museum of the Astronomical Observatory (MOA) of the National University of Córdoba (UNC), have been analysed.

Keywords / history and philosophy of astronomy — Galaxy: general

1. Introducción

La teoría de los "universos isla", propuesta inicialmente por Thomas Wright (Durham, Reino Unido) en 1750, fue considerada por Immanuel Kant en 1755 y reinterpretada por Pierre S. Laplace en 1796. El resurgimiento de esta teoría permitió a los astrónomos de principios del siglo pasado entender los movimientos propios y de recesión de las "nebulosas" observadas. Los astrónomos conjeturaron que estas últimas podían ser sistemas estelares, independientes a la Vía Láctea. Las observaciones disponibles estaban tanto a favor como en contra de esta nueva teoría. Gran parte de la comunidad astronómica de la época era reticente no sólo a aceptarla, sino también a adoptar los métodos astrofísicos empleados. En 1920, se llevó a cabo en la Academia de Ciencias de los Estados Unidos un debate entre Curtis del Observatorio Lick, principal defensor de dicha teoría, y Shapley del Observatorio de Mount Wilson, quien propuso su modelo de la "gran galaxia". Entre 1920 y 1921, hubo una nutrida correspondencia entre Curtis, Perrine y Campbell ⋆. En este artículo presentaremos las ideas principales subyacentes a este acontecimiento en la astronomía de ese entonces. Al considerar este intercambio epistolar, se intentará dilucidar la posición de Perrine con respecto a este "gran debate", mostrando así algunas influencias que tuvo en sus propias investigaciones astrofísicas realizadas en Córdoba.

2. Sobre una vieja "teoría"

A partir del resurgir de la teoría de los "universos isla", los astrónomos de principios del siglo XX mostraron que, con un telescopio adecuado, varias de las nebulosas observadas podían ser resueltas en estrellas (Figura 1). Esto fue conformando la base de las evidencias a favor de esta teoría. No obstante, parte de la comunidad astronómica de la época era reticente a aceptarla. En 1898, James Keeler comenzó a fotografiar cúmulos de estrellas y nebulosas espirales con el Reflector Crossley de 36 pulgadas del Observatorio Lick. Cabe destacar que Perrine, por ese entonces colaboró con Keeler en este trabajo y lo continuó luego de su fallecimiento. En esta época surge

⋆Correspondecia Campbell a Perrine, 29 de julio de 1920; Perrine a Curtis, 6 de mayo de 1920 y Perrine a Curtis, 26 de mayo de 1920 (Mary Lea Shane Archives of the Lick Observatory, University of California Santa Cruz).

✉ *Contacto* / maxibozzoli@ffyh.unc.edu.ar

Research article

Fig. 1. Fotografía de la Gran Nebulosa de Andrómeda realizada el 29 de diciembre de 1888 por Isaac Roberts. En aquel entonces se la interpretaba como un sistema planetario en proceso de condensación. La estrella central se situaba dentro de la materia nebulosa. Las dos nebulosas menores, asociadas a la "Gran Nebulosa", atravesaban un proceso de transformación en planetas. Muchos astrónomos de la época sostenían: ¡la hipótesis nebular de Laplace hecha visible! (Roberts, 1899)

una reinterpretación de la hipótesis nebular de Laplace postulada en 1796.

A diferencia de la hipótesis Laplaciana, la llamada "hipótesis planetesimal" de 1904 del geólogo Thomas C. Chamberlin y del astrónomo Forest R. Moulton, sostenía que cada nebulosa asociada a la Gran Nebulosa de Andrómeda (Messier 31 - M31) eran sistemas solares en formación independientes. Chamberlin y Moulton utilizaron las fotografías tomadas por Keeler para intentar confirmar esta última hipótesis. Por otra parte, en 1898, Julius Scheiner ya había detectado líneas de absorción dentro de la supuesta banda continua de M31, lo cual concordaba con las líneas de un espectro estelar. Ello lo llevó a afirmar, a favor de la teoría de los universos isla, que las nebulosas en espiral eran sistemas constituidos por estrellas. Recién en 1908, Edward A. Fath confirmó los resultados de Scheiner y, en 1912, Max Wolf detectó líneas de absorción y de emisión en un gran número de las espirales. Ello condujo a unificar la idea de que las nebulosas estaban compuestas de materia estelar y también de gas.

3. Sobre las "nebulosas" observadas

En 1912, Vesto M. Slipher del Observatorio Lowell fue el primero en medir la velocidad radial de una nebulosa espiral. Entre 1909 y 1913 observó los corrimientos hacia el rojo de M31. En 1914 él sostuvo que los desplazamientos de las líneas espectrales de las espirales observadas correspondían a que las mismas se estaban alejando de la Vía Láctea y, en 1917, calculó la deriva de ésta con respecto al resto de las nebulosas espirales, afirmando su posición sobre la teoría de los universos isla. Por otro lado, dado que los cúmulos globulares eran también considerados nebulosas, Shapley empezó a investigarlos en 1916 en el Observatorio de Mount Wilson. Para estudiar la dinámica de los mismos empleó diferentes métodos estadísticos basados en el recuento de estrellas, identificación del color y tipos espectrales, así como sus movimientos dentro del cúmulo.

Por otra parte, Campbell y Curtis, como principales defensores de dicha teoría, la ponían en evidencia usando los siguientes elementos: la estructura espiral de la Vía Láctea, los senderos oscuros observados en las nebulosas en espiral, sus velocidades radiales, los movimientos propios y su distribución. Con respecto a los supuestos movimientos internos de las espirales, George W. Ritchey del Observatorio de Mount Wilson, solicitó en 1915 a Adriaan van Maanen (Observatorio Yerkes) que midiera sus placas de Messier 101 (M101) tomadas entre 1910 y 1915 para determinar si existían o no movimientos rotacionales. Así, concluyó que esta nebulosa espiral poseía un movimiento interno mensurable con un período rotacional de 85.000 años a una distancia de 10.000 años luz, aproximadamente (Figura 2).

El modelo de la "gran galaxia" propuesto por Shapley, a partir de sus observaciones de los cúmulos globulares, sostenía que la Vía Láctea debería tener unos 300.000 años luz de diámetro, incluyendo así a todas las espirales circundantes. Conjuntamente con las mediciones de van Maanen, ponían en aprietos a la teoría de los universos isla. Si M101 es un objeto extragaláctico, se halla a una gran distancia. De ser así, al determinarse sus velocidades rotacionales centrales, las mismas superarían la velocidad de la luz, lo cual era inaceptable.

4. Sobre el "gran debate"

Según Robert Smith, la disputa entre Curtis y Shapley se había establecido ya a principios de 1920 (Smith, 1993). Durante el debate del 26 de abril de ese año, Curtis criticaba la pobreza estadística de la muestra de Cefeidas tomadas por Shapley a la hora de estimar las distancias a los cúmulos globulares e inferir luego el tamaño de la Vía Láctea. Shapley, criticaba la teoría de los universos isla, dada la evidencia observacional obtenida de las mediciones de van Maanen de los movimientos internos de M101, Messier 51 y Messier 33: *"Parece que entre los dos hemos puesto entre la espada y la pared a los universos isla: Ud. acercando las espirales y yo alejando la Galaxia"*, carta de Shapley a van Maanen del 8 de junio de 1921 (Smith, 1993) (p.140). Por su parte, Curtis contaba con la evidencia observacional lograda por Slipher sobre las velocidades radiales de un gran número de nebulosas. Esto último sugería que las mismas espirales, al no estar ligadas gravitacionalmente a la Vía Láctea, se alejaban rápidamente.

Como es sabido, esta polémica acaba cuando Edwin P. Hubble identifica en 1923 una estrella variable cefeida en la nebulosa de Andrómeda, la cual confunde inicialmente con una nova (Figura 3). Estas estrellas permitieron que Hubble, en los años posteriores, estimara que la distancia de M31 era de más de 900.000 años luz, bastante mayor que el tamaño propuesto por Shapley para nuestra galaxia. Cuando Hubble le escribió al año siguiente anunciándole su descubrimiento, Shapley apuntó en su diario: *"Esta es la carta que ha destruido mi universo"*, carta de Hubble a Shapley del 19 de fe-

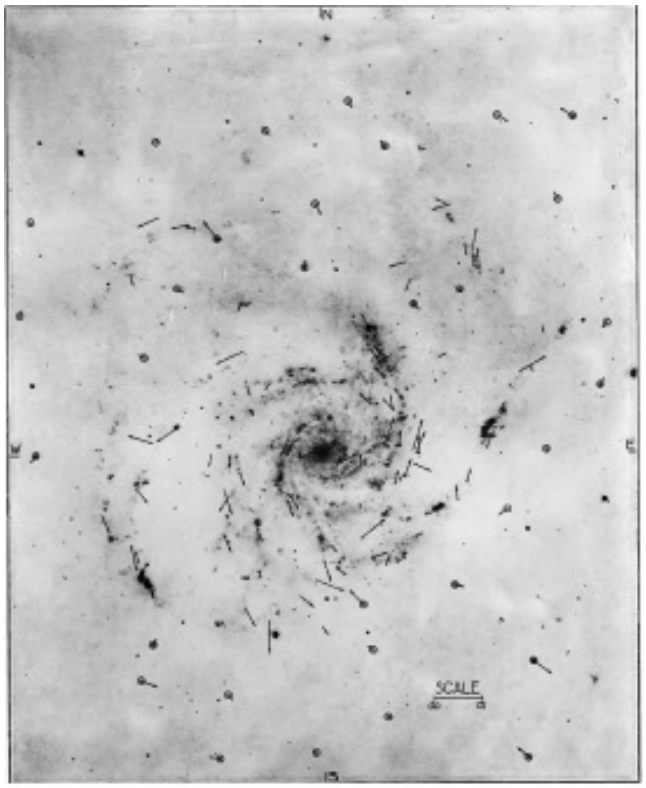


Fig. 2. Mediciones de van Maanen de la espiral M101 (NGC 5457). Las flechas indican la dirección y la magnitud (a muy pequeña escala) de los movimientos propios medios anuales. Las estrellas de referencia están rodeadas con círculos (van Maanen, 1916)

brero de 1924 (Smith, 1993) (p. 158). De esta manera, el gran debate quedaba resuelto **.

5. Sobre la posición de Perrine

En la conferencia presentada por el Primer Astrónomo del Observatorio Nacional Argentino, Meabe L. Zimmer, estrecho colaborador de Perrine, en la Sociedad Científica Argentina el 3 de octubre 1929, sostenía que:

"No puede haber más dudas respecto a la naturaleza de estas espirales. Son claramente inmensos agregados de estrellas semejantes a la de nuestro sistema de la Vía Láctea... El consenso de las opiniones actuales, es según creo, [sic] que son verdaderos universos, lo mismo que el nuestro; pero completamente independientes... No insistiré sobre este punto ya que hay algunas autoridades que creen que son dependientes de nuestra Vía Láctea." (Zimmer, 1931) (p. 297)

Por su parte, en la conferencia brindada el 17 de octubre de ese mismo año en la misma Sociedad, el Dr. Perrine planteaba que:

**Para mayor información, se recomienda consultar: (Struve, 1960), (Hetherington, 1970), (Hoskin, 1976), (Trimble, 1995).

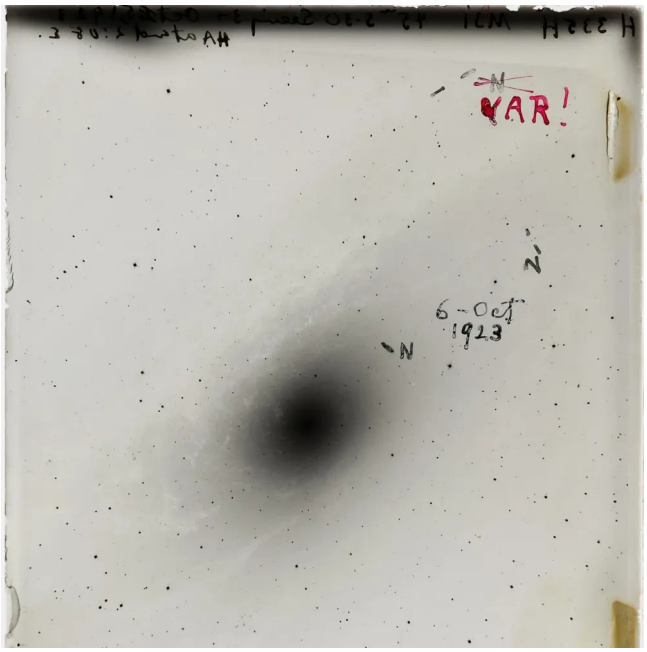


Fig. 3. Placa fotográfica de Andrómeda (M31) tomada por Hubble el 6 de octubre de 1923 con el telescopio Hooker de 100 pulgadas del Mount Wilson. En el margen superior derecho de la imagen puede apreciarse la letra N tachada (correspondiente a una estrella nova) y con signo de admiración las letras VAR! (haciendo referencia a la cefeida detectada) (Cortesía Carnegie Observatories)

"Chamberlin y Moulton, han propuesto su «Planetesimal Hipótesis» [sic] del paso de una estrella por otra con la expulsión de brazos espirales los cuales se han condensado en planetas y satélites... tales pasos de estrellas tienen que suceder, y que la frecuencia de la forma espiral en las nebulosas muestra la posibilidad de tales deformaciones. Sin embargo, hay que recordar que no se conoce ninguna estrella con brazos espirales. Los únicos objetos que tienen forma espiral definida son algunas nebulosas. Éstas contienen miles y miles de estrellas... Pero se ha probado que las nebulosas llamadas «Planetarias» están constituidas por una estrella central, rodeada por mantos y corrientes nebulosas... En algunas, las formas no son simétricas, y en varias pueden verse rastros de una estructura espiral." (Perrine, 1931) (pp. 345-346)

En la correspondencia de 1921, Perrine revela a Curtis que estaba *"entre Pinto y Valdemoro"*, carta de Perrine a Curtis del 5 de enero de 1921 (Smith, 1993) (p. 127), con respecto a la naturaleza de las nebulosas espirales. Sin embargo, sostenía que los análisis espectrales y las "novas" observadas en ellas favorecían a la teoría de los universos isla. Más allá de toda incertidumbre, la posición "pragmática" de Perrine fue notable. La misma consistió en reinterpretar la hipótesis planetesimal, dándole importancia al estudio observacional sobre la dinámica entre sistemas estelares, restringiendo el ámbito de fenómenos al de las nebulosas planetarias. Este hito en la historia de la astronomía influyó y marcó líneas de investigación, permitiendo el desarrollo

de la astrofísica argentina a través de su Observatorio Nacional Argentino (Paolantonio, 2022) (p. 251). Cabe destacar que las valiosas investigaciones de Perrine en Córdoba quedaron plasmadas en innumerables observaciones y registros fotográficos de objetos nebulosos, los cuales fueron utilizados posteriormente por el Dr. José Luis Sérsic en la elaboración del reconocido Atlas de Galaxias Australes (Sérsic, 1968).

Referencias

Hetherington N.S., 1970, Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific, 10, 313

Hoskin M.A., 1976, Journal for the History of Astronomy, 7, 169

Paolantonio S., 2022, *Apuntes sobre los comienzos de la Astrofísica en la República Argentina*, vol. I, 241–259, Epistemología e Historia de la Astronomía. Maximiliano Bozzoli, Luis Salvatico y David Merlo (eds.) Córdoba: Editorial de la Universidad Nacional de Córdoba, Facultad de Filosofía y Humanidades

Perrine C.D., 1931, Anales de la Sociedad Científica Argentina, 112, 343. Conferencia dictada el 17 de octubre de 1929

Roberts I., 1899, *A Selection of Photographs of Stars, Star-Clusters and Nebulae, together with Records of Results obtained in the pursuit of Celestial Photography (Volume 2)*

Smith W.R., 1993, *El universo en expansión: el ≪gran debate≫ de la astronomía, 1900-1931*. María José Pascual Pueyo (trad.). Madrid: Alianza Editorial

Struve O., 1960, S&T, 19, 398

Sérsic J.L., 1968, *Atlas de Galaxias Australes*. Observatorio Astronómico Córdoba, Argentina

Trimble V., 1995, PASP, 107, 1133

van Maanen A., 1916, ApJ, 44, 210

Zimmer M.L., 1931, Anales de la Sociedad Científica Argentina, 112, 283. Conferencia dictada el 3 de octubre de 1929

Imágenes en vidrio: restauración y recuperación de fotografías astronómicas solares del Observatorio de San Miguel

J.N. Balbi[1], & D.C. Merlo[2]

[1] *Museo Lic. Gustavo Rodríguez, Observatorio de Física Cósmica Padre Bussolini, Argentina*
[2] *Museo del Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 17 June 2024
©The Authors 2024

Resumen / Las placas de vidrio fueron utilizadas desde comienzos del siglo XIX para fijar imágenes utilizando distintos tipos de emulsiones químicas reactivas a la luz. En las mismas se fijaron imágenes en positivo y negativo hasta que a fines de ese siglo se popularizó el uso del método de Daguerre. Hacia principios del siglo XX, utilizando sucesores del daguerrotipo y emulsiones más estables, comenzaron a emplearse placas de vidrio para capturar imágenes astronómicas y estudiarlas como parte del proceso observacional. En el presente trabajo nos centramos en la recuperación y restauración de placas solares tomadas en el Observatorio de Física Cósmica de San Miguel (Provincia de Buenos Aires, Argentina), entre los años 1940 y 1970. Las mismas fueron abandonadas durante 23 años y almacenadas en condiciones no siempre satisfactorias, por lo cual se deterioraron. Se explican las técnicas y procesos a los que fueron sometidas parte de ellas, tratándose tanto de procedimientos químicos y físicos, incluyendo detalles de las distintas técnicas con las que se reconstruyeron algunas que se hallaban rotas. Las imágenes obtenidas son de fundamental importancia para reproducir los estudios solares realizados en este Observatorio a mediados del siglo XX; estas imágenes fueron y están siendo catalogadas para su posterior utilización. Con ello se desea recuperar este valioso patrimonio, siendo ésta una iniciativa llevada a cabo por la Municipalidad local, la cual incluye desde la recuperación de telescopios e instrumentos hasta la del material producido durante los años de su funcionamiento. También se trabaja, como miembros de la Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos, para la recuperación de todo tipo de material histórico, en especial procedentes de los observatorios históricos argentinos.

Abstract / Glass plates were used since the beginning of the 19^{th}century to fix images using different types of light-reactive chemical emulsions. Positive and negative images were fixed in them until the use of the Daguerre method became popular at the end of this century. By the early 20^{th}century, the use of successors to the daguerreotype and more stable emulsions led to the adoption of glass plates for the capture and study of astronomical images. In the present work we focus on the recovery and restoration of solar photographic plates acquired at the Observatorio de Física Cósmica de San Miguel (Province of Buenos Aires, Argentina), between the years 1940 and 1970. They were abandoned for 23 years and stored in conditions not always satisfactory. This resulted in the deterioration of the plates. The techniques and processes to which part of them were subjected are explained, both chemical and physical procedures, including details of the different techniques with which some that were broken were rebuilt. The images obtained have fundamental importance in order to reproduce the solar studies carried out in this Observatory in the mid-20^{th}century, which were and are being cataloged for later use. The aim is to recover the valuable heritage, this is an initiative carried out by the local Municipality that includes from the recovery of telescopes and instruments to that of the material produced during the years of its operation. We also work, as members of the Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos, in order to recover all types of historical material, especially from Argentinian historical observatories.

Keywords / history and philosophy of astronomy — methods: miscellaneous — Sun: general

1. Introducción

1.1. Pasado, presente y futuro de las placas fotográficas

El origen de los soportes en vidrio es muy antiguo y con un interesante desarrollo (ver por ej. Rosenblum, 2007). En 1814 Niépce ideó la "heliografía" y en 1817 realizó sus primeros soportes en positivo sobre vidrio. Asociado con Daguerre mejoraron la calidad, aunque éste publicó en 1829 un tratado sobre el tema y se apropió del invento, surgiendo los "daguerrotipos". Weatstone también realizó una gran cantidad de estudios y publicó sus descubrimientos en 1838, en los cuales usaba un soporte de vidrio tratado con una emulsión al colodión. En 1842, Herschel descubrió que la mezcla de sales de hierro y cianuro producía un compuesto fotosensible que podía utilizarse para crear impresiones fotográficas. Luego Brewster, en 1849, modernizó el proceso de Weatstone utilizando el negativo (en vidrio/colodión), mientras que el positivo era impreso en papel cartón tratado con

✉ *Contacto* / nicolasbalbi@outlook.com.ar

Research article

albúmina. Esta combinación se utilizaría hasta aproximadamente 1880, donde comenzaron a usarse placas al positivo con gelatinobromuros, gracias a los trabajos de Bennett y Maddox. Ya a fines del siglo XIX se emplearon emulsiones más estables que permitían varios días de almacenamiento y, finalmente, las gelatinas de haluro de plata sensibilizadas con azufre, agentes reductores o metales preciosos. Un hito relevante para la Astronomía lo constituyó la fotografía del Gran Cometa tomada por Gill en 1882, ya que además de los pequeños detalles obtenidos de este objeto, la zona del cielo cubierta por la fotografía reveló miles de estrellas que resultaban invisibles a la mera observación visual, generalizándose rápidamente su uso debido a las grandes ventajas que representaba, entre ellas, el registro permanente de la observación (Bachiller, 2009).

Con el advenimiento de la tecnología digital, las placas fotográficas dejaron de ser la principal fuente de información en Astronomía. Con el paso del tiempo, éstas sufren deterioros debido, principalmente, a exposiciones a la luz, al contacto con la humedad, su manipulación inadecuada, a las reacciones químicas con elementos del ambiente y al incorrecto almacenamiento, por lo cual resulta imprescindible su constante mantenimiento y preservación. Las mismas representan un registro único e irrepetible de los cuerpos celestes de estudio o de fenómenos y/o eventos del universo. En este sentido, a finales del siglo XX la Unión Astronómica Internacional (IAU) comenzó a concientizar a la comunidad internacional sobre la necesidad de no solo salvaguardar la gran cantidad de colecciones de placas fotográficas, muchas de ellas aún no analizadas o procesadas, sino también preservar la gran cantidad de colecciones de placas distribuidas en todo el mundo. Al mismo tiempo la IAU advertía que no todos los observatorios disponían del lugar, dispositivos computacionales de acceso, ni de los recursos para almacenarlas y archivarlas (Viotti, 1992).

Extraer todo el potencial científico de los datos astronómicos es un proceso que a menudo ocurre a lo largo de mucho tiempo y gracias a los esfuerzos combinados de generaciones de investigadores. Esta explotación científica y síntesis de datos sólo es posible mediante el establecimiento y la gestión de colecciones de datos astronómicos bien definidas y bien conservadas. Al respecto, en el año 2001 la IAU estableció el grupo de trabajo para la preservación y digitalización de placas fotográficas (Comisión B2 "Datos y Documentación"*), con el objetivo de fomentar los esfuerzos para digitalizar las placas y actuar como organismo de control.

Algunos resultados actuales muestran las potencialidades de esta tarea; entre ellos podemos mencionar la implementación de un algoritmo semiautomático para la detección de manchas solares y de la umbra, realizada con placas fotográficas digitalizadas del Observatorio Solar Kodaikanal (India). Este trabajo permitió ampliar el catálogo existente con placas recuperadas de los años 1904 y 1921, constituyendo una importante fuente de información para el estudio de la variabilidad del Sol a largo plazo (Jha et al., 2022). También se pudo estudiar la variabilidad de largo periodo de la emisión de la intensidad solar en Ca II K utilizando placas fotográficas digitalizadas en el observatorio antes citado (Kakuwa & Ueno, 2022).

*https://www.iau.org/science/scientific_bodies/working_groups/313/

1.2. El Observatorio de Física Cósmica "Padre Bussolini" (OFCPB)

Este Observatorio se encuentra ubicado en la ciudad de San Miguel, al NE de la Provincia de Buenos Aires. Fue fundado en 1935 con la intención de realizar estudios de fenómenos atmosféricos y telúricos vinculados con la actividad solar, combinando Meteorología, Geofísica y Astronomía. Pensado a semejanza del Observatorio del Ebro (España), se constituyó en uno de los cinco existentes de su tipo en el mundo. Fue propuesto por el Consejo Nacional de Observatorios, gestionado por la Compañía de Jesús y subvencionado a partir del aporte de empresas y particulares (Paolantonio, 2015). En el mismo llegaron a trabajar aproximadamente 500 personas, entre las que se cuentan premios Nobel e investigadores de la NASA y de los mayores planetarios de Europa.

Entre los registros realizados con el telescopio solar Lyott, el Gustav Heide y el celóstato, encontramos una cantidad de imágenes, muchas de ellas con anotaciones y formatos inusuales; las mismas están en proceso de estudio, recuperación y clasificación. Además, este observatorio contaba con varios espectroheliógrafos y el primer radioheliógrafo para el estudio de los eclipses. A principios del siglo XX, las fotografías se tomaban normalmente sobre placas de vidrio y tenían "esa" línea media que, según Iwaniszewski (2020), indicaba el meridiano terrestre correspondiente al lugar de adquisición de las mismas. En 1935 cambiaron esta característica a un meridiano solar, por una convención de los astrónomos europeos, y esa es la línea media que vemos en nuestras imágenes (ver Fig. 1).

Actualmente se están terminando de restaurar una serie de placas correspondientes a eclipses solares, a las que se prevé facilitar el acceso a través de un repositorio en línea al finalizar el trabajo. Este proyecto es una iniciativa llevada a cabo por la Municipalidad local, que incluye la recuperación de telescopios e instrumentos hasta la del material producido durante los años de funcionamiento del Observatorio. Como miembros de la Red de Museos de Observatorios Astronómicos Argentinos (RedMOAA) (Merlo et al., 2023), venimos realizando actividades de recuperación de material histórico procedentes de los observatorios que la integran. Los trabajos de recuperación fotográfica mencionados aquí fueron realizados por el primer autor con asesoramiento de personal especializado en restauración que colabora con el Museo del Observatorio Astronómico (MOA**), Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, coordinado por el segundo autor.

2. Placas de vidrio en el OFCPB

Este Observatorio dispone de placas fotográficas con información muy importante, ya que reflejan los traba-

**MOA https://moa.unc.edu.ar

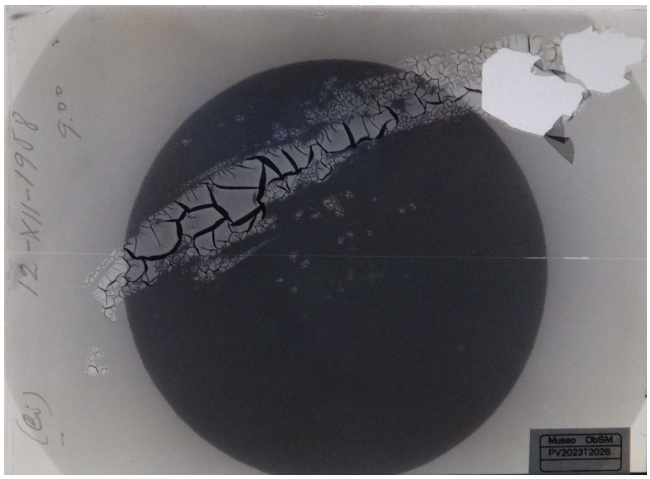


Fig. 1. Placa solar atacada por la humedad y el polvo pegado. La línea horizontal que pasa por el centro del Sol corresponde a un meridiano solar (ver subsección 1.2).

jos realizados desde mediados hasta fines del siglo XX. Sus resultados, además de publicarse en revistas de la especialidad, se editaron en artículos propios (ver por ej. ObsFCSM, 1938). Las observaciones y las fotografías fueron realizadas por los profesionales que trabajaron allí, y las mismas no se encuentran debidamente catalogadas. Se ignora por el momento la autoría de ellas, pudiéndose identificar solo las fechas a través de las anotaciones o etiquetas agregadas a las placas. Tampoco es posible determinar los instrumentos con que fueron tomadas, aunque suponemos que fueron los acoplados al celóstato. El material seleccionado para restaurar se encontraba atacado por la humedad y con polvo pegado, sometido a condiciones límites de temperatura y humedad, como podemos apreciar en la Fig. 1. Para la documentación del contenido se utilizó un negatoscopio, fabricado en base a una película de policarbonato y papeles de calco apoyados sobre una computadora personal con un fondo luminoso blanco.

3. Metodología de intervención

Utilizamos el protocolo de actuación propuesto por Herrera Garrido (2014): a) Registro de procedencia; b) Estudio histórico–artístico del material; c) Preparación y propuesta de tratamiento; d) Planificación del transporte del material al lugar de tratamiento; e) Fotografiado pre-restauración; f) Informe de la colección y fichas técnicas de restauración; g) Extracciones microbiológicas (si fuera necesario) antes o durante la intervención; h) Proceso de intervención de conservación y/o restauración; i) Fotografiado de todo el proceso; j) Preparación de un almacenaje adecuado; k) Informe final ; l) Transporte y consigna de los materiales restaurados al lugar de almacenado.

3.1. Deterioros

Las placas se encontraban afectadas por roturas físicas o atacadas por agentes químicos, que incluyen todos los oxidantes procedentes tanto de los productos de limpieza como del deterioro de edificios, pinturas, etc. Debe tenerse en cuenta que las sales de bromuro se diluyen totalmente en concentrados de cloro o sus variantes de hipocloritos. Asimismo, debido a su composición, la gelatina se encuentra afectada por todo tipo de bacterias, aunque las sales de bromuro actúen rápidamente como antibióticos. Por ello es usual ver afectados los bordes de las mismas pero no su centro, donde suelen encontrarse las imágenes. Además, la elevada humedad puede causar una pérdida de transparencia y el ataque de hongos deteriora la imagen irreversiblemente. La naturaleza higroscópica de las sales adicionadas a la gelatina (de sodio, calcio, potasio, etc.) conlleva a la absorción de la humedad y a la pérdida de transparencia de la imagen. Esta reacción genera un proceso autocatalítico que produce un aumento de la alcalinidad de la placa, volviéndose más opaca.

3.2. Limpieza

Para el proceso de limpieza realizamos un baño de "paro", utilizando una disolución en agua de ácido acético en una proporción del 1 % al 2 %. En nuestro caso utilizamos el producto Kodak™SB-5a diluido en agua desmineralizada. Las placas fueron luego sumergidas a una temperatura no inferior a los 21 ^{o}C, limpiadas de moho y suciedad con un hisopo, lavadas con agua destilada y finalmente dejadas secar en un ambiente con la menor humedad posible. Un punto importante es el uso de agua destilada, ya que la capa de gelatina es reactiva a los oxidantes y si fuera sumergida directamente en lavandina (lejía), tardaría segundos en diluirse. Un procedimiento previo, que a veces resulta suficiente, consiste en la limpieza con un pincel con pelos de marta, usados normalmente en el área artística o cosmética, ya que el soporte seco tiende a atraer polvo. También resulta útil el uso de una pera de goma o un aspirador. Casi todas las placas sufrieron deterioros que obligó el uso del baño mencionado, aunque se utilizó la limpieza en seco, útil después del tratamiento químico ya que las placas recién secas tienden a atraer polvo sobre la superficie y dificulta la documentación de su contenido.

3.3. Enferulado

El "enferulado" es un tipo de intervención que tiene por objetivo estabilizar la placa rota con la adición de nuevas capas de vidrio. El método es práctico y ampliamente utilizado por su evidente reversibilidad (Herrera Garrido, 2014). Este montaje de estabilización (férula) se realiza colocando las partes de la placa dañada entre dos nuevos vidrios transparentes del mismo tamaño que el original, reforzados con material plástico en los bordes y con el agregado de un pequeño espesor que formarán algunas ventanas para la circulación de aire por el interior de la placa original. Pueden utilizarse varios tipos de cintas (por ej. *Filmoplast*™P-90). Esta forma de sujeción evita que la emulsión se pegue al vidrio añadido, lo que deteriora la emulsión y produce anillos de Newton que afectan el escaneo de las placas. Una vez cerrada,

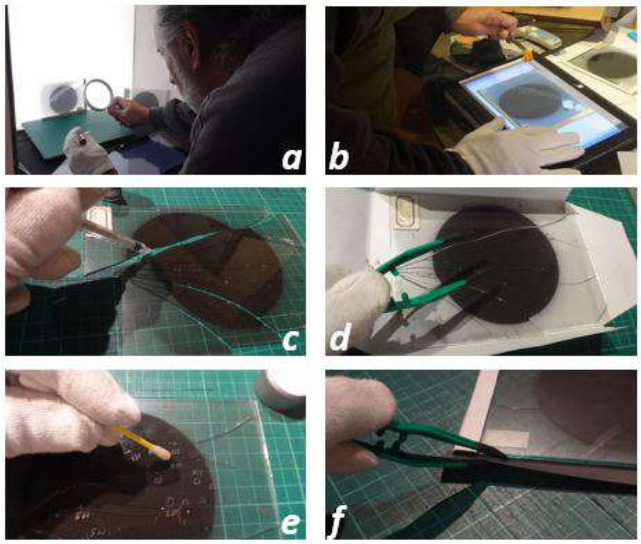


Fig. 2. Etapas en la restauración de una placa de vidrio: *a:* Trabajar con luz por detrás resulta más cómodo. *b:* Limpieza en seco sin abrasivos. *c:* Pegado con bicomponente. *d:* Armado de la placa rota. *e:* Ya pegado, se limpian los restos de pegamento. *f:* Una vez colocada la férula, se cubren los bordes con cinta 3M™.

los espaciadores quedan ocultos e inapreciables bajo la cinta adhesiva. En aquellos casos en que falte algún trozo original, éste deberá ser reproducido con cartón de conservación. Su función es evitar que los trozos rotos oscilen dentro de la "caja" armada con los vidrios y la cinta. En la Fig. 2 se ejemplifica este procedimiento.

4. Conservación preventiva de fotografías sobre vidrio

El vidrio es un material de gran dureza y conservación, que asegura la estabilidad del contenido de la emulsión sin que la placa se vea afectada por las condiciones de almacenamiento. El problema reside en la emulsión y su contenido. Por eso es tan particular la aplicación de reguladores de temperatura y humedad en los depósitos de placas. En la práctica, muchos sitios carecen de la correcta vigilancia de estos valores por lo que resultan mucho más dañinas las variaciones bruscas de temperatura y humedad, las que podrían provocar el desprendimiento, deterioro o delaminación de la emulsión. Como condiciones deseables se conviene en mantener una temperatura de 18 ^{o}C y una humedad relativa entre 30 y 40 % (Koob, 2006), las cuales resultarán efectivas para evitar tanto el resecamiento de las emulsiones como también la aparición de microorganismos. Debería, asimismo, evitarse la presencia dentro del depósito de placas de agentes reactivos tales como los peróxidos, óxidos de nitrógeno, dióxido de azufre, sulfuro de hidrógeno, ozono, etc. El vidrio no sufre especialmente por exposición a la luz. Sin embargo, para proteger la imagen fotográfica, debe ser almacenado a oscuras en sobres y cajas de acuerdo a su formato. Además, debe tenerse en cuenta una característica adicional: el peso, volumen y fragilidad de los elementos. Por todo ello, poder dotarlas de un almacenaje apropiado, seguro y económico sigue siendo un problema serio en los archivos.

Muchas de las placas a restaurar aún se albergan en sus cajas originales, las cuales contienen información muy útil como la marca, procesado, fecha de caducidad, etc., pero fueron fabricadas con cartón de mala calidad. Además, estas placas no se encuentran en sobres individuales para protección, si bien tienen un papel calco intercaladas entre ellas. En el caso de las placas medianas, por ejemplo, las cajas originales contenían 12 placas cada una, número que no condice con la cantidad existente en las mismas; en estos casos, las emulsiones pueden sufrir arañazos y todo tipo de daños mecánicos. En nuestro trabajo colocamos las placas restauradas en sobres individuales de cuatro solapas hechos a partir de papel y plásticos recomendados (normas ISO: 18916 y 18918) tales como el papel de soporte quirúrgico, muy económico que se vende en rollos y se usan en los quirófanos para apoyar elementos esterilizados.

5. Conclusiones

Se está llevando adelante la recuperación y revaloración histórica de una gran cantidad de placas fotográficas solares que forma parte del patrimonio del OFCPB. Durante el trabajo ya realizado, se aplicaron técnicas y métodos profesionales, lográndose muy buenos resultados. Los datos de las placas, luego de su interpretación histórica y puesta en valor, quedarán a disposición en modalidad digital para la comunidad interesada. La restauración de las placas de vidrio es más que una recuperación del patrimonio fotográfico, es también una obra de preservación cultural. Se realiza en base a la idea de que el soporte original, en este caso las fotografías astronómicas, tienen en sí mismo un valor insustituible. Su recuperación es un trabajo importante al cual debemos aplicar una total dedicación e investigación de métodos novedosos que optimicen el proceso.

Agradecimientos: Los autores agradecen el asesoramiento recibido de las Bibls. Sofía Lacolla y Verónica Lencinas, de la Biblioteca "Roberto F. Sisteró" del OAC. También a las/los referís anónimas/os que mejoraron la presentación de este trabajo.

Referencias

Bachiller R., 2009, 1882. La astronomía fotográfica, una revolución, web

Herrera Garrido R., 2014, Proceedings de las Jornadas de Investigación y Conservación, 1, 363

Iwaniszewski S., 2020, comunicación privada

Jha B.K., et al., 2022, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 9, 1019751

Kakuwa J., Ueno S., 2022, ApJ, 928, 97

Koob S., 2006, *Conservation and care of glass objects*, New York, Archetype Public. & The Corning Musem of Glass

Merlo D.C., et al., 2023, BAAA, 64, 323

ObsFCSM, 1938, *Publicaciones del Observatorio de Física Cósmica de San Miguel*, N.º 5, El Observatorio

Paolantonio S., 2015, Observatorio de Física Cósmica de San Miguel, web

Rosenblum N., 2007, *A world history of photography*, N York: Abbeville Press

Viotti R., 1992, Highlights of Astronomy, 9, 727

Multimodal analysis of astrophysical data

J. Casado[1,2] & B. García[1,3]

[1] *Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, CNEA–CONICET–UNSAM, Argentina*
[2] *Instituto de Bioingeniería, Facultad de Ingeniería, Universidad de Mendoza, Argentina*
[3] *Universidad Tecnológica Nacional, Argentina*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 20 April 2024
©The Authors 2024

Resumen / El análisis de datos y la comunicación de resultados en astronomía se realiza, en general, de forma visual. Es común encontrarnos con gráficos estadísticos, curvas con ejes cartesianos como por ejemplo curvas de luz de estrellas variables, curvas de velocidad radial, espectros de estrellas o galaxias e imágenes en diferentes rangos del espectro electromagnético. Por otro lado, la astronomía también es una de las ciencias que más promueve la inclusión a través de numerosos proyectos que producen material accesible para difusión y, en los últimos años, se ha evidenciado un gran crecimiento de los programas de sonorización que permiten traducir datos presentados en tablas a sonido. Teniendo en cuenta lo mencionado, durante la tesis doctoral de J. Casado, se investigó sobre el acceso y exploración de datos astrofísicos a través de la sonorización con el objetivo de que personas con discapacidad puedan trabajar en ciencia. Se desarrolló en dicho marco el software sonoUno, de acceso abierto, multiplataforma y con un diseño centrado en el usuario desde el inicio. En este trabajo se describirán los desafíos que presentó la construcción de esta herramienta y ejemplos de uso, por parte de astrónomos profesionales y estudiantes de ciencias, en una aproximación multisensorial para el estudio de la naturaleza.

Abstract / Data analysis and communication of results in astronomy are generally done visually. It is common to find statistical graphs, curves with cartesian axes such as light curves of variable stars, radial velocity curves, spectra of stars or galaxies, and images in different ranges of the electromagnetic spectrum. On the other hand, astronomy is also one of the sciences that most promotes inclusion through numerous projects that produce accessible material for outreach, and, in recent years, there has been great growth in sonification programs that allow data to be translated into sound. Taking into account the above, during J. Casado's doctoral thesis, the access and exploration of astrophysical data through sound was investigated, to enable people with disabilities to work in science. The software sonoUno was developed within this framework, as open access, multi-platform, and with a user-centered design from the beginning. This work will describe the challenges presented by the construction of this tool and examples of use, by professional astronomers and science students, in a multi-sensory approach to the study of nature.

Keywords / methods: data analysis — galaxies: general — stars: general

1. Introducción

Over the past 50 years, the terms "disability" and "accessibility" have shifted from focusing on disability as a medical problem to a more social approach. A distinction is made between disability as a physical or biological condition and as a social and environmental construction. The work with a new software SONOUNO (Casado et al., 2024), which gave rise to Casado's (Casado, 2023) doctoral thesis, focuses on this last definition of disability, considering all of a person's capabilities and seeking to minimize limitations, especially in access to a human-computer interface. The objective is to investigate new ways of accessing reliable and usable data for all scientists.

Regarding the work reality of people with disabilities in Argentina, different norms seek to regulate and promote inclusion. However, data from the National Institute of Statistics and Censuses of the Argentine Republic (INDEC, 2018) show a worrying reality: only 32% of people over 14 years of age who suffer from one or more disabilities have a job. Another problem for people with disabilities is the access to education; 20% of people with disabilities 15 year old or older have left their studies as incomplete primary level. Of those who managed to finish primary school, 46% did not manage to finish secondary school, 20% managed to finish it, and only 13% accessed some type of higher education. It is considered that for both the academic and work spheres, one of the fundamental problems is the lack of tools and modalities for presenting information that promotes and generates inclusion.

Pointing out the view on tools, the majority of them with applications in astronomy were developed after 2017 (the beginning of SONOUNO). Before 2017, there were some projects of sonification born from a specific dataset and some desktop software, like XSONIFY, SONIFICATION SANDBOX, and MATHTRAX. Since then, the offer has grown to duplicate the number in 2021 (Zanella et al., 2022). Nowadays, some web tools that allow data opening to produce sonification are available to anyone. This scenario makes visible the importance of this new way of representing the data sets.

✉ *Contact* / johanna.casado@um.edu.ar Research article

In particular, the object-oriented sonoUno tool, centred on the user from the beginning, distinguishing from the others by the Graphic User Interface (GUI) tested by users and developed with a framework based on accessibility for the visually impaired (VI), but not excluding anyone in the process (a focus group session with sighted and VI people was conducted in the city of Southampton, UK, during April 2019 (Casado et al., 2022)). The following section reviews the major milestones achieved during the completion of the work and the main problems encountered.

2. Challenges faced

The methodology used for software development was based on agile methodologies, a modular and collaborative design. GitHub has been used for version control (GitHub sonoUno workspace[a]) and Python, along with several of its libraries, for programming. Then, for the web version, tools such as HTML, CSS (Cascading Style Sheets), and JavaScript were used, along with the ARIA (Accessible Rich Internet Applications) protocol, to improve accessibility. To evaluate the latter in all developments and documentation, screen readers were used.

Standard analysis and user testing were also carried out to ensure user-centric development. In these cases, the technique of Focus Groups (FG) was applied in 2019, and email exchanges were used during the time of confinement due to COVID 19. It was very difficult to form groups to test the interface with the FG technique; professionals in activity with low vision or visual impairment are few around the globe, but luckily one person could carry out this first test, completing the nine people in the total group (Casado et al., 2022). Regarding the email exchanges, the real challenge was to engage people to install the software different versions and test astronomical data sets on it. Besides, some professionals answered the email with feedback about the interface and the software capabilities. In addition, some groups started using sonoUno to do their own research, promoting its use to other people. The feedback obtained has been favorable, demonstrating that the program presents a user-centered and inclusive framework. Further, installation and user guides, and documentation on accessibility recommendations have been prepared and are available on the sonoUno website[b].

Some of the challenges related to the multisensory deployment were the time added to the display by synchronization between the position mark on the graphic and each sonified note. On the other hand, the communication between wxPython labels and the three screen readers (SR) used (NVDA, Voice Over, and Orca) sometimes worked badly and presents significant differences between each one of the SR. Further, there is no clear path to generate/reproduce sound on the fly in Python, keeping the GUI active to respond in case the user presses a button. In this case, the event handling facility of wxPython was used to generate and

Fig. 1. Screenshot of the sonoUno[g] desktop interface with a galaxy spectrum downloaded from SDSS and the sonoUno gallery[h].

reproduce each note at the same time that the GUI library looked if a button was pressed; the counterpart was that the total reproduction time of a galaxy spectrum, for example (around 3000 rows), takes a lot of time (around 2 minutes).

Despite all the disadvantages, a functional desktop (Figure 1) and web (Figure 2) sonification tool were achieved, that also allowed including basic mathematical functions, like smooth, and a GNU Octave programming language interface. In addition, both sound and graphic settings can be adjusted. From the beginning, we have worked with real data, either downloaded from large databases (such as the Sloan Digital Sky Survey, SDSS[c]) or provided by major astrophysical facilities (Virgo[d], the European Nuclear Research Centre, CERN[e], and the Institute of Physics of the 2 Infinities, IP2I[f]).

Concerning the astrophysical facilities mentioned, some specific data sonification scripts were developed to sonify events from the Large Hadron Collider (LHC), muongraphy data, and gravitational wave glitches (GWs). Figure 3 shows the particle sonification results. Finding a way to represent the trace and energy deposition that allows people to classify particles through sound was very challenging. Figure 4 shows the muongraphy sonification results; the same plot as the IP2I group was generated, and the sound was based on 16 piano keys assigned to the channels of the detector layer. The two processes summarized here were achieved after numerous meetings with each group to ensure the representation of each feature of the data through sonification.

[a] https://github.com/sonoUnoTeam
[b] https://reinforce.sonouno.org.ar/
[c] https://www.sdss.org/
[d] https://www.zooniverse.org/projects/reinforce/gwitchhunters
[e] https://www.zooniverse.org/projects/reinforce/new-particle-search-at-cern
[f] https://www.zooniverse.org/projects/reinforce/cosmic-muon-images
[g] https://skyserver.sdss.org/dr18/VisualTools/quickobj?id=1237648720693755918
[h] https://www.sonouno.org.ar/galaxy-sdss-j115845-43-002715-7/
[i] https://skyserver.sdss.org/dr14/en/tools/quicklook/summary.aspx?
[j] https://www.sonouno.org.ar/galaxies/

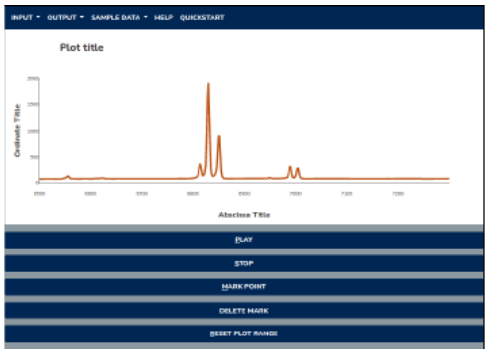


Fig. 2. Screenshot of the SONOUNO[i] web interface with a galaxy spectrum downloaded from SDSS (SONOUNO gallery[j]).

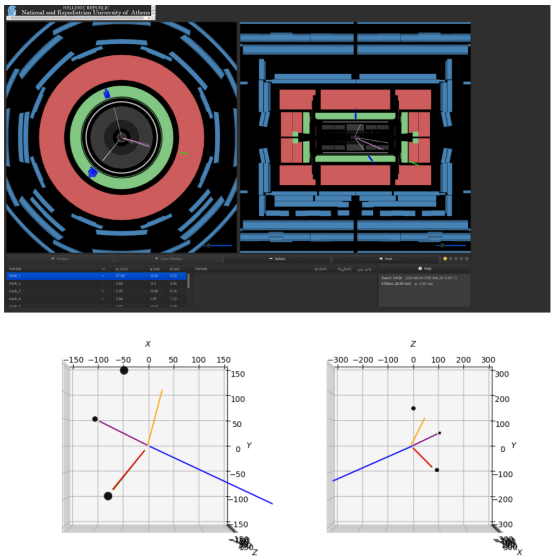


Fig. 3. Screenshot of LHC particles classification with HYPATIA[a] Atlas events (*top*). Screenshot of a particle file opened with SONOUNO (video[b] with particle sonification) (*bottom*).

Considering the growth of the project in its six years of development, the need to gather information in the same place was evident, ensuring accessibility for users with different sensory styles. For this reason, the development of a website dedicated to the SONOUNO project began in 2020 (access `https://www.sonouno.org.ar/`). The project information is displayed there, and the different tools are made available, from manuals and instructions to access a gallery of resources (data, images, audio, and videos) and a news section. This website has a WORDPRESS format with a simple view; the content is displayed in a single column without buttons or side elements. At the top right, there is a button that allows a user to change the language. The background color is white with black font. After the title, a banner is shown with all the logos corresponding to the institutions related to the development, and then the brief description of the sonification begins.

This website has been successfully tested with screen readers and has been used by blind and sighted users to access SONOUNO material. A user recommendation that was repeated over time was to make the web page more visually attractive, for this reason a parallel version was developed, following more sophisticated web designs (access `https://reinforce.sonouno.org.ar/`).

[a] `https://hypatia-app.iasa.gr/Hypatia/?layout=cs2`
[b] `https://www.youtube.com/watch?v=XMaYIJkJIHg&feature=youtu.be`
[c] `https://www.youtube.com/watch?v=88nKeGJ9two&feature=youtu.be`

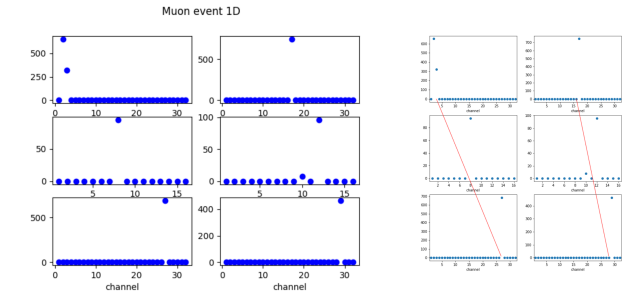


Fig. 4. Image of a muongraphy detection shared by the IP2I team in the framework of project REINFORCE (*right*). A screenshot of the same data opened with SONOUNO (video[c] with its sonification) (*left*).

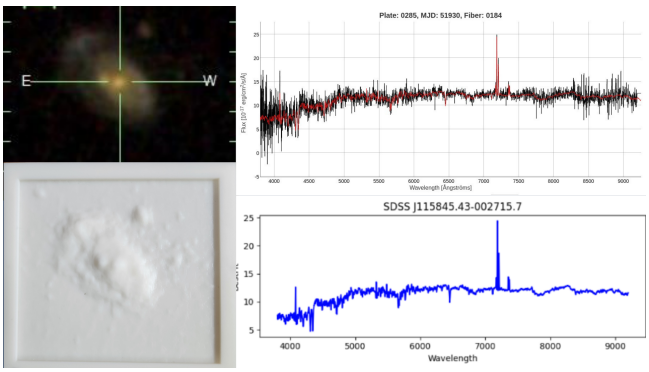


Fig. 5. Image with the different material created from the object SDSS J115845.43-002715.7. *At the top* is the image and the spectrum from the database. *At the bottom* is a 3D print from the image and the spectrum from SONOUNO.

2.1. Training program

In addition to the formal user testing and taking advantage of the materials organized on the SONOUNO web page, some sonification workshops were conducted during the last few years. During these meetings, the sonification technique was explained, tactile material was shown, and the sonification tool was used (Figure 5).

The sonification workshop[d] and the Research Infrastructures FOR Citizens in Europe (REINFORCE) 2022 training course[e] allowed us to obtain important results and evaluate the performance of an audience using the

[d] `https://zenodo.org/records/7717030`
[e] `https://www.reinforceeu.eu/international-citizen-science-training-course`

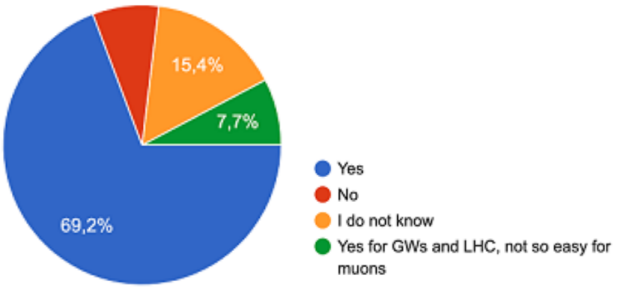


Fig. 6. Answer to the question: Were you able to extract information from the data provided using sonification?

new tool, applied to four demonstrators of the project REINFORCE (GWitchHunters[a]; New Particle Search at CERN[b]; Cosmic Muon Images[c]; Deep Sea Explorers[d]), which are deployed on the ZOONIVERSE platform and consist of activities where citizen scientists classify the different data provided by each facility. In particular, the training course used data from the demonstrators and showed it to the participants in a multimodal way. The activity counted with 13 participants. Regarding sonification, approximately 77% of the participants expressed having been able to extract information from the sonified data, and only 7% of them found difficulty in muon sonification (see Figure 6). In general, regarding access to the program and data, participants commented on the need for help or a recognition period, but after that, they found it 'easy', 'good', and 'effective' (those were some of the words they used to describe it).

Respecting the usability of the technique and the program, 76.9% of the participants answered that they consider that sonification would improve their work, the remaining 23.1% responded that they did not know if it would have an effect, and no participant considered that the technique would not be useful. Among the comments about data sonification, they mentioned greater efficiency, a different perspective, greater access, more fun, and highlighted the need to know more about sound. The latter would be related to the need to delve into perception studies and prepare training courses.

3. Sonification as a research field

Given that the field of data sonification is in a stage of expansion in which year after year the number of tools grows exponentially (Zanella et al., 2022), it has been a priority to maintain scientific communications throughout the years of development, showing advances permanently and practically at the moment in which they occurred. This effort, together with the trajectory of the workspace where this thesis was developed (CONICET), allowed SONOUNO to position itself as a data sonification software for research. SONOUNO has been recognized in different scientific meetings where the working group has been invited to participate as exhibitors. One of these has been "The Audible Universe" in its two meetings (2021[e] and 2022[f]). It is worth mentioning that this event is dedicated to sonification tools applied to astronomy, seeking to establish a common framework and specific guidelines for the development of these resources.

Despite all, researchers dedicated to this investigation field continue working and the first formal studies using sonification in astronomy were made in recent years (Tucker Brown et al., 2022; Trayford et al., 2023). The tools used in these cases were ASTRONIFY and STRAUSS; two of them are PYTHON packages to produce sonification of astronomical data sets.

Beyond all the efforts, sonification has not been considered a reliable technique for data analysis yet. The latter entails great difficulty in terms of making publications in high-impact journals, one dedicated to this field of research has not yet been created and in many cases, it is not enough just to describe or use the technique to publish in current journals. All this added to the small number of reviewers who knows the technique to carry out the revision.

4. Conclusion

Since the beginning of this research in 2017, there has been an exponential growth in programs and techniques for the sonification of astronomical and astrophysical data, among others, marking the pulse of these times in which the multimodal approach to the study of nature is emerging as a highly impactful topic in the scientific and social sphere. However, the focus of the research conducted and the ongoing commitment to inclusion and user-centered design has enabled SONOUNO to differentiate itself from its peers and have the work team recognized in the international scientific community as a reference (Zanella et al., 2022).

During the work presented here (Casado, 2023), the development of new data access modes through sonification was achieved, allowing the graphical display to be shown in the same way as in other programs or databases, accompanied by the novelty of data sonification. It should be noted that all sonifications produced faithfully represent the data, without applying any kind of "make-up" to make it sound nice but to detect features in the data, which made it clear that this is a development aimed at being integrated into the scientific field.

Based on continuous exchanges with users, the development of a web graphical interface began, which reached a high level of functionality, matching and improving some aspects of the initial desktop development.

[a] https://www.zooniverse.org/projects/reinforce/gwitchhunters
[b] https://www.zooniverse.org/projects/reinforce/new-particle-search-at-cern
[c] https://www.zooniverse.org/projects/reinforce/cosmic-muon-images
[d] https://www.zooniverse.org/projects/reinforce/deep-sea-explorers
[e] https://www.lorentzcenter.nl/the-audible-universe.html
[f] https://www.lorentzcenter.nl/the-audible-universe-2.html

In addition, SONOUNO counts with some documented cases of use (link here[g]). From the surveys conducted in recent years, the majority of scientists who have used the software would be willing to use it in their research, as long as the program is kept in development and continues to improve. Based on this last premise, the need for training was highlighted for a better and deeper understanding of this new modality of multisensory data display.

Finally, with a focus on accessibility and taking into account the recommendations of the United Nations and the Factsheet on Persons with Disabilities[h], this technique presents the potential to extend equity and reinforce the principle that the functional diversities of individuals should not be a limiting factor for their professional development.

Acknowledgements: This work was funded by the National Council of Scientific Research of Argentina (CONICET) and has been performed partially under Project REINFORCE (GA 872859) with the support of the EC Research Innovation Action under the H2020 Programme SwafS-2019-1. The support from the IBIO-UM and the UTN-FRM is also appreciated, as well as the contribution of the people who participated in testing and using SONOUNO in their research.

References

Casado J., 2023, *Research on access, use and effective exploration of astronomical observational and bibliographical data from sonification*, Ph.D. thesis, University of Mendoza, Mendoza, Argentina

Casado J., de la Vega G., García B., 2024, JOSS, 9, 5819

Casado J., et al., 2022, AmJAA, 9, 42

INDEC, 2018, Technical report, INDEC - Agencia Nacional de Discapacidad - Ministerio de Hacienda, Presidencia de la Nación, Argentina. Recovery from: `https://www.indec.gob.ar/ftp/cuadros/poblacion/estudio_discapacidad_12_18.pdf`

Trayford J.W., et al., 2023, arXiv preprint; submitted to RASTI

Tucker Brown J., et al., 2022, MNRAS, 516, 5674

Zanella A., et al., 2022, NatAs, 6, 1241

[g] `https://linktr.ee/sonouno.casesofuse`

[h] `https://www.un.org/development/desa/disabilities/resources/factsheet-on-persons-with-disabilities.html`

Índice alfabético de autores

Symbols

, ... 36, 75, 91, 98, 285, 301, 317

A

Abadi, M. 188
Agüero, M.P. 209, 213
Ahumada, A.V. 106, 118, 126, 134, 221
Alarcón, P. 293
Alejo, A.D. 102
Alfaro, I.G. 248
Almonacid, L. 205
Althaus, L. 91
Alí, M. 293
Aquino, F. 293
Araya, I. 79
Arcos, C. 67
Argüelles, C.R. 228
Arias, M.L. 67
Arja, A. 13
Asensio Ramos, A. 281
Asensio-Ramos, A. 17
Assmann, P. 142, 150
Astudillo Sotomayor, P. 244
Astudillo-Defru, N. 36

B

Balbi, J.N. 317
Bascuñán, M. 142, 150
Bazzano, V. 13
Beaugé, C. 32
Becerra, L.A. 110
Benaglia, P. 48, 285, 293
Bengochea, G.R. 217
Benson, A. 205
Bersten, M.C. 98
Bonato, C. 256
Bovino, S. 236
Bozzoli, M. 309, 313
Buccino, A.P. 71, 87
Burrafato, Y.D. 224
Bustos-Fierro, I. 297

C

Cécere, M. 21
Cabral, L.F. 293
Callen, A.R. 126, 297
Camperi, J. 209
Camperi, J.A. 213
Canossa, M. 256
Capuccio, D. 293
Carulli, A.M. 265
Carvalho, L. 240
Casado, J. 321
Caso, J.P. 256
Cerdosino, C. 297
Cerioni, M. 32
Chiarpotti, M. 130
Chies-Santos, A.L. 256
Cidale, L.S. 79
Cisterna, F. 17
Clariá, J.J. 106
Cochetti, Y.R. 67
Colazo, P.C. 185
Coldwell, G.V. 248
Collazo, S. 228
Colombo, P.D. 71, 87
Command, H. 293
Contreras, M. 293
Cora, S.A. 192, 232
Cremades, H. 17, 21
Cristiani, G. 9
Cristiani, V.A. 188
Cruzado, A. 114
Curé, M. 79

D

Díaz, C.G. 166
De Bórtoli, B.J. 256
De Rossi, M.E. 224, 232
de Souza, R.S. 256
Demarco, R. 244
Deus, F.A. 269
Dottori, H. 209, 213
Duarte, N. 293
Duplancic, F. 252
Duvidovich, L.P. 265
Díaz, E. 293
Díaz, G. 209
Díaz, R.J. 209, 213

E

Ennis, A.I. 256
Ertini, K. 83
Escala, A. 205
Escobar, G.J. 240
Escudero, C.G. 289

F

Faifer, R. 181
Fariña, C. 173
Feller, A. 281
Fernandez, M.C. 79
Ferrari, L. 83
Ferrero, G.A. 289
Flores, M. 87
Floriano, P. 256
Folatelli, G. 83

G

Günthardt, G. 213
Galdeano, D. 252
Galli, D. 236
Gancio, G. 285, 293
García, B. 321
García, A.L. 126
García, L.H. 289
García, L.M. 293
Gaspar, G. 209
Gerville-Reache, E. 252
Gil-Hutton, R. 40
Giorgi, E.E. 114
Godoy, E. 256
Gomez, J.L. 44
González, D.P. 36
González, J.F. 102, 252
González, J.M. 293
González, S.P. 102
Gonzalez, E. 252
Granada, A. 67, 138
Grimozzi, S.E. 224
Guilera, O.M. 44
Gulisano, A.M. 13
Gutiérrez-Soto, L.A. 181
Gutierrez Soto, L.A. 244

H

Haack, R. 181
Haack, R.F. 244
Hauscarriaga, F. 293
Heberling, T. 301
Henríquez-Salgado, N.A. 146
Hidalgo, J.P. 56, 75

I

Ibañez Bustos, R. 71, 87
Iglesias, F.A. 17, 281
Illesca, D.M. 122
Isa, N.M. 188
Isequilla, N.L. 177

J

Jofré, E. 91

K

Käpylä, P.J. 56, 75
Krilich, M.T. 166

L

López Fuentes, M. 1
López, F.M. 21
Lara-López, M.A. 232
León, G. 217
Leigh, N.W.C. 244
Liempi, M. 205
Lima, I.J. 60
Lloveras, D. 17
Lopes, A.R. 181, 244
Lopes, P. 256
Lopez, F.M. 17
Luna, G.J.M. 60

M

Machuca, Y. 17
Maffione, N.P. 138
Mandrini, C.H. 9
Manini, F. 17, 21
Marinelli, A.D. 177
Marinellli, A. 162
Martinez, C.F. 71, 87
Martinez, L. 83
Martinez, N.C. 173
Martinez-Bezoky, A. 126, 297
Massara, A.A. 122
Mast, D. 173
Mauas, P. 71, 87
Mendez Llorca, A. 83
Mennickent, R.E. 36
Merlo, D.C. 313, 317
Mestre, M.F. 228
Miller Bertolami, M.M. 44

Miranda, N.L. 256
Mosca, F. 87
Motta, V. 200

N

Nakwacki, M.S. 224
Navarrete, F.H. 56, 75
Navone, H.D. 94

O

Ocampo, M.M. 217
Oddone, M.A. 106
Orellana, M. 138, 259
Orio, M. 60
Ortega, M.E. 162, 173, 177, 301
Ortega, S. 142, 150
Ortiz-Rodríguez, C.A. 56, 75
Otonello, P. 293
Oviedo, C.G. 71, 87

P

Padilla, N. 185
Pafundi, R. 13
Palermo, O. 217
Paolantonio, S. 305, 309, 313
Paron, S. 154, 162, 173, 301
Pellizza, L.J. 240
Pera, M.S. 94, 114
Peralta, J.I. 87
Pereyra, L.A. 248
Perez, N.R. 248
Perilli, D. 293
Perrén, G.I. 94
Perren, G. 114
Petriella, A. 170, 173
Piatti, A.E. 110, 122, 130
Podestá, F. 252
Pulgar-Escobar, L.M. 146

R

Rapoport, J. 126
Rapoport, J.C. 185, 297
Rasztocky, E. 273, 293
Remaggi, M.L. 110
Reynoso, M.M. 265, 269
Rodríguez, F. 248
Rodríguez-Buss, C.M. 134
Román Aguilar, L.M. 98
Romero, G.E. 285, 293
Ronco, M.P. 24, 44

S

Saez, M.M. 98
Saker, L. 91
Saker, L.Y. 126
Saldaño, H.P. 188
Sanchez, M. 17, 281
Schleicher, D. 236
Schleicher, D.R.G. 56, 75, 205
Segovia, M. 236
Sesto, L.A. 289
Simondi-Romero, F.O. 106, 118, 126
Smith Castelli, A.V. 181, 244
Spagnolo, S. 293

T

Tapia, L. 126
Tapia-Reina, M.I. 118, 134
Tarcetti, E. 293
Terluk, A. 40
Tomasini, M.C. 224
Toro-Velásquez, B. 56, 75
Torres, A.F. 67

V

Vázquez, R.A. 94, 114
Valdez, G. 293
Vega-Neme, L.R. 134, 221, 297
Venero, R.O.J. 79
Vieytes, M.C. 63, 87
Villanova, S. 142, 150

Z

Zarate, F. 252
Zenocratti, L.J. 224, 232
Zerbo, M.C. 224, 232
Zoppetti, F. 138