

Departamento de Física Teórica y del Cosmos  
Métodos y Técnicas Avanzadas en Físicas  
Universidad de Granada

# Estructura de ionización y composición química de nebulosas Galácticas

Alba Fernández Martín

Tesis dirigida por  
José Manuel Vílchez Medina y  
Enrique Pérez Montero

Memoria presentada para optar al grado de  
*Doctora en Astrofísica*



INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE ANDALUCÍA  
CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS  
Septiembre de 2013

Editor: Editorial de la Universidad de Granada  
Autor: Alba Fernández Martín  
D.L.: Gr 620-2014  
ISBN: 978-84-9028-846-7



© Alba Fernández Martín 2013

Parte del material de esta tesis ha sido publicado en la revista A&A.



El doctorando **Alba Fernández Martín** y los directores de la tesis **José M. Vílchez Medina y Enrique Pérez Montero** Garantizamos, al firmar esta tesis doctoral, que el trabajo ha sido realizado por el doctorando bajo la dirección de los directores de la tesis y hasta donde nuestro conocimiento alcanza, en la realización del trabajo, se han respetado los derechos de otros autores a ser citados, cuando se han utilizado sus resultados o publicaciones.

Granada, 11 de julio de 2013

Director/es de la Tesis

Fdo.:



Doctorando

Fdo.:





**A mis padres.**





## Agradecimientos

He imaginado un millón de veces este momento, terminar la tesis y poder agradecer a tantas personas su apoyo en estos años. Hay mucha gente que ha hecho posible que mi camino haya sido más fácil, pero como no quiero alargarme, solo voy a nombrar a aquellos que han estado a mi lado en todo momento, especialmente en la difícil parte final.

En primer lugar, sin dudar, a mis padres. Vosotros habéis sido mi máximo apoyo siempre, demostrándome en todo momento que estáis conmigo a pesar la distancia. Nunca hubiera conseguido terminar sin nuestras conversaciones llenas de ánimo y cariño. Esta tesis está dedicada a los dos. Os quiero mucho.

A Ubaldo, Tere y mis abuelos, por cuidarme tanto y preocuparos siempre por cómo estoy. A Sito, Millo, Rizos y compañía.

A Darío, que me rescataste cuando más lo necesitaba. Por soportarme estos meses, por los abrazos cuando me derrumbaba, por todas tus palabras de ánimo, por tu paciencia infinita, por cuidarme tanto. Y por Huno. *Un Dez Fen Kos Alun Aav.*

A Pepe por darme esta oportunidad sin conocerme, por todo lo que he aprendido a tu lado (mucho más de lo que aquí pueda aparecer reflejado), por tu paciencia ante mis cabezonerías y, sobre todo, por los ánimos que me has dado siempre. A Enrique, que me has salvado en tantos momentos de desesperación, siempre he pensado que eres un ejemplo a seguir, tanto en lo personal como en lo profesional, y no creo que pueda agradecerte lo suficiente tu ayuda en el tramo final de la tesis.

A Mirian y Pedro, estos últimos meses hubieran sido mucho más difíciles de no haberos tenido cerca. Gracias por las horas de juegos, excursiones, risas y apoyo. Sois lo más parecido a una familia que tengo en Granada.

A mis compañeros, los que me habéis llevado de la mano en este largo camino ayudando a levantarme cada vez que me caía. A Ale, por transmitirme tanta tranquilidad y por cerrar mi ventana para que no me tirara, siempre me has cuidado muchísimo. A Javi, mi “hermano” en este viaje, tú has sido quien mejor ha entendido mis preocupaciones. A Vicent, por un viaje en vespa a Güéjar y por un mechero, con eso ya entenderás todo. A Antonio, por las largas conversaciones en el despacho, por conseguir que te cuente cómo me siento, te echo de menos.

A los amigos que son amigos ante cualquier circunstancia. A Fer, porque tenemos una unión especial, para mí eres más que un amigo, eres mi hermano. A Celia, porque eres quien mejor me conoce y porque echo de menos muchísimo no tenerte cerca. A Alvarito, porque nuestra amistad no sabe de distancias y va mucho más allá de compañeros de residencia.

Hay mucha más gente a la que me gustaría agradecer su apoyo durante esta tesis, y no puedo dejar de nombrarlos: Silvia, Belén, Marta, Manel, Miguel Martín, Fer Buitrago, Laura, Fabio y Miguel Abril, todos habéis estado cerca en algún momento y habéis pasado dejando una huella importante en mi camino.

Y para terminar, a mi abuela Mercedes, que sé que le hubiera gustado verme terminando la tesis.

*Buscando en el Zodíaco, mirando hacia Virgo,  
Sabiendo que tu provincia es el firmamento,  
Encontrando tu brillo en todo lo que veo,  
Te rindo homenaje, reverenciada Hipatia,  
Estrella brillante de la enseñanza, sin mácula.*

*(Páldas de Alejandría, Poeta Siglo IV AC, Dedicado a Hipatia de Alejandría)*

# My thesis is written in



WWW.PHDCOMICS.COM



www.phdcomics.com



# Resumen

Las estrellas masivas sufren intensos episodios de pérdida de masa a lo largo de su evolución debido a los vientos estelares, enriqueciendo fuertemente el medio circundante. Debido a la interacción de los vientos con las envolturas eyectadas se forman nebulosas ionizadas que alteran el medio interestelar, condicionando cómo los nuevos metales sintetizados se dispersan y mezclan en el gas original en que se formó la estrella. Por lo tanto, estudiar en detalle las nebulosas alrededor de estrellas masivas es de vital importancia, ya que provee de información relevante tanto de los procesos estelares internos y de la interacción de los vientos en las diferentes etapas evolutivas, como del enriquecimiento químico y energético de la Vía Láctea.

En la actualidad existen numerosas cuestiones abiertas acerca de la formación y evolución de las nebulosas ionizadas, así como de su influencia en el enriquecimiento químico de la Galaxia. Uno de los problemas es la inconsistencia entre los resultados observacionales y teóricos, ya que los modelos hidrodinámicos de nebulosas alrededor de estrellas masivas evolucionadas (como por ejemplo estrellas Wolf-Rayet) no reproducen satisfactoriamente todas las características detectadas observacionalmente. Esto se debe, por una parte, a las incertidumbres en los parámetros obtenidos de los modelos estelares (tales como tasa de pérdida de masa, influencia de la rotación o productividad química) y, por otra parte, a la falta de información sobre la interacción de los vientos en las diferentes etapas evolutivas y la influencia de la inestabilidad en el gas.

Por otro lado, las diversas investigaciones llevadas a cabo para determinar la variación radial de abundancias en los discos de galaxias espirales, mediante el análisis de nebulosas alrededor de estrellas evolucionadas, también revelan muchas inconsistencias. La determinación de la distribución de las abundancias químicas en la Vía Láctea es fundamental para conocer su formación y evolución, y aunque está firmemente establecida la existencia de un gradiente negativo de abundancias a lo largo del disco, las evidencias acerca de la extensión y forma de este gradiente no son concluyentes debido a las incertidumbres intrínsecas asociadas a la determinación del gradiente y a la falta de estudios en el anticentro Galáctico.

En esta tesis doctoral, hemos realizado un estudio de los parámetros físicos y de la composición química de una muestra de nebulosas Galácticas cubriendo las diferentes etapas evolutivas definidas por sus estrellas centrales. Dicho análisis se ha enfocado desde dos perspectivas diferentes con distintas técnicas observacionales: por un lado analizando la estructura bidimensional de dos nebulosas alrededor de estrellas Wolf-Rayet utilizando espectroscopía de campo integral y, por otro lado, estudiando la composición química de regiones H II situadas en el anticentro Galáctico mediante espectroscopía de rendija larga.

En la primera parte de la tesis se ha llevado a cabo un exhaustivo estudio de dos nebulosas alrededor de estrellas Wolf-Rayet (NGC 6888 y M 1-67) para analizar su evolución

química y dinámica a lo largo de las distintas etapas evolutivas. Para ello realizamos observaciones de espectroscopía de campo integral con PPaK en el rango óptico que nos han permitido analizar la estructura 1D y 2D de forma simultánea.

En el caso de NGC 6888, el estudio bidimensional de la estructura de ionización en la región emisora de rayos X revela un doble comportamiento, encontrando signos de choques en el área situada al suroeste. El análisis 1D ha permitido derivar la temperatura electrónica, densidad electrónica y abundancias químicas a lo largo de la nebulosa. El resultado más relevante de este trabajo radica en las grandes variaciones de las propiedades encontradas en las diferentes regiones de NGC 6888 estudiadas, destacando el fuerte enriquecimiento de N/H en las zonas más internas. El estudio conjunto de los resultados 1D y 2D ha permitido determinar un escenario para la formación de NGC 6888 en base a la evolución de su estrella central que explica las características observacionales. Este esquema consiste en una estructura de múltiples capas, que pueden ser irregulares o estar fragmentadas, con diferentes propiedades físicas, químicas y cinemáticas.

Las observaciones realizadas sobre M 1-67 cubren prácticamente toda la extensión de la nebulosa permitiendo analizar en detalle la distribución 2D del gas, así como la estructura del campo de velocidad radial y las variaciones químicas. Este estudio revela que M 1-67 presenta una apariencia grumosa con condensaciones alineadas a lo largo de un eje preferente. El gas perteneciente a este eje bipolar posee un bajo grado de ionización y se encuentra mezclado con polvo templado. Las variaciones de la velocidad radial y de la densidad electrónica y las estimaciones de las abundancias químicas derivadas en las condensaciones, típicas de material procesado en ciclo CNO, sugieren que el gas de la estructura bipolar fue expulsado durante una eyección de la estrella central. En particular, la morfología, cinemática y composición química detectadas indican que el gas de la estructura bipolar proviene de una eyección producida durante la fase LBV, siendo este resultado coherente con los modelos de evolución estelar para una masa inicial estimada entre  $60 M_{\odot}$  y  $80 M_{\odot}$ .

En la segunda parte de la tesis se ha estudiado una muestra de regiones H II del anticentro Galáctico mediante espectroscopía de rendija larga para mejorar el conocimiento de esta región del disco, muy poco estudiada, y esencial para la realización de modelos de evolución galáctica. Este trabajo abarca tanto el estudio individual de nueve regiones H II (S83, S132, S156, S162, S207, S208, S212, S228 y S270), como el análisis de la distribución química en el contexto global de la Vía Láctea. En todas las regiones se han obtenido las propiedades físicas estimando la temperatura electrónica asociada a diferentes iones, permitiendo derivar las abundancias químicas con precisión.

El estudio de la variación de la temperatura electrónica en el rango de distancias de la muestra revela un gradiente positivo con una pendiente de  $dT_e/dR_G=440$  K/kpc para  $T_e([\text{N II}])$  y  $dT_e/dR_G=360$  K/kpc para  $T_e([\text{O III}])$ . Por otro lado, la distribución radial de las abundancias químicas en el rango Galactocéntrico  $11 \text{ kpc} < R_G < 19 \text{ kpc}$  muestra un claro gradiente negativo de las abundancias de O/H, S/H, N/H y Ar/H, mientras que He/H y N/O presentan una distribución prácticamente constante con la distancia. La comparación de nuestros resultados con los de trabajos previos en zonas más internas de la Galaxia apunta a un posible aplanamiento de O/H para las regiones situadas a  $R_G > 14 \text{ kpc}$ , o como mínimo, nos permite asegurar que una única pendiente no satisface todas las abundancias químicas de regiones H II del disco Galáctico.

# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Estrellas masivas	1
1.1.1. Evolución de estrellas masivas	2
1.2. Estrellas Wolf-Rayet	7
1.2.1. Clasificación de las estrellas WR	8
1.2.2. Vientos estelares y pérdida de masa	9
1.2.3. Situación en el diagrama HR de las estrellas WR: temperatura efectiva y luminosidad	14
1.2.4. Evolución de las estrellas WR	15
1.2.5. Etapa post-WR: explosión de supernova	18
1.3. Regiones H II	20
1.3.1. Formación y evolución de regiones H II	21
1.3.2. Equilibrio de fotoionización	22
1.3.3. Equilibrio estadístico	26
1.3.4. Equilibrio térmico	28
1.4. Nebulosas alrededor de estrellas masivas evolucionadas	31
1.4.1. Formación y evolución dinámica de una burbuja interestelar	32
1.4.2. Nebulosas alrededor de estrellas masivas en diferentes etapas evolutivas	35
1.4.3. Nebulosas alrededor de estrellas Wolf-Rayet	35
1.4.4. Morfología y clasificación de nebulosas WR	38
1.4.5. Emisión de radiación difusa en rayos X	41
1.4.6. Enriquecimiento químico del ISM	43
1.5. Composición química de la Vía Láctea: gradientes de abundancias químicas	47
1.5.1. Gradientes en otras galaxias y modelos de evolución química	52
<b>2. Motivación de la Tesis</b>	<b>55</b>
2.1. Objetivos	57
2.2. Estructura	58



<b>I ESTUDIO DE NEBULOSAS ALREDEDOR DE ESTRELLAS WOLF-RAYET MEDIANTE ESPECTROSCOPIA DE CAMPO INTEGRAL</b>	<b>59</b>
<b>3. Observaciones y metodología del análisis</b>	<b>61</b>
3.1. Espectroscopía de campo integral . . . . .	61
3.2. Instrumentación: PPaK . . . . .	64
3.3. Observaciones y muestra de objetos . . . . .	66
3.4. Reducción de datos . . . . .	68
3.5. Metodología del análisis . . . . .	74
3.5.1. Corrección de enrojecimiento y extinción . . . . .	75
3.5.2. Estimación de la densidad y temperatura electrónicas . . . . .	77
3.5.3. Cálculo de las abundancias químicas . . . . .	79
<b>4. Estudio de la nebulosa NGC 6888 con espectroscopía de campo integral</b>	<b>81</b>
4.1. Descripción de la nebulosa . . . . .	81
4.2. Regiones observadas y tratamiento de datos . . . . .	84
4.3. Estudio bidimensional . . . . .	86
4.3.1. Morfología de NGC 6888 . . . . .	86
4.3.2. Análisis 2D de la zona de rayos X . . . . .	88
4.4. Estudio unidimensional . . . . .	98
4.4.1. Líneas de emisión y corrección de enrojecimiento . . . . .	101
4.4.2. Condiciones físicas . . . . .	104
4.4.3. Abundancias químicas . . . . .	107
4.4.4. Modelos de fotoionización . . . . .	110
4.5. Discusión de los resultados . . . . .	112
4.5.1. Descripción de la capa interna (CI) . . . . .	112
4.5.2. Descripción de la capa externa (CE) . . . . .	117
4.5.3. Descripción de la capa circundante (CC) . . . . .	118
4.5.4. Interpretación de la región oscurecida . . . . .	119
<b>5. Estudio de la nebulosa M 1-67 con espectroscopía de campo integral</b>	<b>121</b>
5.1. Descripción de la nebulosa . . . . .	121
5.2. Regiones de M 1-67 observadas con PPaK . . . . .	125
5.3. Estudio bidimensional . . . . .	125
5.3.1. Análisis morfológico . . . . .	125
5.3.2. Creación de mapas y estudio de la extinción . . . . .	127
5.3.3. Densidad electrónica . . . . .	129
5.3.4. Relaciones entre las líneas de emisión . . . . .	131
5.3.5. Campo de velocidad radial . . . . .	137
5.4. Estudio unidimensional . . . . .	140
5.4.1. Propiedades físicas y abundancias químicas . . . . .	146
5.5. Estudio en el infrarrojo medio . . . . .	149
5.6. Discusión de los resultados . . . . .	153
5.6.1. Composición química de M 1-67 . . . . .	153
5.6.2. Estructura de M 1-67 . . . . .	156

5.6.3.	Interpretación de la región peculiar . . . . .	157
5.6.4.	Formación de M 1-67 como consecuencia de la evolución de su estrella central . . . . .	158

## II ESTUDIO DE REGIONES HII DEL ANTICENTRO GALÁCTICO MEDIANTE ESPECTROSCOPIA DE RENDIJA LARGA 163

<b>6.</b>	<b>Observaciones con ISIS: regiones HII del anticentro Galáctico</b>	<b>165</b>
6.1.	Instrumentación . . . . .	165
6.1.1.	Telescopio William Herschel . . . . .	165
6.1.2.	Espectrógrafo ISIS . . . . .	166
6.2.	Selección de la muestra y observaciones . . . . .	168
6.3.	Información de las regiones HII observadas . . . . .	170
6.4.	Reducción de datos . . . . .	178
6.5.	Tratamiento de datos . . . . .	179
6.5.1.	Extracción de espectros unidimensionales . . . . .	179
6.5.2.	Sustracción del cielo de fondo . . . . .	180
6.5.3.	Escalado de los espectros unidimensionales . . . . .	181
<b>7.</b>	<b>Análisis espectroscópico y discusión de los resultados: gradientes de abun- dancias químicas</b>	<b>183</b>
7.1.	Medida de las líneas de emisión y corrección de enrojecimiento . . . . .	183
7.2.	Condiciones físicas . . . . .	188
7.3.	Abundancias químicas . . . . .	195
7.3.1.	Abundancias iónicas . . . . .	195
7.3.2.	Abundancias totales . . . . .	198
7.4.	Discusión de los resultados . . . . .	203
7.4.1.	Gradientes de la temperatura electrónica . . . . .	203
7.4.2.	Gradientes de abundancias químicas . . . . .	206
<b>8.</b>	<b>Conclusiones generales</b>	<b>217</b>
8.1.	Principales resultados de la tesis . . . . .	217
8.2.	Trabajo futuro . . . . .	224
<b>A.</b>	<b>Glosario de términos: acrónimos</b>	<b>229</b>
<b>B.</b>	<b>Atlas de espectros integrados de NGC 6888</b>	<b>233</b>
<b>C.</b>	<b>Atlas de espectros integrados de M 1-67</b>	<b>243</b>
<b>D.</b>	<b>Atlas de espectros de las regiones HII</b>	<b>249</b>



# Índice de figuras

1.1. Relación entre el número de estrellas por intervalo de masa (desde $0.07 M_{\odot}$ hasta $80 M_{\odot}$ ) frente a la masa estelar, ambos parámetros en escala logarítmica. La línea punteada azul muestra la relación analítica propuesta por Salpeter (1955) para la función inicial de masa. Figura adaptada de Kroupa et al. (2012). . . . .	2
1.2. Diagrama HR con las trazas evolutivas para una estrella masivas de $35 M_{\odot}$ (a la izquierda) y otra de $60 M_{\odot}$ (a la derecha). Las diferentes fases de la evolución para cada rango de masas aparecen indicadas. Los números en las trazas indican el tiempo de vida desde la ZAMS en unidades de $10^6$ años. La luminosidad está en unidades de $L_{\odot}$ y la temperatura efectiva en K. Figura basada en los modelos de García-Segura et al. (1996a,b). . . . .	3
1.3. Diagrama HR con la posición de las estrellas LBV mejor estudiadas y algunas candidatas. Las líneas horizontales representan las transiciones desde quiescencia ( $\bullet$ ) hasta erupción (o). El límite superior de luminosidad (límite Humphreys-Davidson) está indicado en línea continua cruzando el diagrama HR. Imagen obtenida de Weis & Duschl (2002). . . . .	6
1.4. Espectros en el rango óptico de estrellas WR con distintos tipos espectrales. En el panel superior las estrellas WN y en el medio las WC, diferenciando en cada caso entre los subtipos descritos en la clasificación. En el panel de abajo se compara la fotometría de banda ancha clásica UBV con los filtros de banda estrecha <i>ubvr</i> usados en el estudio de estrellas WR. Figura obtenida de Crowther (2007). . . . .	10
1.5. Trazas evolutivas para diferentes rangos de masas iniciales a metalicidad aproximadamente solar extraídas de Meynet & Maeder (2003). Las líneas punteadas indican modelos sin rotación y las continuas representan modelos con rotación para una velocidad inicial de $300 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	16
1.6. El panel de la izquierda muestra los tiempos de vida de las estrellas WR para diferentes masas iniciales en modelos sin rotación a metalicidad solar indicando la duración de las subfases. En la derecha aparece representado lo mismo pero en un modelo con rotación para una velocidad inicial de $300 \text{ km s}^{-1}$ (Meynet & Maeder, 2003). . . . .	18

- 
- 1.7. Esquema de una región H II expandiéndose. La capa más interna, de tamaño  $R_{st}$ , es la región H II ionizada por la estrella central y originada por el paso del frente de ionización. Este frente se mueve subsónicamente a través del denso material interestelar chocado por la onda de choque C. Rodeando el conjunto está el ISM inicial. . . . . 22
- 1.8. Dependencia de la sección eficaz  $a_\nu$  con la energía de la radiación incidente para fotoionizar el  $H^0$ ,  $He^0$  y  $He^+$  (Osterbrock, 1989). . . . . 25
- 1.9. Burbuja interestelar formada po la interacción del viento con el ISM. De fuera hacia dentro: ISM inicial, cascarón denso formado por la onda de choque inicial (C1), burbuja caliente de material estelar chocado por C2 y viento libre eyectado por la estrella. . . . . 33
- 1.10. Características a gran escala de la temperatura y la densidad en una burbuja interestelar evolucionada (Weaver et al., 1977). . . . . 33
- 1.11. Esquema de las regiones de una nebulosa ionizada formada por la acción del viento. Las discontinuidades que separan las regiones son: C es la onda de choque formada cuando comienza la expansión de la región H II, FI es el frente de ionización subsónico, C1 es la onda de choque debida a la diferencia de presiones entre el viento estelar y la región H II ionizada y C2 es el choque inverso por gradiente de presión entre el viento libre y el viento chocado. Las diferentes capas son: en el centro se sitúa la estrella ionizante que eyecta el viento libre, a continuación la burbuja caliente de viento chocado por C2 seguida de un cascarón de gas ionizado denso y chocado por C1, después la región H II enteramente ionizada expandiéndose rodeada de una capa de ISM chocado por C y finalmente el ISM ambiente. . . . . 34
- 1.12. Modelo de los tres vientos (García-Segura & Mac Low, 1995a): 1) formación de la burbuja en la MS, 2) interacción de los vientos RSG con la burbuja MS, 3) interacción de los vientos WR con la capa RSG y 4) estructura final con la capa RSG rota y el viento WR expandiéndose en la burbuja de la MS. En todas las figuras el color blanco representa el viento libre, el gris el viento chocado caliente y el gris oscuro el gas denso chocado. R1, R1' son los choques internos y R2, R2' los externos. . . . . 36
- 1.13. Ejemplo de nebulosas alrededor de estrellas WR diferenciando los cuatro tipos descritos en la clasificación de Chu (1981). De arriba a abajo y de izquierda a derecha: RCW 78 (tipo Ra), G2.4+1.4 (tipo Rs), RCW 58 (tipo E) y S 308 (tipo W). Las imágenes superiores corresponden a observaciones en IR de WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer*, Wright et al. 2010) y son composición de tres bandas (azul= $4.6\mu m$ , verde= $12\mu m$  y rojo= $24\mu m$ ). Las dos imágenes de abajo son ópticas ( $H\alpha$  en rojo y  $[O III]$  en verde) tomadas con los telescopios *Curtis-Schmidt* (RCW 58) y *Michigan Curtis Schmidt* (S 308) ambos en el observatorio Cerro Tololo Inter-American (CTIO). . . . . 39

1.14. Perfiles de abundancias en diferentes estados evolutivos de la estrella. La columna de la izquierda representa modelos sin rotación y la de la derecha con rotación. Arriba: estrella de $20 M_{\odot}$ al final de la combustión de H. Medio: estrella de $20 M_{\odot}$ al final de la combustión de He. Abajo: estrella de $60 M_{\odot}$ al final de la combustión de Si (etapa pre-SN). En todos los casos los modelos están realizados a metalicidad solar (Hirschi et al., 2004, 2005). . . . .	44
1.15. Productividad estelar total por unidad de masa inicial de la estrella frente a la masa inicial para modelos sin rotación (izquierda) y con rotación (derecha). Las áreas coloreadas corresponden a la contribución total (viento y pre-SN): en azul ${}^4\text{He}$ , en verde claro ${}^{12}\text{C}$ , en verde oscuro ${}^{16}\text{O}$ , en verde los demás elementos pesados y en gris el material que queda en el remanente de SN. Las líneas punteadas representan la productividad del viento que permiten cuantificar qué fracción de la contribución total es debida a los vientos. . . .	46
1.16. Distribucion espacial de ${}^{14}\text{N}$ (columna izquierda), ${}^{12}\text{C}$ (columna del medio) y ${}^{16}\text{O}$ (columna derecha) relativos a valores solares. La figura de arriba a la izquierda corresponde al final de la fase WN, las otras dos de arriba (medio y derecha) al comienzo de la fase WC y la fila completa de abajo al final de la vida de la estrella. Los contornos representan la densidad del gas. . . . .	47
1.17. Variación radial de la abundancia de oxígeno en la Vía Láctea. Cada panel corresponde a diferentes fuentes utilizadas para la determinación, de arriba a abajo y de izquierda a derecha: estrellas tipo B (en azul), variables Cefeida (en rojo), regiones H II (en rosa) y nebulosas planetarias (en verde). La abundancia solar aparece indicada con un círculo amarillo. Figura adaptada de Stasińska et al. (2012). . . . .	49
1.18. Posición proyectada sobre el plano Galáctico de 550 regiones H II estudiadas por Paladini et al. (2004) superpuestas al modelo de brazos espirales de la Vía Láctea de Taylor & Cordes (1993). . . . .	51
1.19. Relación entre la altura sobre el disco Galáctico ( $z$ ) y el radio Galactocéntrico ( $R$ ) para 242 regiones H II estudiadas por Fich & Blitz (1984). . . . .	51
3.1. Cubo de datos con dos dimensiones espaciales y una espectral. . . . .	62
3.2. Esquema con las diferentes técnicas de división de imagen de las IFU. . . .	63
3.3. Telescopio de 3.5 m de CAHA: fotografía a la izquierda (© S. Pedraz) y esquema de la estructura global a la derecha. . . . .	64
3.4. Esquema del montaje de PMAS+PPaK: la unidad de lentes (PMAS) aparece limitada por una línea negra discontinua, PPaK está ensamblado junto al plano focal pero fuera de eje y conectado con un haz de fibras al mismo espectrógrafo (línea continua) que PMAS. El sistema de guiado y la unidad de calibración están situadas en los laterales y limitadas por una línea de puntos y otra de puntos y rayas, respectivamente. Figura obtenida de Kelz et al. (2006). . . . .	65
3.5. Distribución y dimensiones de la IFU de PPaK. Solo los círculos blancos son fibras activas, los negros son fibras protectoras. Figura obtenida de Kelz et al. (2006). . . . .	66

3.6.	Representación de tres de los pasos seguidos en la reducción de datos de IFS. De arriba a abajo: (a) RSS tras la extracción de los espectros (paso 3), (b) RSS calibrado en longitud de onda (paso 4) y (c) fibras de ciencia tras la calibración en flujo (pasos 6 y 7). Todas las imágenes corresponden a la reducción del apuntado de la Zona de Rayos X de NGC 6888 con la red R1200r.	69
3.7.	Transmisión relativa de cada fibra para diferentes longitudes de onda correspondiente a las IFU de PPaK.	70
3.8.	Espectro de la estrella Hz 44 tras la calibración en flujo. En color rojo aparecen representados los espectros observados con las redes R1200r y R1200b, en azul el de la red V1200 y en negro el de V300. Se ha representado también en línea morada discontinua el espectro de la librería utilizada para obtener la función de sensibilidad.	72
3.9.	Diagramas de los niveles energéticos de [O II] y [S II] con las transiciones implicadas en el cálculo de la densidad electrónica indicadas. Imagen adaptada de Osterbrock (1989).	77
3.10.	Diagramas de los niveles energéticos de [O III] y [N II]. El desdoblamiento del nivel fundamental $^3P$ está ampliado para que se aprecie mejor. Imagen adaptada de Osterbrock (1989).	78
4.1.	Observaciones ópticas de NGC 6888. La figura de la izquierda indica las regiones observadas por Moore et al. (2000) con el HST que se muestran en el panel central ( $H\alpha$ ) y derecho ([O III]).	83
4.2.	Imagen de NGC 6888, tomada con la WFC en el INT, composición de tres filtros de banda estrecha: en rojo $H\alpha$ + [N II], en verde [O III] y en azul [O II]; esta última es muy débil pero puede apreciarse debido a los colores rosados de los extremos de la elipse consecuencia de la mezcla con $H\alpha$ . Los hexágonos rojos muestran las cuatro regiones observadas con PPaK: (1) Zona de rayos X, (2) Lateral, (3) Mini-burbuja y (4) "Bala". El norte está hacia arriba y el este a la izquierda.	85
4.3.	Imágenes de los cuatro apuntados de NGC 6888 realizados con PPaK. Las columnas representan las diferentes líneas de emisión en unidades de $10^{-16}$ erg $\text{cm}^{-2}$ $\text{s}^{-1}$ ; de izquierda a derecha: [O II] $\lambda\lambda$ 3726,3728Å, [O III] $\lambda$ 5007Å y $H\alpha$ + [N II] $\lambda\lambda$ 6548,6584Å. Las filas muestran las cuatro regiones observadas, de arriba abajo: Zona de rayos X, Lateral, Mini-Burbuja y "Bala". En todos los mapas el norte está hacia arriba y el este a la izquierda.	87
4.4.	Dos ejemplos de ajustes problemáticos durante la creación de mapas. A la izquierda el ajuste (en rojo) de la línea de emisión de [S III] $\lambda$ 6312Å (en negro) con los residuos en verde. A la derecha las líneas de Hg I $\lambda$ 4358Å y [O III] $\lambda$ 4363Å solapadas y sin resolver.	89
4.5.	Mapa del coeficiente de enrojecimiento $c(H\beta)$ . La orientación es la misma que en la figura 4.3.	90
4.6.	Mapa de densidad electrónica $n_e$ obtenida a partir del cociente [S II] $\lambda\lambda$ 6717/6731. Misma orientación que en la figura 4.3.	90

4.7. Diagramas de diagnóstico creados a partir de los mapas de cocientes de líneas del apuntado de la zona de rayos X. De arriba a abajo: (a) $[\text{N II}]6584/\text{H}\alpha$ vs $[\text{S II}]6731/\text{H}\alpha$ , (b) $[\text{O III}]5007/\text{H}\beta$ vs $[\text{S II}]6731/\text{H}\alpha$ y (c) $[\text{O III}]5007/\text{H}\beta$ vs $[\text{N II}]6584/\text{H}\alpha$ . Todos los píxeles de los mapas de intensidad aparecen representados con cruces. Las líneas del primer diagrama muestran el ajuste realizado a los datos y los dos límites establecidos a $\pm 3\sigma$ . Los colores ayudan a localizar espacialmente las regiones con tendencia similar (figura 4.8): en rojo representamos la <i>Zona A</i> , en azul la <i>Zona B</i> y en verde la <i>Zona C</i> . Ver el texto para más detalles. . . . .	92
4.8. Campo de vision de PPaK en el apuntado de rayos X con las tres zonas definidas teniendo en cuenta las tendencias observadas en el diagrama NvsS mostrado en la figura 4.7 a: el color rojo corresponde a la <i>Zona A</i> , el azul a la <i>Zona B</i> y el verde a la <i>Zona C</i> . Misma orientación que en la figura 4.3. . . . .	93
4.9. Campos de velocidad radial (en unidades de $\text{km s}^{-1}$ ) determinados para $\text{H}\alpha$ (panel izquierdo) y $[\text{O III}]\lambda 5007$ (panel derecho). Misma orientación que en la figura 4.3. . . . .	94
4.10. Dependencia del exceso de color (arriba), densidad electrónica (medio) y velocidad radial de $\text{H}\alpha$ (abajo) con el flujo de $\text{H}\alpha$ para los píxeles asociados a las <i>Zonas A</i> (en rojo) y <i>B</i> (en azul). . . . .	96
4.11. Distribución estadística de la velocidad radial relativa de $[\text{N II}]\lambda 6584\text{\AA}$ (arriba) y $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$ (abajo). Las líneas rojas representan la distribución de los píxeles de la <i>Zona A</i> y las azules la <i>Zona B</i> . Las velocidades están dadas en unidades de $\text{km s}^{-1}$ , considerando como velocidad cero la velocidad media obtenida para cada línea. . . . .	97
4.12. Representación de las cuatro regiones de NGC 6888 observadas con PPaK: (1) Zona de rayos X, (2) Lateral, (3) Mini burbuja y (4) Bala. Las imágenes son una composición RGB de tres longitudes de onda: el rojo corresponde a $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ , el verde a $[\text{O III}]$ y el azul a $[\text{O II}]$ . Los cuadrados superpuestos indican las áreas seleccionadas en las que se extrajeron los espectros integrados. La orientación es la misma que en la figura 4.3. . . . .	99
4.13. Espectros integrados obtenidos sobre la región de baja ionización del apuntado de la zona de rayos X (X1). En el panel superior el espectro completo en la red V300, en el del medio el mismo espectro V300 pero ampliado sobre las líneas de emisión $[\text{N II}]\lambda 5755\text{\AA}$ y $\text{He I}\lambda 5876\text{\AA}$ , y en el panel inferior el espectro adquirido con la red R1200r. . . . .	100
4.14. Ajuste de las líneas de Balmer del espectro de la zona E1 en la red V300 realizado para obtener $c(\text{H}\beta)$ . . . . .	101
4.15. Comparación de las abundancias estimadas en los espectros integrados (cuadrados negros) con sus correspondientes barras de error. El valor solar aparece representado con un círculo rosa. La cruz verde indica el valor calculado para el ISM circundante a la nebulosa y las líneas de trazos el margen de error estimado. . . . .	109



- 4.16. Diagramas de diagnóstico mostrando la comparación de los datos observacionales con los modelos de fotoionización realizados: (a)  $[\text{O III}]\lambda\lambda 5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6584/\text{H}\alpha$  y (b)  $[\text{O III}]\lambda\lambda 5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda\lambda 3726,3729$ . En ambas figuras las líneas de trazas conectan las curvas con igual  $\log(\text{N}/\text{O})$  y las líneas punteadas aquellas con mismo parámetro de ionización. Sus respectivos valores aparecen indicados en cada una de las curvas. Los círculos superpuestos a los modelos corresponden a los espectros integrados, con sus correspondientes errores, situados en función del valor de las intensidades medidas (misma nomenclatura que en la tabla 4.3 y en la figura 4.12). . . . 111
- 4.17. Boceto de la estructura propuesta para NGC 6888 mostrando las dos capas principales: una externa (CE) y otra más interna (CI), ambas rodeadas por una capa circundante (CC). . . . . 113
- 4.18. Boceto mostrando la estructura propuesta para la capa interna fragmentada. Cuando miramos hacia la *Zona A*, solo nos llega emisión de las regiones que se están alejando de nosotros; por el contrario, cuando miramos hacia la *Zona B* observamos gas perteneciente a dos regiones (una desplazada al azul y otra al rojo) pero no ambas a la vez, o al menos no necesariamente observadas en el mismo *spaxel*. . . . . 114
- 4.19. Diagramas de diagnóstico:  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6548,6584/\text{H}\alpha$  en el panel superior y  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731/\text{H}\alpha$  en el inferior. Las líneas de colores representan la malla de modelos de choques utilizando las librerías de Allen et al. (2008): en color azul modelos con igual campo magnético y en color rojo modelos con igual velocidad de choque. Las cruces negras indican los píxeles de los mapas de los cocientes de líneas de la *Zona B* del apuntado de rayos X de NGC 6888. Únicamente los datos de esta zona están bien representados por algún modelo, en particular ajustan a modelos de choque con precursor con velocidad entre 250 y 400  $\text{km s}^{-1}$ , densidad  $n=1000 \text{ cm}^{-3}$  y metalicidad dos veces solar. . . . . 116
- 4.20. Boceto mostrando el efecto de la “Bala” en la luz emitida por la nebulosa en nuestra línea de visión. Si la bala está situada en la capa circundante, como proponemos, bloquearía toda la emisión proveniente de las capas CI y CE, pero no la emitida en la zona externa de la CC. . . . . 120
- 5.1. Imágen de banda estrecha de M 1-67 en  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$  (incluye continuo) tomada con la WFC en el INT. El norte está hacia arriba y el este a la izquierda. Los hexágonos rojos muestran las dos regiones observadas con PPaK: *Lateral* en el noreste (a la izquierda) y *Centro* hacia el suroeste (a la derecha). . . . . 124

5.2.	Imágenes interpoladas extraídas de los cubos de datos de M 1-67 para las dos regiones observadas. La columna de la izquierda representa el apuntado lateral y la de la derecha el central. En cada fila mostramos el flujo integrado (incluyendo el continuo) en diferentes rangos de longitud de onda. Paneles superiores: 5006Å-5014Å, incluyendo la emisión de la línea [O II]λ5007Å. Paneles centrales: 6562Å-6590Å incluyendo las líneas Hα+[N II]λ6584Å. Y paneles inferiores 6729Å-6737Å incluyendo las líneas [S II]λλ6717,6731Å. Todas las imágenes están en escala logarítmica y tienen unidades de $\log(\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ . La longitud de los lados de los hexágonos es 38 arcsec. En todas las figuras el norte está hacia arriba y el este a la izquierda (ver figura 5.1 para identificar los apuntados en M 1-67). . . . .	126
5.3.	Mapas del coeficiente de enrojecimiento derivados y sus correspondientes distribuciones estadísticas considerando intervalos de 0.1 (error medio de los mapas). En el panel izquierdo el apuntado lateral y en el derecho el central. Misma orientación que en la figura 5.2. . . . .	128
5.4.	Mapas de la densidad electrónica, $n_e$ , en unidades de $\text{cm}^{-3}$ , derivada a partir del cociente [S II]λλ6717/6731. La orientación es la misma que en la figura 5.2. En la parte inferior mostramos las distribuciones estadísticas de la densidad en intervalos de 100 $\text{cm}^{-3}$ . A la izquierda se representa el apuntado lateral y a la derecha el central. Las líneas blancas que cruzan ambos mapas a lo largo de la dirección noreste-suroeste representan los cortes realizados para estudiar la variación radial de la densidad (ver texto para más detalles). . .	130
5.5.	Variación radial de la densidad electrónica (en $\text{cm}^{-3}$ ) con la distancia a la estrella (en pc) a lo largo de la dirección de bipolaridad (noreste-suroeste). Consideramos radio negativo desde la estrella hacia el noreste y positivo desde la estrella hacia el suroeste. Las líneas indican los ajustes por mínimos cuadrados realizados: las líneas continuas representan los ajustes diferenciando los dos apuntados y la línea de trazos considerando ambos apuntados. . .	131
5.6.	Mapas de los cocientes de líneas de emisión derivados para los dos apuntados: lateral a la izquierda y centro a la derecha. Arriba [S II]λλ6717,6731/Hα, en el medio [N II]λ6584/[S II]λλ6717,6731 y abajo [N II]λλ6584/Hα. Misma orientación que en la figura 5.2. . . . .	132
5.7.	Relación entre las intensidades de [N II] y Hα para el apuntado lateral. En el panel superior, (a), mostramos la relación [N II]λ6584 vs. Hα: todos los puntos de los mapas de intensidad (en unidades de $\log(\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ ) están representados con cruces; las líneas negras representan los límites definidos (ver texto). Los colores ayudan a identificar la localización espacial de las regiones: en rojo los puntos con $\log(\text{H}\alpha) < \log([\text{N II}])$ , en verde $\log(\text{H}\alpha) \sim \log([\text{N II}] \pm 0.05)$ y en azul $\log(\text{H}\alpha) > \log([\text{N II}])$ . El panel del medio, (b), muestra el campo de visión de PPaK con las diferentes regiones del apuntado lateral definidas en la gráfica (a). Por último, el panel de abajo, (c), muestra la distribución estadística del cociente [N II]/Hα; la línea negra continua indica la distribución de todos los píxeles, mientras que las discontinuas de colores muestran las regiones definidas anteriormente. Ver el texto para los detalles. . . . .	134

- 5.8. Relaciones entre las diferentes líneas de emisión (columna izquierda) y distribuciones estadísticas de los cocientes (a la derecha) para el apuntado lateral. De arriba a abajo: [S II] $\lambda\lambda$ 6717,6731 vs H $\alpha$  y [N II] $\lambda$ 6584 vs. [S II] $\lambda\lambda$ 6717,6731. 135
- 5.9. Relaciones entre las líneas de emisión (columna izquierda) y distribuciones estadísticas de los cocientes (a la derecha) para el apuntado central. De arriba a abajo: [S II] $\lambda\lambda$ 6717,6731 vs H $\alpha$ , [N II] $\lambda$ 6584 vs. [S II] $\lambda\lambda$ 6717,6731 y [N II] $\lambda$ 6584 vs. H $\alpha$ . . . . . 136
- 5.10. Campo de velocidad radial derivado para la línea H $\alpha$ . Cada píxel representa la velocidad radial (en km s<sup>-1</sup>) relativa a la velocidad media global ( $v_{hel} \sim 139$  km s<sup>-1</sup>). Los dos apuntados observados con PPaK aparecen en un único mosaico solapados en la zona común. La cruz roja marca la posición de la estrella central WR 124. El norte está hacia arriba y el este a la izquierda. Ver figura 5.1 para identificar los apuntados y texto para los detalles. 138
- 5.11. Distribución estadística de la velocidad radial de H $\alpha$  relativa a la velocidad heliocéntrica. Todos los píxeles del apuntado central aparecen representados en el panel superior. En el inferior mostramos la distribución del apuntado lateral para todos los píxeles (línea negra continua), para los píxeles en que [N II] $\geq$ H $\alpha$  (línea roja de trazas cortas) y para los píxeles en que [N II]<H $\alpha$  (línea azul de trazas largas). . . . . 139
- 5.12. Imágenes en H $\alpha$  de las dos zonas de M 1-67 observadas con PPaK. Las cajas representan las ocho regiones donde se crearon los espectros integrados. Sus distancias angulares respecto a la estrella central (cruz negra) aparecen en la tabla 5.3. La orientación es la misma que en la figura 5.2. El apuntado lateral está a la izquierda y el central a la derecha. . . . . 140
- 5.13. Espectros integrados extraídos sobre M 1-67. De izquierda a derecha y de arriba abajo: (a) espectro completo de la *Región 3*; (b) espectro de la *Región 5* centrado en la línea de H $\alpha$ ; (c) espectro de la *Región 7* centrado en el mismo rango que el (b) donde se puede apreciar la ausencia de [S II]; (d) espectro de la *Región 5* centrado en la línea de emisión de [N II] $\lambda$ 5755Å necesaria para la estimación de la temperatura electrónica; (e) ampliación del espectro de la *Región S2* en la longitud de onda teórica de la línea de [O III] $\lambda$ 5007Å; (f) espectro completo obtenido para la estrella WR 124. . . . . 142
- 5.14. Imagen de M 1-67 en 24 $\mu$ m de MIPS-Spitzer. Los dos recuadros blancos laterales (A y B) indican las regiones en las que se extrajeron los espectros unidimensionales. Los contornos negros representan la emisión en H $\alpha$  de la figura 5.1. El norte está hacia arriba y el este a la izquierda. . . . . 150
- 5.15. Espectros de las Regiones A y B obtenidos con IRS en el rango IR. Las líneas más relevantes del estudio realizado aparecen indicadas. . . . . 150
- 5.16. Esquema básico de la estructura de M 1-67 alrededor de la estrella WR 124. 157

5.17. Comparación de los parámetros estelares de la estrella WR 124 con diferentes modelos de evolución estelar. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: modelos de Meynet & Maeder (2003), modelos de STARS (Eggleton, 1971; Pols et al., 1995; Eldridge & Tout, 2004) y modelos de Ekström et al. (2012). Los diferentes rangos de masa aparecen indicados con colores en la leyenda de la figura, diferenciando si son modelos con rotación (R) o sin ella (N). El punto negro de las tres figuras representa la posición de WR 124 considerando la temperatura efectiva y luminosidad propuestas por Hamann et al. (2006). Figura obtenida de Toalá et al. (en preparación). . . . .	159
6.1. Telescopio William Herschel: a la izquierda fotografía con los focos <i>Nasmyth</i> y <i>Cassegrain</i> (R. Girnstein, 2000) y a la derecha foto-composición de la cúpula abierta y la Vía Láctea (N. Szymanek e I. King, 1997). . . . .	166
6.2. Transmisiones relativas del flujo medido con las cámaras EEV12 (color rojo) y RED+ (color verde) para los brazos azul y rojo respectivamente utilizando el dicroico 5300. Se representa la magnitud aparente AB de una estrella estándar observada en el rango de longitud de onda 3000 Å- 10000 Å. . . . .	167
6.3. Función de viñeteo (en cuentas relativas) debida a la óptica de los detectores EEV12 (panel izquierdo) y RED+ (panel derecho). . . . .	168
6.4. A la izquierda imágenes en la placa F obtenidas de POSS-II con la rendija de observación indicada en color verde; el norte está hacia arriba y el este a la izquierda. A la derecha perfiles espaciales de H $\alpha$ +continuo a lo largo de la rendija, indicando en color rojo la apertura seleccionada para la extracción. Se muestran las regiones S83, S132 y S156. . . . .	175
6.5. A la izquierda imágenes en la placa F obtenidas de POSS-II con la rendija de observación indicada en color verde; el norte está hacia arriba y el este a la izquierda. A la derecha perfiles espaciales de H $\alpha$ +continuo a lo largo de la rendija, indicando en color rojo la apertura seleccionada para la extracción. Se muestran las regiones S162, S207 y S208. . . . .	176
6.6. A la izquierda imágenes en la placa F obtenidas de POSS-II con la rendija de observación indicada en color verde; el norte está hacia arriba y el este a la izquierda. A la derecha perfiles espaciales de H $\alpha$ +continuo a lo largo de la rendija, indicando en color rojo la apertura seleccionada para la extracción. Se muestran las regiones S212, S228 y S270. . . . .	177
6.7. Espectros extraídos en la región S162. En color azul representamos el espectro obtenido con la red EEV12 y en rojo el espectro obtenido con la red RED+. . . . .	182
7.1. Diagramas de diagnóstico para las regiones H II con temperaturas electrónicas directas disponibles. En color negro representamos $T_e([O III])$ , en verde $T_e([S III])$ , en amarillo $T_e([N II])$ y en azul $n_e([S II])$ , el color rojo muestra las temperaturas sensibles a la densidad: $T_e([S II])$ en S132, S156 y S162 y $T_e([O II])$ en S83, S212 y S228, ya que en ninguna región se miden ambas de forma directa. . . . .	192

7.2.	Variación de la temperatura electrónica con el radio Galactocéntrico. En el panel superior mostramos la distribución obtenida para $t_e([\text{N II}])$ y en el inferior para $t_e([\text{O III}])$ , ambas en unidades de $10^4$ K. Solo las temperaturas derivadas por métodos directos aparecen representadas. La línea de trazos une los puntos con las dos distancias posibles adoptadas para S212 y las líneas rojas muestran los ajustes realizados pesados por los errores. . . . .	204
7.3.	Distribución radial de la abundancia de He/H con sus errores asociados. La posición del Sol está indicada en color rosa, M42 en azul y las nubes de Magallanes con flechas situadas a la abundancia correspondiente. La línea discontinua une los dos valores posibles de $R_G$ para S212. . . . .	208
7.4.	Distribución radial de la abundancia de O/H. Todos los objetos de la muestra aparecen representados en rombos negros con sus correspondientes errores. Las abundancias obtenidas por métodos empíricos están bordeadas en color verde. La línea roja continua corresponde al ajuste realizado para todos los objetos y la línea azul claro discontinua a la extrapolación del ajuste obtenido por Rudolph et al. (2006). También aparecen indicadas la abundancia del Sol (asterisco rosa), de M42 (asterisco azul) y de las nubes de Magallanes (flechas negras). Las líneas discontinuas negras unen los dos valores de $R_G$ adoptados para S212 y S270. . . . .	209
7.5.	Distribución radial de S/H. El código de colores es el mismo que en la figura 7.4. . . . .	211
7.6.	Distribución radial de N/H. Mismo código de colores que en la figura 7.4 (no se han determinado abundancias empíricas). . . . .	211
7.7.	Distribución radial de N/O. Mismo código de colores que en la figura 7.4. . . . .	213
7.8.	Variación de N/O con O/H. Los rombos negros representan todos los objetos de la muestra; las abundancias estimadas por métodos empíricos están bordeadas en color verde. . . . .	213
7.9.	Distribución radial de Ar/H. Mismo código de colores que en la figura 7.4. . . . .	215
B.1.	Espectro X1 de la región de rayos X con la red R1200r (rango espectral: 6220 Å-6870 Å). . . . .	233
B.2.	Espectro X1 de la región de rayos X con la red R1200b (rango espectral: 4320 Å-5060 Å). . . . .	234
B.3.	Espectro X1 de la región de rayos X con la red V1200 (rango espectral: 3660 Å-4430 Å). . . . .	234
B.4.	Espectro X1 de la región de rayos X con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	235
B.5.	Espectro X2 de la región de rayos X con la red R1200r (rango espectral: 6220 Å-6870 Å). . . . .	235
B.6.	Espectro X2 de la región de rayos X con la red R1200b (rango espectral: 4320 Å-5060 Å). . . . .	236
B.7.	Espectro X2 de la región de rayos X con la red V1200 (rango espectral: 3660 Å-4430 Å). . . . .	236
B.8.	Espectro X2 de la región de rayos X con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	237

B.9. Espectro E1 de la región Lateral con la red R1200b (rango espectral: 4320 Å-5060 Å). . . . .	237
B.10. Espectro E1 de la región Lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	238
B.11. Espectro E2 de la región Lateral con la red R1200b (rango espectral: 4320 Å-5060 Å). . . . .	238
B.12. Espectro E2 de la región Lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	239
B.13. Espectro MB1 de la región Mini-burbuja con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	239
B.14. Espectro MB2 de la región Mini-burbuja con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	240
B.15. Espectro MB3 de la región Mini-burbuja con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	240
B.16. Espectro B1 de la región “Bala” con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	241
B.17. Espectro B2 de la región “Bala” con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	241
C.1. Espectro R1 perteneciente al apuntado del centro con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	243
C.2. Espectro R2 perteneciente al apuntado del centro con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	244
C.3. Espectro R3 perteneciente al apuntado del centro con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	244
C.4. Espectro R4 perteneciente al apuntado del centro con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	245
C.5. Espectro R5 perteneciente al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	245
C.6. Espectro R6 perteneciente al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	246
C.7. Espectro R7 perteneciente al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	246
C.8. Espectro R8 perteneciente al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	247
C.9. Espectro S2 extraído para comprobar la presencia, o no, de [O III] detectada anteriormente por Chu (1981). Pertenence al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	247
C.10. Espectro de la estrella central WR 124 extraído de apuntado central con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å). . . . .	248
D.1. Espectro de la región S83 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å). . . . .	249
D.2. Espectro de la región S83 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å). . . . .	250
D.3. Espectro de la región S132 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å). . . . .	250

---

D.4. Espectro de la región S132 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).	251
D.5. Espectro de la región S156 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).	251
D.6. Espectro de la región S156 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).	252
D.7. Espectro de la región S162 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).	252
D.8. Espectro de la región S162 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).	253
D.9. Espectro de la región S207 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).	253
D.10. Espectro de la región S207 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).	254
D.11. Espectro de la región S208 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).	254
D.12. Espectro de la región S208 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).	255
D.13. Espectro de la región S212 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).	255
D.14. Espectro de la región S212 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).	256
D.15. Espectro de la región S228 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).	256
D.16. Espectro de la región S228 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).	257
D.17. Espectro de la región S270 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).	257
D.18. Espectro de la región S70 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).	258

# Índice de tablas

1.1. Propiedades físicas y del viento en estrellas WR de la Vía Láctea. Tabla adaptada de Crowther (2007). . . . .	13
1.2. Potencial de ionización $I_X$ de algunos elementos químicos comunes en regiones H II en unidades de eV para diferentes estados de ionización. Valores obtenidos de Williams (1995). . . . .	26
3.1. Registro de las observaciones realizadas con PPaK de las nebulosas NGC 6888 y M 1-67. . . . .	67
3.2. Ecuaciones para la determinación de las abundancias iónicas de las principales líneas prohibidas, siendo $n_e$ la densidad electrónica en unidades de $10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ y $t_e$ la temperatura electrónica en unidades de $10^4 \text{ K}$ . . . . .	80
4.1. Resumen de las propiedades físicas de WR 136 y NGC 6888. . . . .	82
4.2. Líneas de emisión medidas en los espectros integrados. El valor de la intensidad presentado para cada línea de emisión, $I(\lambda)/I(\text{H}\beta)$ , está normalizado a $F(\text{H}\beta)=100$ y corregido de enrojecimiento. . . . .	103
4.3. Densidad electrónica (en $\text{cm}^{-3}$ ), temperatura electrónica (en K), abundancias iónicas y abundancias totales para los nueve espectros integrados. . . . .	106
5.1. Principales parámetros físicos de WR 124 y M 1-67. . . . .	122
5.2. Valores medios de los mapas de los cocientes de las líneas de emisión. . . . .	133
5.3. Desplazamientos angulares aproximados ( $\Delta\alpha, \Delta\delta$ ), en segundos de arco, de las posiciones de los espectros integrados respecto a la estrella central. . . . .	141
5.4. Líneas de emisión medidas en los espectros integrados. Las intensidades están normalizadas a $F(\text{H}\beta)=100$ y corregidas de enrojecimiento. . . . .	145
5.5. Densidad electrónica (en $\text{cm}^{-3}$ ), temperatura electrónica (en K), abundancias iónicas y abundancias totales derivadas para los espectros integrados. . . . .	148
5.6. Líneas medidas en los dos espectros integrados estudiados en el rango IR. Los flujos están en unidades de $10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . . . . .	151
5.7. Abundancias iónicas y totales estimadas en las Regiones A y B del estudio espectroscópico en el infrarrojo medio. . . . .	152
5.8. Resumen de las propiedades derivadas para M 1-67 . . . . .	155



---

6.1. Registro de las observaciones de nueve regiones H II del anticentro Galáctico realizadas con ISIS. . . . .	169
6.2. Parámetros físicos adoptados de la literatura de las regiones H II estudiadas. Los números entre corchetes indican las referencias utilizadas para cada parámetro (ver pie de tabla con numeración y texto para detalles). . . . .	171
7.1. Coeficiente de enrojecimiento, extinción y exceso de color estimados para las regiones H II de la muestra. . . . .	185
7.2. Líneas de emisión medidas en las nueve regiones H II (parte I). . . . .	186
7.2. Líneas de emisión medidas en las nueve regiones H II (parte II). . . . .	187
7.3. Parámetros físicos derivados en las regiones H II de la muestra. . . . .	191
7.4. Abundancias iónicas, ICFs y abundancias totales derivadas para las nueve regiones H II del anticentro. . . . .	202
7.5. Gradientes de la temperatura electrónica propuestos por diferentes autores en estudios de regiones H II. . . . .	205
7.6. Gradientes de abundancias derivados por diferentes autores en estudios realizados sobre regiones H II Galácticas. En todos los casos indicamos el valor de la pendiente, $d(\log(X/H))/dR_G$ , para cada elemento X en unidades de dex/kpc. . . . .	207

# Introducción

## 1.1. Estrellas masivas

**L**as estrellas masivas se definen como aquellas que queman helio y carbono en un núcleo estelar no degenerado, esto solo se cumple en estrellas que poseen una masa inicial mayor de  $9 M_{\odot}$  al comienzo de la combustión del núcleo de hidrógeno (Chiosi, 1998). Se caracterizan por experimentar fuertes vientos estelares a lo largo de su vida que generan grandes pérdidas de masa con consecuencias directas en su evolución.

El estudio de las estrellas masivas es fundamental para comprender bien los procesos del interior estelar, el enriquecimiento químico del medio interestelar (ISM de sus siglas en inglés *Interstellar Medium*) y la evolución galáctica. A lo largo de su vida, la atmósfera de las estrellas masivas se va enriqueciendo con los materiales creados en el núcleo como consecuencia de la combustión de H y He que son expulsados al medio circunestelar mediante vientos estelares y en la explosión final de supernova, enriqueciendo el medio con nuevos elementos pesados que formarán parte de futuras generaciones de estrellas en las galaxias con formación estelar.

Al ser la luminosidad de las estrellas en la ZAMS (edad cero de la secuencia principal) proporcional a la masa, las estrellas masivas se sitúan en la parte superior del diagrama de Hertzsprung-Russell (diagrama HR), manteniendo una luminosidad alta durante toda su vida en comparación con las estrellas de masa baja-intermedia ( $M < 9M_{\odot}$ ). Además son estrellas calientes con temperaturas efectivas mayores de 25000 K en la secuencia principal (definida en la sección 1.1.1). Más adelante veremos en detalle cómo la evolución de las estrellas masivas y sus desplazamientos por el diagrama HR dependen de la masa inicial y de las tasas de pérdida de masa que sufren. Atendiendo al tiempo de escala nuclear ( $\tau_N$ ) en que se dan las reacciones en el interior estelar definido como

$$\tau_N \propto M c^2 L^{-1}, \tag{1.1}$$

donde  $M$  es la masa de la estrella ( $M_{\odot}$ ),  $c$  la velocidad de la luz ( $m s^{-1}$ ) y  $L$  la luminosidad ( $L_{\odot}$ ), se obtiene que las estrellas más masivas evolucionan más rápido, consumiendo

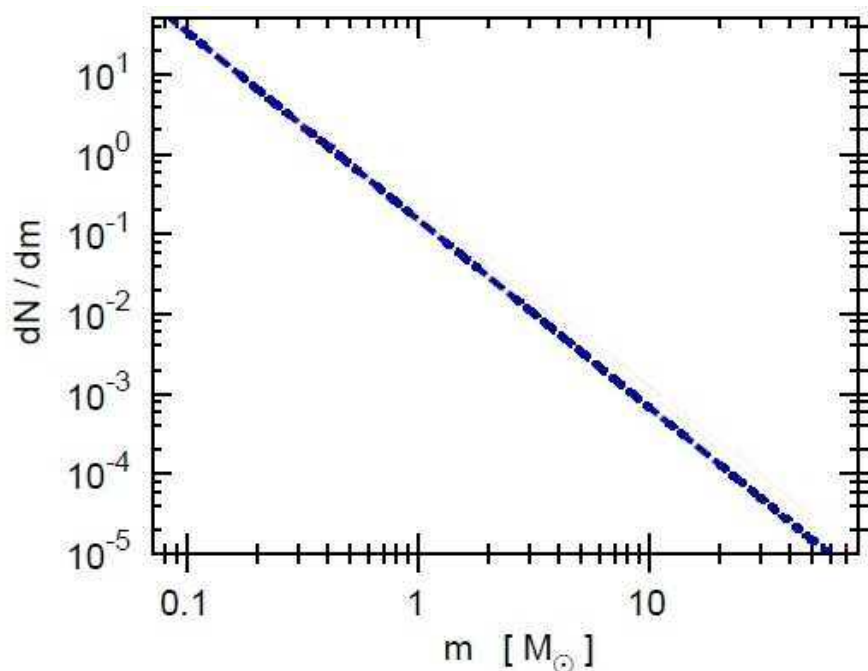


Figura 1.1: Relación entre el número de estrellas por intervalo de masa (desde  $0.07 M_{\odot}$  hasta  $80 M_{\odot}$ ) frente a la masa estelar, ambos parámetros en escala logarítmica. La línea punteada azul muestra la relación analítica propuesta por Salpeter (1955) para la función inicial de masa. Figura adaptada de Kroupa et al. (2012).

antes el combustible, pasando por las diferentes etapas de su vida en rangos temporales más cortos que las estrellas de masa baja-intermedia y enriqueciendo el ISM en escalas de tiempo menores, de forma más continua. Por otro lado, la cantidad de estrellas masivas que esperamos encontrar en la Galaxia es pequeña, en comparación con las de otros rangos de masa, debido a la función inicial de masa (IMF de sus siglas en inglés *initial mass function*), relación establecida por Salpeter (1955), que indica que el número de estrellas en un rango de masa estelar dado es inversamente proporcional a la masa inicial, como puede apreciarse en la figura 1.1.

Las estrellas masivas merecen por tanto una gran cantidad de superlativos, porque además de su gran masa, son las que poseen una luminosidad mayor, las que tienen vidas más cortas, las de mayor temperatura efectiva en la ZAMS y las que mayor enriquecimiento químico y energético aportan al ISM.

### 1.1.1. Evolución de estrellas masivas

En las últimas décadas, el conocimiento de las estrellas masivas ha progresado rápidamente. Los diferentes modelos teóricos evolutivos han demostrado que los vientos estelares, la rotación y los campos magnéticos juegan un papel fundamental en la evolución de las estrellas masivas, desde su nacimiento como estrellas O hasta su explosión como supernovas.

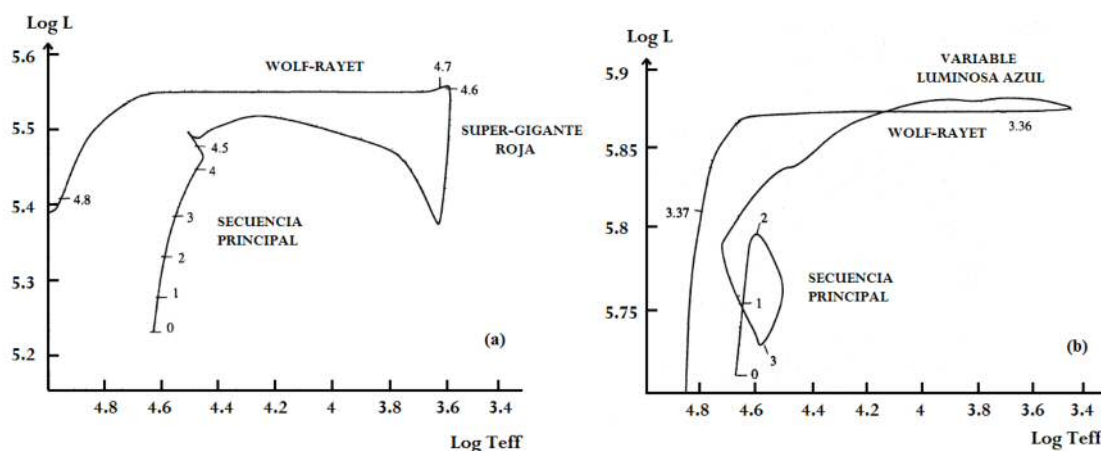


Figura 1.2: Diagrama HR con las trazas evolutivas para una estrella masivas de  $35 M_{\odot}$  (a la izquierda) y otra de  $60 M_{\odot}$  (a la derecha). Las diferentes fases de la evolución para cada rango de masas aparecen indicadas. Los números en las trazas indican el tiempo de vida desde la ZAMS en unidades de  $10^6$  años. La luminosidad está en unidades de  $L_{\odot}$  y la temperatura efectiva en K. Figura basada en los modelos de García-Segura et al. (1996a,b).

Las diferentes etapas evolutivas por las que puede pasar una estrella masiva a lo largo de su vida son: secuencia principal (MS), fase super-gigante roja (RSG), fase variable luminosa azul (LBV), fase Wolf-Rayet (WR) y fase de explosión de supernova (SN). A continuación describimos las diferentes etapas (ver figura 1.2).

### Fase de Secuencia Principal

Se denomina Secuencia Principal (MS de sus sigas en inglés *Main Sequence*) de una estrella a la fase evolutiva en que se está produciendo la combustión de hidrógeno en el núcleo. La fusión de hidrógeno en helio tiene dos efectos en la dinámica de la estrella: por un lado disminuye la presión (pues la masa atómica del He es mayor que la de H) de modo que la gravedad hace que la estrella tienda a colapsar, lo que provoca que aumente la densidad y la presión vuelva a crecer. Por otro lado, las reacciones nucleares aumentan la temperatura del núcleo contrarrestando también el colapso gravitacional y manteniéndose, de este modo, un equilibrio hidrodinámico en el interior estelar.

Las estrellas pasan aproximadamente el 90% de su vida en la MS, este tiempo depende de la masa inicial de la estrella, siendo mucho menor para las estrellas masivas. Ya en esta fase se da una primera pérdida de masa por vientos estelares. La luminosidad de las estrellas en la MS está bien definida por la relación masa-luminosidad:  $L \propto M^{\alpha}$  donde  $\alpha=2.0$  para estrellas masivas (Massey, 1998). Este hecho, unido a sus altas temperaturas ( $T_{\text{eff}} > 25000$  K), sitúa a las estrellas masivas en la parte superior izquierda del diagrama HR con tipos espectrales O/OB siendo las más calientes y luminosas de la MS.

Una vez se ha consumido el hidrógeno tenemos un núcleo de helio inerte no degenerado

rodeado por una envoltura de hidrógeno. Al finalizar las reacciones nucleares se da una disminución en la temperatura del núcleo, la estrella sale del equilibrio y se contrae; la contracción del núcleo provoca una expansión de la envoltura, al crecer su radio aumenta su luminosidad y baja su temperatura moviéndose hacia la derecha en el diagrama HR. El colapso del núcleo va haciendo que la temperatura aumente hasta que esta sea suficientemente alta como para que se de la fusión del helio.

La transición desde la salida de la MS hasta la combustión del helio es un proceso muy rápido y difícilmente detectable en el diagrama HR, está fuertemente influenciada por la masa inicial de la estrella y la metalicidad de la nube molecular en dónde nació, siguiendo en cada caso diferentes fases evolutivas a lo largo de su vida. De forma muy general podemos diferenciar tres grupos según la fase por la que pasan tras la salida de la MS: aquellas con masas iniciales inferiores a  $30 M_{\odot}$  pasan por la fase RSG; las de masas mayores de  $40 M_{\odot}$  alcanzan las fases LBV y WR, por último, aquellas con masas intermedias (entre  $30 M_{\odot}$  y  $40 M_{\odot}$ ) pueden pasar por las tres fases.

### Fase Super-Gigante Roja

Se define fase de Super-Gigante Roja (o RSG de sus siglas en inglés *Red SuperGiant*), al estado evolutivo por el que pasan las estrellas con masas iniciales entre  $9 M_{\odot}$  y  $30 M_{\odot}$  una vez ha finalizado la combustión de hidrógeno del núcleo.

La transición desde la MS hasta la fase RSG depende de la extensión de la zona convectiva asociada a la capa en que se está dando la fusión de hidrógeno: a menor tamaño de la zona convectiva la estrella se infla más y evoluciona de forma más rápida. Este desplazamiento al rojo tras salir de la MS determina el tiempo de vida de las RSG, ya que si una estrella entra en la fase RSG al comienzo de la fusión de He en el núcleo, es decir, si evolucionó rápido, la duración de la fase será mayor que la de una que haya entrado en un estado más avanzado de combustión.

La pérdida de masa reduce la extensión de la zona convectiva siendo un parámetro determinante tanto en la duración de la fase RSG como en su posterior evolución al azul. La dificultad reside en estimar la pérdida de masa en esta fase debido a la presencia de polvo y a las inestabilidades que se dan en las atmósferas de estas estrellas (más información sobre esta problemática en van Loon et al. 2005).

Tras la fase RSG, la estrella puede colapsar como SN tipo II (aquellas con envoltura masiva y extensa rica en H) o puede evolucionar al azul. Un factor fundamental en esta transición es la fracción de masa de helio del núcleo: si esta es mayor del 60-70 % de la masa total entonces pasa al azul. Este paso se ve favorecido para tasas de pérdida de masa alta en la RSG que aumentan la fracción relativa de masa del núcleo.

### Fase Variable Luminosa Azul

Existe una fase evolutiva alternativa a las RSG y previa al estado de WR. Estas estrellas intermedias presentan abundancias químicas en su superficie y luminosidades que las

caracterizan con un tipo espectral en un estado de transición entre las estrellas O y las ya evolucionadas estrellas WR. Inicialmente se las conocía como estrellas variables Hubble-Sandage o variables tipo S-Doradus, y fue Conti (1984) el primero en definir las como una fase propia en la evolución de estrellas masivas, llamándolas estrellas luminosas variables azules (o LBV del inglés *Luminous Blue Variable*).

Las estrellas LBV siguen un patrón que alterna periodos de actividad (en los que se dan grandes pérdidas de masa) con periodos de quiescencia, que caracteriza todas sus propiedades físicas. De forma muy general podemos definir una estrella LBV como una estrella gigante evolucionada, muy luminosa y caliente que sufre erupciones irregulares. Pero esta es, en realidad, una definición inexacta puesto que las LBV no son siempre calientes ni muy luminosas. Debido a que las variaciones fotométricas y espectroscópicas observadas son producidas por cambios en la temperatura, estas estrellas no son siempre azules y calientes sino que pueden cambiar su tipo espectral desde estrellas calientes tipo O y B, hasta frías tipo A y F en pocos años. Además, dado que sufren periodos de quiescencia hay momentos en los que su luminosidad está en los límites “normales”. Dichas variaciones generan gran cantidad de dificultades a la hora de estudiar y caracterizar estas estrellas.

El escenario evolutivo que sigue una estrella LBV es el siguiente: tras pasar gran parte de su vida como estrella O en la MS, las estrellas más masivas ( $M_i > 40 M_\odot$ ) disminuyen su temperatura desplazándose al rojo en el diagrama HR, en un momento determinado se producen inestabilidades que generan un aumento drástico de la tasa de pérdida de masa (Humphreys & Davidson, 1994) creando una fotosfera muy brillante en el óptico que se expande y se calienta, de modo que la estrella invierte su recorrido sin convertirse en RSG y regresando al lado azul del diagrama HR. El aumento de la luminosidad provoca que la estrella alcance (e incluso supere durante las erupciones) el llamado límite Humphreys-Davidson (Humphreys & Davidson, 1979) en el diagrama HR llegando a la fase LBV. Después, la propia pérdida de masa y el incremento de la luminosidad provocan que el cociente  $L/M$  aumente, la estrella se estabiliza de nuevo y pasa al lado rojo disminuyendo su temperatura.

En la figura 1.3 se muestran las estrellas LBV más conocidas en el diagrama HR indicando el tránsito, a luminosidad constante, desde quiescencia (máxima temperatura) hasta el máximo visual (mínima temperatura) de las erupciones. Se observa claramente cómo durante las erupciones las LBV parecen superar el límite de Humphreys-Davidson. Estos aparentes tránsitos en el diagrama HR son debidos a cambios en las capas externas y no a una evolución de la estrella, este hecho es fundamental para entender el comportamiento de las LBV.

Cuando la estrella ha perdido suficiente masa pasa a la fase WR. En base a los modelos de evolución estelar y a las propiedades físicas de las LBV, siempre se ha caracterizado a estas estrellas como un estado previo a la fase WR, sin embargo, se han encontrado indicios observacionales acerca de la posibilidad de que las estrellas LBV puedan ser progenitoras de SN (Meynet et al., 2011). Además, modelos recientes de Groh et al. (2013) proporcionan un sustento teórico a estos hechos observacionales prediciendo que, al final de su vida, las estrellas LBV de baja luminosidad pueden explotar como SN. Esto lleva a una nueva controversia sobre estas estrellas: ¿pueden ser las LBV el estado evolutivo final de las estrellas masivas antes de la explosión como SN y no una mera transición a la fase WR?

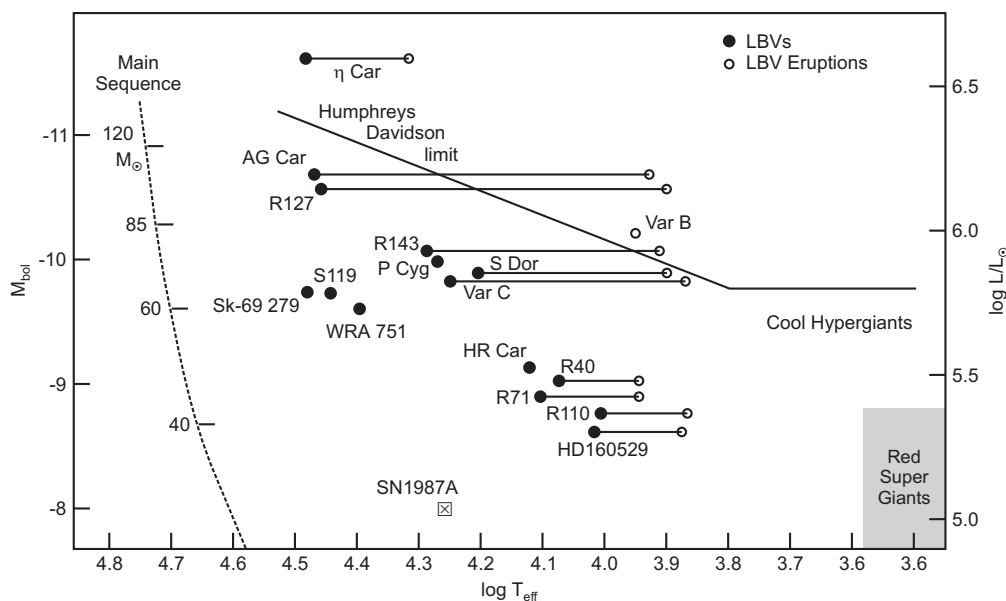


Figura 1.3: Diagrama HR con la posición de las estrellas LBV mejor estudiadas y algunas candidatas. Las líneas horizontales representan las transiciones desde quiescencia (●) hasta erupción (○). El límite superior de luminosidad (límite Humphreys-Davidson) está indicado en línea continua cruzando el diagrama HR. Imagen obtenida de Weis & Duschl (2002).

Es complicado establecer las propiedades físicas de las estrellas LBV debido a las fuertes erupciones que sufren. En general tienen una alta luminosidad intrínseca del orden de  $10^6 L_{\odot}$ . Su temperatura aparente varía mucho dependiendo del estado de actividad en que esté: en quiescencia (mínimo visual) la estrella es muy caliente con temperaturas entre 12000 - 30000 K mientras que durante las erupciones (máximo visual) se vuelven frías con temperaturas entre 7000 - 8000 K. Sus espectros están caracterizados por presentar fuertes líneas de emisión de H, He, Fe II y [Fe II]; sin embargo, debido a la variabilidad, su espectro cambia mucho entre los períodos de quiescencia y de máxima luminosidad (Humphreys & Davidson, 1994). Durante las erupciones que caracterizan a estas estrellas, se dan grandes tasas de pérdida de masa con valores típicos de  $4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  que está entre 10 y 100 veces por encima de los valores de otras super-gigantes de luminosidad similar, mientras que en quiescencia la pérdida de masa es similar a otras super-gigantes con la misma temperatura y luminosidad, aproximadamente  $10^{-5} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  (Lamers, 1989).

Se han observado variaciones fotométricas en las LBV en un amplio rango de amplitudes y escalas temporales. Atendiendo a la amplitud de las variaciones, Lamers (1987) clasifica la variabilidad en tres tipos: erupciones gigantes que aumentan  $M_V$  en más de 3 magnitudes, erupciones de variabilidad moderada cíclica que generan variaciones de 1 o 2 magnitudes y son exclusivas de estrellas LBV y micro-variabilidad de unas décimas de magnitud encontradas también en otras estrellas super-gigantes (van Genderen, 1989). Los mecanismos que generan las inestabilidades y las fuertes erupciones en las estrellas LBV aún no están claros del todo, puesto que sólo con la presión de radiación no se justifica la

gran cantidad de masa perdida en las erupciones. Los autores no se ponen de acuerdo en qué mecanismo es el más válido y lo más probable es que las inestabilidades se den por un conjunto de todos. No entraremos en más detalle pues no es un tema fundamental en esta tesis, no obstante dos buenos resúmenes de las causas posibles de las inestabilidades en LBV pueden ser encontrados en Humphreys & Davidson (1994) y Nota et al. (1995b).

## Fase Wolf-Rayet

Las estrellas Wolf-Rayet (WR) son descendientes evolucionadas de las estrellas O masivas que han perdido sus capas externas debido a los fuertes vientos estelares que poseen. Representan la etapa final en la vida de las estrellas masivas tras pasar por las fases RSG y/o LBV y son el estado previo a la “muerte” de la estrella en la explosión de SN. Como veremos más adelante, no todas las estrellas masivas pasan por la fase WR, sin embargo, si supone una etapa final en la evolución de las estrellas para un amplio rango de masas iniciales. Además, sus fuertes vientos estelares tienen consecuencias directas en el enriquecimiento del medio interestelar y generan nebulosas y burbujas que son el centro de esta tesis doctoral, es por ello que el conocimiento de las estrellas WR resulta fundamental y dedicamos la siguiente sección para definir bien sus propiedades.

## 1.2. Estrellas Wolf-Rayet

En 1867 dos astrónomos franceses del Observatorio de París, Charles Wolf (1827-1918) y Georges Rayet (1839-1906), identificaron tres estrellas peculiares en la constelación del Cisne con líneas de emisión ensanchadas superpuestas al espectro típico de una estrella caliente. Esta es la primera referencia existente (Wolf & Rayet, 1867) en que se clasifica a este tipo de estrellas como una clase propia denominada estrellas Wolf-Rayet (WR). En años posteriores se identificaron medio centenar de estrellas con características similares. Aunque fue Gamow (1943) el primero en sugerir que la composición anómala detectada era material nuclear procesado visible en la superficie, hasta finales del siglo XX este hecho no fue universalmente aceptado (Lamers et al., 1991).

Las estrellas WR se interpretan como objetos en los que se está dando la combustión de helio en el núcleo y presentan espectros con fuertes líneas de emisión ensanchadas (ver figura 1.4) en lugar de las típicas bandas estrechas de absorción (Beals, 1940). Las características espectrales de estas estrellas se observan lejos de su núcleo como consecuencia de los fuertes vientos que empujan el material desde el interior hasta la envoltura, siendo la región en que se forman las líneas de emisión y el continuo una zona geoméricamente muy extensa en comparación con el radio de la estrella. Las envolturas de las estrellas WR están caracterizadas por presentar una composición química con productos típicos de la nucleosíntesis, como C, N, O y dominante en He en lugar de H, puesto que han perdido partes de sus capas externas de H mediante los vientos estelares.

El catálogo más completo de estrellas WR es el creado por van der Hucht (2001) en el que presenta las propiedades de las 226 estrellas WR conocidas en la Vía Láctea. Aunque desde



entonces se han descubierto nuevas estrellas WR (van der Hucht (2006) amplió el número hasta 298), aún son muy pocas las identificadas, ya que la estimación para la Galaxia es de miles. Parte de la causa de esto reside en el hecho de que la fase WR es muy corta (solo el 10% de tiempo de la vida total de la estrella) puesto que, como ya hemos dicho, cuanto más masiva sea la estrella más corta es su vida al consumir antes el combustible. El cartografiado de las estrellas WR en la Vía Láctea ha revelado que se sitúan en o cerca de regiones de formación estelar masiva del disco Galáctico; en concreto, el 8% está en el cúmulo abierto de Westerlund 1 y el 20% en cúmulos masivos situados cerca del centro Galáctico (van der Hucht, 2006), esto provoca que la extinción interestelar sea también un problema grave añadido a la detección de WR, siendo necesario ampliar el rango espectral hasta el infrarrojo cercano (Hadfield et al., 2007).

### 1.2.1. Clasificación de las estrellas WR

Basándose en su espectro óptico, las estrellas WR se clasifican en tres tipos dependiendo de la intensidad de las líneas de emisión que se observan en sus espectros: WN, WC y WO. Este esquema sigue la evolución natural de la estrella una vez comenzada la fase WR, interpretándose como los diferentes cambios en las abundancias que sufren las envolturas (Lamers et al., 1991), siendo las WC un estado intermedio entre las jóvenes WN y las viejas WO. Esta clasificación va acompañada de un índice que refleja el grado de ionización de la atmósfera dado por los cocientes relativos de las líneas de emisión características de cada tipo siguiendo el esquema de Smith (1968a), donde menor índice indica mayor grado de ionización. A continuación describimos los diferentes tipos de estrellas WR:

- **Estrellas WN o estrellas en la secuencia del nitrógeno:** se identifican por presentar fuertes líneas de N y He en sus espectros. Atendiendo a su composición química se caracterizan por tener una envoltura con bajo contenido en H y enriquecida con los productos típicos del ciclo CNO debido a la combustión de H que se produce en el núcleo de la estrella (exceso de N y He y falta de O). Atendiendo a la presencia (o no) de H, las estrellas WN se dividen en dos subtipos:
  - WNE o tempranas: caracterizadas por haber perdido ya toda su envoltura de H conservando el núcleo en el que se está dando la combustión del He.
  - WNL o tardías: presentan aún H en la envoltura con cocientes de H/He entre 5 y 1 (Crowther et al., 1991). Son estrellas más frías, más masivas y más brillantes que las WNE.

Mediante los cocientes relativos de N<sup>III-V</sup> y He<sup>I-II</sup> las estrellas WN se clasifican con tipos espectrales que abarcan desde WN2 hasta WN9 (Conti et al., 1990), siendo las de menor índice las más tempranas y excitadas. De este modo las WNE van desde WN2 hasta WN5 y las tardías, las WNL, desde WN7 hasta WN9. El tipo espectral WN6 puede pertenecer a ambos grupos. Por otro lado, existe un tipo de estrellas originalmente clasificadas como Ofpe/WN9 (Bohannon & Walborn, 1989)

caracterizadas por presentar espectros mezcla de estrellas O y estrellas WNL; con intención de incluir este tipo de estrellas en la clasificación general de las WR, Smith et al. (1994) ampliaron la secuencia WN hasta las llamadas estrellas WN muy tardías (WN10-WN11).

- **Estrellas WC o estrellas en la secuencia del carbono:** caracterizadas por presentar líneas de emisión intensas de C, O y He en sus espectros. Su envoltura tiene una ausencia total de hidrógeno y está compuesta por los productos típicos derivados de la combustión triple- $\alpha$  con enriquecimiento de C, O y He. Son estrellas más evolucionadas que las WN ya que han perdido toda su envoltura de H debido a los fuertes vientos estelares. Los cocientes relativos de C III y C IV respecto a O III-V subdividen las WC abarcando desde WC4 hasta WC9 (Torres et al., 1986). Atendiendo al grado de excitación, las WC se clasifican como estrellas WCE o tempranas con tipos espectrales desde WC4 hasta WC6, y estrellas WCL que abarcan desde WC7 hasta WC9 y corresponden a los tipos más tardíos y menos excitados.
- **Estrellas WO:** se caracterizan por presentar líneas intensas de O VI 3811,3834 Å (Kingsburgh et al., 1995). Estas estrellas son poco conocidas y, en general, suelen incluirse como una extensión de las WCE. Dependiendo de la relación de intensidad entre O V-VI y C IV se clasifican desde WO1 hasta WO4 (Crowther et al., 1998).

Por último, algunas estrellas tipo WN presentan de manera inusual líneas intensas de C IV 5801Å. Este subtipo es clasificado como un estado evolutivo intermedio entre las WN y las WC, y se las conoce como WN/WC (Conti y Massey 1989).

En la figura 1.4 podemos observar un montaje en el rango óptico de espectros WR en los diferentes tipos según la clasificación descrita (Crowther, 2007). También podemos ver el rango espectral que cubren los filtros *ubvr* de banda estrecha usados en el estudio de WR y propuestos por Smith (1968b) debido a que la fotometría UBV clásica de banda ancha no permitía diferenciar una estrella WR de una estrella típica caliente.

### 1.2.2. Vientos estelares y pérdida de masa

#### Descripción general

El análisis espectral de estrellas OB masivas muestra perfiles ensanchados tipo P-Cygni de líneas de C IV y Si IV, indicando la existencia de material expandiéndose a velocidades de unos 2000 km s<sup>-1</sup> y revelando la presencia de fuertes vientos (Chiosi & Maeder, 1986). A lo largo de su vida, las estrellas masivas experimentan vientos estelares que conllevan una gran pérdida de masa cuyo estudio es de vital importancia por diferentes razones: en primer lugar, se sabe que en la mayoría de las estrellas masivas la pérdida de masa en forma de vientos estelares juega un papel importante, e incluso dominante, en su evolución, afectando directamente a las trazas evolutivas en el diagrama HR y su entendimiento haría

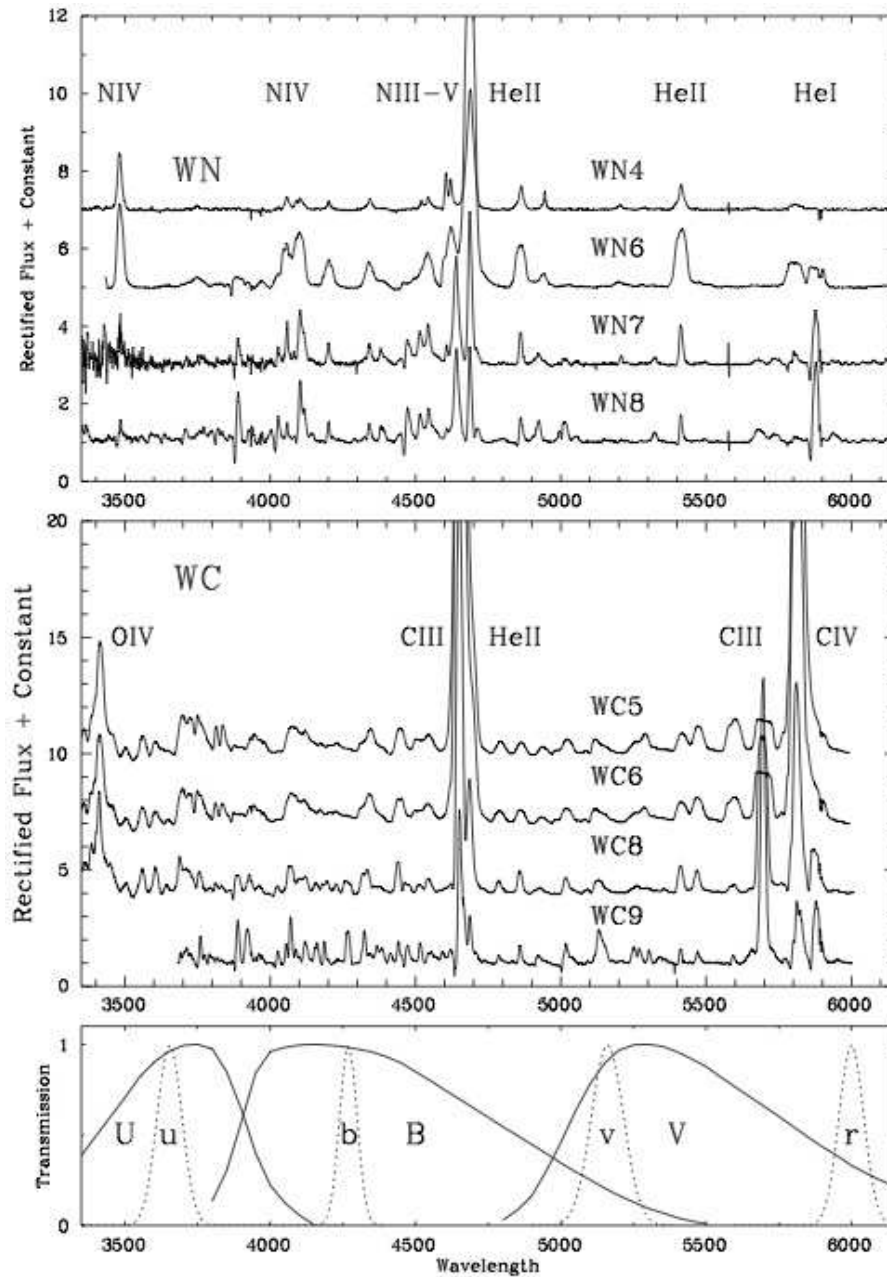


Figura 1.4: Espectros en el rango óptico de estrellas WR con distintos tipos espectrales. En el panel superior las estrellas WN y en el medio las WC, diferenciando en cada caso entre los subtipos descritos en la clasificación. En el panel de abajo se compara la fotometría de banda ancha clásica UB<sub>V</sub> con los filtros de banda estrecha *ubvr* usados en el estudio de estrellas WR. Figura obtenida de Crowther (2007).

comprender la relación entre las fases OB, LBV, RSG y WR; en segundo lugar, la estrella expulsa material de sus capas internas mediante los vientos, obteniendo en la superficie estelar material ya procesado por la nucleosíntesis, observable espectroscópicamente; este estudio permite conocer mejor los procesos internos de cada fase de la evolución estelar.

La pérdida de masa por medio de vientos estelares es un proceso que se da comúnmente en estrellas con alta luminosidad como OV, Of, OB y M gigantes y super-gigantes y estrellas WR, sin embargo el mecanismo que genera los vientos ha sido tema de controversia en el pasado. Actualmente, parece aceptado que la causa responsable del viento estelar es la presión de radiación. Los primeros en presentar esta teoría fueron Lucy & Solomon (1970) que propusieron que el material era dirigido hacia el exterior de la estrella debido a un gradiente de presión en las líneas de resonancia de los elementos principales. Posteriormente, Castor et al. (1975a) extendieron esta teoría a líneas de elementos menos abundantes explicando también, de forma cuantitativa, los ritmos de pérdida de masa observada. Las mejoras más importantes fueron realizadas por Abbott (1982), entre otros. El mecanismo de la presión de radiación se fundamenta en la absorción de la radiación estelar por los iones, estas absorciones provocan transiciones y transferencias de energía y momento entre las partículas, generándose un flujo estacionario que va acelerándose hasta superar la velocidad de escape y eyectándose el material fuera de la estrella.

Los vientos estelares están definidos por dos parámetros: la velocidad terminal o velocidad de escape superficial ( $v_\infty$ ) y la tasa de pérdida de masa ( $\dot{M}$ ). Variaciones de ambos parámetros afectan de forma directa a las propiedades del viento y por tanto a la evolución de la estrella. Uno de los principales problemas es la estimación de la tasa de pérdida de masa. A lo largo de los años se han realizado múltiples estudios observacionales y teóricos para obtener una relación empírica entre la tasa de pérdida de masa y los parámetros estelares básicos. Un buen resumen de las relaciones obtenidas puede verse en la tabla 1 de la revisión presentada por Chiosi & Maeder (1986) en donde se muestran diferentes resultados para dos tipos de parametrizaciones propuestas:  $\dot{M}=a L^b$  y  $\dot{M}=\alpha L^\beta M^\gamma R^\delta$ .

La modelización y conocimiento de los vientos estelares ha mejorado mucho en los últimos años obteniéndose relaciones más consistentes y con buenas concordancias entre las predicciones de los modelos y los valores observacionales. Para las tasas de pérdida de masa durante los vientos producidos en la fase de MS, las relaciones empíricas de Vink et al. (2000) presentan unos excelentes resultados al ser aplicados a modelos teóricos de evolución estelar (Meynet & Maeder, 2005). En concreto, las parametrizaciones de la pérdida de masa  $\dot{M}$  (en  $M_\odot \text{ año}^{-1}$ ) como función de la masa  $M$  (en  $M_\odot$ ), luminosidad  $L$  (en  $L_\odot$ ) y temperatura  $T$  (en K) para metalicidad solar teniendo en cuenta el salto bi-estable que se observa en las variaciones de las tasas son:

$$\begin{aligned} \log \dot{M} = & 2,194 \log(L/10^5) - 1,313 \log(M/30) - 1,226 \log\left(\frac{v_\infty/v_{\text{esc}}}{2,0}\right) \\ & + 0,933 \log(T_{\text{eff}}/40000) - 10,92 [\log(T_{\text{eff}}/40000)]^2 - 6,697 \end{aligned} \quad (1.2)$$

para  $27500 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 50000 \text{ K}$  y

$$\begin{aligned} \log \dot{M} = & -6,688 + 2,210 \log(L/10^5) - 1,339 \log(M/30) \\ & -1,601 \log\left(\frac{v_\infty/v_{\text{esc}}}{2,0}\right) + 1,07 \log(T_{\text{eff}}/20000) \end{aligned} \quad (1.3)$$

para  $12500 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 22500 \text{ K}$ .

En un trabajo posterior, Vink et al. (2001) ampliaron el estudio incorporando la dependencia con la metalicidad  $Z$  (en unidades de  $Z_\odot$ ) obteniendo la relación:

$$\dot{M}(Z) = (Z/Z_\odot)^{1/2} \dot{M}(Z_\odot). \quad (1.4)$$

Las parametrizaciones propuestas por de Jager et al. (1988) y Puls et al. (1996) predicen también tasas de pérdida de masa con bastante precisión y en buena concordancia con las observaciones, siendo además muy útiles para aquellos rangos en que las predicciones de Vink no pueden ser aplicadas.

## Vientos estelares durante la fase WR

Durante la fase WR los vientos estelares son aún más intesos que en etapas anteriores, jugando un papel fundamental en el enriquecimiento químico y energético del medio interestelar. La distribución espacial del gas alrededor de las WR altera el ISM condicionando cómo los nuevos metales sintetizados se dispersan y mezclan en el gas original en el que se formó la estrella (esta mezcla no es instantánea y los mecanismos que la provocan aún no están esclarecidos totalmente). Además, debido a la interacción de vientos con las envolturas eyectadas, se forman burbujas alrededor de las estrellas WR que aportan gran información sobre la evolución de la estrella central convirtiéndose en un gran laboratorio científico como veremos en la sección 1.4.

La dificultad de la estimación de la tasa de pérdida de masa sigue estando presente en esta fase WR. Puesto que las condiciones físicas del viento y del interior estelar son diferentes en la etapa WR y en la MS, las relaciones de Vink et al. (2000) presentadas anteriormente (ecuaciones 1.2 y 1.3) no estarían bien aplicadas en este caso. Por ello se han realizado diferentes estudios para intentar encontrar concordancia entre las relaciones empíricas y los modelos de evolución estelar. Una de las relaciones más consistentes y con mejores resultados son las presentadas por Nugis & Lamers (2000) que establecen unas pautas para estimar la pérdida de masa durante la fase WR diferenciando, además, entre las etapas WN y WC. Dichas parametrizaciones son:

$$\text{para estrellas WN : } \log \dot{M} = -5,99 + 1,06 \log M \quad (1.5)$$

$$\text{para estrellas WC : } \log \dot{M} = -5,93 + 1,13 \log M \quad (1.6)$$

$$\text{para la muestra total (WC + WN) : } \log \dot{M} = -5,73 + 0,88 \log M. \quad (1.7)$$

Tabla 1.1: Propiedades físicas y del viento en estrellas WR de la Vía Láctea. Tabla adaptada de Crowther (2007).

Tipo espectral	$T_*$ (kK)	$\log L$ ( $L_\odot$ )	$\dot{M}$ ( $M_\odot \text{ año}^{-1}$ )	$v_\infty$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$M_v$ (mag)	Ejemplo
Estrellas tipo WN						
3-w	85	5.34	-5.3	2200	-3.1	WR3
4-s	85	5.3	-4.9	1800	-4.0	WR6
5-w	60	5.2	-5.2	1500	-4.0	WR61
6-s	70	5.2	-4.8	1800	-4.1	WR134
6ha	45	6.18	-5.0	2500	-6.8	WR24
7	50	5.54	-4.8	1300	-5.4	WR84
8	45	5.38	-4.7	1000	-5.5	WR40
9	32	5.7	-4.8	700	-6.7	WR105
9ha	35	5.86	-4.8	1300	-7.1	WR108
Estrellas tipo WC y WO						
5	85	5.1	-4.9	2200	-3.6	WR111
6	80	5.06	-4.9	2200	-3.6	WR154
7	75	5.34	-4.7	2200	-4.5	WR90
8	65	5.14	-5.0	1700	-4.0	WR135
9	50	4.94	-5.0	1200	-4.6	WR103

Una ventaja de este resultado empírico frente a otros es la corrección realizada para tener en cuenta la gruesidad del viento en las estrellas WR como explican Nugis et al. (1998). En el caso de las relaciones para diferente metalicidad, Crowther et al. (2002) propone seguir usando la misma dependencia obtenida para las estrellas en MS descrita en la ecuación 1.4. En la tabla 1.1 presentamos un resumen de las tasas de pérdida de masa observacionales para las estrellas WR en sus diferentes subtipos espectrales extraída de la revisión de Crowther (2007).

Actualmente ha surgido una nueva controversia acerca de los ritmos de pérdida de masa utilizados en modelos debido al descubrimiento de “grumos” en el viento. Aunque la gruesidad del viento en estrellas O ya fue descrita por Lupie & Nordsieck (1987), hasta los trabajos de Bouret et al. (2005) y Fullerton et al. (2006) no quedó establecida su influencia en los ritmos de pérdida de masa, disminuyendo las estimaciones previas en un factor 3-7 y 20-130 respectivamente, y dejando en evidencia que las tasas calculadas con modelos empíricos sin gruesidad estaban sobrestimadas. Aunque actualmente hay consenso sobre la necesidad de reducir los ritmos de pérdida de masa, existen discrepancias acerca de la cantidad en que hay que disminuirlas:

- Para una gruesidad del viento moderada, varios estudios predicen que una reducción baja, de un factor  $\sim 3$  es adecuada, sin afectar en exceso a los modelos de evolución (Georgy et al., 2011).

- Para vientos con mucha grumosidad Smith & Owocki (2006) argumentan que la masa cedida por vientos estelares de forma estacionaria (lo que se conoce como vientos conducidos por líneas o *line-driven winds*) no es suficiente para alcanzar la fase WR en estrellas masivas, siendo necesario incluir procesos como fuertes erupciones similares a las que se dan en las estrellas LBV.
- El estudio realizado por Vink & Gräfener (2012), basándose en la transición y relación Of/WNh y suponiendo únicamente pérdida de masa por vientos con flujos constantes, revela que la reducción en un factor 2-3 para estrellas con masas iniciales mayores de  $50 M_{\odot}$  es suficiente, sin que sea necesario añadir erupciones, matizando que para estrellas de masas inferiores hay que realizar estudios más detallados que tengan en cuenta nuevos mecanismos para obtener una mejor cuantificación de las tasas de pérdida de masa.

### 1.2.3. Situación en el diagrama HR de las estrellas WR: temperatura efectiva y luminosidad

Para la determinación de la temperatura efectiva en estrellas WR se recurre a modelos atmosféricos de transferencia radiativa. Esta modelización tiene ciertas debilidades: la estratificación de la atmósfera debida a las altas densidades de los vientos, la sensibilidad de los modelos al apantallamiento<sup>1</sup> de la estrella y la ruptura del equilibrio termodinámico local a altas temperaturas, por lo que se están elaborando nuevos modelos para la determinación de los parámetros físicos incluyendo no equilibrio termodinámico local, grumosidad, y apantallamiento. En general, las WR son estrellas muy calientes con temperaturas efectivas entre  $T_{\text{eff}} = 30000 \text{ K} - 90000 \text{ K}$ . Ver tabla 1.1.

Mediante calibraciones para WR pertenecientes a cúmulos y asociaciones, van der Hucht (2001) estimó la magnitud absoluta para varias estrellas WR en la Vía Láctea: para estrellas tipo WN la luminosidad va desde  $200000 L_{\odot}$  en las tempranas, hasta  $500000 L_{\odot}$  en las más tardías; aquellas identificadas como WNha presentan exceso en luminosidad de  $10^6 L_{\odot}$ ; las WC son las menos luminosas con valores de  $150\,000 L_{\odot}$ . Ver tabla 1.1.

Por tanto, teniendo en cuenta la alta luminosidad ( $10^4 - 10^6 L_{\odot}$ ) y temperatura efectiva ( $30000 \text{ K} - 90000 \text{ K}$ ) de las WR podemos determinar la situación en el diagrama HR obteniendo que se encuentran en la zona superior izquierda, en la misma región que las estrellas OB pero con mayor luminosidad (ver figuras 1.2 y 1.5).

---

<sup>1</sup>Se define apantallamiento (o en inglés *blanketing*) al efecto producido en una estrella por la presencia de elementos pesados en su atmósfera que provocan líneas de absorción muy intensas. De esta forma, el flujo espectral obtenido en una región del espectro donde estas líneas sean abundantes será menor que en caso de que no estuvieran.

#### 1.2.4. Evolución de las estrellas WR

La fase WR representa el estado final para las estrellas masivas antes de la explosión de SN. El esquema evolutivo que siguen las estrellas WR ha estado definido históricamente por el llamado “Escenario de Conti” (Conti, 1976) que supone una evolución normal desde estrellas O, en la secuencia principal, evolucionando hasta estrellas Of, WNL, WNE y finalmente llegando a WC. Sin embargo, más adelante se vio que este era un esquema demasiado simple dado que no todas las estrellas masivas seguían esa secuencia evolutiva: había que diferenciar rangos de masas para poder discernir qué fases ocurrían antes de llegar a WR y dentro de la propia etapa WR. Así aparece el llamado “Escenario de Maeder” (Maeder, 1990, 1991) bajo el cual se establecen diferentes límites de masa que diferencian un camino evolutivo de otro. Estos límites de masa han ido cambiando según mejoraban los modelos, en particular, Meynet & Maeder (2005) encuentran en sus modelos tres rangos definidos por dos parámetros:  $M_{OWR}$  y  $M_{WR}$  ( $M_{WR} < M_{OWR}$ ), donde  $M_{OWR}$  es la masa inicial mínima para que la estrella pase directamente desde la MS a la fase WR, y  $M_{WR}$  la masa inicial mínima para que alcance la fase WR desde cualquier punto de la evolución. Sus valores dependen fuertemente de la rotación y de la metalicidad, siendo los valores medios aproximados  $M_{WR} \sim 30 M_{\odot}$  y  $M_{OWR} \sim 60 M_{\odot}$ . Bajo estos límites, las estrellas masivas con masa inicial menor de  $M_{WR}$  no tienen suficiente combustible en su interior y tras alcanzar la fase RSG hacen transiciones al azul y luego explotan como SN sin convertirse en WR; las estrellas con masas entre  $M_{WR}$  y  $M_{OWR}$  pasan por las fases LBV y/o RSG y llegan a la fase WR como estrellas en la secuencia del nitrógeno tempranas (WNE). Finalmente, las estrellas con masa inicial superior a  $M_{OWR}$  pueden no pasar por la fase LBV y entran en la fase WR aún con H en su envoltura siendo WNL y con posibilidad de alcanzar las fases WNE y WC antes de explotar como SN.

De forma esquemática, los escenarios que proponen Meynet et al. (2011) para una estrella masiva con metalicidad solar diferenciando seis rangos de masas iniciales son:

90 $M_{\odot}$ :	O - Of - WNL - (WNE) - WCL - WCE - SN(SNIbc/BH/SNIIn)?
60-90 $M_{\odot}$ :	O - Of/WNL $\leftrightarrow$ LBV - WNL - WCL/E - SN(SNIbc/BH/SNIIn)?
40-60 $M_{\odot}$ :	O - BSG - LBV $\leftrightarrow$ WNL - (WNE) - WCL/E - SN(SNIb) -WCL/E - WO - SN (SNIc)
30-40 $M_{\odot}$ :	O - BSG - RSG - WNE - WCE - SN(SNIb) - OH/IR $\leftrightarrow$ LBV?
20-30 $M_{\odot}$ :	O - (BSG) - RSG - BSG - RSG - SN(SNIb/SNIIL)
9-20 $M_{\odot}$ :	O - RSG - SN (SNIIP)

#### Influencia de la rotación en la evolución estelar masiva

En las teorías estándar de evolución estelar, la rotación siempre ha sido considerada un efecto secundario. No obstante, debido a las discrepancias entre las predicciones de los modelos y las observaciones encontradas en estrellas masivas (Maeder, 1995) el grupo de Georges Meynet y André Maeder del observatorio de Ginebra han desarrollado una serie de modelos con rotación que reproducen bastante bien las observaciones. En particular hay tres



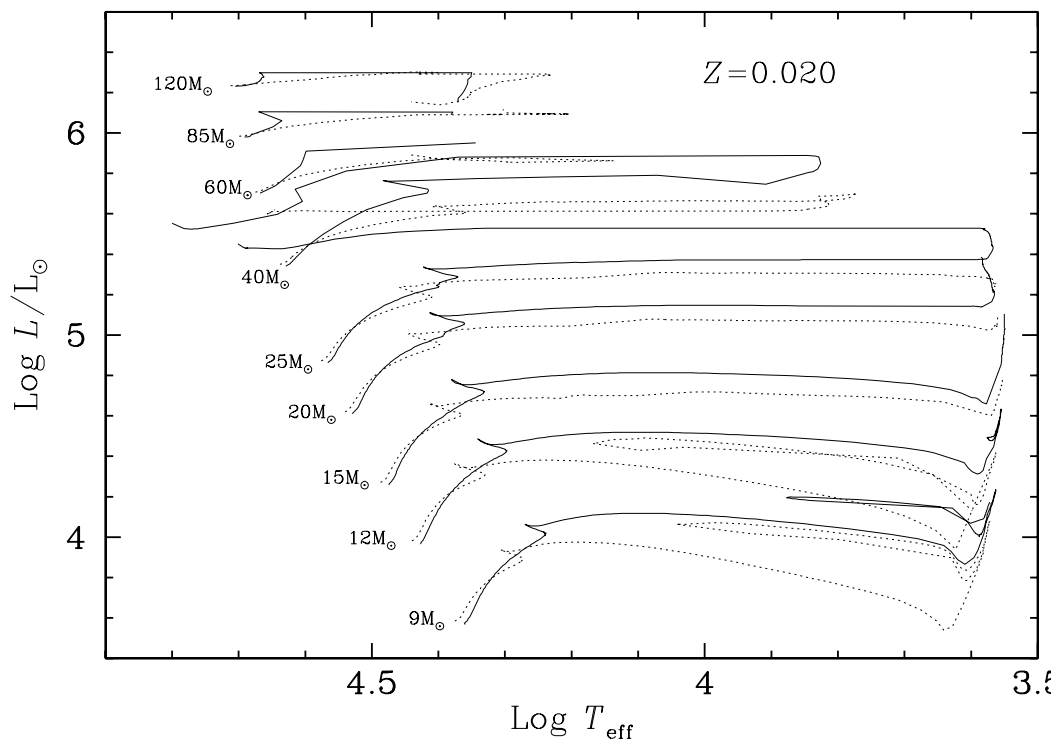


Figura 1.5: Trazas evolutivas para diferentes rangos de masas iniciales a metalicidad aproximadamente solar extraídas de Meynet & Maeder (2003). Las líneas punteadas indican modelos sin rotación y las continuas representan modelos con rotación para una velocidad inicial de  $300 \text{ km s}^{-1}$ .

hechos destacables: los modelos que incluyen rotación aumentan los cocientes de estrellas WR a estrellas O (WR/O) y entre los tipos WN y WC (WN/WC) que observacionalmente eran siempre mayores, predicen el enriquecimiento de N y He observado en algunas estrellas O de la MS y explican la detección de un mayor número de estrellas en fase RSG en las Nubes de Magallanes (Maeder & Meynet, 2001).

La implementación de la rotación aumenta los ritmos de pérdida de masa modificando drásticamente la evolución de la estrella, este hecho es mayor según crece la metalicidad. La rotación también favorece la mezcla de los productos generados en el interior estelar (Meynet & Maeder, 2000), estando más acentuado cuanto mayor sea la masa inicial de la estrella (Howarth et al., 1997). Ambos factores (aumento de la pérdida de masa y de la mezcla) modifican fuertemente las trazas evolutivas de las estrellas masivas como puede verse en la figura 1.5, donde se representan los caminos seguidos por estrellas con diferentes masas iniciales a lo largo de su vida en caso de modelos con rotación y sin rotación para metalicidad aproximadamente solar (Meynet & Maeder, 2003).

La rotación afecta desde un principio a la evolución: en la ZAMS la rotación genera dispersión atmosférica y una disminución de la gravedad efectiva que hace situar a las estrellas en luminosidades y temperaturas efectivas más bajas que en los modelos sin rotación.

Además, el ancho de banda de la MS también se ve modificado dependiendo de la masa inicial (Meynet & Maeder, 2003): para estrellas con masas menores de  $30 M_{\odot}$  el ancho de banda es mayor ya que la rotación provoca que el núcleo de He que queda tras la combustión de H sea mayor (por ejemplo, para una estrella de  $20 M_{\odot}$  es un 38 % mas grande). Por el contrario, para las más masivas (más de  $50 M_{\odot}$ ) ocurre lo inverso debido a que la mezcla enriquece la envoltura con He aumentando el núcleo convectivo y favoreciendo el paso al azul en el diagrama HR, obteniendo así un ancho de banda menor.

Podemos ver en la figura 1.5 que las trazas de los modelos que incluyen rotación son más luminosas. Esto es debido a que la mezcla por rotación provoca un enriquecimiento de He en la envoltura que disminuye su opacidad haciendo que la luminosidad aumente. Por otro lado, el hecho de que la rotación incremente la pérdida de masa implica que, tanto al final de la combustión del H como de la combustión del He, la masa de la estrella sea menor que en los modelos sin rotación; esta disminución de la masa es más drástica en casos de estrellas muy masivas y con alta metalicidad. También la duración de la combustión de H y He se ven afectadas por la rotación: en el caso del tiempo de combustión de H,  $t_H$ , la rotación provoca un aumento del 15 % - 25 % siguiendo la relación

$$\left( \frac{\Delta t_H(\bar{v})}{t_H(0)} \right) = 0,0013 \bar{v} \quad (1.8)$$

propuesta por Meynet & Maeder (2000) donde  $\bar{v}$  representa la velocidad de rotación ecuatorial media en  $\text{km s}^{-1}$ . Por el contrario, la duración de la combustión de He disminuye con la rotación, especialmente para alta metalicidad. Es interesante notar que para estrellas muy masivas (más de  $85 M_{\odot}$ ), la duración de la fase de combustión de He crece en lugar de disminuir pues la estrella entra en la fase WR directamente desde la MS (Meynet & Maeder, 2003).

Centrándonos en la fase WR, los efectos de la rotación son numerosos, tanto en las condiciones para alcanzar dicha fase como en la evolución por los diferentes subtipos. En primer lugar, la masa inicial mínima para que una estrella llegue a evolucionar hasta fase WR disminuye para los modelos con rotación, modificando así los rangos de masa indicados anteriormente. Esta disminución es aún mayor cuando la metalicidad del modelo es alta pues la pérdida de masa aumenta. La condición que imponen los modelos de Meynet & Maeder (2003) para considerar que una estrella ha alcanzado la fase WR es que capas suficientemente profundas de la estrella hayan sido destapadas. En modelos sin rotación, la clave física que permite la aparición de productos químicos internos en la superficie, y por tanto el paso a WR, es la pérdida de masa por vientos estelares. En cambio, en modelos con rotación, a la pérdida de masa se le añade la influencia de la mezcla por rotación. Por tanto, la entrada en la fase WR en los modelos con rotación se ve favorecida por dos factores: primero debido a que las especies producidas en el interior se difunden en la envoltura radiativa y segundo porque hacen que la masa del núcleo convectivo sea mayor. De este modo, en modelos con rotación la estrella puede entrar en la fase WR con una envoltura rica en H que implica que la duración de la fase WNL sea mayor. En caso de tener metalicidad alta, la duración de las posteriores fases WNE y WC también se ve incrementada (Meynet & Maeder, 2005).

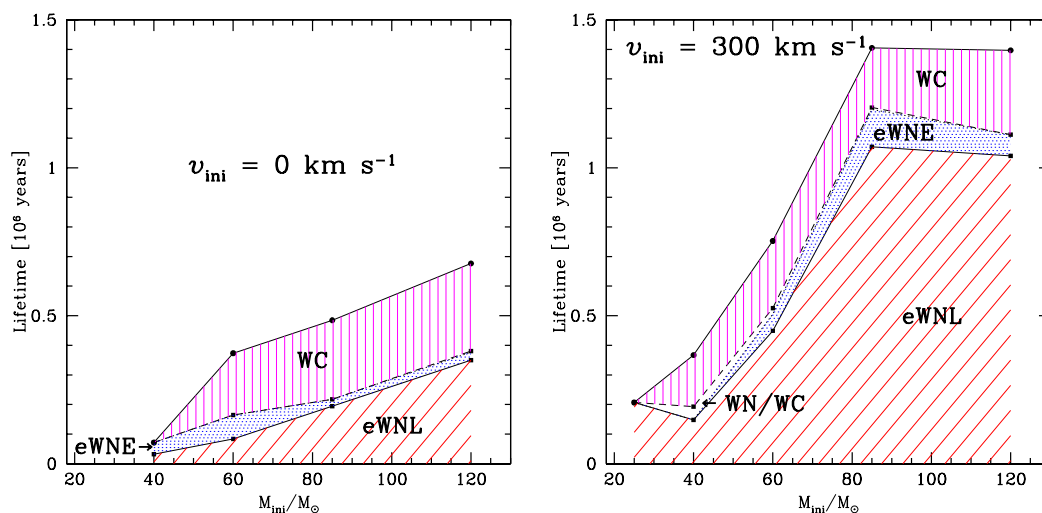


Figura 1.6: El panel de la izquierda muestra los tiempos de vida de las estrellas WR para diferentes masas iniciales en modelos sin rotación a metalicidad solar indicando la duración de las subfases. En la derecha aparece representado lo mismo pero en un modelo con rotación para una velocidad inicial de  $300 \text{ km s}^{-1}$  (Meynet & Maeder, 2003).

Por lo tanto, la rotación afecta en gran medida a la fase WR disminuyendo la masa inicial requerida, modificando las condiciones para su entrada y aumentando la duración de las subfases y de la etapa WR en general. Todo esto se puede ver mejor en la figura 1.6 donde se aprecia la influencia de la rotación en la duración de las fases de las estrellas WR y sus subfases para diferentes masas iniciales. Se observa que para el modelo con rotación aparece la fase de transición entre el estado evolutivo WN y el WC, denominada WN/WC, caracterizada por tener en la superficie productos de la combustión del H y del He simultáneamente y cuya duración es mayor en caso de alta metalicidad (Meynet & Maeder, 2005). En caso de masa mayor de  $60 M_{\odot}$  no ocurre esta transición debido a que la envoltura ha perdido ya demasiada masa.

### 1.2.5. Etapa post-WR: explosión de supernova

Se denomina fase de supernova (SN) a la explosión que se da tras la muerte de estrellas masivas cuando el núcleo de hierro colapsa en una estrella de neutrones o en un agujero negro (Woosley & Janka, 2005). La explosión de SN inyecta una gran cantidad de energía al ISM (del orden de  $10^{51}$  erg) siendo visible desde diferentes ángulos y con duraciones de semanas a meses.

Las SN se clasifican basándose en la presencia o no de hidrógeno en sus envolturas (Filippenko, 1997):

- Se definen SN tipo II como aquellas que presentan H en sus envolturas y por tanto sus progenitores son estrellas masivas en la fase de super-gigante.

- Las SN tipo I son aquellas con ausencia total de H formadas tras un estado evolucionado de la estrella; son descendientes de las estrellas WR. Se subclasifican como tipo Ia si se detectan líneas de Si II 6150Å, tipo Ib si hay presencia de He 5876Å y tipo Ic si no hay líneas de helio.

La naturaleza de los progenitores de SN tipo Ib/Ic como función de la masa y metalicidad se obtiene a partir de modelos teóricos; una forma de cuantificar la validez de dichos modelos es mediante los cocientes relativos de SN tipo Ib/Ic respecto a las SN tipo II, lo que genera debate a la hora de incluir o no una compañera binaria en los modelos para reproducir los cocientes observacionales. Más información en Heger et al. (2003) y Crowther (2007).

Tras la explosión de SN el material expulsado regresa a la galaxia y acabará mezclándose con el gas y polvo interestelar existente, enriqueciendo el material necesario para construir una nueva generación de estrellas. Por esta razón, el estudio de los progenitores de las SN, en particular de las WR, es fundamental a la hora de entender la evolución química y energética de nuestra Galaxia.

### Relación entre las supernovas y los estallidos de rayos gamma

Los estallidos de rayos gamma (o GRB del inglés *Gamma-ray burst*) fueron descubiertos por Klebesadel et al. (1973) y se definen como fogonazos muy intensos de radiación electromagnética del orden de segundos. Para producirse requieren de unas pequeñas cantidades de material acelerado a velocidades ultrarelativistas y depositan una gran cantidad de energía en el ISM, del orden de  $10^{51}$  erg (Mészáros, 2002).

A pesar de la similitud entre las escalas energéticas de los GRB de larga duración (LGRB) y las SN, hasta el año 2003 no se logró establecer firmemente una relación, concretamente entre los LGRB y el subtipo SN Ic (Hjorth et al., 2003; Matheson et al., 2003). Estudios posteriores han confirmado esta asociación (ver revisión de Woosley & Bloom 2006). Desde el punto de vista teórico, el modelo de “*Collapsar*” (Woosley, 1993) predice que la implosión esférica de una estrella masiva con alto momento angular podría explicar las propiedades observadas de los LGRB. Bajo este escenario, el núcleo estelar expulsa en la fase final del colapso estelar dos chorros de material relativista diametralmente opuestos que perforan la estrella por el eje de rotación de esta. Este modelo requiere que el núcleo de la estrella rote rápidamente antes de explotar como LGRB. La dificultad reside en averiguar si las estrellas simples rotan lo suficientemente rápido a lo largo de su evolución como para retener tanta cantidad de momento angular en su núcleo, siendo una de las claves del problema el acoplamiento entre el núcleo de la estrella y su envoltura (Petrovic et al., 2005).

Algunos autores han visto la posibilidad de que algún subtipo de estrellas WR pudiera ofrecer las condiciones necesarias para formar un LGRB, conservando el momento angular necesario para producir un “*Collapsar*” (Meynet & Maeder, 2005). También se ha observado que en muchas ocasiones la evolución de la emisión multifrecuencia que sigue al LGRB (denominada post-luminiscencia) es consistente con un perfil de densidad de viento estelar el cual está contenido en una burbuja (Yu & Dai, 2007), como ocurre con las estrellas WR. Estos hechos hacen que el estudio de las WR y las burbujas creadas a su alrededor sean un poderoso medio para mejorar los modelos físicos y requerimientos observacionales necesarios para comprender los estallidos de rayos gamma de larga duración.

### 1.3. Regiones H II

Se denomina nebulosa de emisión a la nube de gas fotoionizado por una o varias estrellas calientes. Aunque existen varios tipos de nebulosas de emisión de diferente naturaleza (como nebulosas planetarias o burbujas alrededor de novae) a lo largo de esta sección nos centraremos únicamente en las llamadas nebulosas difusas o regiones H II, definidas como el volumen de gas ionizado por al menos una estrella caliente ( $T_{\text{eff}} > 25000$  K) cuyo tamaño viene determinado por el radio de Strömgren (ver sección 1.3.2). Hay que tener en cuenta que muchos de los procesos que se van a describir en esta sección también son válidos para el resto de objetos.

El hidrógeno es el elemento más abundante en prácticamente todos los objetos astronómicos y, en particular, en las regiones H II, por lo que su fotoionización es el principal mecanismo energético de estas regiones: a temperaturas mayores de 25000 K la estrella emite fotones UV con energía superior a 13.6 eV (potencial de ionización del H) que son absorbidos por los átomos de H arrancando un electrón con energía cinética igual a la diferencia de energía entre el fotón incidente y el potencial de ionización. Esta interacción produce como resultado un electrón libre y un ion <sup>2</sup>.

Los electrones producidos por la fotoionización se pueden recombinar (el ion captura un electrón) emitiendo un nuevo fotón con energía equivalente a la energía cinética del electrón libre. El grado de ionización de la nebulosa viene determinado por el equilibrio entre las fotoionizaciones y las recombinaciones, y depende fuertemente de la temperatura de la estrella ionizante, así por ejemplo una estrella con temperatura muy alta emite una gran cantidad de fotones ionizantes dando lugar a una nebulosa con alto grado de ionización. Los fotones emitidos en el proceso de recombinación se denominan radiación difusa y pueden escapar de la nebulosa sin ser re-absorbidos (lo que se conoce como Caso A) o pueden ser absorbidos por otro átomo/ion dando lugar, en caso de tener suficiente energía, a nuevas fotoionizaciones (lo que se conoce como Caso B, aproximación “*on the spot*” o absorción local, Baker & Menzel 1938).

El electrón capturado en el proceso de recombinación puede no ir directamente al nivel fundamental sino que entra a un estado excitado cayendo a continuación en cascada por los diferentes niveles mediante transiciones radiativas hasta el nivel fundamental. En este proceso se emiten líneas de recombinación características de estas regiones como H I, He I y He II y otras más débiles como C II o C III. En las regiones H II también son muy intensas las líneas prohibidas de tipo colisional, como [O III] o [N II], llamadas así porque se originan por desexcitaciones radiativas desde niveles poblados a causa de colisiones entre iones y electrones libres como veremos más adelante.

La radiación (fotones) y la materia (átomos, iones y electrones libres) pueden interactuar, por tanto, emitiendo electrones (interacción ligado-libre), absorbiéndolos (interacción

---

<sup>2</sup>En caso de que el medio sea poco denso y el campo de radiación suficientemente intenso puede ocurrir que no todos los fotones emitidos por la estrella se absorban, la radiación escapa y se dice que la región está limitada por densidad o materia. Por el contrario, cuando el gas circundante es suficientemente denso todos los fotones son absorbidos y se dice que la región está limitada por radiación. Esta última es la situación típica de las regiones H II que estamos estudiando.

libre-ligado) o sin modificar el número de electrones libres (interacción ligado-ligado). Existe, además, otro tipo de interacción denominada libre-libre en la que el electrón emitido en la fotoionización no es capturado, sino que interacciona electromagnéticamente con los iones perdiendo parte de su energía, que es emitida en forma de fotones y dando lugar a la radiación *Bremsstrahlung* o de frenado, generándose lo que se conoce como emisión del continuo.

El gas caliente ionizado de las regiones H II tiende a expandirse en el medio frío que las rodea, disminuyendo así su densidad (con valores típicos entre  $10$  y  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) y aumentando el volumen del gas ionizado. Sin embargo, el tamaño de una región H II es limitado ya que el campo de radiación emitido por la estrella disminuye a medida que nos alejamos de ella debido a tres factores:

- Dilución geométrica: la densidad de fotones ionizantes tiene una dependencia con el radio de la forma  $r^{-2}$ .
- Dispersión: el proceso de recombinación emite nuevos fotones que pueden ir en cualquier dirección.
- Dispersión incoherente: los fotones de la recombinación pueden tener una energía más baja que la del fotón ionizante inicial.

En las siguientes secciones se describen en detalle los diferentes procesos que determinan la formación de las regiones H II, los espectros de emisión característicos y su estructura de ionización.

### 1.3.1. Formación y evolución de regiones H II

Cuando una estrella emite una gran cantidad de fotones UV con energía suficiente ( $h\nu > 13.6 \text{ eV}$ ) para ionizar el hidrógeno del ISM que la rodea, se forma una discontinuidad denominada Frente de Ionización (FI) entre la región interna ionizada y el ISM neutro. Este frente se mueve inicialmente a una velocidad cercana a la de la luz, es supersónico (tipo R<sup>3</sup>), y debido a que su velocidad es mayor que la del medio por el que pasa, inhibe la expansión del gas, ionizando y calentando el medio neutro antes de que la expansión pueda ocurrir, sin modificar aparentemente las propiedades dinámicas de la nebulosa.

El número de fotones que incide en el frente por unidad de área y por unidad de tiempo disminuye a medida que este se aleja de la estrella debido a la dilución geométrica de la radiación y al número de recombinaciones dentro del gas ya ionizado. Esto provoca que el frente se vaya frenando hasta alcanzar la velocidad supersónica mínima,  $v_R$ . Cuando la velocidad del frente es el orden de la velocidad del sonido del medio (frente sónico) la región ionizada se expande debido al gradiente de presión, generándose una onda de choque (C)

---

<sup>3</sup>Existen dos tipos de frente de ionización (Kahn, 1954): se denomina frente supersónico (R) a aquel que tiene una velocidad mayor a la velocidad del sonido del medio en que se mueve ( $v > c_0$ ) siendo su velocidad mínima  $v_R = 2c_i$ , donde  $c_i$  es la velocidad del sonido en la zona ionizada. Por otro lado, llamamos frente subsónico (D) al caso en que el frente se mueve a una velocidad menor que la del sonido en el medio ( $v < c_0$ ) y tiene una velocidad máxima  $v_D = c_0^2/2c_i$ .

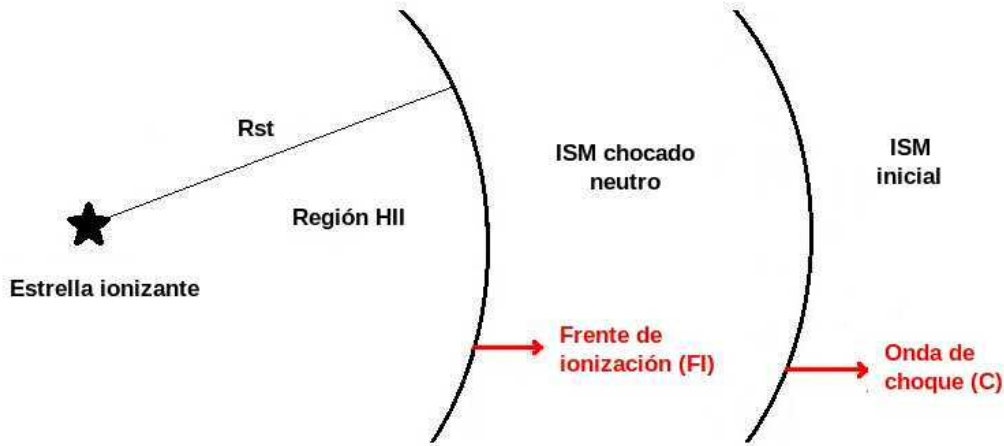


Figura 1.7: Esquema de una región H II expandiéndose. La capa más interna, de tamaño  $R_{st}$ , es la región H II ionizada por la estrella central y originada por el paso del frente de ionización. Este frente se mueve subsónicamente a través del denso material interestelar chocado por la onda de choque C. Rodeando el conjunto está el ISM inicial.

y formándose la región H II, consistente en un volumen definido por el radio de Strömgen ( $R_{st}$ , ver sección 1.3.2) con gas caliente ionizado rodeado de ISM neutro.

Durante la fase de expansión, la región H II formada presenta un patrón con dos frentes: externamente la onda de choque C que avanza barriendo el ISM dejando tras de sí gas neutro chocado muy denso y siguiéndola está el FI que ahora se desplaza sobre el gas chocado denso inicialmente con su velocidad subsónica máxima ( $v_D$ ). La expansión de la región H II provoca que disminuya la densidad en el gas ionizado, hay menor número de recombinaciones y los fotones UV alcanzan el FI que sigue ionizando el medio. Esta estructura (ver figura 1.7) sigue expandiéndose y evolucionando hasta que la presión de la zona chocada se iguala a la del ISM externo terminando la expansión.

### 1.3.2. Equilibrio de fotoionización

Se dice que una región H II está en equilibrio de fotoionización si en cada punto de la nebulosa hay un balance entre las ionizaciones y las recombinaciones. La resolución de la ecuación que fija dicho equilibrio determina la estructura de ionización de la nebulosa, para ello, teniendo en cuenta que el hidrógeno es el elemento más abundante se suele hacer una primera aproximación para el caso idealizado de una nebulosa homogénea compuesta únicamente por hidrógeno. Bajo esta hipótesis la ecuación de equilibrio de fotoionización es:

$$n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu = n_e n_p \alpha(H^0, T) \quad (1.9)$$

donde  $n(H^0)$  es la densidad de átomos de hidrógeno neutro (en  $\text{cm}^{-3}$ ),  $\nu_0$  la frecuencia de ionización del H ( $\nu_0=3.29 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$  que corresponde a  $\lambda_0=912 \text{ \AA}$ ),  $J_{\nu}$  la intensidad media de la radiación (en  $\text{erg cm}^{-2} \text{ s sr hz}$ ) que incide en el elemento de volumen considerado,

$a_\nu$  la sección eficaz de absorción de radiación (en  $\text{cm}^{-2}$ ),  $n_e$  y  $n_p$  la densidad de electrones libres y de protones respectivamente (en  $\text{cm}^{-3}$ ) y  $\alpha(\text{H}^0, T)$  el coeficiente de recombinación (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ). En esta ecuación, el miembro de la izquierda informa de la cantidad de fotoionizaciones que se producen y depende del número de átomos a ionizar, la radiación incidente y la probabilidad de absorción de los fotones; el término de la derecha informa de las recombinaciones producidas en el mismo elemento de volumen en función de la densidad de las partículas participantes y de la probabilidad de captura del electrón libre. En una nebulosa en la que consideramos Caso B (absorción local) las ionizaciones producidas por el campo de radiación estelar están en equilibrio con las recombinaciones a niveles excitados, pero no al nivel fundamental pues en esa situación se vuelven a producir ionizaciones compensándose ambos procesos.

Para el caso idealizado de una nebulosa de hidrógeno alrededor de una estrella suficientemente caliente como para ionizarlo ( $h\nu > 13.6 \text{ eV}$ ) y con aproximación de absorción local (Caso B), la ecuación de equilibrio de fotoionización puede reescribirse igualando el número de fotones ionizantes de la estrella por unidad de tiempo,  $Q(\text{H}^0)$ , al número de recombinaciones a niveles excitados en un volumen ionizado denominado esfera de Strömgren (Strömgren, 1939):

$$Q(\text{H}^0) = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} R_{st}^3 \varepsilon n_e^2 \alpha_B(\text{H}^0, T) \quad (1.10)$$

donde  $L_\nu$  es la luminosidad de la estrella a una frecuencia determinada  $\nu$ ,  $\varepsilon$  el factor de llenado,  $\alpha_B(\text{H}^0, T)$  el coeficiente de recombinación total en Caso B y  $R_{st}$  el radio de Strömgren que determina el tamaño de la esfera dentro de la cual el H se encuentra totalmente ionizado. Para información más detallada ver desarrollo completo en Osterbrock (1989).

## Nebulosas de hidrógeno y helio

Una situación más cercana a la realidad a la hora de describir la estructura de ionización de una región H II es incluir la fotoionización del helio, ya que este es el segundo elemento más abundante después del H. El helio tiene dos electrones por lo que puede ionizarse dos veces obteniendo He I y He II, siendo los potenciales de ionización 24.6 eV y 54.5 eV, respectivamente, casi dos y cuatro veces más altos que el del H. Este hecho determina la estructura de ionización de la nebulosa que va a depender fuertemente de la temperatura de la estrella ionizante.

Las estrellas calientes de la MS alcanzan temperaturas tales que  $h\nu > 24.6 \text{ eV}$  dando como resultado una región H II formada por  $\text{H}^+$  y  $\text{He}^+$ . Sin embargo, el número de fotones ionizantes con energía superior a 54.5 eV es despreciable en muchos casos, y el  $\text{He}^{2+}$  solo aparece en estrellas con una temperatura efectiva muy alta. En esta situación las ecuaciones de equilibrio que determinan la estructura de ionización del  $\text{H}^+$  y  $\text{He}^+$  están acopladas para campos de radiación con energía  $h\nu > 24.6 \text{ eV}$  ya que los fotones emitidos en la recombinación del He pueden fotoionizar el H. La expresión analítica de esta ecuación y su posterior resolución con desacoplamiento de los campos no es trivial, pero puede obtenerse una estimación del tamaño de la zona de  $\text{He}^+$  ( $R_2$ ) mediante el equilibrio de fotoionización



ignorando la absorción del H:

$$Q(He^0) = \int_{\nu_2}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} R_2^3 \varepsilon n_e n_{He^+} \alpha_B(He^0, T) \quad (1.11)$$

Dependiendo de la energía de la radiación ionizante y de la abundancia de helio obtendremos diferente estructura de ionización con dos situaciones límite: si se emiten pocos fotones con energía superior a 24.6 eV aquellos con energía  $13.6 \text{ eV} < h\nu < 24.6 \text{ eV}$  serán absorbidos por el H y el resto ionizarán el He formándose una región interna pequeña con  $H^+$  y  $He^+$  rodeada de una región grande con  $H^+$  y He neutro. En caso de que el número de fotones con energía superior a 24.6 eV sea grande se da la ionización de ambos elementos obteniendo una única gran región con  $H^+$  y  $He^+$ .

Aunque en la MS las estrellas más calientes apenas llegan a ionizar por segunda vez el He, no ocurre así en estrellas en otras etapas de su evolución, en particular en la fase WR. La temperatura efectiva en estos casos es tan alta que generan nebulosas a su alrededor con espectros con líneas de  $He^{2+}$  observables. Las ecuaciones de equilibrio de fotoionización para el H I, He I y He II están de nuevo acopladas para campos de radiación con  $h\nu > 54.5 \text{ eV}$ ; simplificando de forma análoga al caso descrito anteriormente obtenemos una estimación del radio ( $R_3$ ) de la región de  $He^{2+}$ :

$$\int_{4\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} R_3^3 \varepsilon n_e n_{He^{2+}} \alpha_B(He^+, T) \quad (1.12)$$

Para terminar, otro factor a tener en cuenta en la determinación de la estructura de ionización es la sección eficaz de ionización,  $a_\nu$ , que da la probabilidad de que un fotón sea absorbido (ver ecuación 1.9). La sección eficaz para un elemento en un estado de ionización dado depende de la energía del fotón incidente; en la figura 1.8 se representa dicha dependencia para el caso de  $H^0$ ,  $He^0$  y  $He^+$ . Podemos ver como la sección eficaz disminuye fuertemente una vez superado el umbral dado por el potencial de ionización, esto indica que *no siempre un fotón más energético ioniza más fácilmente un elemento*: si el fotón tiene energía menor que el potencial de ionización  $a_\nu=0$  y no se ioniza, pero vemos que una vez superado este umbral, la sección eficaz disminuye con la energía de forma que cuanto más energético sea el fotón menor es la probabilidad de que sea absorbido y por tanto viaja más lejos de la estrella, adentrándose en la nebulosa y dando una idea de cómo es la estructura de ionización final.

### Influencia de los elementos pesados

Algunos elementos pesados como O, N, Ne o C juegan un papel importante en la estructura de ionización de las regiones H II. Para estos elementos (de número atómico mayor de 2 y denominados en general *metales*) la ecuación de equilibrio de fotoionización tiene la forma:

$$n(X^{+i}) \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu d\nu = n_e n(X^{+i+1}) \alpha(X^{+i}, T) \quad (1.13)$$

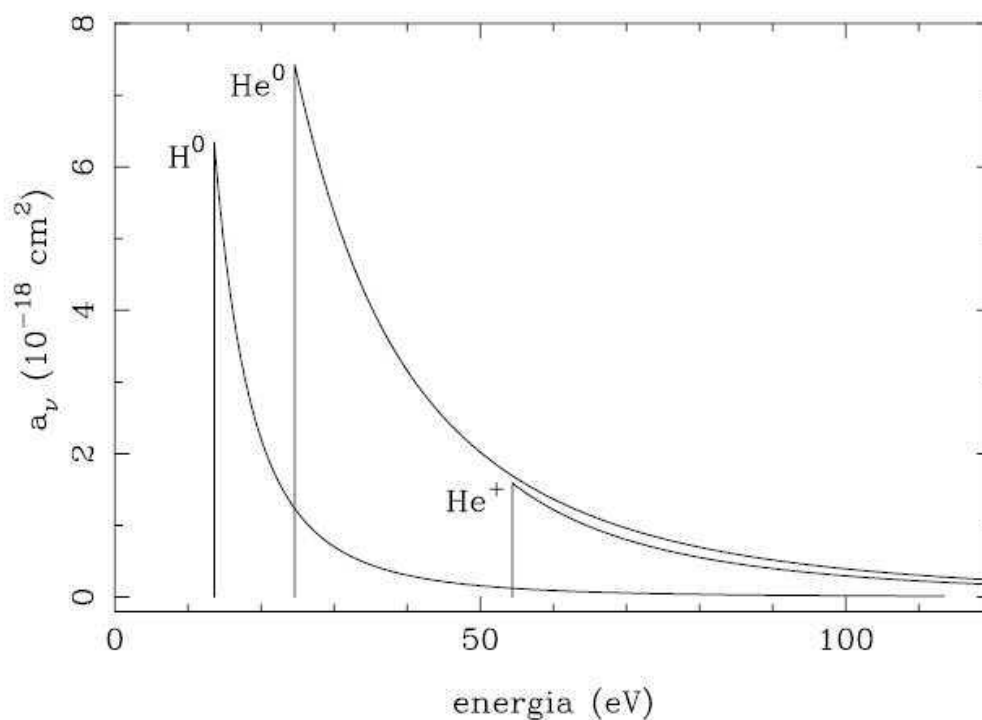


Figura 1.8: Dependencia de la sección eficaz  $a_\nu$  con la energía de la radiación incidente para fotoionizar el  $H^0$ ,  $He^0$  y  $He^+$  (Osterbrock, 1989).

donde  $n(X^{+i})$ ,  $n(X^{+i+1})$  es la densidad de los dos estados de ionización sucesivos  $X^{+i}$  y  $X^{+i+1}$  en  $\text{cm}^{-3}$  y  $\nu_i$  la frecuencia de ionización (en la tabla 1.2 presentamos los potenciales de ionización de diferentes elementos). De nuevo la dificultad surge a la hora de resolver la ecuación 1.13 para cada uno de los elementos por el acoplamiento del campo de radiación.

Como la resolución de la ecuación 1.13 determina el tamaño de la zona ionizada por cada elemento, para conocer la estructura de ionización de una región H II es necesario resolverla para todos los elementos químicos que componen el gas circundante, teniendo además en cuenta el número total de iones de todos los estados de ionización dado por la ecuación de cierre:

$$n(X^0) + n(X^1) + n(X^2) + \dots + n(X^{+N}) = n(X) \quad (1.14)$$

Existen por tantos muchos factores que determinan la estructura de ionización de una región H II como son los potenciales de ionización, sección eficaz, coeficientes de absorción, temperatura, etcétera. De forma general, las simulaciones realizadas revelan que alrededor de estrellas muy calientes se forman nebulosas de emisión altamente ionizadas en las que los elementos de alta excitación como el  $O^{2+}$  o  $Ne^{2+}$  se encuentran en las regiones más internas (han absorbido los fotones más energéticos) mientras que en las zonas externas se sitúan los de baja ionización como el  $O^+$  o  $S^+$ .

Tabla 1.2: Potencial de ionización  $I_X$  de algunos elementos químicos comunes en regiones H II en unidades de eV para diferentes estados de ionización. Valores obtenidos de Williams (1995).

Elemento	Z	$I_X$			
		I	II	III	IV
H	1	13.6	...	...	...
He	2	24.6	54.4	...	...
C	6	11.3	24.4	47.9	64.5
N	7	14.5	29.6	47.4	77.7
O	8	13.6	35.1	54.9	77.4
Ne	10	21.6	41.0	63.5	97.1
S	16	10.4	23.3	34.8	47.3
Fe	26	7.9	16.2	30.7	54.8

### 1.3.3. Equilibrio estadístico

En esta sección se describe el balance entre los diferentes procesos que pueden modificar el estado energético de un sistema atómico (átomo, ion o molécula). Para entender mejor dichos mecanismos es común recurrir a la aproximación de dos niveles bajo la cual se supone un átomo con solo dos estados energéticos 1 y 2, siendo  $n_1$  la población del estado inferior y  $n_2$  la del superior. Existen dos tipos de procesos que modifican el estado energético de un sistema:

- 1) **Transiciones radiativas:** aquellas en que se da interacción entre la materia y la radiación (fotones incidentes) de forma que las transiciones entre los niveles energéticos involucran un fotón de energía  $\Delta E = E_2 - E_1$ . Son de tres tipos:

- Desexcitación espontánea de un electrón desde el nivel 2 al 1 emitiendo un fotón de energía  $E_2 - E_1$ . La probabilidad de transición por unidad de tiempo viene definida por el coeficiente de Einstein de emisión espontánea,  $A_{21}$  (en unidades de  $s^{-1}$ ), cuyo inverso es el tiempo de vida de la partícula en el nivel superior. La contribución de la emisión espontánea a la variación de las poblaciones de los niveles es:

$$\dot{n}_1 = -\dot{n}_2 = n_2 A_{21} \quad (1.15)$$

- Absorción de un fotón de energía  $E_2 - E_1$  que provoca la excitación de un electrón del nivel 1 al 2. La probabilidad de la transición depende del campo de radiación incidente ( $I_\nu$ ), siendo la constante de proporcionalidad el coeficiente de Einstein de absorción,  $B_{12}$  ( $\text{erg}^{-1} \text{cm}^2 \text{sr Hz}$ ), y su contribución a las poblaciones es:

$$\dot{n}_2 = -\dot{n}_1 = n_1 B_{12} I_\nu \quad (1.16)$$

- Emisión estimulada o desexcitación de un electrón del nivel 2 al 1 inducida por un fotón incidente y acompañada de la emisión de otro fotón. Se considera una absorción inversa con probabilidad dada por el coeficiente de Einstein de emisión estimulada,  $B_{21}$ . Contribuye a la variación de las poblaciones de la forma:

$$\dot{n}_1 = -\dot{n}_2 = n_2 B_{21} I_\nu \quad (1.17)$$

2) **Transiciones colisionales:** aquellas en la que el choque del sistema con una partícula externa provoca una excitación del nivel 1 al 2 (el sistema gana parte de la energía cinética de la partícula) o una desexcitación del nivel 2 al 1 (el sistema cede energía a la partícula). La probabilidad de transición colisional se define como  $C_{12} = n \gamma_{12}$  para el caso de excitaciones y  $C_{21} = n \gamma_{21}$  para las desexcitaciones, siendo  $n$  la densidad de partículas colisionantes y  $\gamma_{12}$  y  $\gamma_{21}$  los coeficientes de excitación y desexcitación colisional respectivamente en unidades de  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ . La contribución de ambos procesos a la población de los niveles es:

$$\dot{n}_2 = -\dot{n}_1 = n_1 C_{12} - n_2 C_{12} \quad (1.18)$$

Si el sistema de dos niveles descrito (en que no se pueden dar transiciones a otros niveles) está en estado estacionario, el número de excitaciones y desexcitaciones (radiativas y colisionales) coincide; este balance se denomina equilibrio estadístico y viene descrito por la ecuación:

$$n_2 A_{21} + n_2 B_{21} I_\nu + n_2 n \gamma_{21} = n_1 B_{12} I_\nu + n_1 n \gamma_{12} \quad (1.19)$$

donde en el término de la izquierda aparecen recopiladas las transiciones que provocan desexcitaciones (emisión inducida, estimulada y desexcitación colisional) y el de la derecha las excitaciones (absorción y excitación colisional). En una región H II típica el medio está muy diluido y se puede considerar que las colisiones se producen solo con electrones ( $n \sim n_e$ ); además, en frecuencias ópticas el proceso radiativo más importante es la emisión espontánea y podemos considerar  $B_{12} \sim B_{21} \sim 0$ . Bajo estas dos hipótesis se simplifica la ecuación 1.19 obteniendo:

$$n_2 A_{21} + n_2 n_e \gamma_{21} = n_1 n_e \gamma_{12} \quad (1.20)$$

Para saber qué tipo de transiciones son las dominantes se recurre a la densidad crítica definida como  $n_{\text{crit}} = A_{21}/\gamma_{21}$  que permite reescribir la ecuación 1.20 de la forma:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_e \gamma_{12}}{n_e \gamma_{21} + A_{21}} = \frac{n_e \gamma_{12} / \gamma_{21}}{n_e + n_{\text{crit}}} \quad (1.21)$$

obteniendo dos situaciones límites en función de la densidad del medio (densidad de partículas colisionantes, en este caso electrones):

- Si la densidad del medio es alta ( $n_e > n_{\text{crit}}$ ) tenemos que  $\frac{n_2}{n_1} \rightarrow \frac{\gamma_{12}}{\gamma_{21}}$  y las transiciones colisionales dominan sobre las radiativas. En este caso se dice que la radiación está termalizada pues la temperatura de excitación coincide con la temperatura cinética del electrón.
- Si la densidad del medio es baja ( $n_e < n_{\text{crit}}$ ) se obtiene  $\frac{n_2}{n_1} \rightarrow \frac{\gamma_{12}/\gamma_{21}}{n_{\text{crit}}}$ , la población de los niveles depende del coeficiente  $A_{21}$  y dominan las transiciones radiativas.

Como, en general las regiones H II tienen densidades bajas, las transiciones dominantes son las radiativas dándose dos procesos por los cuales un electrón en un estado excitado puede regresar al nivel fundamental:

- Interacciones dipolares eléctricas que generan las llamadas líneas permitidas y que tienen valores de  $A_{21}$  altos por lo que el tiempo de vida en el estado superior es corto.
- Interacciones cuadrupolares eléctricas y dipolares magnéticas que tienen  $A_{21}$  mucho más bajos y que generan líneas prohibidas (llamadas así porque están prohibidas en las reglas de selección cuánticas de las transiciones dipolares eléctricas).

Es interesante el hecho de que un espectro típico de una región H II presente líneas prohibidas de emisión tales como [N II], [S II] y [O III] teniendo en cuenta que la abundancia de estos elementos es mucho menor que la del H o He. Esto se debe a que la energía cinética media del plasma de electrones a la temperatura típica de las nebulosas ionizadas ( $\sim 10^4$  K) es del orden del potencial de ionización de los niveles más bajos de los metales, compensando así las bajas abundancias con la disponibilidad energética necesaria para la ionización. La posterior desexcitación ocurre radiativamente, ya que la densidad es tan baja que la probabilidad de desexcitación colisional es muy pequeña emitiéndose así una línea prohibida.

En aquellos iones de solo dos niveles el formalismo explicado es válido, sin embargo, la mayoría de los iones tienen más niveles dándose mayor número de transiciones radiativas y colisionales de modo que la ecuación de equilibrio estadístico generalizada sería de la forma:

$$\sum_{j>i}^N n_j A_{ji} + \sum_{j\neq i}^N n_j n_e \gamma_{ij} = \sum_{j\neq i}^N n_i n_e \gamma_{ji} + \sum_{j<i}^N n_i A_{ij} \quad (1.22)$$

que puede resolverse teniendo en cuenta la ecuación de cierre (1.14) que da el número total de iones obteniendo la población de cada nivel. Además, como todos aquellos iones con una configuración básica  $p^2, p^3$  o  $p^4$  tienen cinco niveles, esta ecuación se simplifica a menudo para  $i=1..5$ .

#### 1.3.4. Equilibrio térmico

Decimos que una nebulosa se encuentra en equilibrio térmico cuando las ganancias energéticas son iguales a las pérdidas (Osterbrock, 1989). Veamos cómo afectan los diferentes procesos atómicos al estado energético del plasma:

- **Fotoionización:** cuando un fotón de energía  $h\nu$  es absorbido en el proceso de ionización se emite un electrón con energía cinética  $\frac{1}{2}mv^2 = h(\nu - \nu_0)$  que contribuye al calentamiento del plasma de electrones. Si la densidad en una nebulosa pura de H es  $n(H^0)$ , la energía total que gana el plasma vendrá dada por la contribución de todos los electrones emitidos en la fotoionización:

$$G(H) = n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_{\nu}(H^0) d\nu \quad (1.23)$$

En caso de tener más elementos que H la ganancia será la suma de todos los electrones emitidos por cada elemento. Como la ganancia es proporcional a la densidad de cada

elemento involucrado (es decir, a las abundancias), la mayor contribución vendrá del H y del He siendo la de los elementos más pesados despreciables:

$$G \sim G(H) + G(He) \quad (1.24)$$

- **Recombinación:** cuando un electrón es capturado por un átomo o ion en el proceso de recombinación, el plasma de electrones libres pierde una energía equivalente a la energía cinética del electrón capturado ( $\frac{1}{2}mv^2$ ). Las pérdidas totales, para el caso de una nebulosa pura de H, vendrán dadas por la suma de todas las posibles recombinaciones a los niveles  $nl$ , y se expresa de la forma:

$$P_{rec}(H) = n_e n_p k T \beta_A(H^0, T) \quad (1.25)$$

donde

$$\beta_A(H^0, T) = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} \int_0^{\infty} v \sigma_{nl} \frac{1}{2} m v^2 f(v) dv}{kT}. \quad (1.26)$$

Teniendo en cuenta que el coeficiente de recombinación  $\alpha_{nl}$  se define como:

$$\alpha_{nl}(H^0, T) = \int_{\nu_1}^{\infty} v \sigma_{nl}(H^0, v) f(v) dv \quad (1.27)$$

siendo  $\sigma_{nl}$  la sección eficaz de recombinación y  $f(v)$  la distribución de velocidades del gas, el parámetro  $\beta_A$  representa un coeficiente de recombinación pesado con la energía cinética del electrón recombinado para cada  $nl$ .

En un primer momento, parece que, en caso de equilibrio de fotoionización, el balance energético neto del gas va a ser nulo al compensarse las ionizaciones con las recombinaciones, sin embargo podemos ver que la ecuación 1.25 depende de la sección eficaz  $\sigma_{nl}$  que a su vez es proporcional a  $v^{-2}$  por lo que los electrones con menor energía cinética se recombinan preferentemente sin compensarse todas las ganancias debidas a la fotoionización y dando un calentamiento neto en el gas.

En caso de tener un gas con más elementos además de H, la contribución total vendrá dada por la suma de las pérdidas de cada elemento siendo las más significativas de las de H y He por tener mayor abundancia:

$$P_{rec} = P_{rec}(H) + P_{rec}(He) \quad (1.28)$$

- **Desexcitación radiativa de metales excitados colisionalmente:** la colisión de un ion metálico con una partícula externa puede provocar la excitación de un electrón a un nivel superior. En caso de que la desexcitación posterior sea colisional el balance neto energético sería nulo, pero ya hemos visto que en un gas de baja densidad este proceso tiene probabilidad muy pequeña dándose desexcitaciones radiativas, emitiendo líneas prohibidas y contribuyendo al enfriamiento del plasma. Para un caso simple de un sistema de dos niveles excitado colisionalmente las pérdidas por desexcitación radiativa vienen dadas por la expresión:

$$P_c = n_2 A_{12} h \nu_{21} \quad (1.29)$$

Despejando de la ecuación de equilibrio estadístico (1.20) la población del nivel superior  $n_2$  obtenemos :

$$P_c = n_1 n_e \gamma_{12} h \nu_{21} \frac{1}{1 + \frac{n_e \gamma_{12}}{A_{21}}} \quad (1.30)$$

Si además suponemos el caso de baja densidad en que dominan las desexcitaciones radiativas frente a las colisionales la expresión queda reducida a:

$$P_c = n_1 n_e \gamma_{12} h \nu_{21} \quad (1.31)$$

En caso de tener un sistema con N niveles hay que plantear la ecuación de las pérdidas por radiación de elementos excitados colisionalmente para cada elemento químico:

$$P_c = \sum_i n_i \sum_{j < i} A_{ij} h \nu_{ij} \quad (1.32)$$

donde la población de cada nivel se obtiene al resolver el sistema de ecuaciones definido por la ecuación generalizada de equilibrio estadístico (1.22) y la ecuación de cierre (1.14).

En el caso del H, su primer nivel excitado se encuentra a 10.2 eV que es difícilmente accesible por colisiones con electrones a temperaturas típicas de regiones H II y por tanto la contribución de este elemento al este tipo de enfriamiento es despreciable. Ocurre al contrario con los metales, pues ya hemos visto que su potencial de excitación es del orden de la energía cinética de los electrones libres teniendo mucha facilidad para ser excitados colisionalmente. Es por ello, que la presencia de metales en una nebulosa es de vital importancia, pues a pesar de su baja abundancia relativa al H, contribuyen mucho al enfriamiento global del gas.

- **Radiación Bremsstrahlung:** la interacción coulombiana de los iones con los electrones libres conlleva la emisión de un nuevo fotón dejando al electrón participante con una energía cinética menor y contribuyendo, aunque en menor medida que los otros procesos descritos, al enfriamiento neto del gas de la forma:

$$P_{\parallel} = 4\pi n_+ a_{\nu}^{e^-} B_{\nu} \left(1 - e^{-h\nu/kT}\right) \quad (1.33)$$

donde  $n_+$  es la densidad de los iones participantes,  $B_{\nu}$  la función de Planck<sup>4</sup> y  $a_{\nu}^{e^-}$

---

<sup>4</sup>La función de Planck determina la intensidad de la radiación emitida por un cuerpo negro a temperatura T y es de la forma:

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{-h\nu/kT} - 1} \quad (1.34)$$

la sección eficaz de la interacción<sup>5</sup>. En caso de tener un gas con helio la ecuación no varía porque la carga atómica del  $\text{He}^+$  es la misma que la del  $\text{H}^+$  ( $Z=1$ ) y solo habría que tener en cuenta que la densidad de iones es la suma de ambos ( $n^+ = n_{\text{H}^+} + n_{\text{He}^+}$ ).

Teniendo en cuenta todos estos mecanismos, el balance entre las ganancias y las pérdidas energéticas en una región H II viene dado por la ecuación de equilibrio térmico:

$$G - P_{\text{rec}} = P_{\text{c}} + P_{\text{II}} \quad (1.36)$$

El término de la izquierda es un calentamiento efectivo que representa el balance neto entre las ionizaciones y las recombinaciones (no olvidar que no se anulan debido a que se recombinan más fácilmente los electrones de menor velocidad). El término de la derecha muestra las pérdidas debidas a las desexcitaciones radiativas de elementos metálicos excitados por colisiones y a la radiación Bremsstrahlung. La resolución de esta ecuación permite calcular la temperatura electrónica del plasma.

## 1.4. Nebulosas alrededor de estrellas masivas evolucionadas

Alrededor de muchas estrellas masivas evolucionadas se han observado nebulosas de emisión con diferentes morfologías y estructuras. En particular se ha detectado, en un gran número de casos, emisión difusa y extensa rodeando a estrellas WR cuyo origen ha provocado intensos debates durante muchos años, siendo algunas confundidas con nebulosas planetarias (PN, de sus siglas en inglés *planetary nebula*) y generando clasificaciones erróneas de las estrellas centrales. Johnson & Hogg (1965) fueron los primeros en sugerir que las nebulosas alrededor de estrellas WR consisten en material eyectado por la estrella que ha barrido el ISM circundante. Estas nebulosas están ionizadas por la estrella central y presentan una estructura grumosa y compleja debido a la interacción de los vientos expulsados en las diferentes etapas de la evolución estelar y el medio circunestelar (tanto ISM como capas de fases previas). El estudio de nebulosas alrededor de estrellas WR es de vital importancia para el entendimiento de la evolución estelar y la nucleosíntesis puesto que informa tanto de los procesos estelares internos y la interacción con los vientos a lo largo de la evolución, como del enriquecimiento químico y energético de la Galaxia (este punto será desarrollado con más detalle en la sección 1.5).

---

<sup>5</sup>Se define sección eficaz de la interacción coluombiana integrada para toda la función de distribución de velocidades como:

$$a_{\nu} = n_e \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{(2\pi m)^{3/2} (4\pi\epsilon_0)^3 h c} \frac{\nu^{-3}}{(kT)^{1/2}} \quad (1.35)$$

siendo  $Z$  la carga atómica del ion y  $m$  su masa,  $e$  la carga del electrón,  $\nu$  la frecuencia del fotón emitido,  $\epsilon_0$  la permeabilidad eléctrica del vacío y  $c$  la velocidad de la luz.



### 1.4.1. Formación y evolución dinámica de una burbuja interestelar

El término burbuja interestelar fue adoptado por Castor et al. (1975b) para definir la estructura creada alrededor de una estrella debido a la interacción de los vientos estelares con el medio circundante. Los primeros estudios teóricos que describen la estructura y la evolución dinámica de esta interacción fueron realizados por Pikel’Ner (1968), Pikel’Ner & Shcheglov (1969) y Avedisova (1972) prediciendo una cavidad interna rodeada de un cascarón fino de material interestelar barrido. Trabajos posteriores de Dyson & de Vries (1972) revelaron que la expansión de estas burbujas era debida a la presión térmica del gas del viento chocado, denominándolas nebulosas impulsadas por viento (o en inglés *wind-driven nebulae*). Los modelos teóricos más detallados a la hora de describir la evolución dinámica de las burbujas y sus propiedades físicas fueron realizados por Castor et al. (1975b) y Weaver et al. (1977).

A continuación se explica de forma cualitativa el mecanismo de formación de burbujas y los procesos físicos que se dan en su interior y determinan su evolución dinámica para el caso de interacción del viento con un medio circundante homogéneo y neutro, es decir, sin tener en cuenta la ionización debido a la emisión UV de la estrella.

La presión de radiación en la superficie estelar acelera las partículas que, en caso de superar la velocidad de escape, salen de la estrella en forma de viento estelar (ver sección 1.2.2). Para estrellas con altas tasas de pérdida de masa el viento adquiere velocidades supersónicas de modo que su interacción con el ISM genera una onda de choque (C1). Esta onda es una discontinuidad que barre el medio modificando sus propiedades, dejando un gas denso que sigue a la onda de choque en su expansión.

La presión del viento tiene una dependencia con el radio de la forma  $r^{-10/3}$ , de modo que según se aleja de la estrella su presión baja hasta ser menor que la del ISM chocado. Se genera entonces una nueva onda de choque (C2), conocida como choque inverso, con dirección opuesta al viento que va dejando a su paso viento chocado y que frena el viento libre que sale de la estrella formando una estructura de capas: en el centro la estrella expulsando un viento libre rodeada por una burbuja de material estelar eyectado por el viento y modificado por el choque inverso a temperatura muy alta, y a continuación una tercera capa compuesta por material del ISM chocado y barrido por la onda inicial expandiéndose en el medio circundante.

Una vez formada la estructura básica, la región densa de ISM chocado se enfría radiativamente, este mecanismo se conoce como “evaporación” y genera una región de transición dominada por conducción térmica entre la capa de ISM chocado y la burbuja caliente (Castor et al., 1975b). En dicha región de transición se forman columnas de densidad de iones (Weaver et al., 1977) responsables de las absorciones de O VI que fueron detectadas por el satélite ultravioleta *Copernicus* en burbujas alrededor de estrellas tempranas que otros modelos no predecían (Jenkins & Meloy, 1974). La evaporación provoca un flujo de energía mecánica de la capa de ISM chocado a la burbuja siendo ahora esta la fuente dominante de inyección de materia a la burbuja (más que el viento).

Esta fase continúa hasta que el tiempo de enfriamiento radiativo de la capa externa es del orden del tiempo de evolución, colapsando la región de ISM chocado en un cascarón fino y muy denso que rodea la burbuja caliente (en la figura 1.9 se muestra un esquema

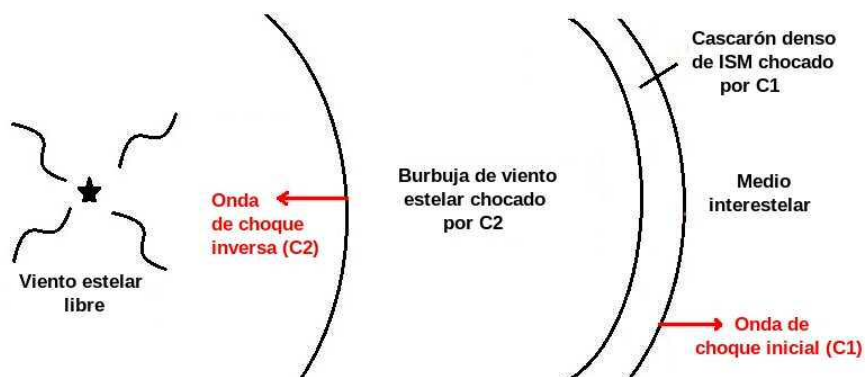


Figura 1.9: Burbuja interestelar formada por la interacción del viento con el ISM. De fuera hacia dentro: ISM inicial, cascarón denso formado por la onda de choque inicial (C1), burbuja caliente de material estelar chocado por C2 y viento libre eyectado por la estrella.

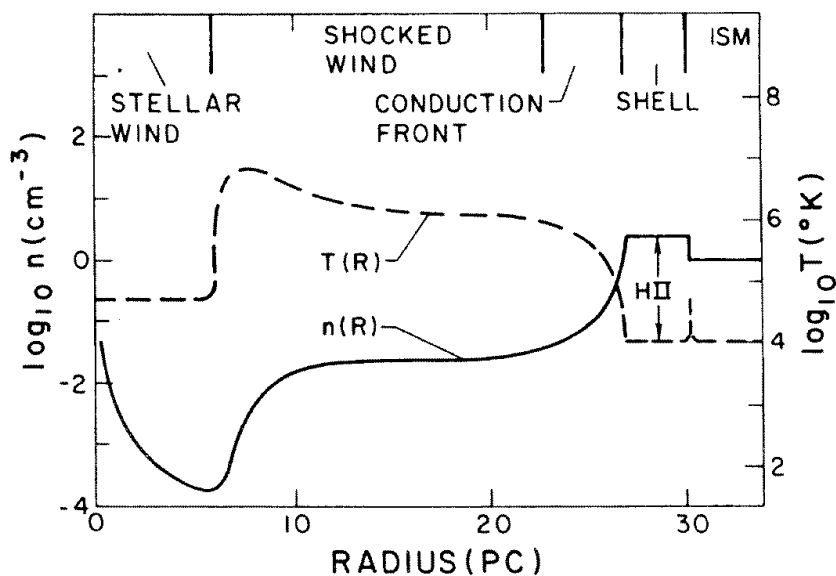


Figura 1.10: Características a gran escala de la temperatura y la densidad en una burbuja interestelar evolucionada (Weaver et al., 1977).

de la estructura final obtenida por la interacción viento-ISM). Como la presión en la discontinuidad cascarón-burbuja es uniforme, la temperatura y densidad deben ser opuestas en ambas regiones (ver relaciones en la figura 1.10), siendo el cascarón denso y frío (tan frío como el ISM que lo rodea) y la burbuja poco densa y muy caliente (tanto que llega a emitir en rayos X como veremos más adelante). Weaver et al. (1977) ampliaron el modelo suponiendo que tras el colapso del cascarón también pueda darse enfriamiento radiativo en la burbuja. Esto modifica la evolución general de la estructura evitando el colapso de la burbuja y manteniéndose hasta que el viento finalice.

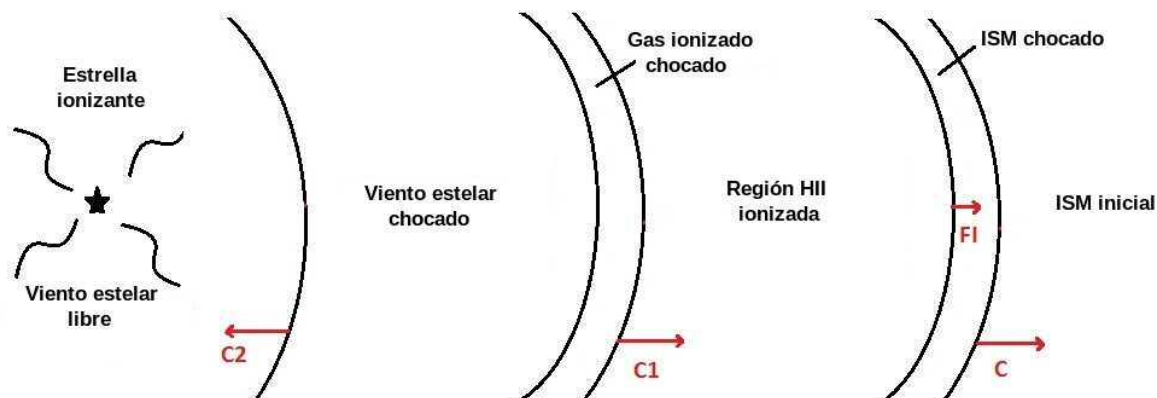


Figura 1.11: Esquema de las regiones de una nebulosa ionizada formada por la acción del viento. Las discontinuidades que separan las regiones son: C es la onda de choque formada cuando comienza la expansión de la región H II, FI es el frente de ionización subsónico, C1 es la onda de choque debida a la diferencia de presiones entre el viento estelar y la región H II ionizada y C2 es el choque inverso por gradiente de presión entre el viento libre y el viento chocado. Las diferentes capas son: en el centro se sitúa la estrella ionizante que eyecta el viento libre, a continuación la burbuja caliente de viento chocado por C2 seguida de un cascarón de gas ionizado denso y chocado por C1, después la región H II enteramente ionizada expandiéndose rodeada de una capa de ISM chocado por C y finalmente el ISM ambiente.

### Formación de nebulosas ionizadas en burbujas

La formación de una nebulosa ionizada proviene de un caso más realista que el descrito previamente: primero la emisión UV de la estrella central ioniza el material circundante formando una región H II y posteriormente los vientos eyectados por la estrella central interactúan con el gas ionizado creando la estructura de burbuja-cascarón característica de las nebulosas alrededor de estrellas masivas evolucionadas. Los mecanismos de formación y evolución dinámica son básicamente los mismos pero teniendo en cuenta que el viento no interactúa con el ISM neutro sino con el gas ionizado: partiendo de la región H II formada con la estructura presentada en la figura 1.7, el viento eyectado por la estrella interactúa con esta región H II generándose la onda de choque (C1) que deja el gas ionizado chocado. Al ser la presión del viento menor que la de la región H II se produce el choque inverso (C2) creando una nueva capa interna de material estelar expulsado por el viento (la burbuja). La capa de gas ionizado chocado se enfría radiativamente, evaporándose y colapsando formándose el cascarón (ver esquema de la estructura de esta burbuja ionizada en la figura 1.11). A partir de este momento, todos los fotones que siga emitiendo la estrella son atrapados por el cascarón de viento chocado y dejan de llegar al frente de ionización provocando que este invierta su sentido hacia la estrella recombinando todo el gas a su paso hasta alcanzar el cascarón y terminando así la evolución.

### 1.4.2. Nebulosas alrededor de estrellas masivas en diferentes etapas evolutivas

Desde que se descubrieron las primeras nebulosas alrededor de estrellas WR muchas otras nebulosas con varios tamaños, formas y condiciones de ionización se han observado alrededor de estrellas masivas con diferentes tipos espectrales como O, RSG o LBV. Puesto que estos tipos están relacionados con etapas evolutivas de la estrella es lógico pensar que las nebulosas también sigan una traza evolutiva asociada.

La formación de nebulosas alrededor de estrellas O en la MS sigue el mecanismo básico de interacción de vientos con una región ionizada dando una burbuja caliente. Sin embargo se han detectado pocas nebulosas en estrellas jóvenes de MS debido a que la velocidad del viento no crea choques suficientemente fuertes y no se comprime el cascarón exterior, siendo necesarios para detectarlas estudios cinemáticos en lugar de morfológicos (Nazé et al., 2001). Una vez que la estrella ha evolucionado y no ioniza zonas alejadas, comienza la compresión de la cáscara siendo ya visible la burbuja esperada. Un ejemplo clásico es la nebulosa NGC 7635 (conocida como *Bubble Nebula*) alrededor de una estrella tipo O6.5III<sub>f</sub>.

En la fase RSG el viento denso y lento produce un choque radiativo que crea un cascarón a temperaturas bajas en el que se forman moléculas y polvo ocultando la estructura formada. Para observar nebulosas alrededor de estrellas RSG hay que recurrir a observaciones en infrarrojo o detectar la emisión del continuo óptico dispersado por el polvo. Un ejemplo de nebulosa alrededor de una estrella gigante tipo M es VY CMA (Smith et al., 2001).

Durante la etapa LBV las estrellas sufren sucesivos periodos de pérdida de masa, bien por viento continuo, bien por fuertes erupciones, llevando a la formación de pequeñas nebulosas. Una gran cantidad de estas nebulosas presentan estructura bipolar, aunque el origen de esta morfología no está bien determinado actualmente. Un ejemplo típico de nebulosa alrededor de una estrella LBV es  $\eta$  Carina (Davidson & Humphreys, 1997).

Las nebulosas alrededor de estrellas WR presentan una estructura compleja puesto que en su formación se ven implicadas todas las capas de fases previas descritas anteriormente. A lo largo de esta tesis estudiaremos nebulosas en estrellas WR, de modo que en las siguientes secciones explicaremos sus mecanismos de formación, morfologías y otras propiedades a tener en cuenta para conocer bien estos objetos.

### 1.4.3. Nebulosas alrededor de estrellas Wolf-Rayet

Los modelos analíticos presentados por Weaver et al. (1977) explican en detalle la formación y evolución de una burbuja expandiéndose en un medio homogéneo (ionizado o neutro). No obstante, las observaciones de estrellas en las diferentes fases evolutivas muestran que los vientos eyectados no interactúan con un medio homogéneo, por lo que este escenario ideal no explica las nebulosas alrededor de estrellas WR. Las estrellas WR representan la fase final de las estrellas masivas, de modo que los vientos expulsados interactúan con burbujas y capas formadas por eyecciones de material de las fases previas (MS, RSG y/o LBV). Gracias a los avances computacionales y a las mejoras en el conocimiento de las etapas de evolución estelar y la tasa de pérdida de masa, se han realizado muchas simulaciones hidrodinámicas para explicar la formación de nebulosas alrededor de estrellas WR.

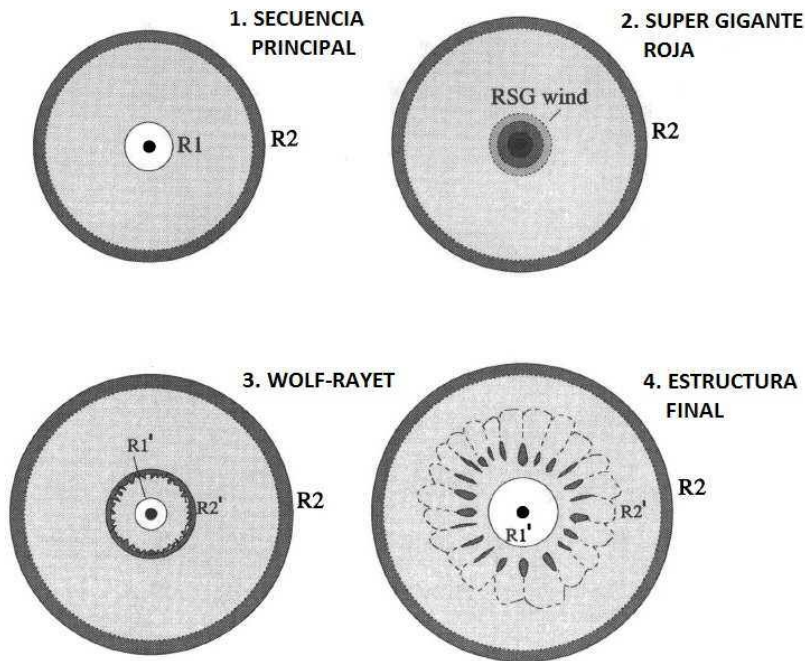


Figura 1.12: Modelo de los tres vientos (García-Segura & Mac Low, 1995a): 1) formación de la burbuja en la MS, 2) interacción de los vientos RSG con la burbuja MS, 3) interacción de los vientos WR con la capa RSG y 4) estructura final con la capa RSG rota y el viento WR expandiéndose en la burbuja de la MS. En todas las figuras el color blanco representa el viento libre, el gris el viento chocado caliente y el gris oscuro el gas denso chocado. R1, R1' son los choques internos y R2, R2' los externos.

El “Modelo de los Tres Vientos” propuesto por García-Segura & Mac Low (1995a,b) es, sin lugar a dudas, la base teórica más completa a la hora de describir la formación de nebulosas WR, estableciendo el punto de partida para todas las simulaciones posteriores. García-Segura & Mac Low (1995a,b) proponen un escenario que incluye tres tipos de vientos consecutivos expulsados por estrellas masivas en diferentes etapas de la evolución: el primer viento eyectado por la estrella en la MS es un viento rápido que barre el ISM formando una burbuja caliente rodeada de un cascarón denso de ISM chocado, a continuación un viento denso y lento expulsado por la estrella en la fase RSG se expande dentro de la burbuja caliente de la MS llenándolo parcialmente y creando otro cascarón denso interno y, finalmente, la estrella en la fase WR expulsa un viento rápido que empuja al viento RSG formando la nebulosa WR hasta romper el cascarón creado por la RSG expandiéndose en el interior de la burbuja de la MS (en la figura 1.12 se muestran las diferentes capas creadas por esta triple interacción alrededor de la estrella central).

En muchas nebulosas WR se ha observado una estructura que no se parece a la burbuja esférica que predicen los modelos, es por este motivo que García-Segura & Mac Low (1995a,b) también incluyen en su teoría vientos asimétricos durante la fase RSG que generan una estructura más densa en el ecuador: los vientos expulsados durante la fase WR tienen más resistencia en el ecuador expandiéndose más rápidamente en los polos y generando las

nebulosas asimétricas. Otra innovación de sus simulaciones es la inclusión de inestabilidades para reproducir la estructura grumosa observada, así proponen que durante el barrido de los vientos de la estrella RSG se dan inestabilidades tipo Vishniac (1983) mientras que en la burbuja de la MS, ya rota y atravesada por los vientos WR, se producen inestabilidades del tipo Rayleigh-Taylor y Kelvin-Helmholtz.

### Modelos hidrodinámicos

Al combinar simulaciones hidrodinámicas de burbujas con simulaciones de evolución estelar y comparar el resultado con las observaciones, se obtienen restricciones a la historia de pérdida de masa de las estrellas masivas y a los parámetros físicos, como velocidad del viento, densidad o masa inicial necesarios para reproducir las observaciones. Con este propósito se han realizado numerosas simulaciones con diferentes métodos computacionales y parámetros estelares iniciales.

Los trabajos pioneros, referencia en este tipo de estudios, son las simulaciones hidrodinámicas realizadas por García-Segura et al. (1996a,b) analizando la interacción de estrellas masivas desde la MS hasta el final de la fase WR para una estrella con masa inicial de  $60 M_{\odot}$  (pasando por la fase LBV) y otra con  $35 M_{\odot}$  (pasando por fase RSG). Si bien los resultados reproducen con bastante exactitud las estructuras observadas en algunas nebulosas (como AG Carina en el caso de  $60 M_{\odot}$  y NGC 6888 para el modelo de  $35 M_{\odot}$ ), estos modelos sufren carencias al no tener en cuenta la ionización de la estrella central sobre el medio circundante (son simulaciones puramente hidrodinámicas). Por otra parte, no diferencian morfologías ni abordan en detalle otros factores importantes como la emisión de rayos X o el enriquecimiento químico.

Posteriormente, con intención de mejorar el conocimiento de la evolución de nebulosas alrededor de estrellas WR y atendiendo, no solo a los factores hidrodinámicos, sino también a los efectos de la transferencia radiativa de fotones ionizantes, se realizaron varias simulaciones por parte de un grupo de la Universidad de Viena para el caso de una estrella de  $35 M_{\odot}$  (Freyer et al., 2006),  $60 M_{\odot}$  (Freyer et al., 2003) y  $85 M_{\odot}$  (Kröger et al., 2006). Sus análisis prestan especial atención al balance energético con el ISM y al enriquecimiento de la nebulosa debido al material procesado en el interior estelar. No obstante, utilizan los mismos parámetros estelares que García-Segura et al. (1996a,b) impidiendo que las comparaciones entre ambas simulaciones ofrezcan posibles restricciones a los modelos de evolución estelar utilizados. Las principales conclusiones de dichos modelos se encuentran resumidas en Hensler (2008).

Uno de los estudios más recientes de la interacción de vientos en una región H II para estrellas evolucionadas (de  $40 M_{\odot}$  y  $60 M_{\odot}$ ) es el presentado por Toalá & Arthur (2011). Sus simulaciones consideran tanto las tasas de pérdida de masa como el ritmo de emisión de fotones ionizantes de la estrella, y añaden como novedad un tratamiento de la conducción térmica dependiente del tiempo. Como utilizan modelos de evolución estelar de diferentes escuelas (incluyendo rotación), obtienen limitaciones a los parámetros que mejor se ajustan a las observaciones. Sin embargo, no encuentran ningún modelo estelar que reproduzca simultáneamente todos los rasgos observacionales como morfología, abundancias químicas, emisión en rayos X y características espectrales.

Como resumen, todos los modelos presentados reproducen bien, en rasgos generales, la estructura observada en burbujas alrededor de estrellas WR y predicen una capa densa con material RSG barrido expandiéndose, debido a los vientos de la WR, en la burbuja caliente producida en la MS. Todos ellos coinciden en que las inestabilidades producidas en las diferentes etapas juegan un papel importante en la creación de filamentos y condensaciones, llegando incluso a romper el cascarón de material chocado. Las diferencias entre los distintos modelos son debidas fundamentalmente a los parámetros estelares utilizados y a las condiciones de transferencia de energía consideradas.

#### 1.4.4. Morfología y clasificación de nebulosas WR

Las nebulosas alrededor de estrellas WR presentan diferentes características morfológicas como burbujas, grumosidad, filamentos, gas difuso o una combinación de todas. La detección de estas nebulosas abarca un campo muy amplio debido a que son observables prácticamente en todas las frecuencias del espectro electromagnético. Las observaciones realizadas a lo largo de los años han revelado diferentes estructuras y morfologías dependiendo del rango espectral de observación:

- En el rango óptico las observaciones revelan nebulosas anulares con características muy variadas (ver clasificación más adelante).
- En el continuo térmico de radio se observan estructuras de capas (Goss & Lozinskaya, 1995), mientras que en la línea de 21 cm se detectan cavidades rodeadas de un cascarón de H neutro expandiéndose (Cappa et al., 2005).
- En el caso de estudios en infrarrojo, las observaciones revelan estructuras de capas concéntricas (Marston, 1996; Wachter et al., 2011) asociadas a las detecciones en otros rangos, siendo las capas más internas las observadas en el óptico y las más externas las detectadas en radio.
- En dos nebulosas WR (NGC 6888 y S 308) se han detectado emisión difusa en rayos X. Esta cuestión será desarrollada en detalle en la sección 1.4.5.

Las diferentes estructuras observadas generaron debate a la hora de establecer si las nebulosas estaban formadas sólo por material eyectado de la estrella o si la interacción con los vientos jugaba un papel importante. Chu (1981) consideró que ambas ideas eran correctas y que las estructuras observadas dependían del grado de interacción de los vientos, proponiendo una clasificación de nebulosas alrededor de estrellas WR basándose en las características morfológicas observadas en el óptico y diferenciando cuatro tipos (ver figura 1.13):

- **Tipo R:** caracterizadas por tener espectros de excitación radiativa con anchuras similares a las observadas en regiones H II. Según su morfología se dividen en dos subtipos:

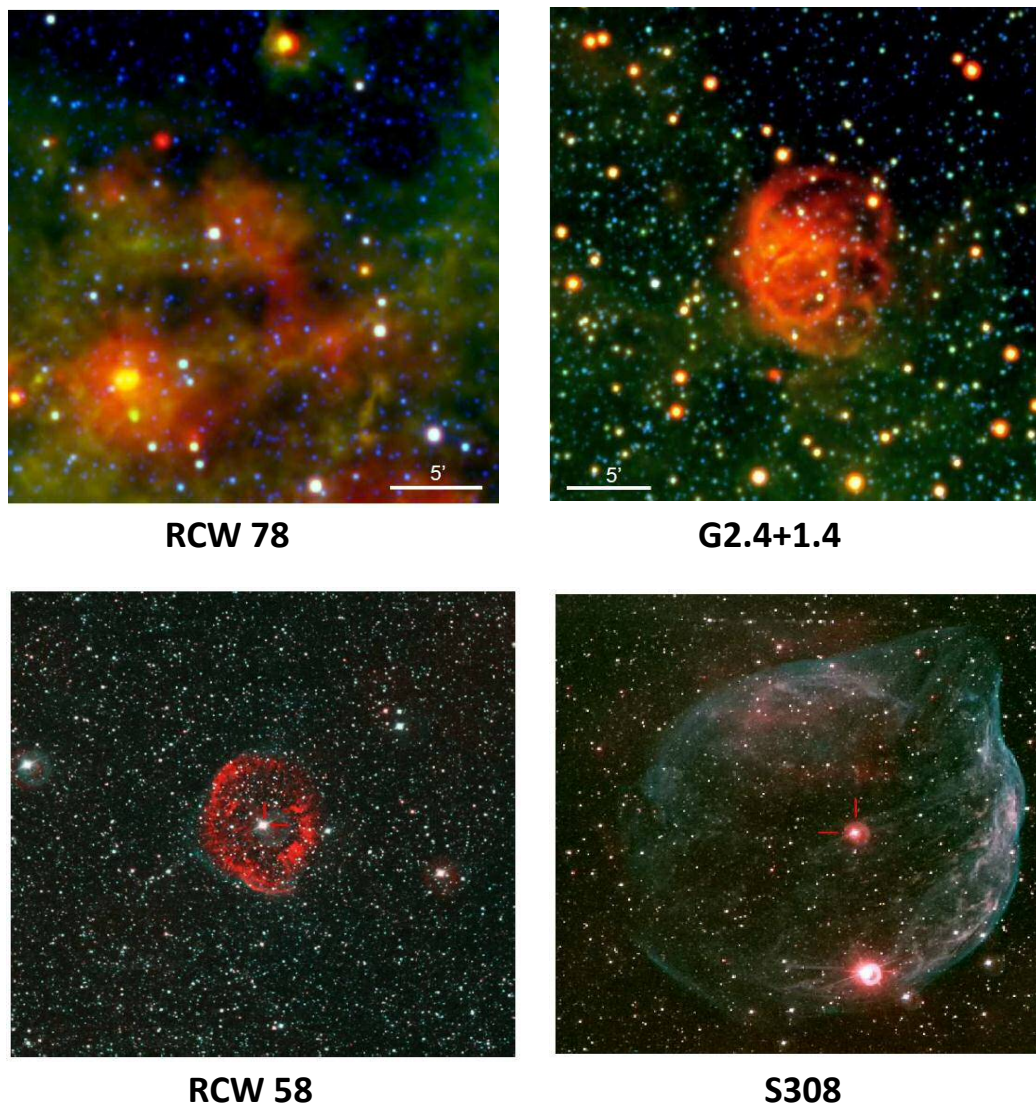


Figura 1.13: Ejemplo de nebulosas alrededor de estrellas WR diferenciando los cuatro tipos descritos en la clasificación de Chu (1981). De arriba a abajo y de izquierda a derecha: RCW 78 (tipo Ra), G2.4+1.4 (tipo Rs), RCW 58 (tipo E) y S308 (tipo W). Las imágenes superiores corresponden a observaciones en IR de WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer*, Wright et al. 2010) y son composición de tres bandas (azul= $4.6\mu\text{m}$ , verde= $12\mu\text{m}$  y rojo= $24\mu\text{m}$ ). Las dos imágenes de abajo son ópticas ( $\text{H}\alpha$  en rojo y  $[\text{O III}]$  en verde) tomadas con los telescopios *Curtis-Schmidt* (RCW 58) y *Michigan Curtis Schmidt* (S308) ambos en el observatorio Cerro Tololo Inter-American (CTIO).



- Tipo Ra o amorfas. La estrella WR central ioniza el gas circundante generando una región H II ionizada sin afectar dinámicamente a la nebulosa. Están aparentemente asociadas a estrellas con tipo espectral WN tardías (WN7 y WN8). Un ejemplo de nebulosa tipo Ra es RCW 78.
- Tipo Rs o con estructura de capas. Formadas por la actuación de los vientos estelares sobre una nebulosa tipo Ra que barre el gas creando capas. Son un estado evolutivo más avanzado que las Ra. La edad dinámica de estas nebulosas (estimada como el cociente entre el radio y la velocidad de expansión) es mayor que la de la fase WR, deduciendo que su formación comenzó antes de que la estrella se convirtiera en WR. Están aparentemente asociadas a estrellas WC. Un ejemplo de nebulosa tipo Rs es G2.4+1.4.
- **Tipo E:** formadas por material expulsado de la estrella mediante vientos en sucesivos episodios de pérdida de masa. Debido a las inestabilidades Rayleigh-Taylor presentan una estructura muy grumosa y campos de velocidades proyectadas irregulares. Estas nebulosas tienen un tiempo de vida corto como consecuencia de que las altas densidades observadas aumentan la presión interna provocando que se expandan rápidamente. Aparentemente asociadas con estrellas WN8. Dos ejemplos típicos de nebulosas tipo E son M1-67 y RCW 58.
- **Tipo W:** generadas por la acción del viento sobre el medio circunestelar y, por tanto, denominadas burbujas sopladas por viento (WBB del inglés *wind-blown bubble*). Presentan una estructura con capas finas y filamentos curvados alrededor de la estrella ionizante. Parecen estar asociadas a estrellas WN con tipo espectral temprano (WN4, WN5 y WN6). Existen muchos ejemplos de nebulosa tipo WBB, algunos de ellos son NGC 6888, S 308 y RCW 104.

Esta clasificación fue revisada y confirmada por Chu et al. (1983) aclarando que los cuatro tipos no se excluyen mutuamente y que, de hecho, no hay distinción física entre los tipos W y E ya que el material estelar de una nebulosa tipo E puede eyectarse en el ISM o dentro de una burbuja WBB ya formada.

Años más tarde, Gruendl et al. (2000) presentaron un diagnóstico morfológico de la evolución dinámica de burbujas WR. Para ello compararon imágenes de varias nebulosas en H $\alpha$  y [O III] examinando su estructura y encontrando que, en muchos casos, parece existir un desplazamiento entre el frente de [O III] (más externo) y el de H $\alpha$  (más interno). En base a este desplazamiento clasificaron las nebulosas WR en cuatro tipos:

- **Tipo I:** aquellas sin desplazamiento entre las dos emisiones. Un ejemplo es G2.4+1.4.
- **Tipo II:** aquellas en que el frente de H $\alpha$  interno sigue a la emisión de [O III] ambos con morfología similar. Un ejemplo es la nebulosa alrededor de la estrella WR 134.
- **Tipo III:** aquellas que presentan una estructura brillante en H $\alpha$  que sigue de lejos al frente débil de [O III] más extendido; en este caso la apariencia de ambas emisiones no tiene porqué coincidir. Un ejemplo típico es RCW 58.

- **Tipo IV:** aquellas con emisión débil en [O III] sin homólogo en H $\alpha$ . Un ejemplo de este tipo de nebulosas es RCW 104.

Esta clasificación morfológica también informa acerca de la estructura de ionización de la nebulosa ya que la emisión de H $\alpha$  muestra las zonas con elementos de baja excitación mientras que la línea de excitación colisional de [O III], más sensible a las altas temperaturas, traza la emisión de elementos de alta ionización. El desplazamiento entre los dos frentes, y por tanto la interpretación teórica de los cuatro tipos definidos, depende de la densidad del medio tras el choque y de su tasa de enfriamiento radiativo. En caso de ser un medio denso, el gas se enfría rápidamente y no se producen desplazamientos (Tipo I). Si el medio en que se propaga es tenue, el tiempo de enfriamiento es mayor dándose desplazamiento entre los frentes (Tipo II). En caso de que la densidad sea suficientemente baja, la temperatura es tan alta que H $\alpha$  prácticamente no se llegaría a detectar, observándose solamente emisión en [O III] (Tipo IV). Finalmente, si la propagación se da en un medio muy denso primero y luego en uno tenue, observaremos emisión de H $\alpha$  en las zonas densas y de [O III] en las tenues (Tipo III).

#### 1.4.5. Emisión de radiación difusa en rayos X

Las burbujas alrededor de estrellas masivas formadas por la interacción de vientos rápidos ( $v > 10^3$  km s $^{-1}$ ) alcanzan temperaturas muy altas ( $> 10^6$  K) emitiendo en rayos X ya que parte de la energía mecánica del choque se transforma en energía cinética (Weaver et al., 1977).

La primera nebulosa WBB en que se encontró emisión difusa de rayos X fue NGC 6888, detectada por Bochkarev (1988) con *Einstein IPC*. Aunque diversos trabajos han buscado emisión en rayos X alrededor de otras estrellas WR, de todas las conocidas sólo se ha encontrado emisión en NGC 6888 y S 308 (Wrigge, 1999). Las observaciones de NGC 6888 realizadas por Wrigge et al. (1994) con *ROSAT PSPC* revelaron que la emisión estaba delineada por las zonas más brillantes en H $\alpha$  y concentrada en filamentos. Posteriormente, Wrigge et al. (2005) ajustaron el espectro observado con *ASCA SIS* a un modelo de plasma de doble temperatura encontrando una componente dominante a  $T \sim 1.3 \times 10^6$  K y otra débil a  $T \sim 5.8 \times 10^6$  K. Para el caso de S 308, el estudio realizado por Chu et al. (2003) con *XMM-Newton EPIC* reveló una morfología consistente en una cavidad rodeada de un cascarón emitiendo en rayos X blandos y ajustaron el espectro a un plasma con dos temperaturas, una a  $T \sim 1.1 \times 10^6$  K y otra emisión mucho más débil a  $T \sim 1.3 \times 10^6$  K. Estos resultados han sido confirmados recientemente por Toalá et al. (2012) en aquellas regiones de S 308 que no se habían observado previamente.

Al comparar las predicciones de los modelos analíticos clásicos con las observaciones realizadas en NGC 6888 y S 308 surgen dos conflictos:

- 1) Atendiendo a la distribución de la emisión de rayos X, las observaciones muestran que la emisión proviene de filamentos y grumos del interior de la nebulosa y no de una burbuja llena de gas caliente como se suponía del modelo de Weaver et al.

(1977). Este hecho se explica aceptando que la interacción de sucesivos vientos a lo largo de la evolución estelar ha provocado inestabilidades en el cascarón dejándolo con una estructura gruesa. Cuando el cascarón colapsa por las pérdidas de energía radiativa, se propaga de nuevo hacia dentro, inyectando material en la burbuja de manera que el interior de la nebulosa tiene ahora material del medio ionizado chocando y del viento chocando dando un aspecto filamentoso o con grumos.

- 2) La comparación de las observaciones con el modelo también lleva a problemas de inconsistencia de temperaturas. En primer lugar las temperaturas del plasma que predicen los modelos ( $\sim 10^7$  K) son mayores que las observadas ( $\sim 10^6$  K) y, en segundo lugar, los análisis de los espectros se ajustan a modelos del plasma con dos componentes en temperatura (tanto en NGC 6888 como en S 308). La solución a estas inconsistencias reside en determinar si la conducción térmica entre la burbuja caliente y el cascarón frío es eficiente o no (Zhekov & Park, 2011). En la hipótesis de tener conducción térmica eficiente, una vez que los grumos del cascarón frío se han evaporado y están en el interior de la burbuja se da transferencia de calor entre la burbuja que se enfría y los grumos que se calientan hasta emitir en rayos X con temperaturas del orden de  $10^6$  K como las detectadas. Esto explicaría la estructura de filamentos y la componente más fría correspondiente a los rayos X blandos, pero no el origen de la segunda componente de temperaturas más altas. En el supuesto de que no haya conducción térmica eficiente, la burbuja sería adiabática, no se enfriaría y emitiría en rayos X a altas temperaturas (la segunda componente). Si los grumos se calientan por alguna razón diferente a la conducción, estos emitirían la componente más fría en los filamentos y obtendríamos el plasma de doble temperatura observado. Sin embargo, esta solución genera un nuevo interrogante como es el de encontrar un mecanismo alternativo a la conducción térmica que explique el calentamiento de los grumos. Zhekov & Park (2011) proponen que se produce una mezcla local entre los grumos y la burbuja en base a un intercambio energético entre las partículas pesadas de las dos componentes. Simulaciones hidrodinámicas de Toalá & Arthur (2011) revelan que las variaciones que predicen sus modelos en la emisión de rayos X solo se ven afectadas por la conducción térmica en la burbuja de la MS que cambia el volumen emisor, pero no en la eficiencia de la conducción entre la cáscara de RSG barrido y el viento WR.

El hecho de que la emisión observada y esperada en estas burbujas sea de rayos X blandos y que, tanto en NGC 6888 como en S 308, provenga de regiones internas a la burbuja de [O III] implica que son fácilmente absorbidos por pequeñas columnas de densidad de hidrógeno neutro situadas a lo largo de la línea de visión. Esta es una posible explicación al problema de la detección de fuentes de rayos X, ya que muchas WR se sitúan en el plano Galáctico donde la absorción es mayor (Toalá & Arthur, 2011).

### 1.4.6. Enriquecimiento químico del ISM

El estudio de las abundancias químicas en nebulosas ionizadas, y en particular en burbujas alrededor de estrellas WR, provee de mucha información siendo de gran importancia por dos factores:

- 1) Su estructura y composición química permite reconstruir la historia de pérdida de masa en la evolución de estrellas masivas, informando acerca de los procesos que ocurren en las diferentes etapas y mejorando la comprensión sobre los mecanismos de interacción de vientos.
- 2) El estudio del enriquecimiento químico del ISM mejora el conocimiento de la evolución química y energética de la Galaxia. Esto es debido a los vientos estelares y la explosión final de SN depositan todo el material procesado por la estrella en el ISM; así, determinando la composición del gas obtendremos información sobre la nucleosíntesis de las posteriores generaciones de estrellas.

En esta sección se describe, en primer lugar, las abundancias esperadas en la superficie estelar para diferentes etapas evolutivas y, a continuación, la contribución de esos elementos al enriquecimiento químico del ISM.

### Abundancias estelares superficiales

Para saber cómo contribuye una estrella al enriquecimiento del ISM es necesario conocer previamente la composición química superficial de la estrella. Debido a la profundidad en que se crean algunos elementos químicos (como el N), uno esperaría encontrar enriquecimiento del ISM por parte de estos elementos solo en estados evolutivos avanzados, como la fase WR, en que los fuertes vientos han expulsado las capas más superficiales de la estrella. Sin embargo, modelos que incluyen rotación predicen abundancias superficiales altas de N y He en estrellas jóvenes en fase de MS o RSG debido a la mezcla por rotación (Meynet & Maeder, 2003). Desde el punto de vista observacional este hecho ha sido confirmado en estrellas super-gigantes (Walborn, 1976, 1988) y más recientemente en estrellas O de la MS de las nubes de Magallanes (Brott et al., 2011; Rivero González et al., 2012).

Uno de los estudios más completos sobre la evolución química de las estrellas masivas es el realizado por Hirschi et al. (2004); en su trabajo presentan abundancias superficiales en diferentes momentos de la evolución para una estrella de  $20 M_{\odot}$  utilizando los modelos evolutivos con rotación de Meynet & Maeder (2003). Posteriormente, Hirschi et al. (2005) extienden este estudio para un rango de masas estelares más amplio (de  $12 M_{\odot}$  a  $60 M_{\odot}$ ) centrándose en la fase final pre-SN. En la figura 1.14 mostramos los perfiles de abundancias obtenidos al final de la combustión de H y He para una estrella de  $20 M_{\odot}$ , y al final de la combustión de Si para una de  $60 M_{\odot}$ , para modelos con y sin rotación. En general, los perfiles en el caso de modelos con rotación están mucho más suavizados debido a la mezcla interna y presentan abundancias superficiales más altas.

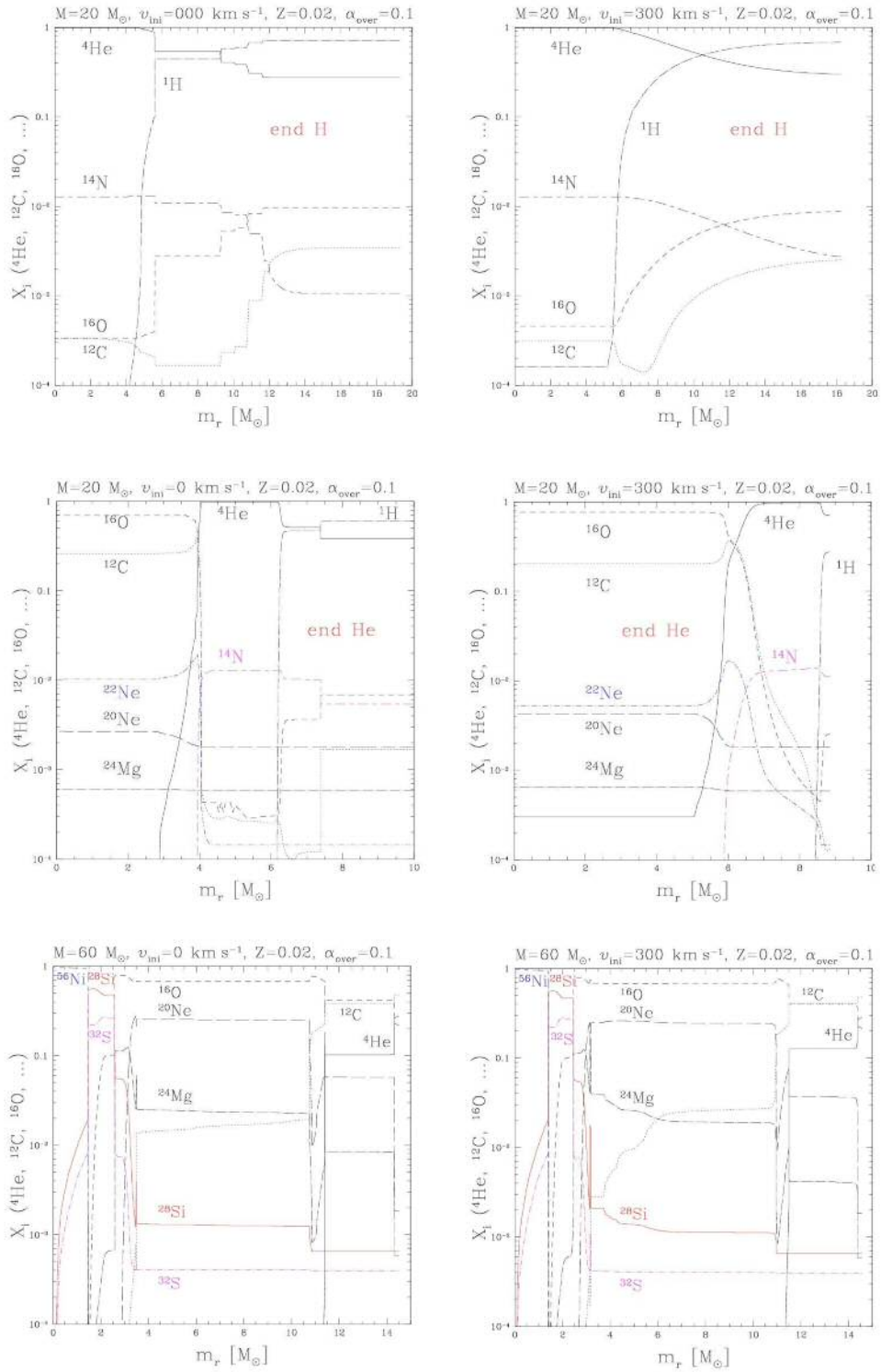


Figura 1.14: Perfiles de abundancias en diferentes estados evolutivos de la estrella. La columna de la izquierda representa modelos sin rotación y la de la derecha con rotación. Arriba: estrella de  $20 M_\odot$  al final de la combustión de H. Medio: estrella de  $20 M_\odot$  al final de la combustión de He. Abajo: estrella de  $60 M_\odot$  al final de la combustión de Si (etapa pre-SN). En todos los casos los modelos están realizados a metalicidad solar (Hirschi et al., 2004, 2005).

## Productividad química

Conocidas ya las abundancias estelares superficiales esperadas al final de diferentes episodios de combustión del núcleo, se puede estimar cuánto contribuyen al enriquecimiento del ISM. Se denomina productividad química (o en inglés *yield*) a la masa de un elemento producido en el interior de una estrella que es expulsada al ISM mediante vientos estelares a lo largo de su evolución y en la explosión final de SN. Uno de los estudios pioneros es realizado por Arnett (1978) que estimó la productividad de elementos sintetizados por estrellas en estados evolutivos avanzados (es decir, al final de la quema de Si). Posteriormente, Chiosi & Caimmi (1979) mejoraron este estudio teniendo en cuenta la influencia de la pérdida de masa mediante vientos estelares durante la combustión de H y He. Para el caso particular de nebulosas alrededor de estrellas WR, varios estudios se han llevado a cabo para determinar cuánto enriquecen el ISM: Abbott & Conti (1987) estimaron que los vientos de la fase WR producen un fuerte enriquecimiento de la Galaxia de  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{17}\text{O}$  y  $^{22}\text{Ne}$  y en menor medida de  $^{14}\text{N}$ ,  $^{26}\text{Mg}$  y  $^{16}\text{O}$ ; Dray et al. (2003) predijeron que el enriquecimiento de C debido a las estrellas WR era tan alto que podía incluso compararse al de las estrellas AGB<sup>6</sup> mientras que el enriquecimiento total de N es despreciable en comparación con el producido por otras fuentes.

Los estudios realizados por Hirschi et al. (2005) dan una estimación del enriquecimiento químico del ISM teniendo en cuenta la contribución debida a los vientos y a la explosión de SN. En la figura 1.15 se presenta la productividad estelar total frente a la masa inicial para modelos con y sin rotación para un amplio rango de masas.

Atendiendo al enriquecimiento químico del ISM debido a la productividad del viento, se observa que los productos de la combustión del H ( $^4\text{He}$ ) son eyectados por el viento en todo el rango de masas presentado. Debido a que la tasa de pérdida de masa aumenta con la masa de la estrella (ver sección 1.2.2), en las estrellas más masivas ( $M > 40 M_{\odot}$ ) la pérdida de masa domina al efecto de la mezcla por rotación, siendo en estos casos mayor la contribución del viento a la productividad que en estrellas menos masivas ( $M < 40 M_{\odot}$ ). Los productos obtenidos en la combustión del He se generan en capas profundas de la estrella y son únicamente expulsados mediante los vientos de la etapa WR. El O también se produce en capas muy profundas enriqueciendo muy poco el viento y siendo la contribución de C la dominante de los elementos pesados. En general, la contribución a la productividad en los modelos con rotación es mayor por el aumento de pérdida de masa y mezcla que genera la rotación, sin embargo ocurre lo contrario para el caso de las estrellas muy masivas: como vimos en la sección 1.2.4 las estrellas con masa suficientemente alta ( $M > 60 M_{\odot}$ ) pueden pasar directamente a la fase WR desde la MS eyectando durante la WNL gran cantidad de productos de la combustión de H, esto provoca que entren en la fase WC con menos masa total eyectándose así menor cantidad de productos de la combustión de He por medio de vientos.

Centrándonos en el caso de la contribución debida a los elementos esperados en la fase pre-SN se obtiene que en caso de dominar la mezcla por rotación frente a la pérdida de

---

<sup>6</sup>Se denomina fase de rama asintótica gigante (o AGB de sus siglas en inglés *asymptotic giant branch*) a la etapa evolutiva de estrellas de masa intermedia ( $M_i < 9 M_{\odot}$ ) en que se está produciendo la combustión de He en el núcleo.

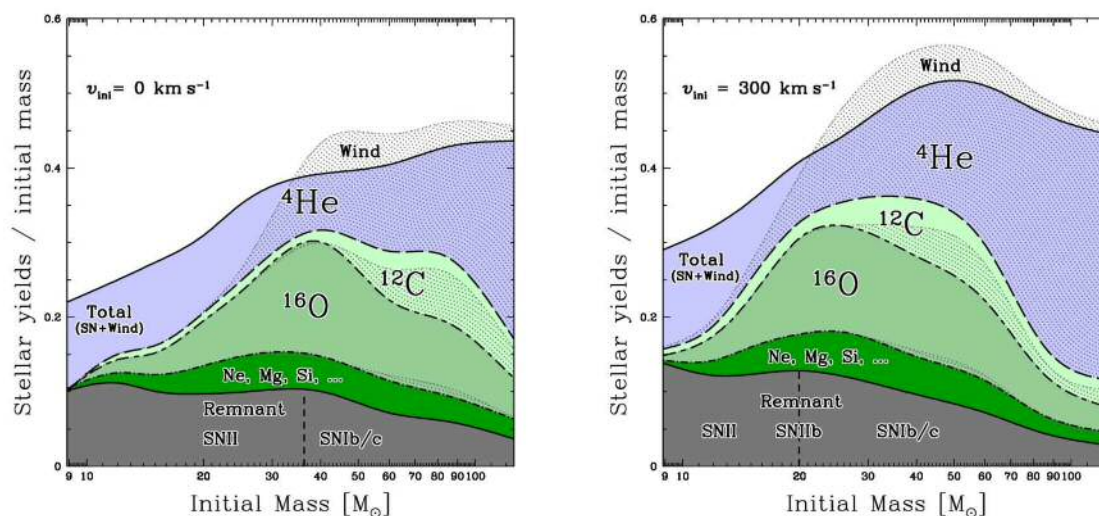


Figura 1.15: Productividad estelar total por unidad de masa inicial de la estrella frente a la masa inicial para modelos sin rotación (izquierda) y con rotación (derecha). Las áreas coloreadas corresponden a la contribución total (viento y pre-SN): en azul  ${}^4\text{He}$ , en verde claro  ${}^{12}\text{C}$ , en verde  ${}^{16}\text{O}$ , en verde oscuro los demás elementos pesados y en gris el material que queda en el remanente de SN. Las líneas punteadas representan la productividad del viento que permiten cuantificar qué fracción de la contribución total es debida a los vientos.

masa ( $M < 30 M_{\odot}$ ) la cantidad de *yields* metálicos aumenta con la masa total y también en los modelos con rotación en un factor de más de 2 para el caso del O. Para las más masivas el proceso es inverso siendo menor la productividad de elementos pesados en caso de mayor pérdida de masa. La abundancia superficial en el estado pre-SN para el caso de  $60 M_{\odot}$  puede verse en el perfil presentado en la figura 1.14.

Para terminar, otro estudio interesante es el realizado por Kröger et al. (2006) que determinan la distribución bidimensional de los elementos expulsados durante la fase WR ( ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  y  ${}^{14}\text{N}$ ) para una estrella de  $85 M_{\odot}$  mediante modelos hidrodinámicos que incluyen transferencia radiativa y diferenciando la composición de la zona caliente interna (burbuja) de la externa ionizada (región H II) que describimos en la sección 1.4.1 (figura 1.11). Los resultados se presentan en la figura 1.16. Al final de la fase WN la burbuja se ha enriquecido fuertemente con N y, en menor medida, con C y O. Ya en la fase WC el enriquecimiento de N disminuye dominando la eyección de C y O, sin embargo debido a los vientos el N se comprime en un cascaron alrededor de la burbuja. Al final de la vida la estrella, se han expulsado  $0.28 M_{\odot}$  de  ${}^{14}\text{N}$ ,  $13.76 M_{\odot}$  de  ${}^{12}\text{C}$  y  $11.2 M_{\odot}$  de  ${}^{16}\text{O}$  que están contenidas tanto en la burbuja como en la región H II.

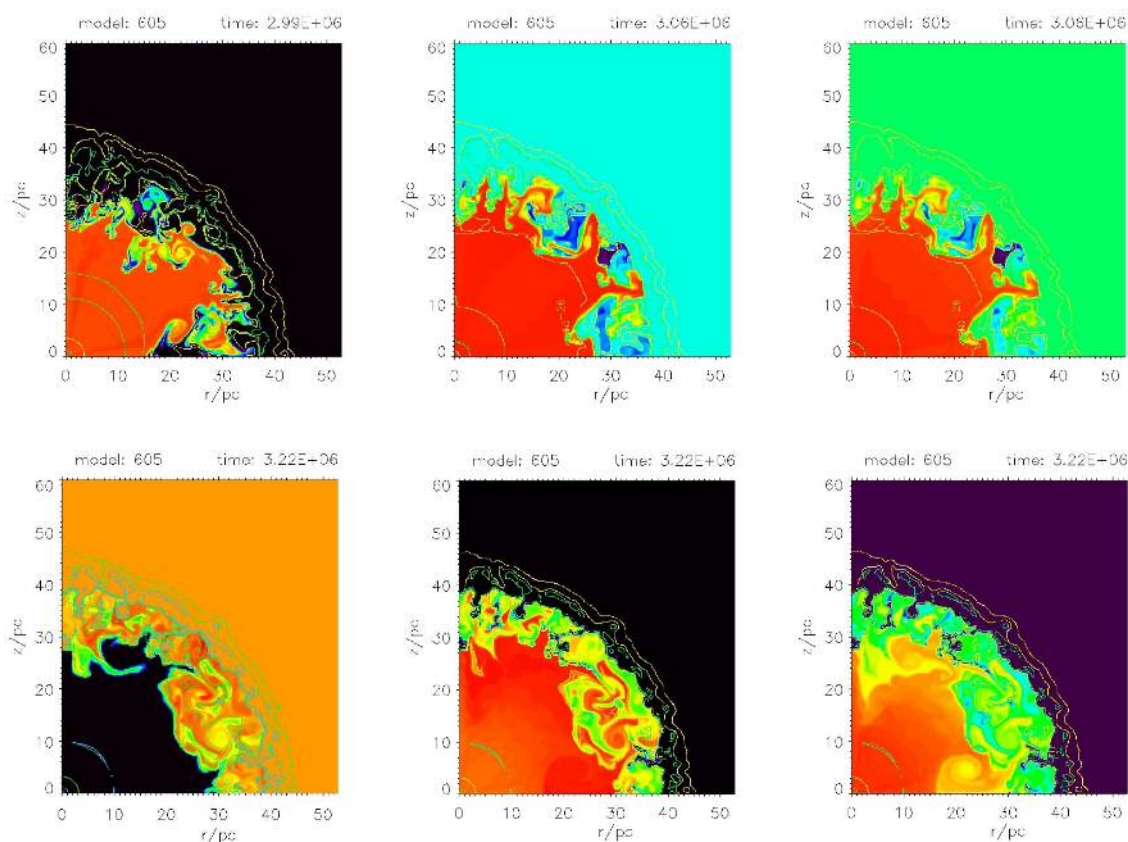


Figura 1.16: Distribución espacial de  $^{14}\text{N}$  (columna izquierda),  $^{12}\text{C}$  (columna del medio) y  $^{16}\text{O}$  (columna derecha) relativos a valores solares. La figura de arriba a la izquierda corresponde al final de la fase WN, las otras dos de arriba (medio y derecha) al comienzo de la fase WC y la fila completa de abajo al final de la vida de la estrella. Los contornos representan la densidad del gas.

## 1.5. Composición química de la Vía Láctea: gradientes de abundancias químicas

El estudio de la distribución de abundancias químicas en una galaxia, y su variación de una galaxia a otra, es fundamental para entender una gran cantidad de procesos físicos como la nucleosíntesis estelar o la formación y evolución química de las galaxias. La existencia de un gradiente a gran escala en galaxias espirales fue establecido por primera vez por Searle (1971) y, aunque existen incertidumbres acerca de su forma y origen, se sabe que estos dependen del ritmo de formación estelar, la IMF, la homogeneidad del ISM, la productividad de las estrellas y los desplazamientos radiales de gas (*inflows* y/o *outflows*), factores que determinan la evolución química de las galaxias.

Como ya hemos visto, las abundancias químicas varían con el tiempo debido a que las estrellas enriquecen el ISM continuamente con los productos de su nucleosíntesis. Las primeras estrellas formadas en el *Big Bang* estaban casi enteramente compuestas por H, He y



Li (Steigman, 2007), cuando estas estrellas evolucionaron devolvieron el material sintetizado en su interior al ISM, enriqueciéndolo para las siguientes generaciones de estrellas. Los distintos elementos producidos se originan en estrellas con diferentes masas: las estrellas de baja masa han ido alterando las abundancias primordiales tras muchas generaciones, de modo que el estudio químico de elementos ligeros es muy útil para modelos de nucleosíntesis del *Big Bang* y evolución de estrellas poco masivas (Boesgaard & Steigman, 1985; Wilson & Rood, 1994); por otro lado, los elementos más pesados se procesan en las estrellas masivas, enriqueciendo el medio con elementos como C, N, S y O que se incorporan al ISM para ser parte de las futuras generaciones como hemos descrito en secciones anteriores, siendo el estudio químico de elementos pesados una herramienta fundamental para entender la evolución de las galaxias y de las estrellas masivas. Por lo tanto, para desarrollar un esquema de la evolución y formación de las galaxias es necesario determinar con precisión las abundancias químicas del ISM y conocer su distribución espacial y temporal.

La Vía Láctea (MW, de sus siglas en inglés *Milky Way*) es una galaxia espiral tipo Sbc formada por tres componentes: el disco, el bulbo o barra y el halo. El disco está dividido a su vez en dos partes, el disco grueso y el disco fino, ambos soportados por la rotación y definidos en función de su cinemática y extensión sobre el plano Galáctico, que trazan su distinta formación y evolución. El disco fino tiene una altura sobre el plano de  $225 \pm 10$  pc (Caldwell & Ostriker, 1981) y está compuesto por gas (nubes moleculares y regiones H II) y estrellas jóvenes (Nordstrom 2004), mientras que el disco grueso, formado antes que el fino y por tanto con metalicidad menor, tiene una altura sobre el plano de  $1048 \pm 36$  pc (Veltz et al., 2008) y está compuesto por estrellas más viejas (Bensby et al., 2004).

A lo largo de los años se han desarrollado múltiples investigaciones para determinar la distribución radial de las abundancias en el disco de la MW a pesar de los problemas existentes (como incertidumbres en la determinación de las distancias y oscurecimiento producido por el polvo en el disco) ya que nuestra Galaxia es un punto de referencia clave para la mejora de los modelos de evolución química. Aunque se han realizado estudios con nubes moleculares (Rudolph et al., 1996) y remanentes de SN (Binette et al., 1982), las fuentes más comunes para establecer los gradientes son los cúmulos abiertos, las Cefeidas, las estrellas OB, las nebulosas planetarias y las regiones H II, ya que son los principales trazadores de la metalicidad en el disco de la MW e informan de la historia química de la Galaxia en diferentes etapas evolutivas:

- Cúmulos abiertos: candidatos perfectos para analizar las variaciones temporales de las abundancias debido a que cubren un amplio rango de metalicidades y edades. Los trabajos realizados con cúmulos revelan un aplanamiento del gradiente con el tiempo (Friel et al., 2002), encontrándose además una ruptura del gradiente en torno a los 10 kpc (Twarog et al., 1997; Andreuzzi et al., 2011).
- Estrellas Cefeidas: estrellas de masa intermedia, relativamente jóvenes, que en su evolución desde la MS hacia la fase gigante cruzan una banda de inestabilidad. Los estudios de gradientes con Cefeidas son bastante consistentes gracias a la precisa determinación de su distancia, mostrando un claro decaimiento con el radio Galactocéntrico (Luck et al., 2003; Lemasle et al., 2007) y revelando variaciones de las abundancias entre los cuadrantes de la Galaxia (Pedicelli et al., 2009).

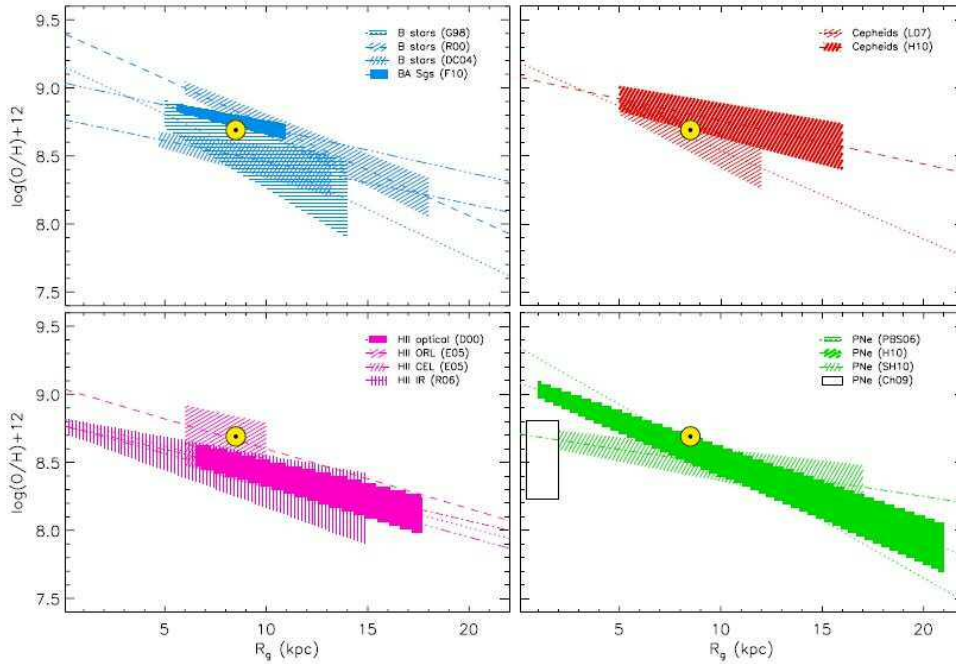


Figura 1.17: Variación radial de la abundancia de oxígeno en la Vía Láctea. Cada panel corresponde a diferentes fuentes utilizadas para la determinación, de arriba a abajo y de izquierda a derecha: estrellas tipo B (en azul), variables Cefeida (en rojo), regiones H II (en rosa) y nebulosas planetarias (en verde). La abundancia solar aparece indicada con un círculo amarillo. Figura adaptada de Stasińska et al. (2012).

- Estrellas OB: trazan la metalicidad cerca de su actual localización debido a que son objetos jóvenes. Su estudio ha mejorado notablemente gracias a los modelos de atmósferas estelares, aunque existen aún muchas discrepancias entre autores debido a los grandes errores en las abundancias asociados a las incertidumbres en los parámetros físicos, revelando los estudios más recientes gradientes radiales negativos (Rolleston et al., 2000; Daflon & Cunha, 2004) frente a los gradientes nulos encontrados en los primeros trabajos (Kaufer et al., 1994).
- Nebulosas planetarias: objetos ideales para estudiar las abundancias en la MW ya que informan del enriquecimiento químico en diferentes etapas evolutivas mostrando las variaciones de la metalicidad con el tiempo (Maciel et al., 2003). Los estudios con PN muestran claros gradientes negativos (Maciel & Koppen, 1994; Henry et al., 2010), sin embargo, existen diversas dificultades en la determinación de los gradientes asociadas principalmente a la influencia de las fluctuaciones de las temperaturas y a la estimación de las distancias.
- Regiones H II: proveen de información de la formación estelar reciente, así como del estado actual del ISM, revelando el enriquecimiento causado por los procesos estelares durante muchas generaciones. Debido a que se han realizado múltiples estudios sobre este tipo de objetos, y teniendo en cuenta el trabajo desarrollado en esta tesis,

a continuación resumimos los principales resultados obtenidos del estudio de regiones H II así como las controversias existentes.

En resumen, los gradientes obtenidos a partir de diferentes fuentes revelan un decaimiento de la abundancia con la distancia al centro Galáctico, cuya pendiente depende del objeto y trabajo como podemos apreciar en la figura 1.17

Las regiones H II son claros trazadores de la formación estelar y de la estructura galáctica en los discos de las galaxias espirales; su distribución a gran escala en la MW (estudiada por diversos autores como Georgelin & Georgelin 1976 y Paladini et al. 2004, entre otros) define claramente la estructura de los brazos espirales, como mostramos en la figura 1.18. Además se ha encontrado que la altura de las regiones sobre el plano de la Galaxia disminuye con el radio Galáctico (ver figura 1.19), siendo esto indicativo de un decremento relativo en los brazos espirales (Fich & Blitz, 1984). El hecho de que las regiones H II describan tan bien la estructura de la Vía Láctea, unido a las facilidades observacionales debido a sus propiedades físicas (alto brillo superficial, altas temperaturas y espectros con intensas líneas de emisión) convierten a las regiones H II del disco en objetos ideales para estudiar el enriquecimiento químico del ISM y la evolución Galáctica.

La primera indicación de la existencia de un gradiente en la MW proviene del estudio realizado por Churchwell & Walmsley (1975) que estiman la temperatura electrónica mediante líneas de recombinación de radio en una muestra de regiones H II, encontrando un aumento con la distancia al centro Galáctico que implica una disminución de las abundancias de los elementos causantes del enfriamiento. Este resultado fue confirmado por Peimbert et al. (1978) y posteriormente estudiado en diversas ocasiones, destacando el trascendente trabajo realizado por Shaver et al. (1983) sobre una muestra de 67 regiones H II de la MW estableciendo un gradiente de abundancias negativo para los elementos más pesado que el helio. Desde entonces son muchos los estudios realizados sobre regiones H II de la Galaxia (Hawley, 1978; Talent & Dufour, 1979; Hunter, 1992; Fich & Silkey, 1991; Afflerbach et al., 1997; Esteban & Peimbert, 1995; Vílchez & Esteban, 1996; Deharveng et al., 2000; Rudolph et al., 2006), todos confirmando la existencia de una variación radial negativa, pero con grandes desacuerdos en la inclinación del gradiente.

Además de las discrepancias en la pendiente de los gradientes, en la actualidad también existe una gran controversia en cuanto a la forma de dicho gradiente, especialmente en las regiones más externas del disco. Los trabajos presentados por Fich & Silkey (1991) y Vílchez & Esteban (1996) fueron los primeros en estudiar la región del anticentro Galáctico, estableciendo un aplanamiento del gradiente de N/H en las zonas más externas del disco, sin embargo otros trabajos como el de Deharveng et al. (2000) no encuentran ningún cambio en la pendiente. La discusión acerca del aplanamiento o no en los extremos del disco no solo existe en el estudio con regiones H II, ya que también hay discrepancias en los trabajos realizados con otras fuentes, por lo que actualmente la comunidad científica se encuentra dividida entre aquellos que afirman la existencia de un aplanamiento a distancias Galactocéntricas grandes (Maciel & Quireza, 1999; Costa et al., 2004; Sestito et al., 2008; Pedicelli et al., 2009; Yong et al., 2012) y los que rechazan esta idea (Deharveng et al., 2000; Rudolph et al., 2006; Henry et al., 2010; Rolleston et al., 2000; Balsa et al., 2011).

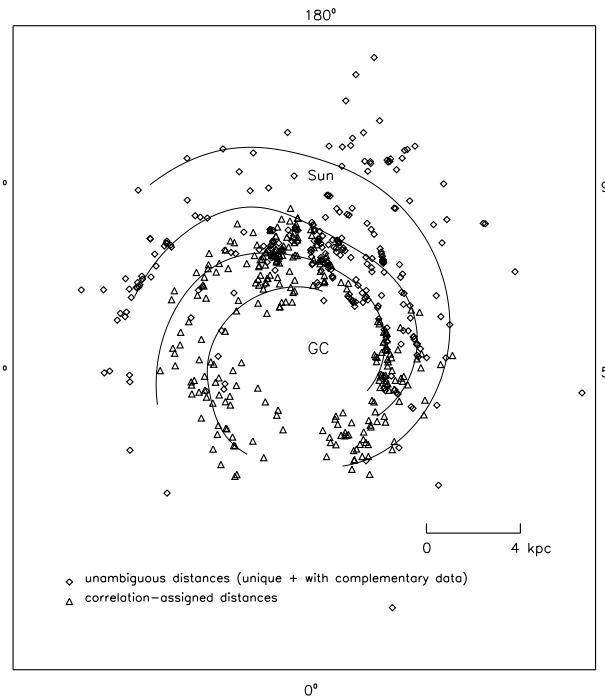


Figura 1.18: Posición proyectada sobre el plano Galáctico de 550 regiones H II estudiadas por Paladini et al. (2004) superpuestas al modelo de brazos espirales de la Vía Láctea de Taylor & Cordes (1993).

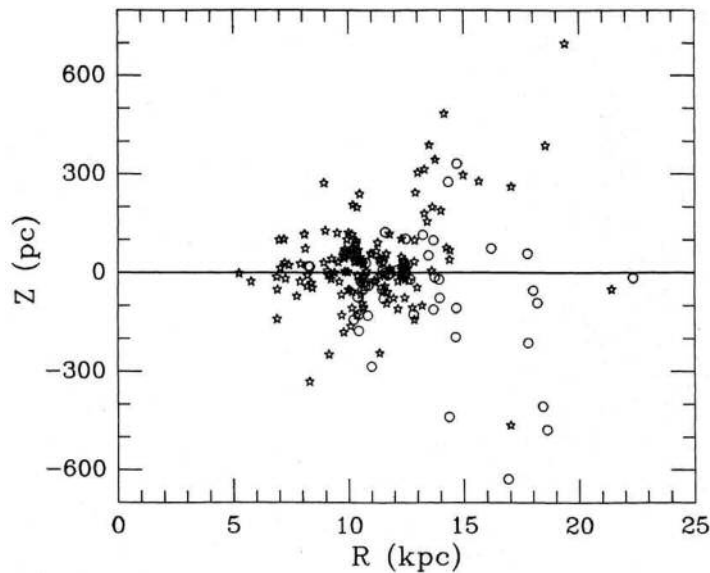


Figura 1.19: Relación entre la altura sobre el disco Galáctico ( $z$ ) y el radio Galactocéntrico ( $R$ ) para 242 regiones H II estudiadas por Fich & Blitz (1984).

Para terminar, es interesante destacar la existencia de numerosos factores que complican las comparaciones entre los diferentes estudios. En primer lugar, las discrepancias en las abundancias químicas estimadas debidas, por una parte, a que las constantes atómicas utilizadas (como los coeficientes de Einstein o la sección eficaz colisional) han variado a lo largo de los años afectando a las abundancias y, por otra parte, a los diferentes métodos utilizados para realizar las correcciones de los estados de ionización no observables. Pero incluso aplicando los mismos coeficientes y métodos, siguen existiendo muchas incertidumbres en las abundancias cuyo origen aún no está establecido, sugiriendo algunos autores que sean debidas a la presencia de fluctuaciones en la temperatura electrónica (Torres-Peimbert et al., 1980), mientras que otros las asocian a variaciones químicas en el ISM a pequeña escala espacial (Tsamis & Péquignot, 2005). En segundo lugar, las incertidumbres asociadas a las distancias también afectan fuertemente a la forma del gradiente, tanto por la falta de consistencia a la hora de estimarlas (debido a los cambios en la curva de rotación utilizada) como a la falta de estudios realizados en la región del anticentro Galáctico, que constituye un sesgo importante en la mayoría de los gradientes propuestos.

### 1.5.1. Gradientes en otras galaxias y modelos de evolución química

Searle (1971), Shields (1974) y Smith (1975) descubrieron hace muchos años la presencia de un gradiente radial de metalicidad en los discos de galaxias espirales, encontrando un máximo de abundancia en el centro de las galaxias. Posteriormente se han llevado a cabo diversos trabajos para determinar las posibles variaciones químicas en galaxias externas (Galarza et al., 1999; Trundle et al., 2002; Werk et al., 2011; Bresolin et al., 2012) siendo muy útil su comparación con los resultados obtenidos en la MW para mejorar el conocimiento de los parámetros involucrados en los modelos de evolución química, ya que el estudio de regiones H II en galaxias externas tiene la ventaja adicional de no sufrir de la alta extinción existente en el disco de la MW.

Tanto los trabajos observacionales como los basados en modelos de evolución química revelan diferencias en los gradientes atendiendo al tipo de galaxia: en las espirales barradas este es más débil debido a la mezcla radial, mientras que en las irregulares el gradiente es prácticamente despreciable debido al bajo ritmo de formación estelar (Pagel et al., 1980). Además, los modelos predicen que las galaxias elípticas tienen gradientes más planos que las espirales, aunque es posible que se dé un aplanamiento en estas últimas asumiendo caída de gas pobre en metales del halo al disco (Mollá et al., 1997). Centrándonos en las galaxias espirales, se han realizado diversos estudios para intentar relacionar la forma del gradiente con el tipo morfológico: Vila-Costas & Edmunds (1992) encontraron que las barradas presentan sistemáticamente gradientes más suaves y encuentran una correlación entre la pendiente del gradiente y el tipo morfológico en las que no tienen barra. Los modelos de evolución química de galaxias espirales también predicen gradientes más pronunciados en galaxias tardías debido al efecto del ritmo de formación estelar (SFR de sus siglas en inglés *star formation rate*) que determina los diferentes tipos morfológicos: las galaxias con tipo temprano son más masivas y tienen una SFR mayor, acelerando el colapso y mostrando una evolución más rápida que las tardías, en donde la eficiencia de colapso es menor (Mollá et al., 1997). El trabajo de Oey & Kennicutt (1993) también revela que los gradientes son

más planos en galaxias con tipo morfológico temprano que, además, presentan abundancias globales mayores.

Los gradientes de abundancias negativos pueden explicarse a partir de modelos de formación de galaxias con caída de gas, también llamados tipo *inside-out* (Matteucci & Franco, 1989; Hou et al., 2000; Alibés et al., 2001), que predicen que el disco de una galaxia espiral se construye a partir de la incorporación del material, creciendo de dentro hacia fuera, de forma que las partes más externas del disco deben presentar menor metalicidad, pudiendo encontrarse aún en pleno proceso de caída de gas. En este esquema, la SFR también explica los gradientes negativos, ya que es mayor en las zonas internas del disco donde hay más gas en forma de nubes moleculares provocando que la abundancia disminuya según nos alejamos del centro Galáctico.

Tal y como ocurre en la MW, también existen discrepancias en cuanto al comportamiento del gradiente a distancias Galactocéntricas grandes. Desde el punto de vista observacional diversos trabajos revelan un claro cambio de tendencia en los extremos de los gradientes, con evidencias de un aplanamiento en las zonas más externas del disco en otras galaxias espirales, como revelan los recientes trabajos de Bresolin et al. (2009) para M 83, Goddard et al. (2011) para NGC 4625, Bresolin et al. (2012) para NGC 1512 y NGC 3621 y Werk et al. (2011) para un conjunto de 13 galaxias. Desde el punto de vista teórico la controversia es mayor: los modelos de Fu et al. (2009) predicen que el gradiente es más pronunciado al aumentar la distancia radial, mientras que Samland et al. (1997) encuentran un aplanamiento en las regiones más externas. Otros modelos como los desarrollados por Marcon-Uchida et al. (2010) predicen un aplanamiento o empinamiento en función de la eficiencia de la formación estelar asumida.

Los trabajos teóricos actuales se centran en implementar en sus simulaciones posibles mecanismos que puedan provocar un aplanamiento en la pendiente, tales como mezcla radial de los metales en el disco, aplanamiento del ritmo de formación estelar y caída de gas rico en metales desde el halo de la galaxia. En particular, el reciente trabajo de Esteban et al. (2013) provee de diversos modelos de evolución química modificando la eficiencia de la formación estelar, prediciendo un aplanamiento del gradiente en los extremos del disco y verificando así, de forma teórica, los resultados observacionales en los que se había encontrado un cambio en la pendiente para distancias Galactocéntricas grandes.

La discusión de la forma del gradiente en la región del anticentro es, actualmente, un problema abierto, tanto en la MW como en otras galaxias externas, siendo necesario ampliar los estudios observacionales y teóricos de esta zona para obtener evidencias definitivas acerca del posible aplanamiento en los extremos de los discos galácticos.



# Capítulo 2

## Motivación de la Tesis

A lo largo de la introducción hemos visto cómo influyen las etapas evolutivas de las estrellas en el enriquecimiento químico del medio interestelar y la importancia del estudio de nebulosas ionizadas alrededor de estrellas, tanto para entender la evolución estelar como para conocer la formación y estructura de la Galaxia. Un buen conocimiento de la formación y evolución de estos objetos mejoraría notablemente los modelos de evolución estelar, las teorías de interacción de vientos y los modelos de evolución química de la Vía Láctea.

Una de las mejoras necesarias en los modelos estelares es la inclusión de rotación y campos magnéticos. Como hemos descrito anteriormente, la rotación afecta fuertemente a la evolución de la estrella, determinando incluso por qué fases evolutivas pasará y la duración de cada una ellas; pero también tiene una gran influencia en el enriquecimiento del ISM, ya que la mezcla por rotación aumenta las abundancias superficiales de la estrella que luego serán expulsadas a la galaxia. Por lo tanto, el estudio de las abundancias químicas en diferentes estados evolutivos de la estrella central nos va a permitir obtener tasas de pérdida de masa, escalas evolutivas, edad de las eyecciones de la estrella y otros parámetros útiles para incluir en los modelos estelares y mejorarlos.

Por otro lado, conocer las tasas de pérdida de masa es también una fuente de información extra para las teorías de interacción de vientos estelares. En la MS el viento expulsado genera una burbuja sobre la que chocarán los sucesivos vientos de las posteriores etapas, creando estructuras complejas y con diferente composición química. El estudio de la estructura de nebulosas alrededor de estrellas WR es una poderosa herramienta que nos permite reconstruir la historia de la pérdida de masa, la hidrodinámica de la interacción de los vientos y la influencia de las inestabilidades producidas en las diferentes etapas de la evolución.

El estudio de las abundancias químicas en las diferentes estructuras observadas en las nebulosas alrededor de estrellas masivas también nos permite analizar el enriquecimiento químico del ISM, mejorando el conocimiento de la productividad química en cada una de las fases evolutivas de la estrella. Esto es especialmente necesario en algunas etapas menos documentadas, como la LBV donde se producen muchas inestabilidades con grandes tasas de pérdida de masa que enriquecen fuertemente el ISM, pero también para cuantificar mejor



el enriquecimiento químico y energético producido en la explosión de SN (etapa post-WR) e incluso llegar a establecer la relación entre estos fenómenos y los estallidos de rayos gamma.

Existen otras muchas incertidumbres en la formación y evolución de las nebulosas alrededor de estrellas evolucionadas, tales como la influencia de las inestabilidades en la creación de filamentos y grumos o las condiciones de transferencia energética que expliquen las altas temperaturas encontradas en las burbujas llegando a emitir en rayos X (el problema de la efectividad de la conducción térmica). Por todas estas razones es muy necesario el estudio de nebulosas alrededor de estrellas WR, ya que son perfectos laboratorios a gran escala que proveen de mucha información relevante, tanto de los procesos hidrodinámicos internos, como de la evolución estelar, interacción de los vientos y enriquecimiento químico del ISM.

Las regiones H II se forman debido a la fotoionización del ISM por estrellas OB masivas y son claros trazadores de la formación estelar en los discos de las galaxias espirales. Su distribución en la Vía Láctea define la estructura de los brazos espirales delineando las zonas de formación estelar activa, siendo indicadores muy eficientes de la metalicidad del ISM. Por tanto, el estudio de las abundancias químicas en regiones H II de la Vía Láctea nos permite obtener una fotografía de la evolución química de la Galaxia, mejorando las teorías de formación y proporcionando información relevante para la creación de modelos químicos que reproduzcan los datos observacionales.

Existen múltiples trabajos que han demostrado la existencia de un gradiente negativo de abundancias en la Vía Láctea para elementos más pesados que el helio, sin embargo, en la actualidad, las evidencias acerca de la extensión y forma de este gradiente no son concluyentes. Hay dos razones fundamentales que explican las discrepancias encontradas entre autores: las incertidumbres intrínsecas de la estimación del gradiente y la falta de estudios en el anticentro Galáctico.

La determinación de la variación de abundancias químicas en la Vía Láctea conlleva múltiples factores que dificultan el establecimiento de un gradiente. El más importante es la distancia Galactocéntrica adoptada, ya que la incertidumbre que hay en las distancias a las regiones H II es enorme y depende fuertemente del catálogo considerado y de los métodos de estimación (distancias fotométricas o cinemáticas). Por otro lado está el problema de la extinción debida al polvo en el disco que obliga a realizar observaciones en diferentes rangos espectrales en función de la región a estudiar (por ejemplo el uso de IR cerca del centro Galáctico), implicando diferentes metodologías a la hora de estimar las abundancias totales y dificultando la posibilidad de disponer de una muestra completa y autoconsistente a lo largo de la Galaxia. El hecho de que estos problemas afecten a la hora de establecer un gradiente conlleva una difícil comparación de resultados entre autores, pues, como hemos visto en la introducción, existe una gran variedad de objetos (PN, estrellas, regiones H II), rangos espectrales (radio, óptico, IR), distancias adoptadas y parámetros de estimación de abundancias utilizados en la literatura.

A pesar de las dificultades descritas, todos los autores coinciden en la existencia de un gradiente negativo en la Vía Láctea, siendo la principal controversia la existencia, o no, de un aplanamiento en los extremos del disco. Esto se debe a que la gran mayoría de estudios están limitados a unos pocos kpc alrededor de Sol, siendo la muestra muy pobre para la región del anticentro y limitando la aplicación de modelos que describen la evolución de las zonas más externas al disco. El estudio de regiones ópticas en el anticentro es muy complejo, y a

todas las dificultades descritas anteriormente hay que añadir otras muchas: en primer lugar hay un bajo número de regiones H II catalogadas en el extremo de la Galaxia, por lo que la muestra a estudiar es mucho más reducida; además son regiones muy débiles que presentan estructuras difusas difíciles de observar; por otro lado la gran columna de densidad situada entre los objetos y el observador enrojece y contamina la emisión; finalmente la estimación de las distancias a las estrellas es muy incierta.

Por lo tanto, es necesario realizar más estudios que provean de una evidencia observacional acerca de la presencia o no de un aplanamiento en el disco, extendiendo la muestra a las zonas más externas de la MW, que son consideradas mucho más cercanas a las condiciones de la Galaxia en sus comienzos químicos y esenciales para aumentar el conocimiento de parámetros fundamentales para los modelos de evolución estelar, tales como las escalas temporales de la formación del disco y los umbrales de densidad para la formación estelar.

## 2.1. Objetivos

El objetivo fundamental de esta tesis es el estudio de los parámetros físicos y la determinación de la composición química de una muestra de nebulosas Galácticas, cubriendo las distintas fases evolutivas definidas por sus estrellas centrales. Este estudio pretende recuperar la historia del enriquecimiento químico del ISM, así como comprender la evolución energética y dinámica de estas nebulosas.

Para ello abordaremos el problema mediante el estudio de diferentes objetos utilizando dos técnicas observacionales y de análisis de datos: por un lado analizaremos la estructura bidimensional de dos nebulosas alrededor de estrellas WR utilizando espectroscopía de campo integral y, por otro lado, estudiaremos una muestra de regiones H II situadas en el anticentro Galáctico mediante espectroscopia clásica de rendija larga.

Estas dos metodologías nos permiten abordar los siguientes objetivos concretos:

- Determinar la estructura bidimensional de nebulosas alrededor de estrellas masivas evolucionadas desde el punto de vista morfológico, cinemático y químico.
- Relacionar las propiedades físicas y químicas de las nebulosas evolucionadas con las diferentes etapas de la evolución estelar, prestando atención a la interacción de los vientos estelares y su influencia en la estructura de las nebulosas.
- Mejorar el conocimiento sobre el enriquecimiento químico de la Galaxia debido a la interacción de las estrellas WR con el medio circundante.
- Determinar con precisión las condiciones físicas de regiones H II situadas en el anticentro Galáctico, aumentando la muestra en la zona más externa de la Galaxia.
- Abordar los problemas existentes a la hora de establecer gradientes de abundancias en la Vía Láctea.
- Establecer la variación radial de la temperatura electrónica y de las abundancias químicas con el radio Galáctico en el extremo del disco de la Vía Láctea.

## 2.2. Estructura

La importancia de este trabajo radica en dos aspectos fundamentales: el estudio detallado de nebulosas alrededor de estrellas evolucionadas que nos permite reconstruir la historia de pérdida de masa y enriquecimiento químico del ISM, y el análisis de regiones H II del anticentro Galáctico que nos permite establecer gradientes de abundancias en el extremo del disco y mejorar los modelos de evolución química de la Galaxia. Debido a que el tipo de objetos a estudiar y las técnicas de observación son muy diferentes, optamos por dividir la tesis en dos partes claramente diferenciadas.

La primera parte de la tesis denominada “Estudio de nebulosas alrededor de estrellas Wolf-Rayet mediante espectroscopía de campo integral” se presenta en los capítulos iniciales de esta memoria. En el capítulo 3 se describen las técnicas de espectroscopia 3D, así como las observaciones realizadas con PPaK de las dos nebulosas WR estudiadas y el proceso de reducción de datos, terminando con la metodología detallada del análisis de cubos con dos dimensiones espaciales y una espectral.

En el capítulo 4 presentamos el estudio realizado sobre NGC 6888. Esta nebulosa situada alrededor de una estrella WR es una de las mejores candidatas para buscar la huella observacional de la interacción entre el ISM y los vientos estelares. A pesar de la gran cantidad de estudios realizados sobre NGC 6888, la extensión espacial del enriquecimiento químico y la homogeneidad de las propiedades físicas es aún desconocida, puesto que no se han realizado medidas 2D de las propiedades espectroscópicas y con imagen óptica de forma simultánea.

En el capítulo 5 presentamos el estudio de la nebulosa M1-67. Existen diversos trabajos realizados sobre esta nebulosa situada alrededor de una estrella WR con tipo espectral tardío (WN8), pero la gran mayoría están enfocados a la cinemática y morfología del gas nebuloso, existiendo aún muchas incógnitas sobre aspectos relevantes de su evolución y formación. En particular, el estudio 2D de la estructura de ionización cubriendo todas las morfologías y/o componentes estructurales nos permite descifrar el proceso de formación debido a las eyecciones de la estrella central en sus diferentes etapas evolutivas.

La segunda parte de la tesis denominada “Estudio de regiones H II del anticentro Galáctico mediante espectroscopía de rendija larga” corresponde a los dos últimos capítulos de la tesis. En el capítulo 6 se describe la instrumentación utilizada en las observaciones de rendija larga, así como la reducción de los datos y otros tratamientos necesarios previos al análisis. También detallamos la selección de la muestra de objetos del anticentro a estudiar.

En el capítulo 7 presentamos el proceso detallado de la determinación de parámetros físicos y abundancias químicas. Además analizamos la variación de la temperatura electrónica y de las abundancias totales con el radio Galactocéntrico, prestando especial atención a las dificultades existentes en la determinación de los gradientes, así como a la controversia sobre su aplanamiento en los extremos y la influencia en los modelos de evolución química de la Galaxia.

Para terminar, en el capítulo 8 se presentan las principales conclusiones obtenidas del trabajo de tesis realizado y el trabajo futuro.

## Parte I

**Estudio de nebulosas alrededor de  
estrellas Wolf-Rayet mediante  
espectroscopía de campo integral**



## Observaciones y metodología del análisis

**E**n esta primera parte de la tesis presentamos el estudio espectroscópico 3D realizado sobre dos nebulosas alrededor de estrellas WR, NGC 6888 y M 1-67. En particular, este capítulo lo dedicaremos a describir las técnicas de espectroscopía de campo integral, la instrumentación utilizada, las observaciones de los objetos, la reducción de datos y la metodología seguida para el análisis de los cubos obtenidos.

### 3.1. Espectroscopía de campo integral

La espectroscopía de campo integral (también conocida como espectroscopía 3D o IFS de sus siglas en inglés *integral field spectroscopy*) es una técnica observacional que permite obtener de cientos a miles de espectros simultáneamente de un área del cielo en una única exposición. Uno de sus principales propósitos es solucionar algunos de los inconvenientes que tiene la espectroscopía tradicional de rendija larga, como el aprovechamiento de la luz incidente en caso de objetos extensos o las pérdidas debidas a la refracción atmosférica diferencial<sup>1</sup>. La espectroscopía de campo integral resuelve ambos problemas ya que muestrea el cielo con un campo de visión bidimensional que provee de un espectro en cada posición, mientras que con espectroscopía de rendija larga hay que mover el telescopio y tomar diferentes exposiciones en cada punto del objeto, conllevando una gran pérdida de tiempo. El resultado final tras las observaciones y procesado de imágenes de IFS es un cubo de datos con dos dimensiones espaciales y una espectral (ver figura 3.1) que permite obtener espectros en cada posición, así como crear útiles mapas de intensidades de las líneas de emisión, campos de velocidades, etcétera.

Las primeras observaciones utilizando la técnica de IFS fueron realizadas por Vandriest (1980) que, mediante fibras ópticas, transformó un campo 2D en una pseudo-rendija a la entrada de un espectrógrafo clásico de rendija larga. Posteriormente se han diseñado y

---

<sup>1</sup>Se denomina refracción atmosférica diferencial (DAR de sus siglas en inglés *differential atmospheric refraction*) a la dependencia de la refracción de la luz en la atmósfera terrestre con la longitud de onda. Implica que la imagen de un objeto pueda aparecer localizada en diferentes posiciones del plano focal del telescopio dependiendo de la longitud de onda de observación.

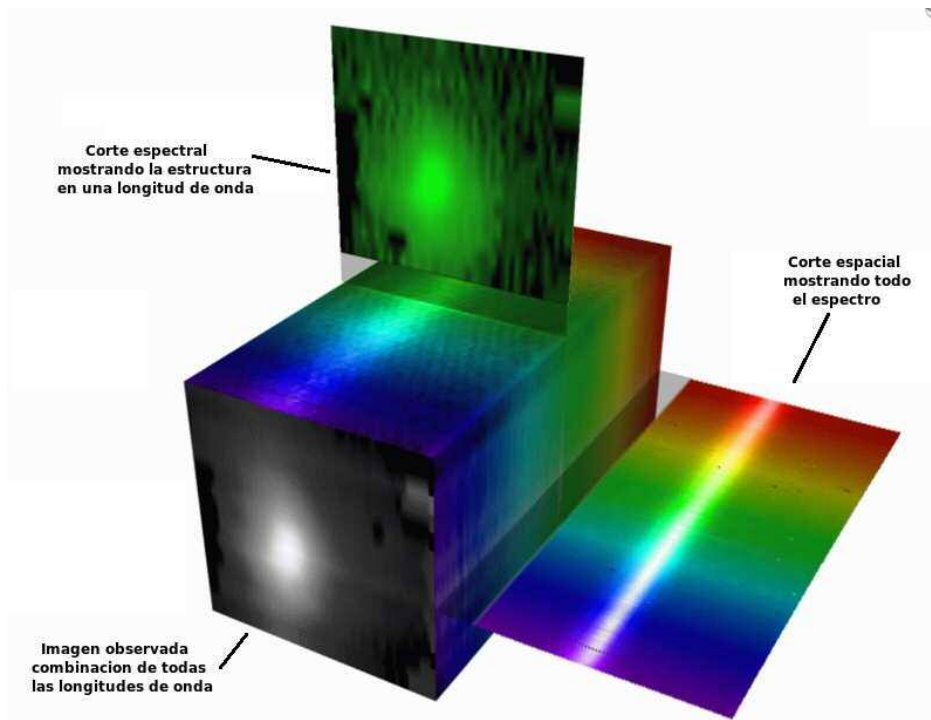


Figura 3.1: Cubo de datos con dos dimensiones espaciales y una espectral.

construido muchos instrumentos para realizar observaciones de IFS basados en tres principios de operación:

- **Espectrógrafos de campo integral:** la rendija no se sitúa en el plano focal del telescopio, sino que la luz incidente es recogida mediante un gran número de elementos espaciales (denominados *spaxels*<sup>2</sup>) en un campo de visión 2D y conducida hasta el espectrógrafo mediante unidades de campo integral (IFU de sus siglas en inglés *integral field unit*) formando una pseudo-rendija. El objetivo de las IFUs es dividir la imagen inicial 2D en sub-imágenes, este proceso puede hacerse de tres formas (ver figura 3.2):
  - Lentes: la imagen registrada es dividida por un conjunto de microlentes, posteriormente la luz de cada *spaxel* es concentrada en un pequeño punto que es dispersado por el espectrógrafo. Ejemplos de IFU con lentes: TIGER en el CFHT (Bacon et al., 1995) y SAURON en el WHT (Bacon et al., 2001).
  - Fibras: la imagen es registrada en un haz de fibras 2D que transfieren la luz hasta el espectrógrafo. Para solucionar el problema de los huecos entre las fibras (que son cilíndricas) algunos diseños incluyen un conjunto de lentes situado frente

<sup>2</sup>El significado de *spaxel* es píxel espacial (*spatial pixel* en inglés) y es el término utilizado para diferenciar los elementos espaciales de la IFU de los píxeles del detector.

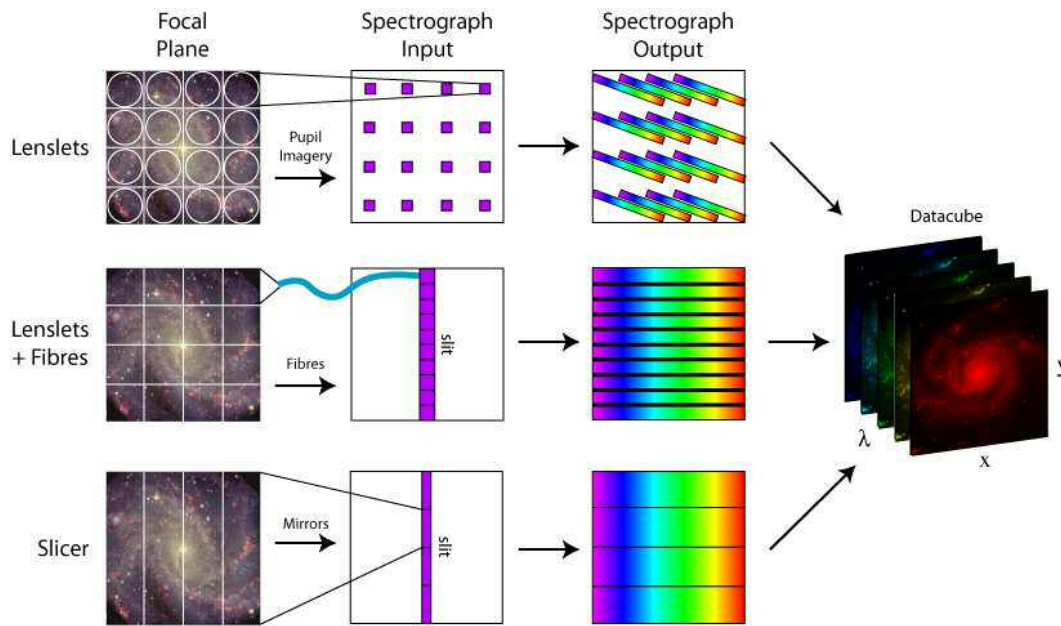


Figura 3.2: Esquema con las diferentes técnicas de división de imagen de las IFU.

al haz que recogen la luz y la focalizan a cada fibra. Tres ejemplos de IFU con fibras son DensePak en WIYN (Barden & Wade, 1988), INTEGRAL en el WHT (Arribas et al., 1999) y PPaK en CAHA (Kelz et al., 2006), y uno de fibras con lentes es FLAMES-IFU en el VLT (Pasquini et al., 2000).

- Laminadores: la imagen de entrada se forma en un espejo que es segmentado en finas secciones horizontales, un segundo espejo reorganiza estas imágenes segmentadas de forma que se distribuyan una junto a otra formando la pseudo-rendija. Dos ejemplos de IFU con laminador de imagen son SINFONI en el VLT (Eisenhauer et al., 2003) y GNIRS-IFU en Gemini (Elias et al., 1998).

- **Espectrógrafos multi-objeto (MOS):** instrumentos muy similares a las IFU pero en este caso los elementos que guían la luz desde el plano focal hasta la rendija (fibras, lentes o máscaras) no están fijos sino que se pueden mover en el campo de visión. Dos ejemplos típicos de espectrógrafos MOS son GMOS-IFU en Gemini (Allington-Smith et al., 2002) y VIMOS-IFU en el VLT (Le Fèvre et al., 2003).
- **Filtros sintonizables Fabry-Pérot:** permiten muestrear un gran campo de visión con muy alta resolución espacial en una única exposición, pero solo en una longitud de onda. Observando en el rango de longitud de onda deseado se construye un cubo de datos  $(x,y,\lambda)$  similar al de los IFU/MOS. Su principal ventaja es la alta resolución espacial y espectral, pero necesitan de varias exposiciones para construir el cubo. Dos ejemplos de esta técnica son el espectrógrafo RSS<sup>3</sup> en SALT y GriF<sup>4</sup> en CFHT.

<sup>3</sup>Página oficial de RSS: <http://www.salt.ac.za/telescope/instrumentation/rss/>

<sup>4</sup>Página oficial de GriF: <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Spectroscopy/GriF/>



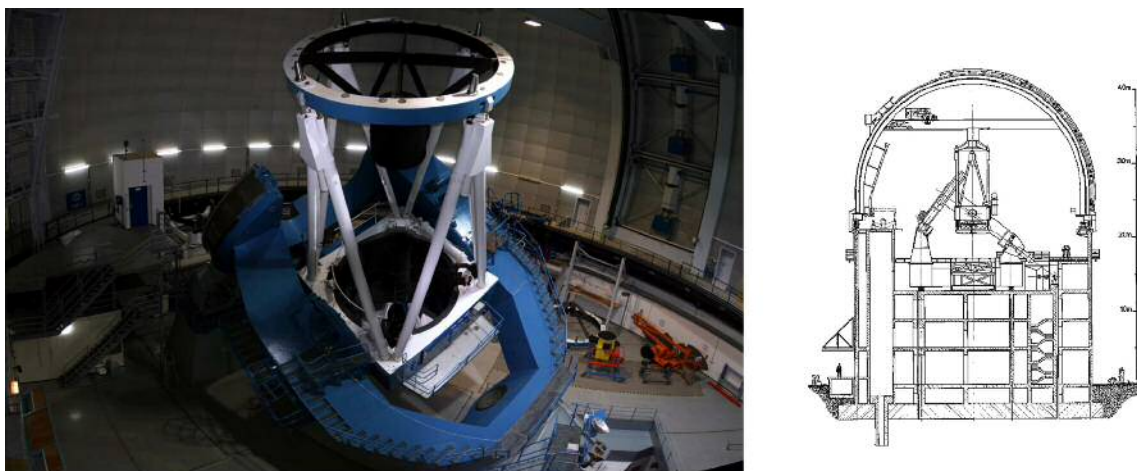


Figura 3.3: Telescopio de 3.5 m de CAHA: fotografía a la izquierda (© S. Pedraz) y esquema de la estructura global a la derecha.

### 3.2. Instrumentación: PPaK

Las observaciones de las dos nebulosas WR estudiadas en esta primera parte se realizaron utilizando el espectrógrafo de campo integral PMAS en el modo PPaK situado en el foco *Cassegrain* del telescopio de 3.5 m del Observatorio de Calar Alto. A continuación se describen brevemente las características del telescopio así como del espectrógrafo en sus distintos modos.

El telescopio reflector de 3.5 m de diámetro utilizado tiene montura tipo herradura-marco y focal  $f/10.0$ , con un área colectora efectiva de  $8.153 \text{ m}^2$  y una escala de  $5.89 \text{ arcsec/mm}$ . Está situado en el Observatorio de Calar Alto (Almería, España) y pertenece al Centro Astronómico Hispano Alemán (CAHA), que es un consorcio entre el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC) en Granada y el *Max-Planck Institut für Astronomie* (MPIA) en Heidelberg. En la figura 3.3 presentamos una imagen con su estructura.

El espectrógrafo PMAS<sup>5</sup> (de sus siglas en inglés *potsdam multi-aperture spectrophotometer*, Roth et al. 2005) fue construido enteramente en el *Astrophysical Institute Potsdam* (AIP, Alemania) y diseñado para suplir las desventajas propias de los espectrógrafos de rendija larga como pérdidas por la rendija, sensibilidad a la DAR y errores de apuntado. Cubre un amplio rango espectral desde 350 nm hasta 900 nm y tiene una cámara CCD de  $2\text{K} \times 4\text{K}$  píxeles siendo el tamaño del píxel de  $15 \mu\text{m}$ . El sistema de IFU está compuesto por  $16 \times 16$  lentes que permiten obtener 256 espectros de forma simultánea en un campo de visión sobre el cielo de  $8 \times 8 \text{ arcsec}^2$ . Tiene, además, otras dos configuraciones espaciales posibles de  $8 \times 8$  y  $32 \times 32$  lentes.

PPaK (*PMAS fiber Package*, Kelz et al. 2006) es una unidad de campo integral de fibras

<sup>5</sup>Página oficial de PMAS: <http://www.caha.es/pmas/>

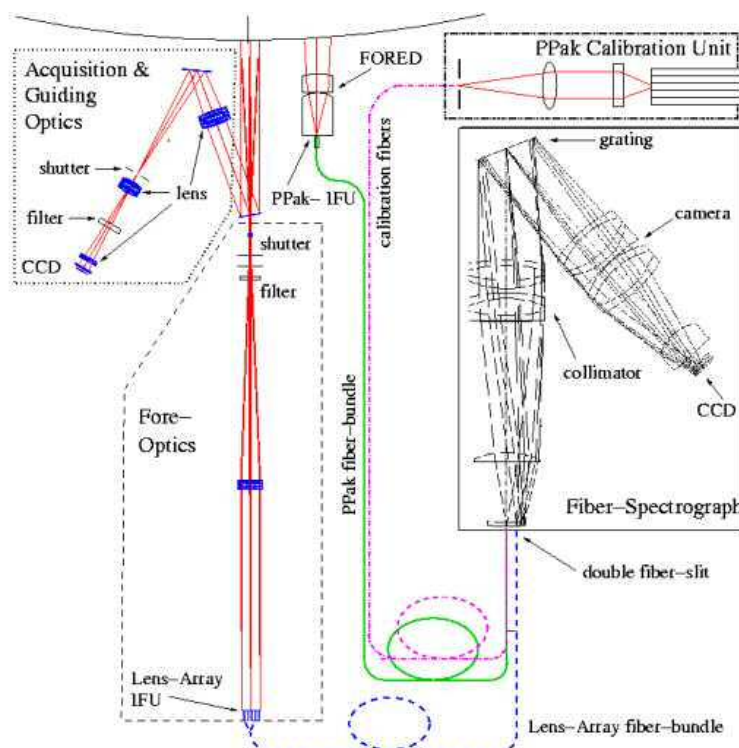


Figura 3.4: Esquema del montaje de PMAS+PPaK: la unidad de lentes (PMAS) aparece limitada por una línea negra discontinua, PPaK está ensamblado junto al plano focal pero fuera de eje y conectado con un haz de fibras al mismo espectrógrafo (línea continua) que PMAS. El sistema de guiado y la unidad de calibración están situadas en los laterales y limitadas por una línea de puntos y otra de puntos y rayas, respectivamente. Figura obtenida de Kelz et al. (2006).

ensamblada en PMAS, diseñada y construida en el AIP como parte del proyecto ULTROS (*ultra-deep optical spectroscopy with PMAS*) y optimizada para trabajar en el rango óptico entre 400 nm y 900 nm. En la figura 3.4 mostramos un esquema la estructura de PPaK junto con PMAS: ambas configuraciones comparten espectrógrafo (al que llegan las fibras de PMAS y PPaK separadas de forma que solo uno está activo durante la observación), sistema de guiado y cámara CCD. Además, PPaK está equipado con un sistema de lentes de reducción focal (FORED) que maximiza el campo de visión y una unidad de calibración específica conectada al espectrógrafo.

La unidad de campo integral que caracteriza PPAK está formada por 382 fibras con un diámetro proyectado en el cielo de 2.68 arcsec cada una. Hay tres tipos de fibras con diferentes propósitos (ver figura 3.5): 331 fibras de ciencia distribuidas formando un hexágono con un campo de visión de  $74 \times 65$  arcsec<sup>2</sup> y un cubrimiento de 0.85, 36 fibras destinadas al muestreo del cielo distribuidas en 6 hexágonos localizados formando un círculo de 95 arcsec alrededor del centro y 15 fibras adicionales (no aparecen en la figura) conectadas con la unidad de calibración que pueden ser iluminadas durante las exposiciones de ciencia para futuras calibraciones.

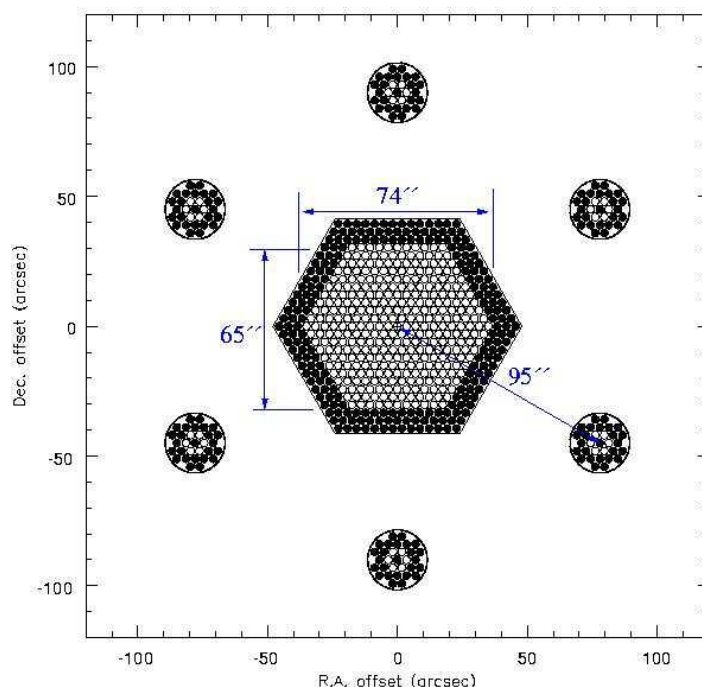


Figura 3.5: Distribución y dimensiones de la IFU de PPaK. Solo los círculos blancos son fibras activas, los negros son fibras protectoras. Figura obtenida de Kelz et al. (2006).

### 3.3. Observaciones y muestra de objetos

Las nebulosas M 1-67 y NGC 6888 estudiadas en esta primera parte fueron incluidas en la campaña de observación realizada las noches de 1 al 6 de julio de 2005 en el observatorio de CAHA con el espectrógrafo de campo integral PMAS en el modo PPaK. En la tabla 3.1 presentamos un resumen de las observaciones realizadas cuyos detalles describimos a continuación.

La nebulosa NGC 6888 se observó en 5 de las noches muestreando cuatro regiones diferentes que hemos denominado Zona de rayos X, Borde, Mini-Burbuja y “Bala” (las razones por las cuales seleccionamos estas regiones se explican en la sección 4.2). Se utilizaron tres redes de difracción abarcando diferentes rangos en longitud de onda para obtener información del mayor número posible de líneas de emisión en el rango óptico:

- Red R1200 centrada en dos longitudes de onda cubriendo los rangos desde 4320 Å a 5060 Å y desde 6220 Å a 6870 Å (las llamaremos R1200b y R1200r, respectivamente, para diferenciarlas). Esta red tiene una dispersión de 0.3 Å/pix correspondiente a una resolución de  $\text{FWHM} \sim 2.4 \text{ \AA}$  en 6300 Å.
- Red V1200 cubriendo el rango espectral entre 3660 Å y 4430 Å, con una dispersión de 0.35 Å/pix dando una resolución espectral de  $\text{FWHM} \sim 2.7 \text{ \AA}$  en 4047 Å. Este

Tabla 3.1: Registro de las observaciones realizadas con PPAK de las nebulosas NGC 6888 y M 1-67.

Objeto	Región	Coordenadas (J2000) ( $\alpha, \delta$ )	Red	Texp. (s)	Masa Aire	Fecha
NGC 6888	Zona rayos X	(20:12:39.8 , +38:25:34.5)	V300	3×450	1.00	05/07/05
			R1200r	3×3×480 <sup>†</sup>	1.02	01/07/05
			R1200b	3×3×540 <sup>†</sup>	1.03	02/07/05
			V1200	3×3×540 <sup>†,a</sup>	1.02	04/07/05
	Borde	(20:11:30.7 , +38:22:38.2)	V300	3×450	1.01	05/07/05
			R1200b	3×540	1.00	02/07/05
	Mini burbuja "Bala"	(20:12:29.0 , +38:28:39.0) (20:12:09.6 , +38:20:14.9)	V300	3×450	1.00	06/07/05
V300			3×450	1.00	06/07/05	
M 1-67	Centro	(19:11:30.9 , +16:51:39.2)	V300	3×30	1.08	05/07/05
	Lateral	(19:12:14.8 , +16:52:12.9)	V300	3×450	1.07	05/07/05

<sup>†</sup> En estas regiones se adoptó un esquema de *dithering*.

<sup>a</sup> En una de las tres posiciones del *dithering* la imagen está contaminada por una lámpara de calibración. Solo dos de ellas son válidas.

apuntado se solapa aproximadamente 100 Å con el de la red R1200b.

- Red V300 abarcando un rango mucho más amplio (desde 3660 Å a 7040 Å), pero con una dispersión menor de 1.67 Å/pix, dando una resolución espectral de FWHM~8.7 Å en 5577 Å.

Aunque el tiempo de exposición (Texp. en la tabla) depende de cada zona (450 s, 480 s o 540 s), en todos los apuntados se hicieron tres exposiciones para poder combinarlas y eliminar los rayos cósmicos. Además, en la región que hemos denominado Zona de rayos X, para las observaciones realizadas con las redes R1200 y V1200 se adoptó un esquema de *dithering*. El *dithering* espacial consiste en hacer pequeños desplazamientos en torno a un punto, siendo esta técnica muy útil en las observaciones de IFS para rellenar los huecos que hay entre las fibras (con superficie circular), evitando la pérdida de flujo que se escaparía en caso de un apuntado simple. También tiene otras ventajas como eliminar los rayos cósmicos, compensar las fibras muertas del haz y mejorar la resolución espacial. De este modo, para estas tres observaciones (rayos X R1200r, R1200b y V1200) se realizaron desplazamientos en torno al apuntado central (cuyas coordenadas vienen indicadas en la la tabla 3.1), y en cada uno de esos apuntados se realizaron tres exposiciones. Los dos desplazamientos realizados respecto al centro fueron:  $\Delta\alpha=-1.35$  arcsec,  $\Delta\delta=-0.78$  arcsec para el segundo apuntado y  $\Delta\alpha=-1.35$  arcsec,  $\Delta\delta=+0.78$  arcsec para el tercero.

Para el caso de M 1-67 las observaciones se realizaron a lo largo de una noche utilizando la red de baja resolución V300 (dispersión 1.67 Å/pix) cubriendo el rango espectral 3660 Å-7040 Å. Se observaron únicamente dos regiones (denominadas Centro y Lateral) ya que la extensión de este objeto es mucho menor que la de NGC 6888 y con dos apuntados ya se muestreaba casi por completo la nebulosa (este punto se explicará mejor en la sección

5.2 ). El tiempo de exposición varía mucho en las dos zonas debido a que el apuntado central incluye a la estrella WR, mucho más intensa que el gas difuso, intentando llegar a un compromiso entre obtener una buena señal-a-ruido (S/N) de la nebulosa sin que saturé la estrella. En cada uno de los apuntados se realizaron tres exposiciones, pero en este caso no se adoptó el esquema de *dithering* espacial.

A lo largo de las seis noches de observación se tomaron imágenes de otros elementos necesarios para la reducción de datos como *bias*, *flats* de cúpula y lámparas de calibración de He y Ne. También se observaron dos estrellas estándar para la calibración en flujo (Hz 44 y BD+28 4211). El tiempo fue fotométrico en todas las noches con un *seeing* típico por debajo del segundo de arco.

### 3.4. Reducción de datos

El proceso de reducción de datos fue idéntico para las dos nebulosas observadas y se realizó utilizando los programas R3D (Sánchez, 2006) y E3D (Sánchez, 2004) diseñados y desarrollados específicamente para la reducción y visualización de datos de espectroscopía de campo integral, complementándolos con rutinas propias creadas en IDL (*interactive data language*) y determinados paquetes de IRAF (*the image reduction and analysis facility*).

A continuación describimos los diferentes pasos seguidos en la reducción de las imágenes:

- 1) **Corrección de *bias*.** Combinando las imágenes de *bias* tomadas a lo largo de la noche creamos una única imagen por noche de observación que se restó a todas las demás para eliminar el nivel de cero añadido electrónicamente y sus variaciones espaciales.
- 2) **Combinar imágenes.** Para aumentar la S/N y eliminar los rayos cósmicos combinamos las diferentes exposiciones tomadas en un mismo apuntado.
- 3) **Extracción de los espectros.** El “camino” que sigue cada espectro en la imagen registrada por la CCD no tiene por qué ser una línea recta, sino que puede desplazarse ligeramente de un píxel a otro. Para poder extraer el espectro de cada una de las fibras hay que identificar su posición en el detector para cada píxel a lo largo del eje de dispersión, este proceso se conoce como obtención de la traza. Para ello se recurre a imágenes de continuo uniformemente iluminadas y con alta S/N tomadas a lo largo de la noche. En primer lugar se identifican a lo largo del eje espacial los 382 picos correspondientes a cada espectro, a continuación determinamos la localización de todos los espectros en el detector trazando la posición del pico de intensidad a lo largo del eje de dispersión buscando el máximo alrededor de cada punto y, finalmente, utilizando la información de las trazas para identificar la localización del espectro en las imágenes, se extraen los espectros integrando el flujo en una apertura espacial (5 píxeles en nuestro caso) a lo largo del eje espectral. El resultado se almacena en una imagen 2D llamada *row-stacked-spectrum* (RSS) (Sánchez, 2004). El proceso de extracción se realiza para todas las imágenes de ciencia así como para los arcos de

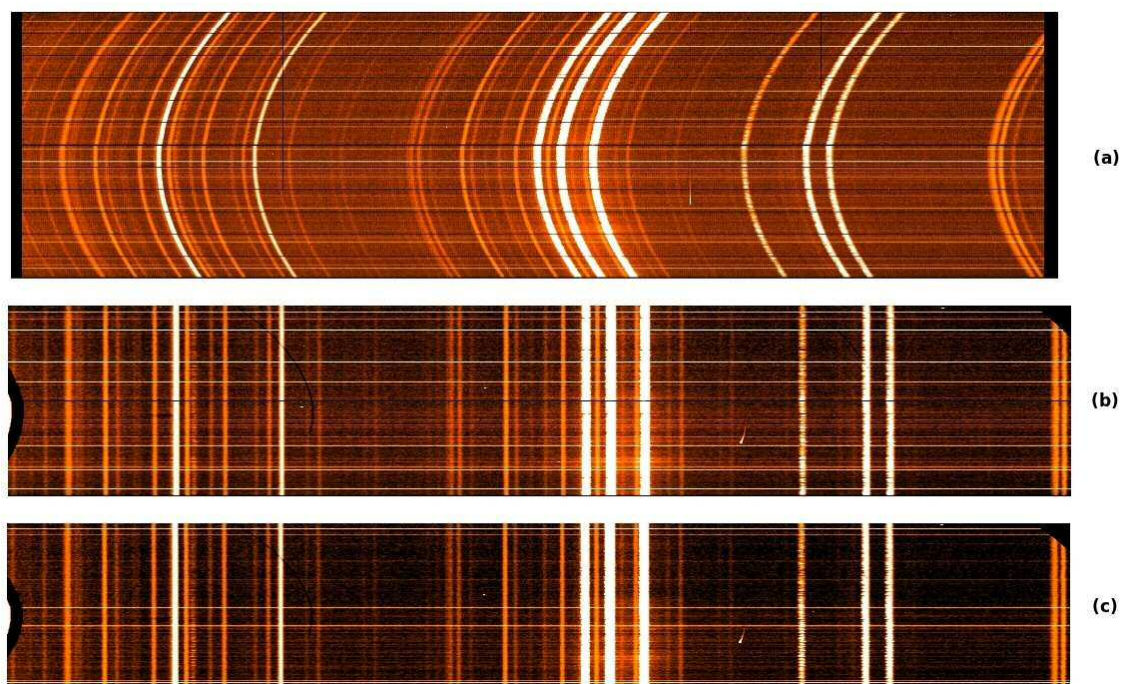


Figura 3.6: Representación de tres de los pasos seguidos en la reducción de datos de IFS. De arriba a abajo: (a) RSS tras la extracción de los espectros (paso 3), (b) RSS calibrado en longitud de onda (paso 4) y (c) fibras de ciencia tras la calibración en flujo (pasos 6 y 7). Todas las imágenes corresponden a la reducción del apuntado de la Zona de Rayos X de NGC 6888 con la red R1200r.

calibración y las estrellas estándar. En la figura 3.6a presentamos un ejemplo de RSS con la extracción de los espectros realizada.

Un factor importante a tener en cuenta en los datos de IFU con fibras es la contaminación de flujo proveniente de las fibras adyacentes (lo que en inglés se conoce como *cross-talk*). A la hora de seleccionar una apertura en la extracción hay que llegar a un compromiso entre obtener el máximo flujo posible minimizando la contaminación de las demás fibras. Esta contaminación depende de la apertura utilizada ( $A$ ), la anchura del perfil espacial de la línea (FWHM, suponiendo perfil Gaussiano) y la distancia entre los máximos espaciales adyacentes ( $\Delta\text{pico}$ ). Siguiendo los criterios establecidos por Bershady et al. (2004) y Sánchez (2006) comprobamos que para una apertura dada ( $A \sim \Delta\text{pico}$  tal que  $\text{FWHM} \sim 0.5 \times \Delta\text{pico}$ ) el nivel de contaminación es siempre menor del 10%, y por tanto consideramos que no hay que realizar la corrección. Posibles soluciones para corregir datos con *cross-talk* aparecen recopiladas en Sánchez (2006).

- 4) **Calibración en longitud de onda.** Para obtener el eje de dispersión en unidades físicas de longitud de onda ( $\text{\AA}$ ) recurrimos a las exposiciones de lámparas de calibración (o arcos) tomadas antes y después de cada observación de los objetos de ciencia y estrellas estándar. El proceso de calibración en longitud de onda se realizó en tres

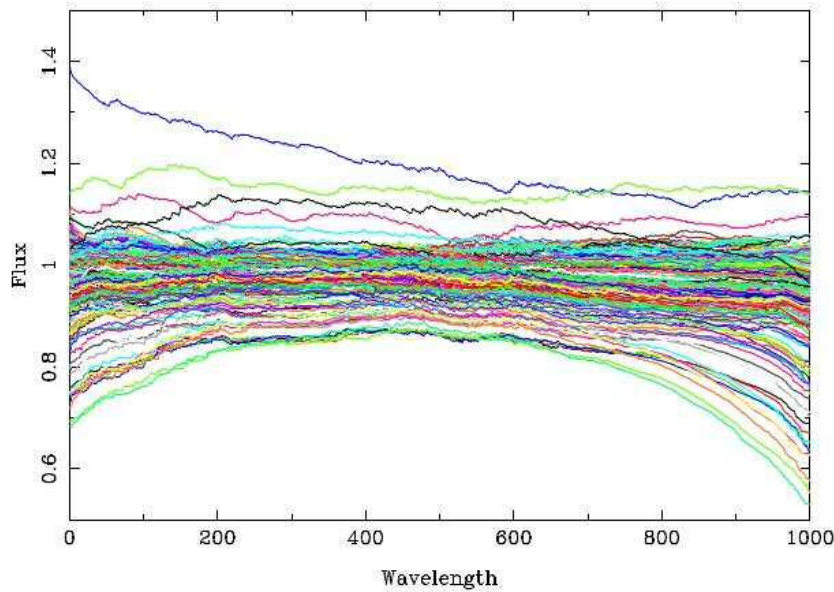


Figura 3.7: Transmisión relativa de cada fibra para diferentes longitudes de onda correspondiente a las IFU de PPaK.

pasos: en primer lugar hay que corregir de la curvatura que sufren las imágenes de IFS debido al acoplamiento de las fibras en la pseudo-rendija, para ello se localiza la posición de los máximos de las principales líneas de emisión a lo largo del eje espacial para todos los píxeles espectrales (corrección de distorsión); en segundo lugar se identifican las líneas de emisión de los arcos definiendo un sistema de coordenadas de longitud de onda lineal (corrección de dispersión); finalmente se aplican ambas correcciones a todas las imágenes de ciencia. En la figura 3.6 se puede apreciar cómo varía la curvatura intrínseca de la imagen antes (figura 3.6a) y después (figura 3.6b) de aplicar las correcciones de distorsión y dispersión. Para comprobar que la corrección había sido correcta realizamos un re-centrado final midiendo el centro de las principales líneas de cielo y aplicando las posibles desviaciones a las imágenes.

- 5) **Corrección de transmisión de las fibras.** El recorrido desde el plano focal hasta el espectrógrafo puede no ser el mismo para todas las fibras provocando variaciones en la transmisión de flujo de una fibra a otra que depende fuertemente de la longitud de onda (ver figura 3.7). Para minimizar estas diferencias de transmisión generamos una imagen con la respuesta de cada fibra usando las exposiciones de continuo y dividimos todas nuestras observaciones de ciencia y estrellas por ella. Este proceso se denomina corrección de *fiber-flat*, ya que es similar a la corrección de *flat* de espectroscopía de rendija larga (pero *spaxel* a *spaxel* en lugar de píxel a píxel).
- 6) **Separación de los haces de fibras.** Como ya indicamos en la sección 3.2, las 382 fibras que componen PPaK están divididas en tres grupos: fibras de ciencia (el hexágono central que muestrea el objeto), fibras de cielo y fibras de calibración. Por

lo tanto, antes de obtener las imágenes finales hay que separar la información de los tres tipos de fibras. Este proceso se hace automáticamente con una rutina de R3D que, conociendo la numeración y posición de las fibras en la pseudo-rendija, las separa en tres RSS diferentes.

- 7) **Calibración en flujo.** La corrección de *fiber-flat* permite solucionar las diferencias de la respuesta de las fibras, pero para obtener una respuesta absoluta del instrumento es necesario calibrar en flujo transformando las cuentas registradas en el detector en unidades físicas de flujo ( $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ ). Para ello recurrimos a las observaciones de las estrellas espectrofotométricas estándar (estrellas bien conocidas con valores de flujo medidos con exactitud) reducidas exactamente igual que el resto de los objetos. En primer lugar, utilizando el programa E3D, identificamos las fibras que recogen la mayor parte del flujo de la estrella y las integramos en un único espectro unidimensional al que le hemos sustraído el cielo. A continuación, utilizando las tareas *standard* y *sensfunc* de IRAF creamos una función de sensibilidad (relación cuentas-flujo) y se lo aplicamos a todos los objetos de ciencia mediante la función *calibrate* de IRAF. En la figura 3.6c mostramos el RSS con la calibración de flujo realizada.

En las seis noches de observación se tomaron exposiciones de dos estrellas estándar para la calibración de flujo: Hz 44 todos los días y BD+28 4211 en cuatro de ellos (días 1, 2, 5 y 6). Para verificar que la calibración era correcta calibramos cada estrella con ella misma y con la otra estrella para todas las noches y comparamos los resultados con los valores de las librerías teniendo en cuenta que las masas de aire fueron similares durante todas las noches y para ambas estrellas, obteniendo dos conclusiones:

- La función de sensibilidad de la estrella Hz 44 es la misma considerando solo la fibra central o ampliando a las de alrededor para todas las noches, por lo que podemos considerar que todo el flujo de la estrella está prácticamente recogido en la fibra central.
- La fibra que recoge la mayor cantidad de flujo de la estrella BD+28 4211 varía de una noche a otra; además en todas las noches (salvo en la primera) se ha comprobado que casi todo el flujo cae en el hueco entre dos fibras. Este problema se hubiera solucionado si se hubieran observado ambas estrellas usando *dithering* espacial.

Las diferentes pruebas realizadas sobre Hz 44 indican que todas las noches fueron fotométricas y podemos considerarlas todas juntas como un único periodo de observación a efectos de la calibración. Sin embargo, los problemas del centrado en BD+28 4211 unido a que no se observó todas las noches, nos llevan a descartar esta estrella para la calibración en comparación con las excelentes condiciones atmosféricas obtenidas en Hz 44. Por lo tanto, finalmente optamos por realizar la calibración en flujo únicamente con la estrella Hz 44. En la figura 3.8 representamos las calibraciones de Hz 44 con ella misma, es decir, generando la función de sensibilidad de cada noche, promediando en los casos de rangos coincidentes y calibrando para cada una de las noches: se puede ver que se conserva la forma funcional y el valor del flujo en todos los rangos observados coincidiendo perfectamente con el valor de la librería.



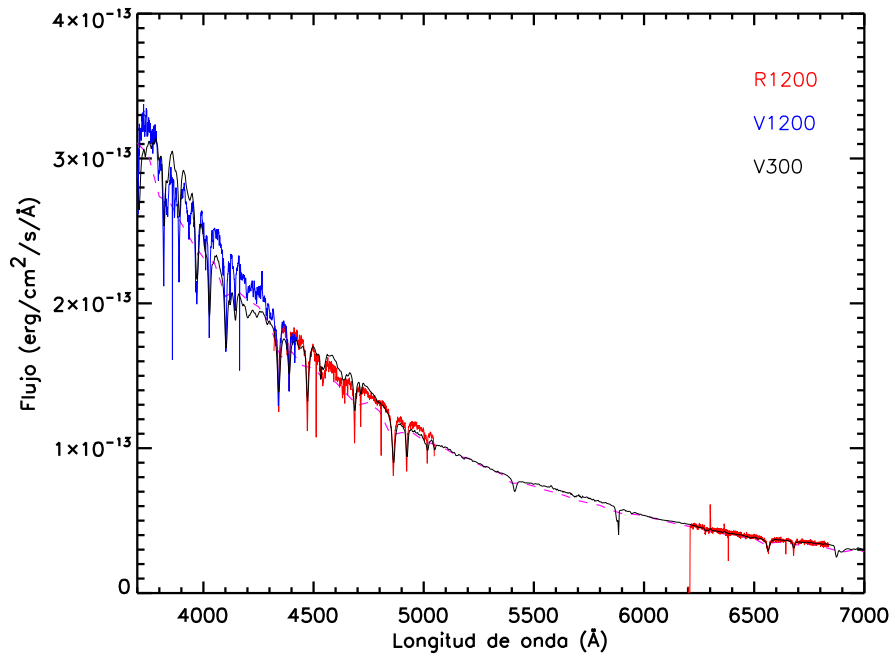


Figura 3.8: Espectro de la estrella Hz 44 tras la calibración en flujo. En color rojo aparecen representados los espectros observados con las redes R1200r y R1200b, en azul el de la red V1200 y en negro el de V300. Se ha representado también en línea morada discontinua el espectro de la librería utilizada para obtener la función de sensibilidad.

8) **Sustracción del cielo.** Las líneas espectrales y el continuo de fondo del cielo que tienen las imágenes interfiere en el análisis de los datos ya que pueden ocultar líneas de emisión útiles o solaparse con ellas, por lo que conseguir una sustracción de cielo precisa es un paso fundamental en el proceso de reducción de datos. La metodología seguida para sustraer el cielo de los objetos observados es diferente en el caso de NGC 6888 y M 1-67 porque lo que serán explicadas individualmente:

- NGC 6888: debido a la extensión de esta nebulosa, las fibras adicionales que tiene PPaK destinadas al cielo están localizadas en áreas que contienen gas nebuloso, siendo por tanto desechadas para la sustracción. Como en las observaciones no se realizaron apuntados adicionales para muestrear el cielo cerca de NGC 6888, recurrimos a otras imágenes de cielo realizadas en la misma noche para otros objetos (no pertenecientes a esta tesis) de la misma campaña de observación, tomadas temporalmente cerca de las imágenes de NGC 6888 y bajo condiciones atmosféricas similares. En dichas imágenes combinamos todas las fibras para crear un único espectro unidimensional y, posteriormente, generamos una nueva imagen 2D con la información del espectro 1D en cada uno de los *spaxels*. Este cielo fue sustraído de todas las imágenes de ciencia de las observaciones realizadas con las redes R1200 y V1200, sin embargo no pudimos obtener una sustracción totalmente satisfactoria para el caso de V300.

- M 1-67: debido a que el campo de visión de PPaK es del orden de la extensión de este objeto, las fibras destinadas a la sustracción del cielo del apuntado central están localizadas en regiones externas a la nebulosa. No ocurre así para el segundo apuntado que, al estar realizado en un lateral, tiene fibras del cielo situadas en la nebulosa. Teniendo en cuenta estos factores, la metodología utilizada para el caso de M 1-67 fue la de examinar individualmente las 36 fibras de cielo de cada apuntado y seleccionar aquellas que no tuvieran rastro de emisión nebulosa ni estelar para combinarlas posteriormente en un único espectro unidimensional. A continuación se generó la imagen 2D copiando el espectro 1D en cada uno de los elementos espaciales y se sustrajo de las imágenes de ciencia.

- 9) **Corrección de DAR.** La refracción atmosférica diferencial sigue estando presente en las observaciones de IFS, pudiendo provocar que el extremo rojo o azul del espectro sean registrados en diferentes posiciones del plano focal contribuyendo al flujo de la fibra contigua y dando una imagen final falsa (más información sobre DAR en IFS en Arribas et al. 1999). Utilizando las predicciones teóricas de Filippenko (1982) y teniendo en cuenta el rango espectral y la masa de aire de las observaciones, estimamos que los desplazamientos provocados debido a la DAR en nuestros objetos son siempre menores que un tercio del diámetro de la fibra y por tanto no es necesario corregir de este efecto.
- 10) **Reordenación del espectro en el cielo.** Como ya indicamos en la descripción de IFUs, las fibras conducen la luz desde el plano focal hasta la CCD situando las fibras una junto a una formando la pseudo-rendija. Para analizar las imágenes e identificar la estructura del objeto observado es necesario reordenar los espectros para que tengan su posición original en el cielo. Para ello se crea un mosaico teniendo en cuenta la localización espacial de los espectros del RSS relativa a las posiciones de las fibras en el campo de visión y los solapamientos en caso de *dithering*. A continuación, se crea el cubo de datos basado en estas posiciones generando una malla de píxeles y reconstruyendo la imagen original del objeto en cada longitud de onda.

En el caso de NGC 6888 construimos cubos con una malla de píxeles de  $1 \times 1$  arcsec<sup>2</sup> (aproximadamente un tercio de la fibra) en los apuntados en que se había hecho *dithering* (zona de Rayos X con la red R1200r y R1200b) con dimensiones de  $72 \times 63 \times 2129$  píxeles para el rango espectral 4320 Å- 5060 Å y  $72 \times 63 \times 2428$  píxeles para el rango 6220 Å- 6870 Å.

Como en ninguna de las observaciones realizadas en M 1-67 se adoptó el esquema de *dithering* espacial, decidimos generar los cubos interpolando en flujo para cubrir los huecos entre las fibras: se usó una interpolación Delaunay lineal con E3D (verificando que conservaba el flujo y la morfología aparente observada en los *spaxels*), teniendo en cuenta el área relativa de la fibra y del píxel final ( $1.5 \times 1.5$  arcsec<sup>2</sup>) y considerando un factor de llenado de 0.85, obteniendo dos cubos, uno en cada apuntado, de dimensiones  $47 \times 45 \times 2082$  píxeles cubriendo ambos el rango espectral 3660 Å- 7040 Å.

Tanto para aquellos apuntados en que no se pudo generar los cubos, como para el posterior estudio 1D es posible visualizar la posición original de las fibras en el cielo con el programa E3D.

### 3.5. Metodología del análisis

Ya con los datos corregidos de todos los efectos instrumentales, con las fibras ordenadas en su posición original en el cielo y con los espectros en unidades físicas de longitud de onda ( $\text{\AA}$ ) y flujo ( $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ ) podemos realizar el análisis de los datos. Una de las ventajas de la IFS es la gran cantidad de información que se obtiene de cada una de las exposiciones, ya que con los cubos de datos podemos realizar estudios de mapas en diferentes longitudes de onda y estudios de espectros 1D en cada posición del objeto. A continuación describimos brevemente los dos tipos de estudios realizados en las observaciones de NGC 6888 y M 1-67, los resultados detallados serán explicados en los capítulos 4 y 5.

- **Estudio 2D:** se siguieron dos metodologías para analizar la estructura bidimensional:
  - Para todas las regiones observadas se realizaron cortes cubriendo diferentes rangos espectrales para estudiar la morfología en determinadas líneas de emisión. En este proceso no se ajustan los perfiles de las líneas, solo se obtiene el flujo integrado incluyendo el continuo.
  - En aquellos apuntados en que se generaron cubos (zona de Rayos X en NGC 6888 con R1200r y R1200b y los dos apuntados de M 1-67) se crearon mapas con información útil para posteriores análisis. El proceso se hizo utilizando una rutina propia realizada en IDL: se introducen parámetros de referencia para cada línea ( $\lambda$  central, FWHM, rango en longitud de onda y rango del continuo) y ajustando a una función Gaussiana se obtienen mapas de los principales parámetros en cada píxel para cada línea seleccionada (flujo, FWHM, centro de la línea, errores, etcétera).
- **Estudio 1D:** teniendo en cuenta los resultados obtenidos en el estudio 2D seleccionamos zonas interesantes en cada uno de los objetos observados para realizar un estudio unidimensional detallado. Para ello se combinaron un número determinado de *spaxels* de las imágenes antes del proceso de creación del cubo (en fibras, no píxeles) obteniendo, al menos, un espectro unidimensional en cada región para medir las líneas individualmente (proceso idéntico a la espectroscopía clásica de rendija larga). De esta forma se obtienen espectros con S/N más alta que en los mapas permitiendo obtener medidas de las líneas de emisión con mayor precisión.

Con los mapas 2D y los espectros 1D creados se puede obtener toda la información necesaria para comprender la estructura de ionización y las propiedades físicas y químicas de la nebulosa. Todos los cálculos realizados están basados en medidas del flujo de las líneas de emisión observadas; dichas medidas se realizaron de modo distinto en caso del estudio 2D y 1D, y de forma individual para cada objeto y cada línea de emisión detectada, obteniendo en todos los casos una estimación del flujo y de su error para poder calcular posteriormente los errores asociados al resto de parámetros mediante propagación cuadrática de errores. En los capítulos posteriores presentaremos los resultados detallados para cada nebulosa, pero como el cálculo fue similar para los dos objetos a continuación describimos teóricamente los diferentes análisis realizados para determinar la extinción, parámetros físicos y abundancias químicas.

### 3.5.1. Corrección de enrojecimiento y extinción

El polvo existente en la línea de visión entre el objeto observado y el telescopio enrojece el espectro debido a que se dispersan más los fotones en longitudes de onda cortas (azules) que en las largas (rojas). Es fundamental, por tanto, corregir de ambos efectos para obtener medidas de la intensidad real emitida por el objeto.

Se define extinción para una longitud de onda determinada,  $A_\lambda$ , como la diferencia entre la magnitud aparente observada y la magnitud esperada sin polvo:

$$A_\lambda = m_\lambda - m_\lambda^0. \quad (3.1)$$

El enrojecimiento sufrido por un objeto se obtiene de comparar la extinción en diferentes longitudes de onda utilizando el llamado exceso de color definido como:

$$E(B - V) = A_B - A_V. \quad (3.2)$$

Ambos parámetros se relacionan mediante una ley de extinción que suele tener la forma:

$$X(\lambda) = \frac{A_\lambda}{E(B - V)} = R_V \frac{A_\lambda}{A_V}, \quad (3.3)$$

donde  $R_V$  es la extinción total-a-selectiva en la banda V. A lo largo de los años se han proporcionado muchas leyes de extinción empíricas, algunas de ellas son las de Whitford (1958) en óptico, Seaton (1979) en óptico y UV, Howarth (1983) en IR cercano o Calzetti et al. (2000) en UV/óptico/NIR. En concreto, a lo largo de toda esta tesis usaremos las parametrizaciones dadas por Cardelli et al. (1989):

$$X(\lambda) = a(\lambda) R_V + b(\lambda), \quad (3.4)$$

considerando  $R_V=3.1$  y donde  $a(\lambda)$  y  $b(\lambda)$  son polinomios, en unidades de  $\mu\text{m}^{-1}$ , cuya forma funcional dependen del rango de longitud de onda en que estemos trabajando. En particular, en el rango óptico de nuestras observaciones ( $1.1 < 1/\lambda < 3.3$ ) y para  $y=(1/\lambda)-1.82$  se definen como:

$$\begin{aligned} a(\lambda) &= 1 + 0,17699y - 0,5044 y^2 + 0,02427 y^3 + 0,72085 y^4 \\ &\quad + 0,01979 y^5 - 0,77530 y^6 + 0,32999 y^7 \\ b(\lambda) &= 1,41338 y + 2,28305 y^2 + 1,07233 y^3 - 5,38434 y^4 \\ &\quad - 0,62251 y^5 + 5,30260 y^6 - 2,09002 y^7. \end{aligned} \quad (3.5)$$

El flujo medido por el observador,  $F(\lambda)$ , es intensidad emitida por el objeto,  $I(\lambda)$ , atenuada debido a la extinción:

$$F(\lambda) = I(\lambda) 10^{-0,4A_\lambda}; \quad (3.6)$$

puesto que la extinción no depende del objeto en sí, sino solamente de la cantidad de polvo y de la ley de extinción utilizada, se puede escribir de la forma:

$$A_\lambda = 2,5[f(\lambda) + 1]c(H\beta) \quad (3.7)$$

donde  $c(H\beta)$  es el coeficiente de enrojecimiento que informa de la cantidad de polvo y  $f(\lambda)$  es la función de enrojecimiento que informa de la ley de extinción y que se define como:

$$f(\lambda) = \frac{A_\lambda}{A_{H\beta}} - 1 = \frac{X(\lambda)}{X(H\beta)} - 1 \quad \text{normalizada a } f(H\beta) = 0. \quad (3.8)$$

Teniendo esto en cuenta el flujo observado puede escribirse como:

$$F(\lambda) = I(\lambda) 10^{-[f(\lambda)+1]c(H\beta)}. \quad (3.9)$$

En la práctica, para estimar la extinción y enrojecimiento y corregir de ambos se recurre al decremento de Balmer de las líneas de recombinación del hidrógeno ( $H_i$  con  $i=\alpha, \beta, \gamma, \delta$ , etcétera) relativas a  $H\beta$ :

$$\frac{F(H_i)}{F(H\beta)} = \frac{I(H_i)}{I(H\beta)} 10^{-c(H\beta)[f(H_i)-f(H\beta)]}. \quad (3.10)$$

Recordando que  $f(H\beta)=0$ , podemos reordenar de la forma:

$$\log \frac{F(H_i)/F(H\beta)}{I(H_i)/I(H\beta)} = -c(H\beta) f(H_i) \quad (3.11)$$

y hacer un ajuste por mínimos cuadrados,  $y=ax+b$ , en que la pendiente es el coeficiente de enrojecimiento,  $c(H\beta)$ , buscado. El resto de los parámetros del ajuste podemos estimarlos:  $F(H_i)/F(H\beta)$  son los flujos medidos para cada línea de recombinación,  $f(\lambda)$  es la función de enrojecimiento obtenida con las ecuaciones 3.4 y 3.8 para  $R_V=3.1$  e  $I(H_i)/I(H\beta)$  son los cocientes teóricos, prácticamente constantes para el H (Osterbrock, 1989) y que obtenemos de las tabulaciones públicas realizadas por Storey & Hummer (1995) para una determinada densidad y temperatura y suponiendo recombinación Caso B.

Una vez estimado el coeficiente de enrojecimiento podemos:

- Corregir de enrojecimiento los cocientes relativos de todas las líneas medidas para obtener la intensidad real emitida por el objeto:

$$\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} = \frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} 10^{c(H\beta)f(\lambda)}. \quad (3.12)$$

- Obtener el valor de la extinción:

$$A_V = 2,145 c(H\beta). \quad (3.13)$$

- Calcular el exceso de color:

$$E(B - V) = \frac{A_V}{3,1} = 0,692 c(H\beta). \quad (3.14)$$

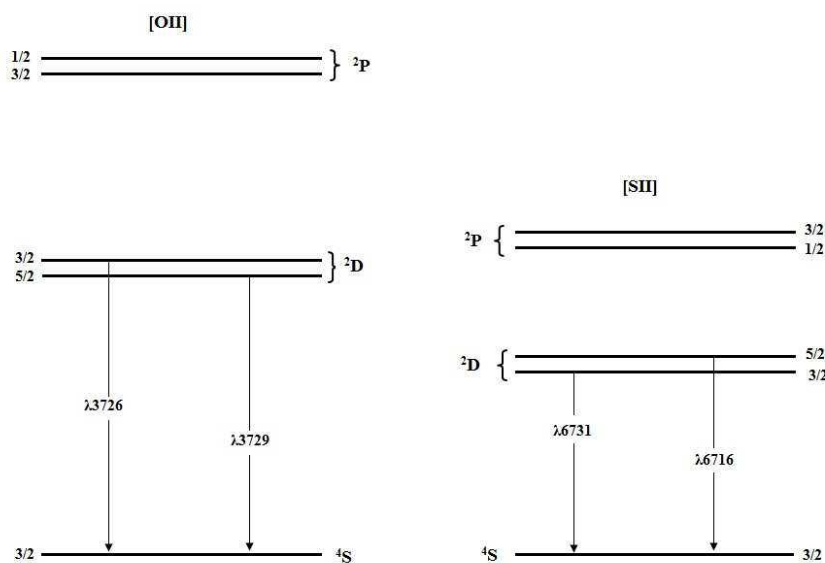


Figura 3.9: Diagramas de los niveles energéticos de [O II] y [S II] con las transiciones implicadas en el cálculo de la densidad electrónica indicadas. Imagen adaptada de Osterbrock (1989).

### 3.5.2. Estimación de la densidad y temperatura electrónicas

La densidad electrónica,  $n_e$ , se calcula comparando las intensidades relativas de dos líneas de un ion emitidas desde niveles energéticos diferentes pero con energías similares, como es el caso del [O II]  $\lambda 3727, 3729$  y [S II]  $\lambda 6716, 6731$  (ver figura 3.9). Si los dos niveles tienen diferente probabilidad de transición o diferentes ritmos colisionales, sus poblaciones van a depender de la densidad y, por tanto, los cocientes de intensidad de las líneas emitidas se pueden utilizar para calcular la densidad electrónica (Osterbrock, 1989).

En el estudio que presentamos la densidad electrónica se estimó recurriendo al cociente de las líneas de azufre mediante la ecuación:

$$n([S \text{ II}]) = 10^3 \frac{R_{S2} a_0(t) + a_1(t)}{R_{S2} b_0(t) + b_1(t)} \quad (3.15)$$

donde

$$R_{S2} = \frac{I([S \text{ II}]\lambda 6716)}{I([S \text{ II}]\lambda 6731)} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} a_0(t) &= 2,21 - 1,3/t - 1,25t + 0,23t^2 \\ a_1(t) &= -3,35 + 1,94/t + 1,93t - 0,36t^2 \\ b_0(t) &= -4,33 + 2,33/t + 2,72t - 0,57t^2 \\ b_1(t) &= 1,84 - 1/t - 1,14t + 0,24t^2, \end{aligned} \quad (3.17)$$

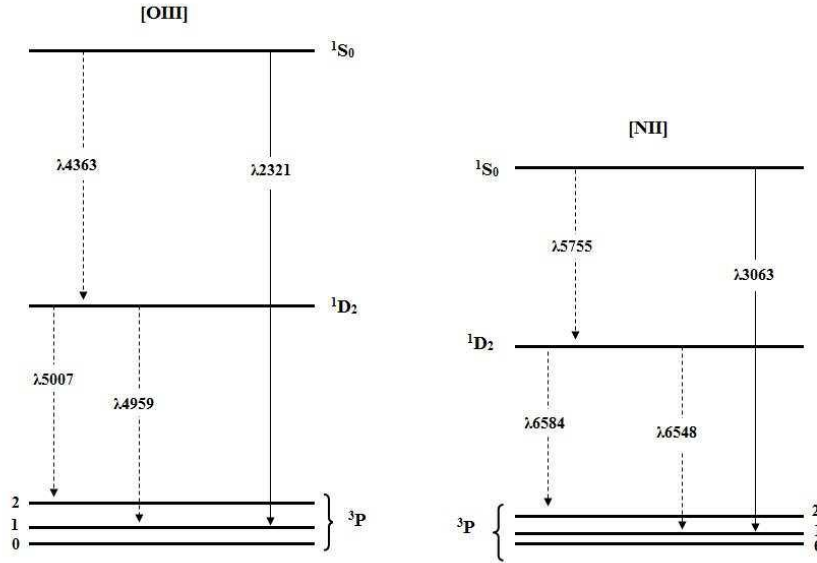


Figura 3.10: Diagramas de los niveles energéticos de [O III] y [N II]. El desdoblamiento del nivel fundamental  $^3P$  está ampliado para que se aprecie mejor. Imagen adaptada de Osterbrock (1989).

siendo  $t$  la temperatura electrónica en unidades<sup>6</sup> de  $10^4$  K. La ecuación 3.15 proviene del ajuste realizado entre la densidad y el parámetro  $R_{S2}$  a partir de los resultados obtenidos de la tarea *temden* de IRAF basada en la aproximación de un átomo de cinco niveles en equilibrio estadístico (De Robertis et al., 1987; Shaw & Dufour, 1995).

Para estimar la temperatura electrónica se recurre a cocientes relativos líneas de emisión de iones que tienen dos estados energéticos superiores con energía de excitación considerablemente diferente, como ocurre en [O III] y [N II] (ver figura 3.10). Los ritmos de excitación relativos a los niveles  $^1S$  y  $^1D$  dependen fuertemente de la temperatura, por lo que la intensidad relativa de las líneas emitidas desde esos niveles puede usarse para estimar la temperatura electrónica.

En esta primera parte de la tesis la temperatura electrónica se calculó a partir de los cocientes de las líneas de [O III] y de [N II] utilizando los parámetros  $R_{O3}$  y  $R_{N2}$  definidos como:

$$R_{O3} = \frac{I([O\ III]\lambda 4959) + I([O\ III]\lambda 5007)}{I([O\ III]\lambda 4363)} \quad (3.18)$$

$$R_{N2} = \frac{I([N\ II]\lambda 6548) + I([N\ II]\lambda 6584)}{I([N\ II]\lambda 5755)}. \quad (3.19)$$

Ajustando de nuevo los resultados de la tarea *temden* de IRAF obtenemos las expresiones

<sup>6</sup>La notación utilizada para la temperatura electrónica a lo largo de esta tesis es  $T_e$  si tiene unidades de K y  $t_e$  si las unidades son  $10^4$  K. Aunque para la densidad electrónica deberían usarse  $N_e$  y  $n_e$  de forma análoga, dicha notación no es tan común y por lo tanto siempre denominaremos a la densidad electrónica como  $n_e$ , indicando en cada caso las unidades correspondientes.

que nos permiten estimar la temperatura electrónica en unidades de  $10^4$  K:

$$t([O\text{ III}]) = 0,8254 - 0,0002415 R_{O3} + \frac{47,77}{R_{O3}} \quad (3.20)$$

$$t([N\text{ II}]) = 0,537 + 0,000253 R_{N2} + \frac{42,126}{R_{N2}}. \quad (3.21)$$

### 3.5.3. Cálculo de las abundancias químicas

Las abundancias de los iones observados en las nebulosas pueden obtenerse a partir de la intensidad relativa de las líneas de emisión medidas. La intensidad de una línea de emisión es de la forma:

$$I_l = \int j_l dS = \int n_i n_e \varepsilon_l^{eff}(T_e) dS, \quad (3.22)$$

donde  $\varepsilon_l^{eff}$  es la emisividad de la línea (en unidades de  $\text{erg cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) que en caso de una línea de recombinación es proporcional al coeficiente de recombinación efectivo ( $\alpha_l^{eff}$ ) poco dependiente de la temperatura electrónica, mientras que para una línea de excitación colisional (en caso de baja densidad) es proporcional a  $e^{-\Delta E_{nn'}/kT_e}$ , fuertemente dependiente de la temperatura (un desarrollo más detallado del cálculo de la emisividad de la línea puede encontrarse en Osterbrock 1989). Teniendo en cuenta que la abundancia iónica de un determinado ion ( $X^{+i}$ ) se define como:

$$\frac{X^{+i}}{H^+} = \frac{n(X^{+i})}{n(H^+)}, \quad (3.23)$$

al medir la intensidad de las líneas implicadas ( $I_l$ ) relativas a  $H\beta$  podremos estimar la abundancia iónica que será de la forma:

$$\frac{X^{+i}}{H^+} = \frac{I_l}{I_{H\beta}} \times f(T_e, n_e). \quad (3.24)$$

Para las dos nebulosas estudiadas en esta primera parte, las abundancias iónicas de los elementos correspondientes a las líneas prohibidas observadas fueron calculadas utilizando las ecuaciones propuestas por Hägele et al. (2008) que presentamos en la tabla 3.2, donde  $n_e$  es la densidad electrónica en unidades de  $10^{-4} \text{cm}^{-3}$  y  $t_e$  la temperatura electrónica en unidades de  $10^4$  K. Para la estimación de las abundancias adoptamos un esquema de dos zonas: una zona de alta ionización caracterizada por los iones de alta excitación, como  $O^{2+}$ ,  $S^{2+}$  o  $Ne^{2+}$ , en la que consideramos como temperatura electrónica  $t_e = t_e([O\text{ III}])$  definida en la ecuación 3.20, y otra zona baja ionización para los iones de baja excitación como  $N^+$ ,  $S^+$  y  $O^+$ , en la que adoptamos  $t_e = t_e([N\text{ II}])$  definida en la ecuación 3.21. De este modo, podemos estimar abundancias de determinados iones cuyas temperaturas electrónicas asociadas no se pueden calcular debido a que las líneas aurorales necesarias tienen a menudo S/N demasiado baja. En aquellos casos en que no contamos con la estimación de ninguna de las dos temperaturas definidas determinadas directamente a partir de las observaciones, es posible adoptar una relación empírica que transforma el valor de una temperatura en otra, como veremos en cada objeto particular.



Tabla 3.2: Ecuaciones para la determinación de las abundancias iónicas de las principales líneas prohibidas, siendo  $n_e$  la densidad electrónica en unidades de  $10^{-4} \text{ cm}^{-3}$  y  $t_e$  la temperatura electrónica en unidades de  $10^4 \text{ K}$ .

---



---


$$12 + \log(\text{O}^+/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{O II}]\lambda 3727) + I([\text{O II}]\lambda 3729)}{I(\text{H}\beta)} + 5,992 + \frac{1,583}{t_e} - 0,681 \log t_e + \log(1 + 2,3 n_e)$$

$$12 + \log(\text{O}^{2+}/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{O III}]\lambda 4959) + I([\text{O III}]\lambda 5007)}{I(\text{H}\beta)} + 6,144 + \frac{1,251}{t_e} - 0,550 \log t_e$$

$$12 + \log(\text{S}^+/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{S II}]\lambda 6717) + I([\text{S II}]\lambda 6731)}{I(\text{H}\beta)} + 5,423 + \frac{0,929}{t_e} - 0,280 \log t_e + \log(1 + 1,0 n_e)$$

$$12 + \log(\text{S}^{2+}/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{S III}]\lambda 9069) + I([\text{S III}]\lambda 9532)}{I(\text{H}\beta)} + 5,80 + \frac{0,77}{t_e} - 0,22 \log t_e$$

$$12 + \log(\text{N}^+/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{N II}]\lambda 6548) + I([\text{N II}]\lambda 6584)}{I(\text{H}\beta)} + 6,273 + \frac{0,894}{t_e} - 0,592 \log t_e$$

$$12 + \log(\text{Ne}^{2+}/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{Ne III}]\lambda 3868)}{I(\text{H}\beta)} + 6,486 + \frac{1,558}{t_e} - 0,504 \log t_e$$


---



---

Las abundancias iónicas del helio una vez ionizado fueron estimadas a partir de la ecuación propuesta por Olive & Skillman (2004):

$$y^+ = \frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} \frac{F_\lambda(n_e, t_e)}{f_\lambda(n_e, t_e, \tau)} \left[ \frac{W(\lambda) + a_{\text{HeI}}}{W(\lambda)} \right] \quad (3.25)$$

donde  $F_\lambda(n_e, t_e)$  es la emisividad teórica escalada a  $\text{H}\beta$ ,  $f_\lambda(n_e, t_e, \tau)$  es la función de profundidad óptica que incluye las correcciones colisionales y  $a_{\text{HeI}}$  es un factor que tiene en cuenta la absorción estelar subyacente.

La abundancia total de un elemento químico es la suma de todas las abundancias iónicas del elemento:

$$\frac{X}{H} = \sum_{i=0}^m \frac{X^{+i}}{H^+} \frac{H^+}{H} \quad (3.26)$$

En muchas ocasiones puede ocurrir que no se observen todas las líneas de emisión de una determinada especie (por ejemplo porque no caigan en el rango de observación), en estos casos la abundancia total del elemento se obtiene recurriendo a los factores de corrección de ionización (ICF del inglés *ionization correction factor*):

$$\frac{X}{H} = ICF(X_{\text{obs}}) \times \left( \frac{X}{H} \right)_{\text{obs}} \quad (3.27)$$

Tanto las abundancias químicas como la densidad y temperatura electrónicas pueden obtenerse directamente utilizando las tareas *ionic* y *temden* de IRAF, sin embargo, en esta tesis preferimos hacer el cálculo con las ecuaciones descritas anteriormente para poder realizar una estimación directa de los errores asociados mediante propagación cuadrática. En todos los cálculos realizados comprobamos que los resultados con las ecuaciones y con las tareas de IRAF son idénticos.

# Capítulo 4

## Estudio de la nebulosa NGC 6888 con espectroscopía de campo integral

A lo largo de este capítulo se describe el trabajo realizado sobre la nebulosa NGC 6888 situada alrededor de la estrella WR 136 basándonos en observaciones de espectroscopía de campo integral realizadas con el instrumento PMAS en el modo PPaK. Parte de este trabajo ha sido publicado con el título “**Ionization structure and chemical abundances of the Wolf–Rayet nebula NGC 6888 with integral field spectroscopy**” en la revista *Astronomy & Astrophysics* volumen 541, id. A119, año 2012 (Fernández-Martín et al., 2012).

### 4.1. Descripción de la nebulosa

NGC 6888 (también conocida como S 105) es una nebulosa Galáctica perteneciente a la constelación del Cisne catalogada por primera vez por Sharpless (1959). Está situada alrededor de una estrella WR en la secuencia del nitrógeno con tipo espectral WN6 denominada WR 136 (van der Hucht, 2001) responsable de la ionización y de la formación y expansión de la nebulosa por la actuación de los vientos estelares (Johnson & Hogg, 1965). Debido a sus propiedades químicas y cinemáticas Treffers & Chu (1982) catalogaron NGC 6888 como nebulosa tipo W en la clasificación de Chu (1981), indicando que está formada por la interacción de los vientos con el ISM (ver sección 1.4.4). Debido a su relativa cercanía y a su gran tamaño angular, NGC 6888 es una de las nebulosas tipo W más estudiadas, con gran cantidad de observaciones realizadas en un amplio rango de longitudes de onda a lo largo de los años. En la tabla 4.1 presentamos un resumen de las características y propiedades de la nebulosa y de su estrella central.

NGC 6888 se caracteriza por tener una apariencia filamentosa en el rango óptico, con condensaciones y grumos situados preferentemente en las regiones más externas, como se aprecia en las figuras 4.1 y 4.2. Esta morfología de filamentos provocó que, en sus primeros estudios, fuera erróneamente clasificada como remanente de supernova (Harris, 1962;

Tabla 4.1: Resumen de las propiedades físicas de WR 136 y NGC 6888.

Objeto	Referencia		
WR 136	$(\alpha, \delta)$ (J2000)	(20:12:06.55, +38:21:17.8)	van der Hucht (2001)
	Tipo espectral	WN6	van der Hucht (2001)
	$M_*$ ( $M_\odot$ )	15	Hamann et al. (2006)
	Distancia al Sol (kpc)	1.26	van der Hucht (2001)
	$R_G$ (kpc)	10	Esteban et al. (1992)
	$M_V$ (mag)	-4.69	Hamann et al. (2006)
	$E_{b-v}$ (mag)	0.45	Hamann et al. (2006)
NGC 6888	Tamaño angular (arcmin <sup>2</sup> )	12x18	Chu et al. (1983)
	$V_{\text{exp}}$ (km s <sup>-1</sup> )	55–110	Lozinskaya (1970)
	$M_{\text{ionz.}}$ ( $M_\odot$ )	5	Wendker et al. (1975)
	$M_{\text{neutro}}$ ( $M_\odot$ )	40	Marston & Meaburn (1988)

Parker, 1964). Los estudios realizados por Lozinskaya (1970) basados en observaciones interferométricas ópticas revelan que NGC 6888 tiene una forma proyectada elíptica con excentricidad  $\epsilon=0.65$  y relación entre ejes  $a/b=0.5$ , que espacialmente corresponde a un elipsoide de revolución prolato con un ángulo entre el eje de revolución y el plano de  $\varphi=47^\circ$ , de modo que la zona noreste de la nebulosa está inclinada hacia el observador.

Las observaciones realizadas por Nichols-Bohlin & Fesen (1993) en el rango IR muestran una burbuja centrada en la estrella WR 136. Posteriormente, Marston (1995) amplió el estudio IR encontrando dos anillos concéntricos asociados a la estrella central, interpretando el anillo interior como una eyección de la estrella en un estado previo a la fase WR (sugiere LBV) y el exterior como material eyectado durante la MS. Una estructura similar de capas fue propuesta posteriormente por Cappa et al. (1996) en sus estudios de H neutro con la línea de 21 cm, encontrando tres regiones diferenciadas asociadas a la estrella central.

Las observaciones ópticas realizadas por Wendker et al. (1975) revelan que la emisión de  $H\alpha$  presenta una distribución no homogénea, con el 75 % concentrada en filamentos (solo un 25 % del volumen total), encontrando además una componente difusa extensa en  $H\alpha$ . Uno de los estudios morfológicos más destacados en el rango óptico (debido a la calidad de las imágenes) es el presentado por Moore et al. (2000) con observaciones realizadas con el *Hubble Space Telescope* (HST) en el cuadrante noreste de NGC 6888, mostrando claramente los filamentos y condensaciones (ver figura 4.1). En su estudio detectan una capa de [O III] que parece extenderse más allá de la emisión de  $H\alpha$ , rodeando los filamentos como si fuera una “piel”. Esta emisión de [O III] ya había sido detectada anteriormente, aunque con menor resolución, por Parker (1978) y Dufour (1989). Teniendo en cuenta los desplazamientos entre los frentes de [O III] y  $H\alpha$ , Gruendl et al. (2000) (ver sección 1.4.4) catalogaron NGC 6888 como una mezcla entre Tipo II (debido a que la emisión de  $H\alpha$  sigue al frente de [O III] en determinadas zonas) y Tipo IV (debido a que en el noroeste se detecta emisión de [O III] sin homólogo en  $H\alpha$ ).

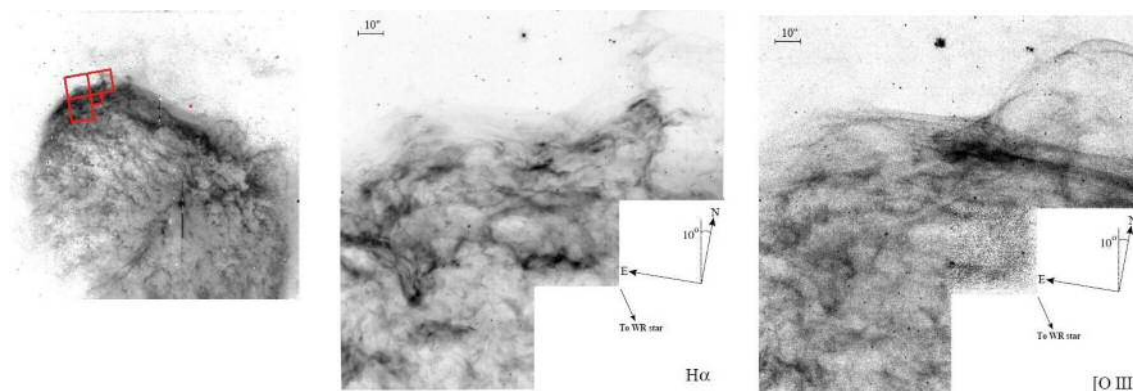


Figura 4.1: Observaciones ópticas de NGC 6888. La figura de la izquierda indica las regiones observadas por Moore et al. (2000) con el HST que se muestran en el panel central ( $H\alpha$ ) y derecho ( $[O III]$ ).

Diferentes estudios cinemáticos (Lozinskaya, 1970; Johnson & Songsathaporn, 1981; Treffers & Chu, 1982; Marston & Meaburn, 1988; Esteban & Vílchez, 1992) realizados sobre NGC 6888 revelan que las regiones más brillantes presentan un triple desdoblamiento en las líneas de  $[N II]$  y  $H\alpha$ . Este resultado se interpreta suponiendo que las componentes positivas y negativas representan la emisión de condensaciones situadas en un cascarón que rodea la nebulosa expandiéndose a una velocidad relativa entre 50 y 110  $\text{km s}^{-1}$ . Lozinskaya (1970) asocia la componente central (con velocidad relativa cercana a cero) a emisión difusa proveniente del material entre los filamentos, mientras que Marston & Meaburn (1988) sugieren que es material Galáctico situado en la línea de visión entre el objeto y el observador.

Los estudios espectroscópicos realizados por Kwitter (1981) revelan que NGC 6888 presenta enriquecimiento de  $N/H$  y  $He/H$  en un factor 2 y 9 respectivamente, respecto a la nebulosa de Orión, interpretándolo como una consecuencia de la contaminación del ISM debido a los vientos estelares de una fase previa a la fase WR. Este resultado es confirmado posteriormente por Esteban & Vílchez (1992) que, además, encuentran que la nebulosa presenta deficiencia de  $O/H$  en un factor 4 respecto al ISM local, sugiriendo que el cascarón de NGC 6888 contiene material expulsado por una fase previa en que se ha dado el ciclo CNO (proponen fase RSG).

NGC 6888 fue la primera nebulosa WBB detectada en rayos X (Bochkarev, 1988), confirmando las predicciones de los modelos teóricos de burbujas alrededor de estrellas en los que parte de la energía cinética de los vientos se transforma en energía térmica calentando el gas hasta alcanzar temperaturas de rayos X (Weaver et al., 1977). Posteriormente Wrigge et al. (1994) encuentran emisión en rayos X siguiendo la estructura óptica de  $H\alpha$ , concentrada en filamentos brillantes y llenando tan solo un 1% del volumen total. Aunque este resultado no coincide con el modelo clásico de formación de una burbuja esférica, Wrigge & Wendker (2002) modelizan la emisión suponiendo que no proviene de grandes filamentos sino de pequeñas condensaciones de material evaporándose debido a la conducción térmica. Una amplia discusión sobre la efectividad de la conducción térmica y la contribución de

la evaporación de los grumos en NGC 6888 puede encontrarse en Zhekov & Park (2011). Atendiendo al espectro emitido en rayos X, las observaciones de Wrigge et al. (2005) revelan una distribución bimodal que ajustan a un modelo de plasma de doble temperatura con una componente dominante a  $T \sim 1.3 \times 10^6$  K y otra débil a  $T \sim 5.8 \times 10^6$  K, sin encontrar variaciones importantes de temperatura entre las diferentes regiones de la nebulosa.

## 4.2. Regiones observadas y tratamiento de datos

Para seleccionar las zonas de NGC 6888 a observar nos basamos en las imágenes tomadas por nuestro grupo en el telescopio Isaac Newton (INT) de 2.5 m situado en el Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) en La Palma usando la cámara de gran campo (o WFC del inglés *wide field camera*). Dichas observaciones fueron realizadas en mayo del año 2005 tomando imágenes en diferentes filtros de banda estrecha que revelan burbujas y filamentos que no siempre son visibles en todas las longitudes de onda. En la figura 4.2 se muestra una imagen de la nebulosa, composición de los filtros  $H\alpha + [N II]$ ,  $[O III]$  y  $[O II]$ , en la que se aprecia claramente la forma elipsoidal y estructura filamentosa, destacando la emisión de  $[O III]$  (color verde) que se extiende mucho más lejos que la de  $H\alpha$  (rojo) en la zona noroeste.

Teniendo en cuenta estas imágenes seleccionamos cuatro zonas para ser observadas con PPaK que pueden identificarse con los hexágonos rojos de la figura 4.2:

- (1) **Zona de rayos X:** región situada al noreste en la que se detecta emisión en rayos X y elegida por ser una buena candidata a presentar evidencias de gas chocado.
- (2) **Lateral:** atendiendo a la “piel” que parece rodear toda la estructura en  $[O III]$ , seleccionamos la segunda zona a observar en el extremo oeste de la nebulosa, donde puede apreciarse emisión débil en  $[O III]$ , mientras que no se detecta  $H\alpha$ .
- (3) **Mini-burbuja:** con un objetivo similar al de la región anterior, seleccionamos la tercera zona en el extremo más al norte, donde se observa una pequeña burbuja muy intensa en  $[O III]$  y con poca emisión aparente en  $H\alpha$ .
- (4) **“Bala”:** la cuarta zona se seleccionó en el centro de la nebulosa, donde parece existir una región oscurecida con emisión muy débil en todas las longitudes de onda y que podría ser una condensación de polvo asociada a nuestro objeto.

Las cuatro zonas se observaron durante 5 noches con PPaK utilizando tres redes de difracción (V300, V1200 y R1200) y adoptando un esquema de *dithering* para la red R1200 (descripción detallada de las observaciones en la sección 3.3). Tras la reducción obtuvimos dos cubos de datos (en píxeles) para la zona de rayos X en dos rangos de longitud de onda con los que realizamos un detallado análisis 2D (sección 4.3), y tres RSS (en *spaxels*) para el resto de los apuntados en los que estudiamos las propiedades físicas y químicas mediante espectros integrados (sección 4.4). La interpretación conjunta de los resultados de ambos estudios se describe en la sección 4.5.

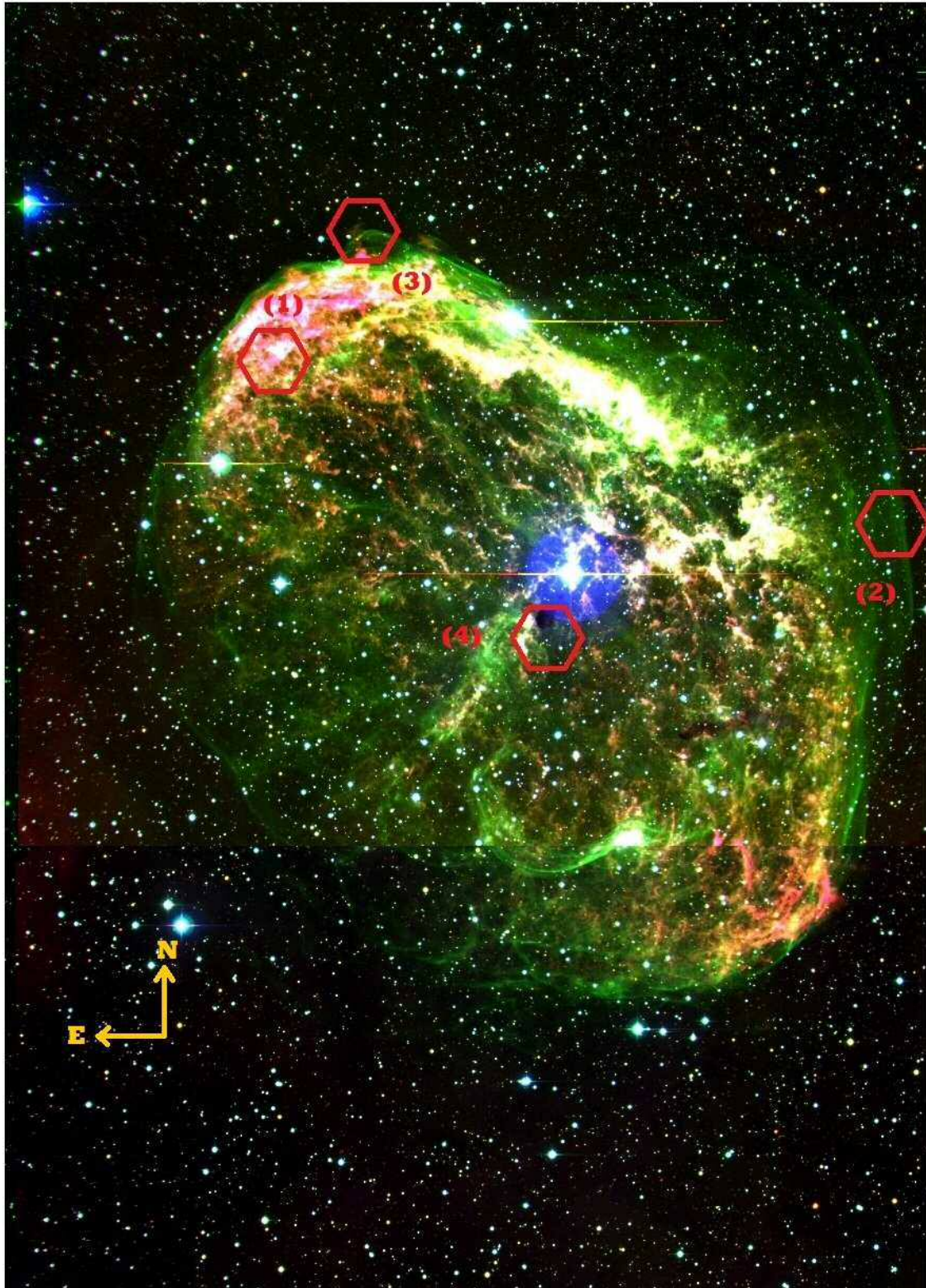


Figura 4.2: Imagen de NGC 6888, tomada con la WFC en el INT, composición de tres filtros de banda estrecha: en rojo  $H\alpha + [N II]$ , en verde  $[O III]$  y en azul  $[O II]$ ; esta última es muy débil pero puede apreciarse debido a los colores rosados de los extremos de la elipse consecuencia de la mezcla con  $H\alpha$ . Los hexágonos rojos muestran las cuatro regiones observadas con PPaK: (1) Zona de rayos X, (2) Lateral, (3) Mini-burbuja y (4) “Bala”. El norte está hacia arriba y el este a la izquierda.

### 4.3. Estudio bidimensional

El análisis de la estructura 2D de NGC 6888 se llevó a cabo mediante dos metodologías diferentes: inicialmente se realizó un estudio básico de la morfología en diferentes líneas de emisión para los cuatro apuntados y después realizamos un análisis más detallado de las propiedades bidimensionales en aquellas regiones observadas con *dithering*, ya que son las que presentan un cubrimiento espacial completo.

#### 4.3.1. Morfología de NGC 6888

Usando el programa E3D, generamos imágenes interpoladas de las cuatro regiones observadas en tres rangos de longitud de onda que incluyen las líneas de emisión  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$ ,  $[\text{O II}]\lambda\lambda 3726, 3728\text{\AA}$  y  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6548, 6584\text{\AA} + \text{H}\alpha$  que mostramos en la figura 4.3. Se aprecia claramente la existencia de dos patrones espaciales: la emisión de  $[\text{O II}]$  y  $[\text{N II}] + \text{H}\alpha$  tiene la misma distribución en todas las regiones, mientras que el  $[\text{O III}]$  parece tener un comportamiento diferente. Este hecho es una indicación clara de la estructura de ionización de la nebulosa.

En la Zona de rayos X, la mayoría de la emisión está localizada en una región situada en el extremo noroeste del apuntado y parece extenderse ligeramente hacia el centro. La emisión de  $[\text{O III}]$  tiene más contrastes que la de los iones de baja excitación mostrando otro máximo de intensidad en el área suroeste.

El apuntado que hemos denominado Lateral fue seleccionado justo en el borde de la gran burbuja de  $[\text{O III}]$  que parece rodear la nebulosa para analizar las propiedades dentro y fuera de esta cáscara. En la figura 4.3 se aprecia claramente una discontinuidad en la emisión de  $[\text{O III}]$  que marca dicha frontera separando la nebulosa en dos regiones, mientras que en los iones de baja excitación la emisión es prácticamente uniforme (salvo el efecto de los residuos de las estrellas de campo).

La pequeña pompa situada al norte de NGC 6888 (Mini-burbuja) también tiene diferente estructura en función de la longitud de onda que observemos. Esta estructura ya se intuía en la imagen 4.2 donde se observa claramente la forma de esta pompa en  $[\text{O III}]$  que no parece emitir muy intensamente en  $\text{H}\alpha$ , a excepción de una pequeña condensación incluida en el apuntado. En las observaciones de PPaK (tercera fila de la figura 4.3) se aprecian dos rasgos fundamentales: por un lado se observa una región al sur muy brillante en todas las longitudes de onda que corresponde a la condensación descrita antes; por otro lado, en  $[\text{O III}]$  aparece claramente delineado un semi-círculo en el centro del apuntado, mucho menos intenso en las demás líneas de emisión.

La última fila de la figura 4.3 corresponde a la región oscurecida situada en el centro de NGC 6888 que puede ser un tipo de “bala”<sup>1</sup> cruzando la nebulosa. Esta región tiene una estructura bastante similar en las tres longitudes de onda mostradas; en particular, la zona oscurecida situada más al norte es muy débil en todas las líneas de emisión y parece ser aún menos intensa en el caso de  $[\text{O III}]$ .

---

<sup>1</sup>Con el término “bala” nos referimos a una condensación de material saliendo de la nebulosa, bien ISM empujado por los vientos o bien material estelar que sigue avanzando por la inercia.

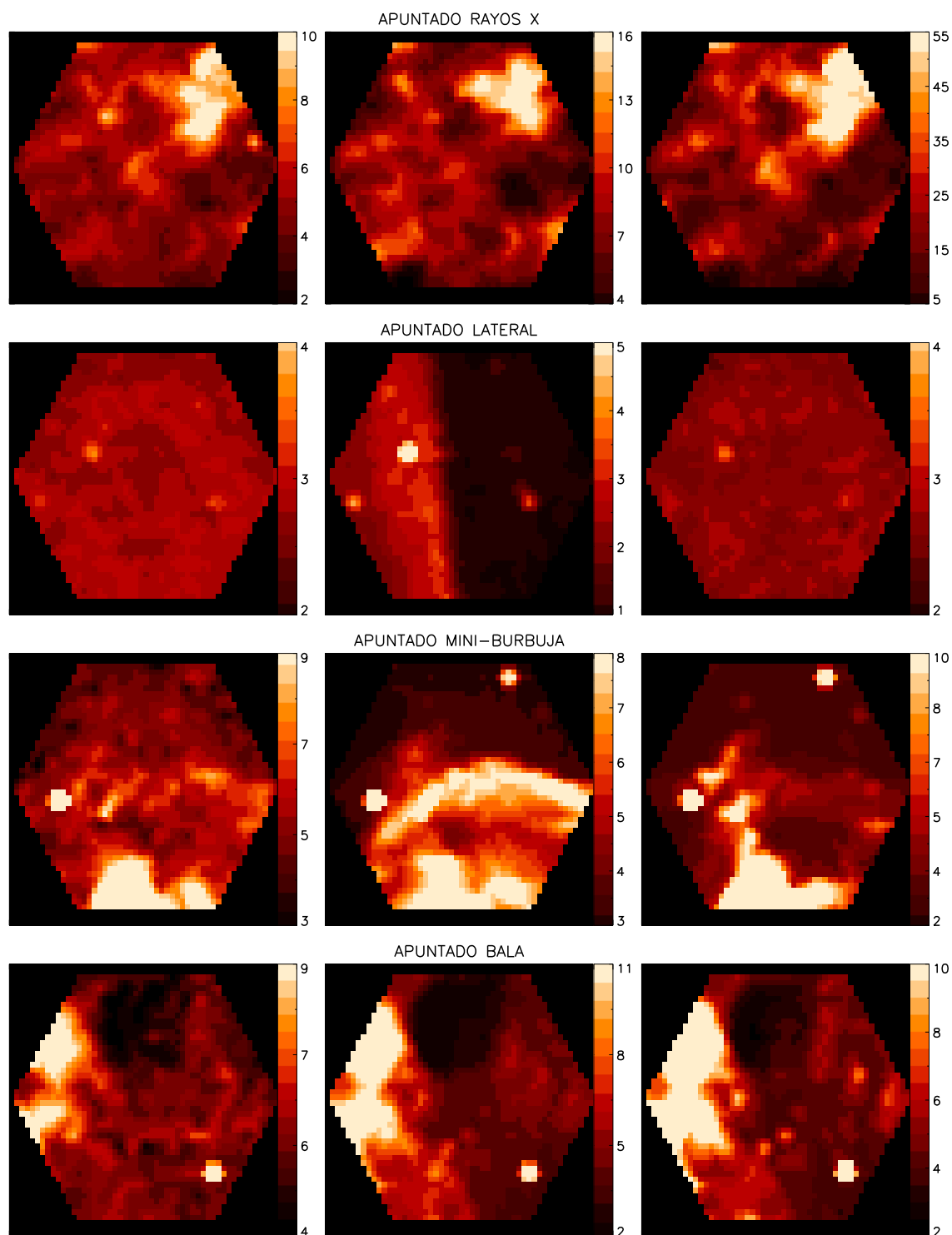


Figura 4.3: Imágenes de los cuatro apuntados de NGC 6888 realizados con PPaK. Las columnas representan las diferentes líneas de emisión en unidades de  $10^{-16}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ; de izquierda a derecha:  $[\text{O II}]\lambda\lambda 3726,3728\text{\AA}$ ,  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$  y  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]\lambda\lambda 6548,6584\text{\AA}$ . Las filas muestran las cuatro regiones observadas, de arriba abajo: Zona de rayos X, Lateral, Mini-Burbuja y “Bala”. En todos los mapas el norte está hacia arriba y el este a la izquierda.



### 4.3.2. Análisis 2D de la zona de rayos X

En las observaciones realizadas en el apuntado de rayos X se adoptó un esquema de *dithering* en la red de difracción R1200 obteniendo dos cubos de datos pixelados en los rangos de longitud de onda 4320-5060Å y 6220-6870Å. El objetivo de crear estos cubos es obtener mapas de las principales líneas de emisión que puedan ser analizados para describir la estructura de ionización bidimensional y obtener las propiedades físicas de la región de NGC 6888 que emite en rayos X.

Mediante la rutina propia de IDL descrita en la sección 3.5 ajustamos todas las líneas detectadas a perfiles Gaussianos en los dos cubos de datos. Para la red situada en el rango rojo (6220Å-6870Å) ajustamos siete líneas: [S III]λ6312Å, Hα, [N II]λλ6548,6584Å, He Iλ6678Å y [S II]λλ6717,6731Å. En el otro rango espectral (4320-5060Å) se ajustaron otras siete líneas de emisión: Hγ, Hβ, [O III]λλ4363,4959,5007Å y He Iλ4471,5015Å. Además, para evitar errores en los posteriores análisis debido a zonas con baja S/N, creamos máscaras para cada línea que eliminaban todos aquellos píxeles con S/N < 5.

En el proceso de creación de mapas surgieron dos problemas importantes:

- Para algunas líneas débiles situadas en zonas con mucho ruido de fondo, los ajustes automáticos de nuestra rutina daban resultados erróneos en demasiados píxeles debido a que señal de *spaxels* contiguos contaminaban la línea provocando que el flujo medido fuera falso (ver figura 4.4 panel izquierdo). Este problema se dio en tres casos: [S III]λ6312Å, He Iλ4471Å y He Iλ5015Å. Aunque construimos máscaras para eliminar todas las zonas con malos ajustes, el problema aparecía en más del 60 % de los píxeles, por lo que estos mapas no se tuvieron en cuenta para el estudio 2D.
- Los ajustes de las líneas necesarias para la estimación de la temperatura electrónica también fueron problemáticos. La línea de [O III]λ4363Å está situada muy cerca de la línea de cielo Hg Iλ4358Å que proviene de la emisión de lámparas de iluminación pública de mercurio y que es muy intensa en CAHA; en nuestro objeto, y con la resolución de las observaciones, ambas líneas aparecen solapadas y no pueden ser resueltas espectralmente (ver figura 4.4 panel derecho), de modo que no obtuvimos mapas útiles de [O III]λ4363Å. Por otro lado, la línea de [N II]λ5755Å no se midió con suficiente S/N en ninguno de los cubos, por lo que no fue posible obtener las líneas necesarias para obtener mapas de temperatura electrónica. No ocurre así en el caso de espectros integrados (sección 4.4) en los que la S/N es mayor y sí se pudo estimar la temperatura electrónica.

Bajo estas condiciones se crearon mapas de flujo, FWHM y centro de la línea, con sus respectivos errores, que fueron utilizados en el estudio presentado a lo largo esta sección.

### Extinción y densidad electrónica

Con el doble objetivo de corregir de enrojecimiento los mapas de flujo y estudiar la extinción de NGC 6888 estimamos el coeficiente de enrojecimiento,  $c(H\beta)$ , a partir del decremento de las líneas de Balmer. Para ello recurrimos al cociente  $H\alpha/H\beta$  considerando un

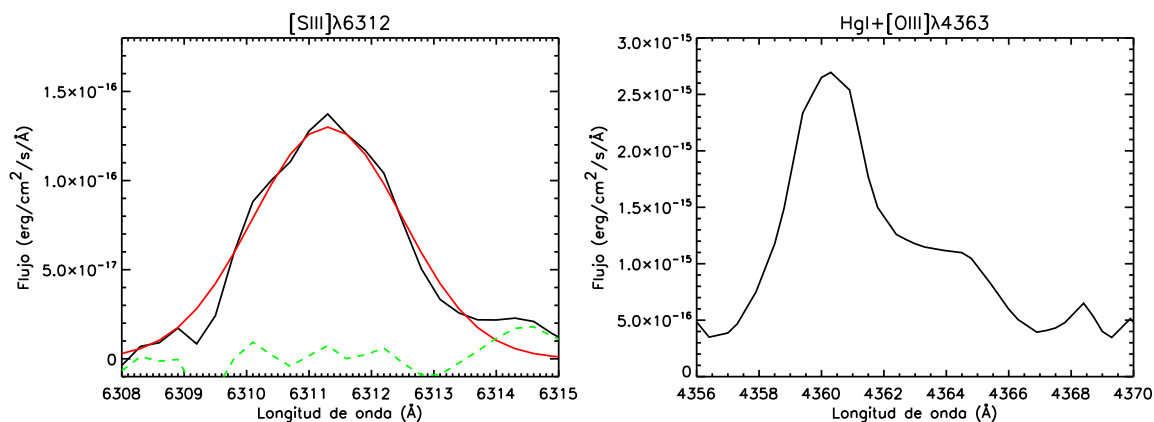


Figura 4.4: Dos ejemplos de ajustes problemáticos durante la creación de mapas. A la izquierda el ajuste (en rojo) de la línea de emisión de  $[\text{S III}]\lambda 6312\text{\AA}$  (en negro) con los residuos en verde. A la derecha las líneas de  $\text{Hg I}\lambda 4358\text{\AA}$  y  $[\text{O III}]\lambda 4363\text{\AA}$  solapadas y sin resolver.

valor teórico de 2.85 obtenido del programa de Storey & Hummer (1995) para recombinación Caso B con temperatura electrónica  $T_e \sim 10^4$  K y densidad electrónica  $n_e \sim 10^2$   $\text{cm}^{-3}$  (Esteban & Vílchez, 1992). A pesar de que en nuestro rango de longitud de onda detectamos otras líneas de Balmer (como  $\text{H}\gamma$ ), decidimos utilizar únicamente  $\text{H}\alpha$  y  $\text{H}\beta$  ya que son aquellas con S/N más alta y nos permiten obtener mejor la distribución bidimensional de  $c(\text{H}\beta)$ . Por ejemplo, el mapa de flujo de  $\text{H}\gamma$  tiene  $\text{S/N} < 5$  en un 10% de los *spaxels*, si usáramos esta línea, el mapa de  $c(\text{H}\beta)$  tendría parches en determinadas zonas debido a la máscara de S/N de  $\text{H}\gamma$ , evitando que analizáramos su distribución con precisión; además, al corregir de enrojecimiento las demás líneas también se enmascararían en esas zonas que originalmente eran visibles perdiendo información. No obstante, realizamos el cálculo de  $c(\text{H}\beta)$  considerando  $\text{H}\gamma$  verificando que, en los píxeles con buena S/N, el resultado es consistente con el obtenido usando solo  $\text{H}\beta$  y  $\text{H}\alpha$ , estimando un valor medio similar aunque con errores mucho mayores.

El mapa de  $c(\text{H}\beta)$  final aparece mostrado en la figura 4.5 con valores que oscilan entre  $\sim 0.3$  (hacia el norte) y  $\sim 1$  (hacia el sur) con un valor medio de  $c(\text{H}\beta) \approx 0.57$ . El mapa presenta una distribución no uniforme con estructuras similares a pequeños filamentos que parecen penetrar desde el sur al norte y sin aparente relación con la morfología observada en la figura 4.3.

Siguiendo la metodología explicada en la sección 3.5.1, estimamos el exceso de color,  $E(\text{B-V})$ , obteniendo un mapa con valores que oscilan entre 0.21 y 0.88. Este resultado está en buena concordancia con estudios previos de la extinción realizados sobre NGC 6888: Wendker et al. (1975) estimaron un exceso de color de  $E(\text{B-V}) \sim 0.66$  a partir de la densidad de flujo a 21 cm y de  $\text{H}\alpha$ , mientras que Esteban & Vílchez (1992) obtuvieron un exceso de color de 0.19 y 0.34 para las componentes roja y azul, respectivamente. Aunque algunos de los valores estimados sean menores que los que nosotros presentamos, hay que tener en cuenta que las zonas estudiadas no son las mismas y que las condiciones de extinción pueden variar espacialmente.

Por último, corregimos de enrojecimiento todos los mapas obtenidos de las líneas de

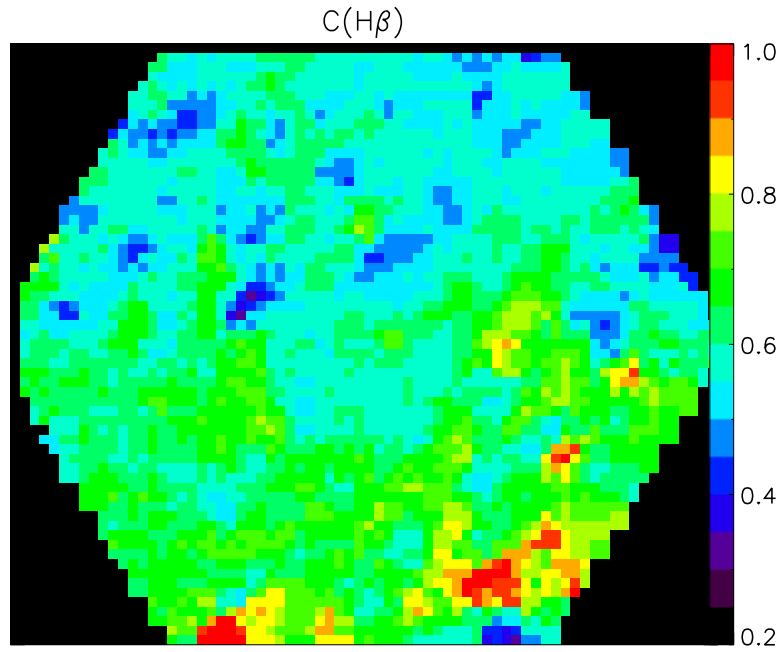


Figura 4.5: Mapa del coeficiente de enrojecimiento  $c(H\beta)$ . La orientación es la misma que en la figura 4.3.

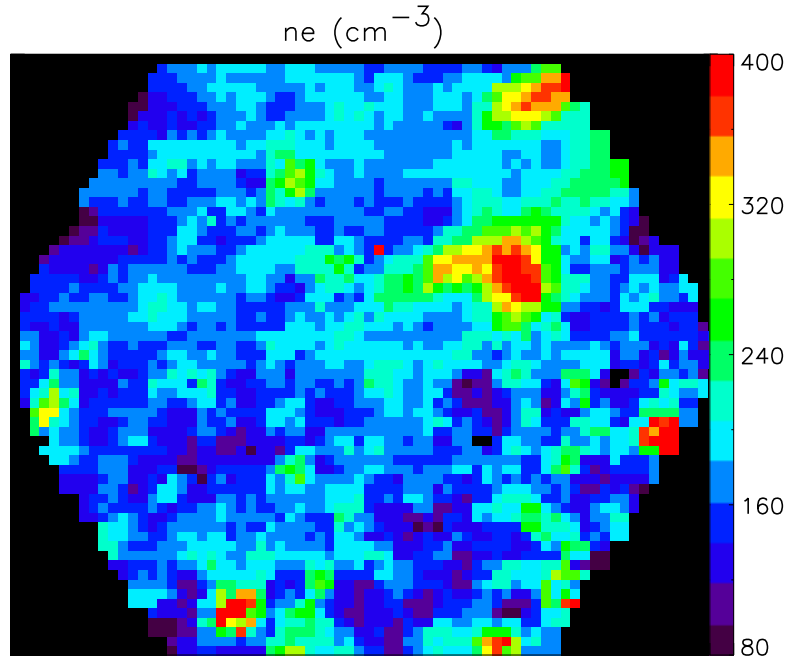


Figura 4.6: Mapa de densidad electrónica  $n_e$  obtenida a partir del cociente  $[S\ II]\lambda\lambda 6717/6731$ . Misma orientación que en la figura 4.3.

emisión utilizando el mapa de  $c(H\beta)$ , verificando que presentan la misma morfología que la descrita en la sección 4.3.1: diferente patrón de emisión para los iones de baja y de alta excitación.

A partir del cociente de las líneas del azufre ( $[S II]\lambda\lambda 6717/6731$ ) se generó el mapa de densidad electrónica,  $n_e$ , en la región de rayos X, estimando un valor medio  $n_e \approx 178 \text{ cm}^{-3}$ . En la figura 4.6 se muestra la distribución espacial de dicha densidad donde se puede apreciar una estructura bastante uniforme a excepción de una región situada al noroeste, que alcanza  $\approx 400 \text{ cm}^{-3}$ , coincidente espacialmente con la región en que la emisión de todas las especies detectadas es máxima.

Los resultados obtenidos son coherentes con los estudios espectroscópicos previos realizados por Kwitter (1981) y Esteban & Vílchez (1992) que estimaron  $n_e = 50\text{-}400 \text{ cm}^{-3}$  y  $n_e = 300\text{-}370 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente.

### Diagramas de diagnóstico

La estructura de ionización y los mecanismos de excitación de NGC 6888 se estudiaron mediante diagramas de diagnóstico basados en los cocientes de las líneas de emisión detectadas más intensas (Baldwin et al., 1981; Sabbadin et al., 1977). Para ello creamos mapas en la zona de rayos X de los cocientes de líneas necesarios y representamos todos los píxeles de los mapas (con  $S/N > 5$ ) en tres diagramas que mostramos en la figura 4.7.

La relación  $[N II]\lambda\lambda 6584/H\alpha$  vs.  $[S II]\lambda\lambda 6731/H\alpha$  (que llamaremos, para simplificar, NvsS) mostrada en la figura 4.7 a, no presenta un comportamiento lineal, como es de esperar, sino que encontramos mucha dispersión con una doble tendencia. Se realizó un ajuste lineal de referencia a todos los puntos estableciendo unos límites nominales situados a  $\pm 3\sigma$  del ajuste y prestando atención a qué puntos están dentro y fuera de dichos límites. Los píxeles situados por encima de la línea  $+3\sigma$  muestran una fuerte correlación (como es de esperar teniendo en cuenta el grado de ionización de los iones representados), mientras que aquellos situados bajo esa línea, y especialmente bajo el límite  $-3\sigma$ , presentan una gran dispersión. Para intentar entender y explicar estos comportamientos, localizamos cada punto del diagrama en el campo de visión de PPaK, creando un nuevo mapa en el que diferenciamos los puntos situados por encima, por debajo y entre los límites  $\pm 3\sigma$  del ajuste (ver figura 4.8). Esto nos permitió identificar espacialmente la localización de los puntos con diferentes tendencias, encontrando que aquellos puntos con el mismo comportamiento en NvsS aparecen espacialmente agrupados en el campo de visión de PPaK.

El segundo diagrama (figura 4.7 b) representa  $[O II]\lambda\lambda 5007/H\beta$  vs.  $[S II]\lambda\lambda 6731/H\alpha$  (OvsS de aquí en adelante) mostrando mucha dispersión en la distribución de los puntos y revelando de nuevo una doble tendencia. Para ver cómo se comportan las tres regiones encontradas en la figura 4.8 en este diagrama, identificamos aquí los puntos pertenecientes a cada zona utilizando los mismos colores que en el diagrama NvsS (proceso inverso al caso anterior, ahora del mapa al diagrama), encontrando que aquellos puntos con mucha dispersión en el NvsS (cruces azules) aparecen dispersados también en este diagrama, y que los puntos correlacionados en el NvsS (cruces rojas) muestran aquí una clara anticorrelación.

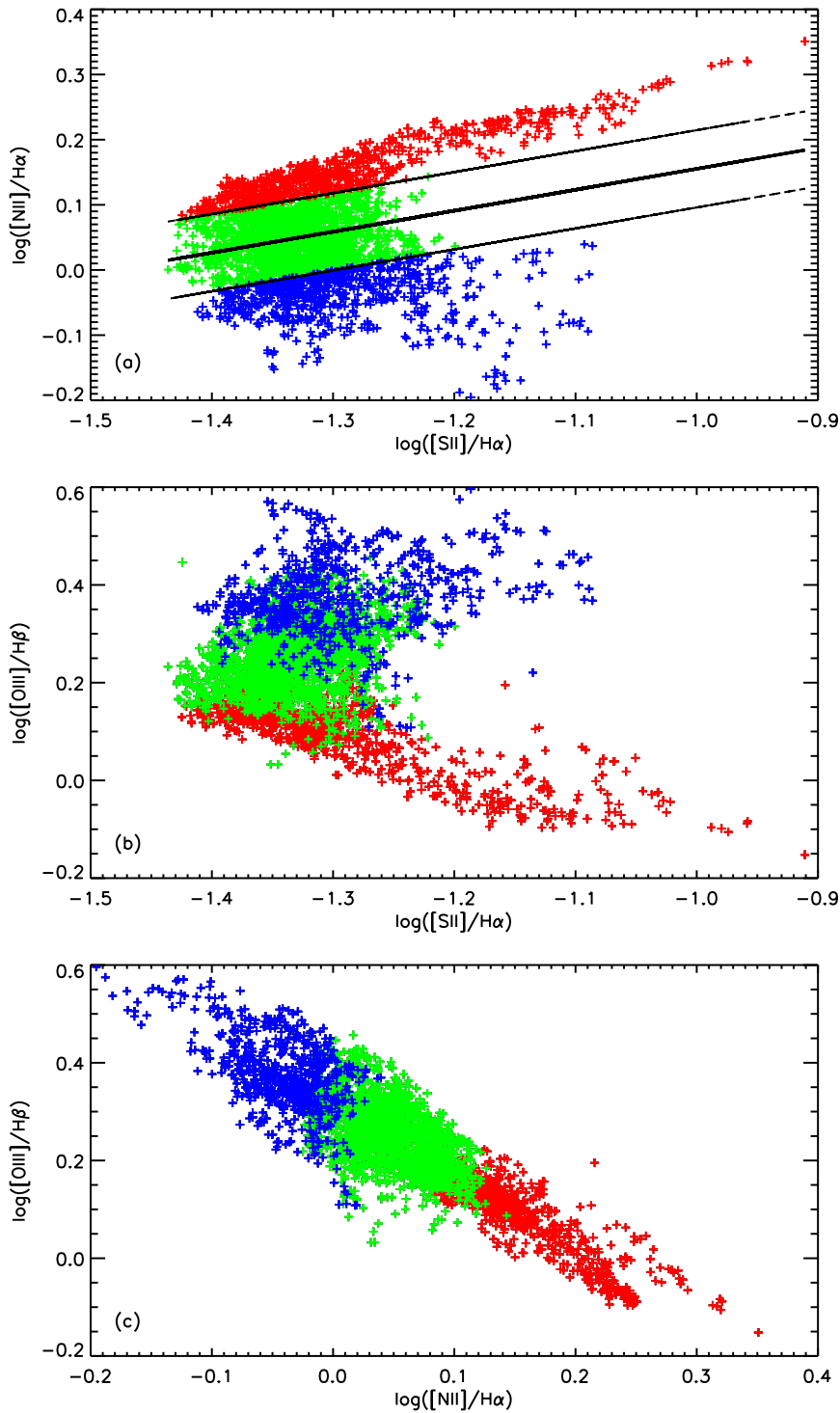


Figura 4.7: Diagramas de diagnóstico creados a partir de los mapas de cocientes de líneas del apuntado de la zona de rayos X. De arriba a abajo: (a)  $[\text{N II}]6584/\text{H}\alpha$  vs  $[\text{S II}]6731/\text{H}\alpha$ , (b)  $[\text{O III}]5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{S II}]6731/\text{H}\alpha$  y (c)  $[\text{O III}]5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{N II}]6584/\text{H}\alpha$ . Todos los píxeles de los mapas de intensidad aparecen representados con cruces. Las líneas del primer diagrama muestran el ajuste realizado a los datos y los dos límites establecidos a  $\pm 3\sigma$ . Los colores ayudan a localizar espacialmente las regiones con tendencia similar (figura 4.8): en rojo representamos la Zona A, en azul la Zona B y en verde la Zona C. Ver el texto para más detalles.

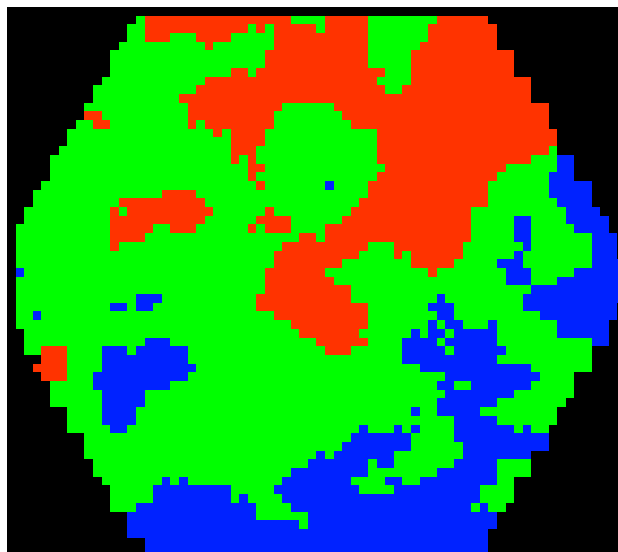


Figura 4.8: Campo de vision de PPaK en el apuntado de rayos X con las tres zonas definidas teniendo en cuenta las tendencias observadas en el diagrama NvsS mostrado en la figura 4.7 a: el color rojo corresponde a la *Zona A*, el azul a la *Zona B* y el verde a la *Zona C*. Misma orientación que en la figura 4.3.

En el último diagrama (figura 4.7 c) presentamos la relación entre  $[O III]\lambda\lambda 5007/H\beta$  y  $[N II]\lambda\lambda 6584/H\alpha$  (que llamaremos OvsN) en el que encontramos una fuerte anti-correlación, situación esperada ya que el  $[O III]$  es de alta ionización mientras que el  $[N II]$  es de baja ionización. Una vez más estudiamos el comportamiento de las tres regiones definidas en la figura 4.8 utilizando el mismo código de colores, encontrando que en este caso los puntos aparecen anti-correlacionados en todas las zonas.

En base a este análisis y a los resultados obtenidos, definimos tres zonas en este apuntado con diferentes condiciones de ionización y espacialmente diferenciadas:

- **Zona A:** localizada al noroeste del apuntado y correspondiente a los puntos situados sobre el límite  $+3\sigma$  en el diagrama NvsS. Los píxeles de esta zona presentan en todos los diagramas la tendencia esperada para el grado de ionización de los iones representados. Además es la zona de máxima emisión de los iones baja excitación.
- **Zona B:** localizada fundamentalmente al sur del apuntado y asociada a los puntos bajo el límite  $-3\sigma$  en el diagrama NvsS. En este caso la relación entre los cocientes de líneas en los dos primeros diagramas es anómala, mostrando una gran dispersión. Espacialmente corresponde a una de las regiones con más alto brillo superficial en el mapa de  $[O III]\lambda 5007\text{Å}$ .
- **Zona C:** correspondiente a los puntos localizados entre los límites  $\pm 3\sigma$  del ajuste realizado en el diagrama NvsS. Su comportamiento es una mezcla de las otras dos zonas y se localiza en el resto del campo de visión de PPaK.

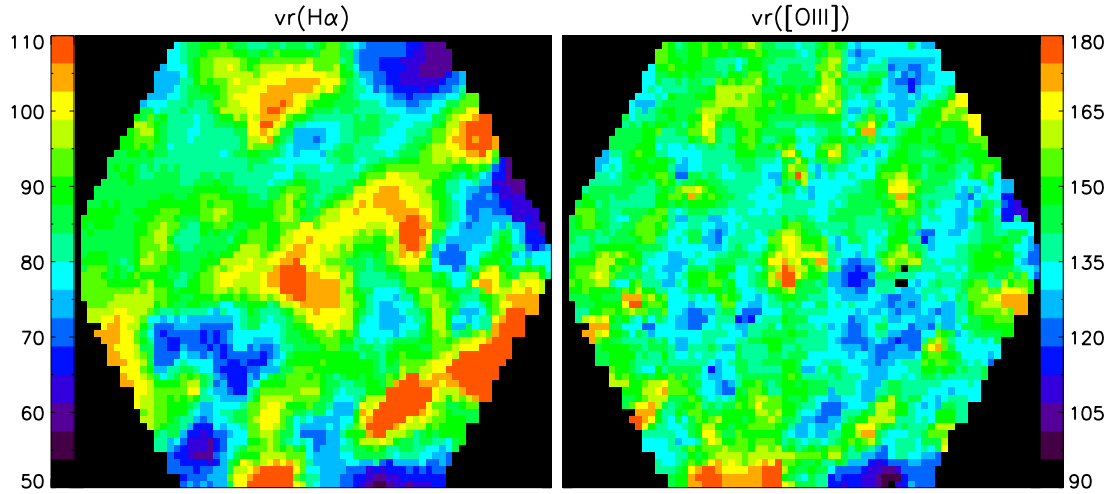


Figura 4.9: Campos de velocidad radial (en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ ) determinados para  $\text{H}\alpha$  (panel izquierdo) y  $[\text{O III}]\lambda 5007$  (panel derecho). Misma orientación que en la figura 4.3.

## Cinemática

A partir de la longitud de onda central de los ajustes Gaussianos realizados en cada píxel, creamos mapas del campo de velocidad radial del gas. Todas las velocidades medidas se trasladaron al sistema de referencia local LSR (del inglés *local standard of rest*) y se corrigieron del movimiento de la Tierra utilizando la tarea *rvcorrect* de IRAF teniendo en cuenta las coordenadas del apuntado, la hora y la fecha exacta de su observación. Además, se creó un mapa de velocidad cero (velocidad de referencia) usando las líneas de cielo para obtener un error realista de la calibración en longitud de onda y determinar la precisión de la velocidad, obteniendo que variaciones en la velocidad radial menores de  $8 \text{ km s}^{-1}$  no podían ser resueltas en nuestros datos.

En la figura 4.9 mostramos los campos de velocidad radial determinados para las líneas de emisión  $\text{H}\alpha$  y  $[\text{O III}]\lambda 5007$ . El mapa de  $\text{H}\alpha$  presenta una distribución espacial claramente no homogénea detectando que el gas se mueve más rápido en el centro y suroeste, alcanzando velocidades de  $\sim 110 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que en el área noroeste (y otras regiones aisladas) la velocidad disminuye hasta  $\sim 55 \text{ km s}^{-1}$ ; el valor medio de la distribución es  $84 \text{ km s}^{-1}$ . Por otro lado, el campo de velocidades de  $[\text{O III}]$  presenta una distribución mucho más homogénea sin aparente relación con la morfología observada en las líneas de emisión y con un valor medio de  $142 \text{ km s}^{-1}$ , siendo la velocidad mínima  $\sim 95 \text{ km s}^{-1}$  y la máxima  $\sim 189 \text{ km s}^{-1}$ . Para el caso de  $[\text{N II}]$  el mapa de velocidad radial presenta la misma distribución que el de  $\text{H}\alpha$  pero con valores que oscilan entre  $\sim 53 \text{ km s}^{-1}$  y  $\sim 123 \text{ km s}^{-1}$ , siendo el valor medio  $92 \text{ km s}^{-1}$ .

### Propiedades de las *Zonas A y B*

Al estudiar la estructura de ionización del apuntado de Rayos X definimos dos regiones (*Zonas A y B*) que mostraban diferentes tendencias en los diagramas de diagnóstico. Identificando su posición espacial podemos estudiar el comportamiento de otros parámetros para ambas zonas; en concreto, analizamos la dependencia del exceso de color, densidad electrónica y velocidad radial respecto al flujo de  $H\alpha$  que mostramos en la figura 4.10.

El primer rasgo llamativo en todas las figuras es la emisión de  $H\alpha$ , mucho mayor para la *Zona A* que para la *B*, confirmando que en la primera región emiten las especies de baja ionización. El exceso de color es prácticamente constante para la *Zona A* con un valor medio de 0.37, mientras que en la *Zona B* parece aumentar con el flujo de  $H\alpha$ , siendo su valor medio 0.43. La densidad electrónica es bastante independiente del flujo, con una tendencia constante salvo para flujos muy altos donde se aprecia mayor dispersión y sin muchas diferencias entre ambas regiones, aunque la *Zona A* presenta un valor medio algo mayor ( $214 \text{ cm}^{-3}$ ) que la *Zona B* ( $167 \text{ cm}^{-3}$ ). La dependencia de la velocidad radial con el flujo de  $H\alpha$  también muestra diferentes comportamientos en ambas regiones: la *Zona A* tiene velocidad más alta (como se deduce al comparar las figuras 4.8 y 4.9) mostrando mucha dispersión en el diagrama y con una velocidad media de  $89 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que la *Zona B* aumenta ligeramente con el flujo de  $H\alpha$ , siendo  $80 \text{ km s}^{-1}$  su valor medio.

Por otro lado, aprovechando la gran cantidad de píxeles que tenemos en los mapas, realizamos un estudio estadístico de la distribución de velocidad radial obtenida para diferentes líneas de emisión. Al representar la velocidad considerando el conjunto de todos los píxeles, los histogramas muestran una distribución Gaussiana como es de esperar. Sin embargo, no ocurre así cuando diferenciamos entre los píxeles de las *Zonas A y B* obteniendo en este caso una distribución bimodal para determinadas líneas de emisión. En la figura 4.11 mostramos los dos histogramas obtenidos para  $[N \text{ II}]\lambda 6584\text{\AA}$  y  $[O \text{ III}]\lambda 5007\text{\AA}$  considerando intervalos de  $3 \text{ km s}^{-1}$  y diferenciando las *Zonas A y B*. Del análisis de estas distribuciones estadísticas obtenemos dos resultados muy interesantes:

- 1) Para la línea de  $[N \text{ II}]\lambda 6584\text{\AA}$  se observan dos comportamientos: la *Zona A* presenta una distribución con un pico desplazado al rojo aproximadamente  $10 \text{ km s}^{-1}$  respecto a la velocidad cero, mientras que en la *Zona B* se aprecia una distribución bimodal que indica la presencia de una estructura de cascarón en la que unos píxeles representan el gas que se aleja de nosotros y otros el gas acercándose.
- 2) En el histograma que representa la velocidad del gas emitiendo en  $[O \text{ III}]\lambda 5007\text{\AA}$ , encontramos una distribución con un único pico en ambas zonas y con una diferencia en velocidad entre los máximos de  $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ . Este comportamiento se interpreta como una burbuja llena de gas en expansión.

Aunque la precisión alcanzada en la calibración en longitud de onda, dada la resolución espectral del instrumento utilizado en las observaciones, no permite que llevemos a cabo un análisis más exhaustivo de la cinemática de NGC 6888, este estudio estadístico realiza la idea de que la nebulosa no es una burbuja de gas homogéneo, sino que tiene capas y filamentos que se están moviendo con diferentes velocidades y condiciones de ionización; esto será discutido en detalle en la sección 4.5.



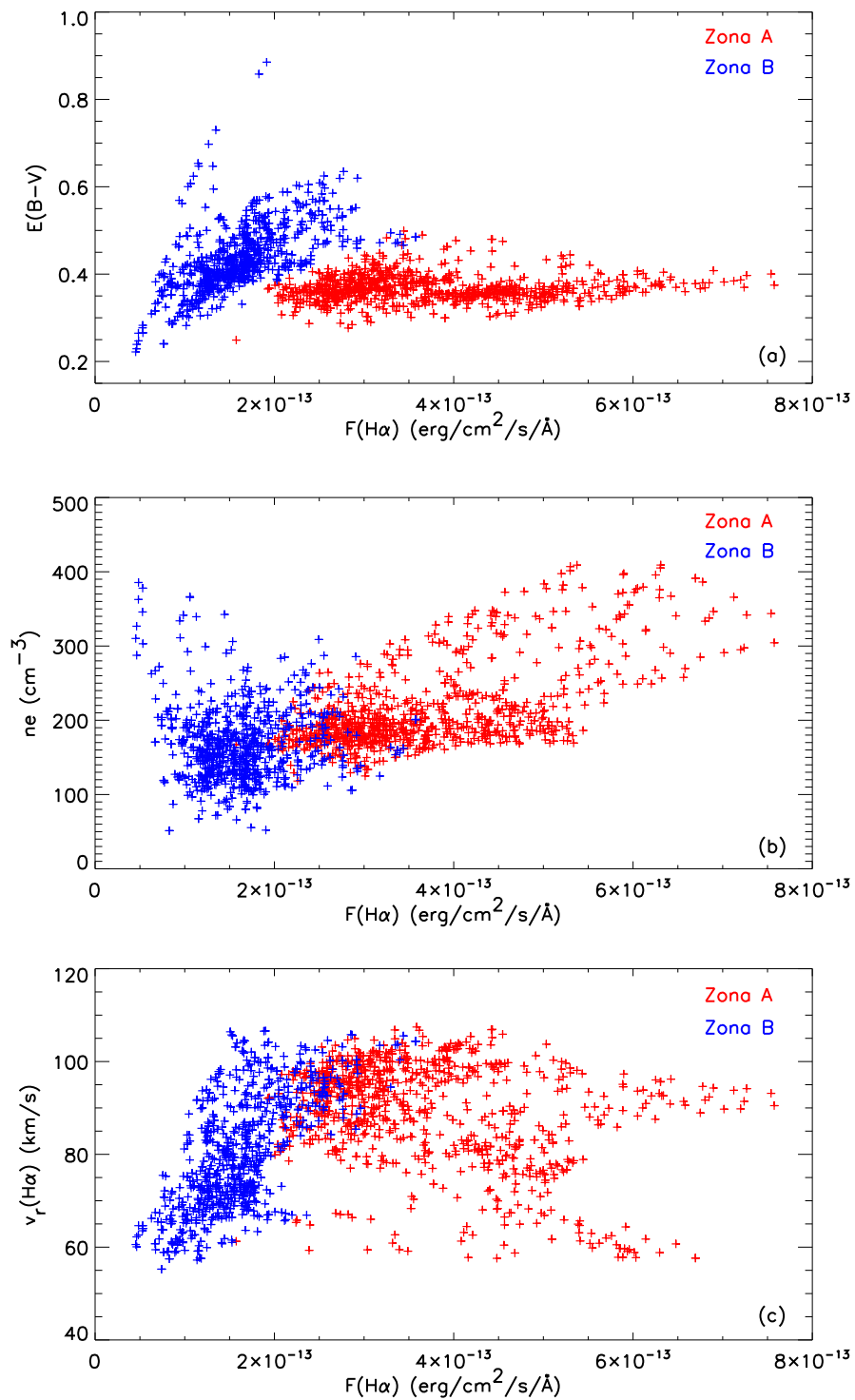


Figura 4.10: Dependencia del exceso de color (arriba), densidad electrónica (medio) y velocidad radial de H $\alpha$  (abajo) con el flujo de H $\alpha$  para los píxeles asociados a las *Zonas A* (en rojo) y *B* (en azul).

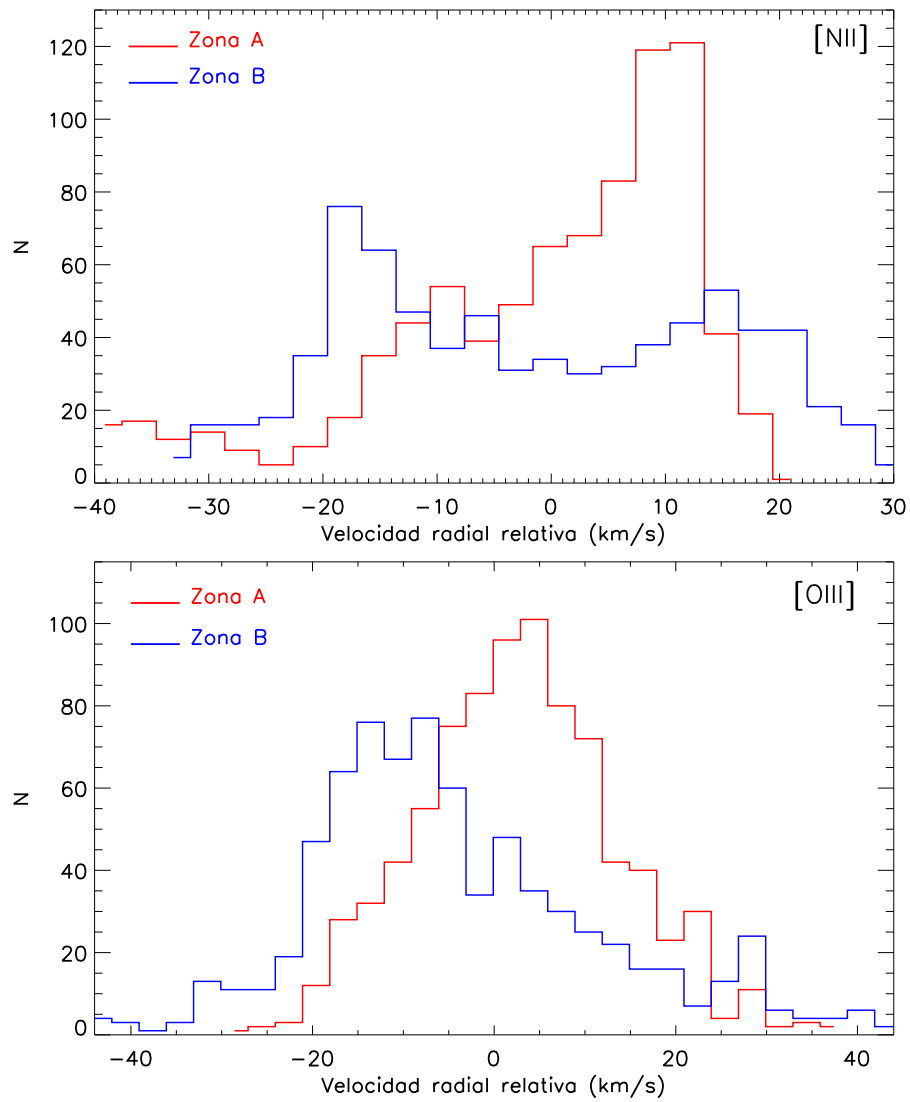


Figura 4.11: Distribución estadística de la velocidad radial relativa de  $[\text{N II}]\lambda 6584\text{\AA}$  (arriba) y  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$  (abajo). Las líneas rojas representan la distribución de los píxeles de la *Zona A* y las azules la *Zona B*. Las velocidades están dadas en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ , considerando como velocidad cero la velocidad media obtenida para cada línea.

#### 4.4. Estudio unidimensional

El estudio 1D se llevó a cabo extrayendo espectros de varias fibras y combinándolos para producir espectros integrados. Este método nos permite estudiar todas las exposiciones de NGC 6888, incluidas aquellas realizadas sin *dithering*, para obtener información de la nebulosa en un rango espectral mucho más amplio y derivar propiedades físicas y químicas que en el caso 2D no pudimos obtener.

Para decidir qué fibras combinar examinamos la apariencia de los mapas de los cuatro apuntados en diferentes líneas de emisión (ver figura 4.12):

- (1) Zona de rayos X: en este apuntado se crearon dos espectros integrados. El primero (X1) seleccionando aquellos *spaxels* donde es visible la línea de  $[\text{N II}]\lambda 5755\text{\AA}$  necesaria para la determinación de la temperatura electrónica; además aquellas fibras en que esta línea es suficientemente intensa coincide espacialmente con la zona de máxima emisión de los iones de baja excitación observada en el estudio 2D. Para definir la segunda región (X2) seleccionamos fibras situadas en el área donde se detecta un pico de emisión en las líneas de alta ionización ( $[\text{O III}]$ ). Las regiones X1 y X2 están localizadas en las denominadas *Zona A* y *Zona B*, respectivamente.
- (2) Lateral: con el objetivo de comprobar las diferencias en las condiciones químicas y parámetros físicos a ambos lados de la discontinuidad observada en  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$ , los espectros integrados de esta región se generaron uno a cada lado de la discontinuidad: el primero (E1) en la zona más brillante en  $[\text{O III}]$  hacia el este y el segundo (E2) en la parte más débil en  $[\text{O III}]$ , pero emitiendo en  $\text{H}\alpha$ , hacia el oeste.
- (3) Mini-burbuja: en los mapas de este apuntado se detectaron tres regiones con rasgos de emisión interesantes en los que se crearon los integrados: el primero (MB1) en aquellas fibras que emiten en  $[\text{N II}]\lambda 5755\text{\AA}$ , el segundo (MB2) en el arco con alto brillo superficial detectado en  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$  pero con poca emisión en  $\text{H}\alpha$ , y el tercero en una zona menos intensa situada al norte (MB3).
- (4) “Bala”: para comprobar la naturaleza de la región oscurecida candidata a ser una “bala” eyectada de la nebulosa, creamos un espectro sobre la zona más oscura (B1). Además, puesto que este es el apuntado más cercano a la estrella, generamos otro espectro integrado (B2) en la región brillante como espectro representativo de la zona más interna de la nebulosa.

Basándonos en estos criterios, seleccionamos y combinamos las fibras para cada red de difracción utilizada para crear los espectros integrados y así derivar sus propiedades en el rango espectral óptico observado. Los espectros de las diferentes redes se escalaron, considerando los rangos en longitud de onda en que se solapaban, para establecer un mismo nivel de continuo. En el caso de los apuntados con *dithering* se combinaron las fibras de todos los desplazamientos. Al final, obtuvimos 19 espectros unidimensionales considerando todas las zonas y todas las redes. En la figura 4.13 mostramos como ejemplo algunos de los espectros integrados creados en la zona X1 y en el apéndice B presentamos un atlas con todos los espectros unidimensionales de NGC 6888 estudiados en este capítulo.

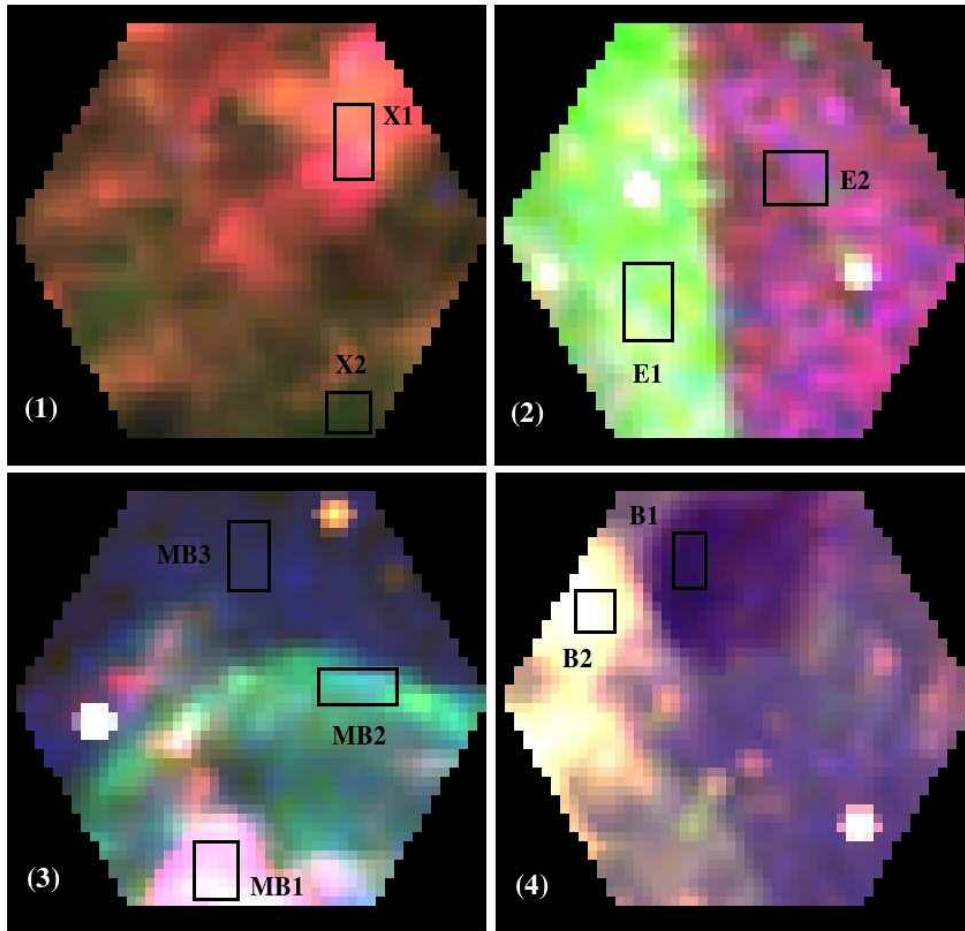


Figura 4.12: Representación de las cuatro regiones de NGC 6888 observadas con PPaK: (1) Zona de rayos X, (2) Lateral, (3) Mini burbuja y (4) Bala. Las imágenes son una composición RGB de tres longitudes de onda: el rojo corresponde a  $H\alpha+[N II]$ , el verde a  $[O III]$  y el azul a  $[O II]$ . Los cuadrados superpuestos indican las áreas seleccionadas en las que se extrajeron los espectros integrados. La orientación es la misma que en la figura 4.3.

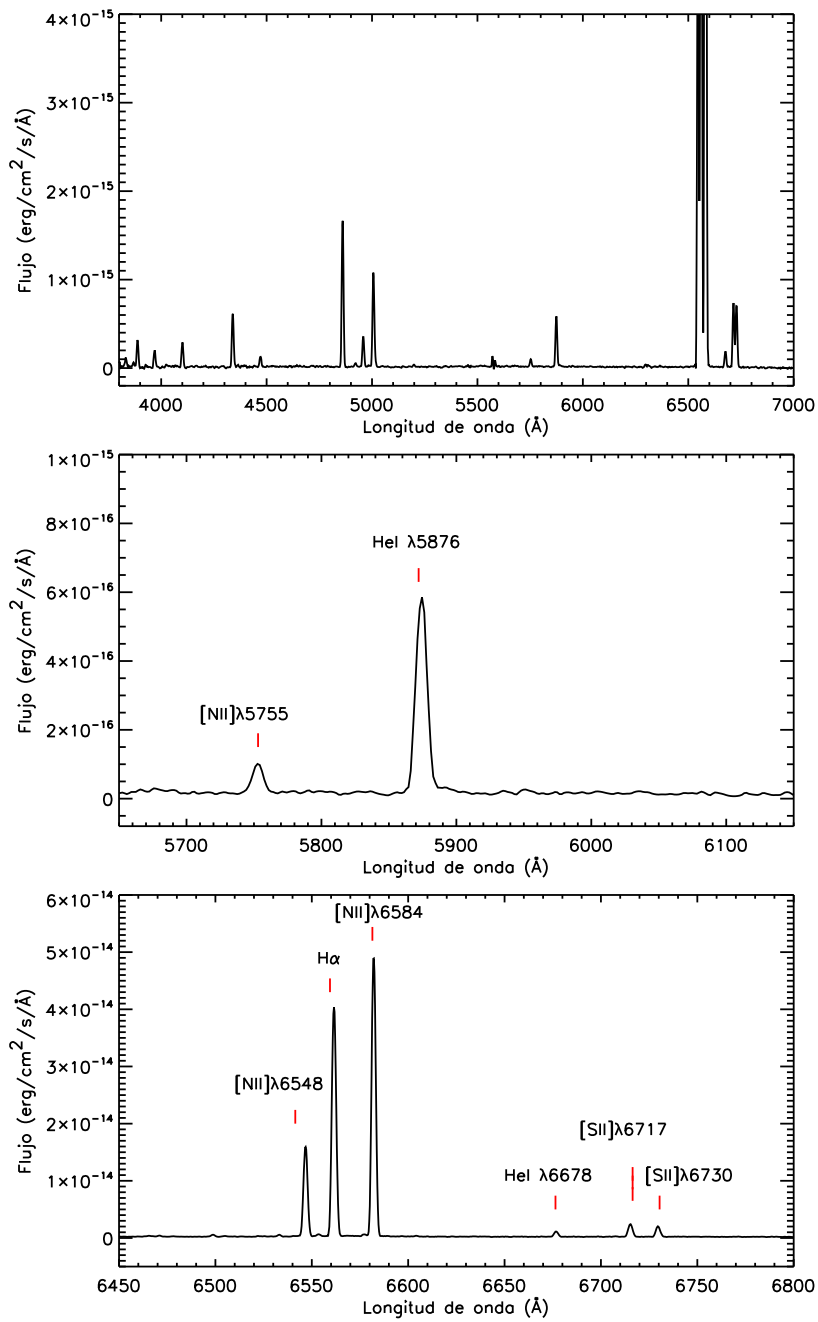


Figura 4.13: Espectros integrados obtenidos sobre la región de baja ionización del apuntado de la zona de rayos X (X1). En el panel superior el espectro completo en la red V300, en el del medio el mismo espectro V300 pero ampliado sobre las líneas de emisión [N II] λ5755 Å y He I λ5876 Å, y en el panel inferior el espectro adquirido con la red R1200r.

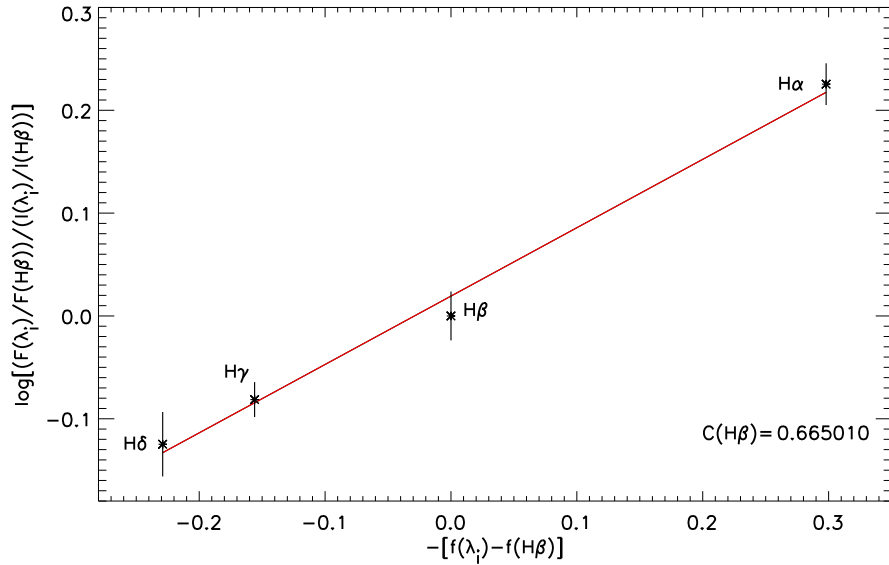


Figura 4.14: Ajuste de las líneas de Balmer del espectro de la zona E1 en la red V300 realizado para obtener  $c(H\beta)$ .

#### 4.4.1. Líneas de emisión y corrección de enrojecimiento

El primer paso para obtener las propiedades físicas y químicas de NGC 6888 a partir de los espectros integrados fue medir los flujos de las líneas de emisión detectadas utilizando la tarea *splot* de IRAF. Debido a que los perfiles de las líneas muestran cierto grado de asimetría, decidimos no ajustar a una función Gaussiana y medir directamente el área bajo cada línea. No obstante, determinadas líneas en algunas redes (como por ejemplo H $\alpha$  y [N II] $\lambda\lambda$ 6548,6584Å en la red V300) aparecían solapadas y no se resolvían totalmente; en estos casos ajustamos los perfiles a dos o tres funciones Gaussianas (según corresponda al número de líneas de emisión) para medir el flujo de cada línea individualmente. Los errores estadísticos asociados a los flujos medidos de cada línea ( $\sigma_L$ ) se calcularon mediante la expresión:

$$\sigma_L = \sigma_c N^{1/2} [1 + EW/(N\Delta)]^{1/2} \quad (4.1)$$

donde  $N$  es el número de píxeles utilizados en la medida de la línea,  $EW$  es la anchura equivalente,  $\sigma_c$  es la desviación estándar del continuo para una región contigua a la línea y  $\Delta$  es la dispersión en Å/pix (Pérez-Montero & Díaz, 2003).

A continuación, corregimos de enrojecimiento los flujos medidos para obtener la intensidad real emitida utilizando el mismo procedimiento que para el estudio 2D. En este caso se midieron varias líneas de Balmer (con  $S/N > 5$ ) que fueron utilizadas para la estimación del coeficiente de enrojecimiento  $c(H\beta)$ : en todos los espectros se utilizaron las líneas H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$  y H $\delta$ , salvo en la región B1 (la zona oscurecida) en donde la  $S/N$  de H $\gamma$  y H $\delta$  es demasiado baja. Además, verificamos que el coeficiente de extinción estimado en las zonas X1 y X2 está en perfecta concordancia con los valores derivados en el estudio bidimensional

en el apuntado de rayos X utilizando solamente las líneas de emisión  $H\alpha$  y  $H\beta$ . En la figura 4.14 mostramos uno de los ajustes realizados para obtener el coeficiente  $c(H\beta)$  utilizando las líneas de Balmer. Para estimar los errores de la intensidad de las líneas de emisión aplicamos propagación de errores cuadrática, considerando tanto el error en el flujo como en las variables del cálculo del enrojecimiento.

En la tabla 4.2 mostramos las líneas de emisión medidas en cada una de las regiones, identificadas por su nombre estándar y longitud de onda. Las intensidades estimadas y sus errores asociados están normalizados a  $F(H\beta)=100$ . Los valores obtenidos para el coeficiente de enrojecimiento  $c(H\beta)$  aparecen presentados en la última fila de la tabla. En las regiones X1, X2, E1 y E2 determinadas líneas de emisión se midieron más de una vez debido a que aparecen en más de una exposición realizada con diferentes redes de difracción, en estos casos calculamos la intensidad correspondiente como la media pesada por el error en cada una de las zonas siguiendo la ecuación:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N (w_i x_i)}{\sum_{i=1}^N w_i} \tag{4.2}$$

donde  $w_i$  son los pesos definidos como  $w_i=1/\sigma_i^2$  y  $x_i \pm \sigma_i$  representa cada una de las N medidas con sus correspondientes errores (Bevington, 1969). El error de la media pesada viene definido como:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad \text{siendo} \quad \sigma^2 = \frac{N}{N-1} \frac{\sum_{i=1}^N w_i (\bar{x} - x_i)^2}{\sum_{i=1}^N w_i}. \tag{4.3}$$

Tabla 4.2: Líneas de emisión medidas en los espectros integrados. El valor de la intensidad presentado para cada línea de emisión,  $I(\lambda)/I(H\beta)$ , está normalizado a  $F(H\beta)=100$  y corregido de enrojecimiento.

Línea	$\lambda$ (Å)	$f(\lambda)^a$	XI <sup>b</sup>	X2 <sup>b</sup>	E1 <sup>b</sup>	E2 <sup>b</sup>	MB1	MB2	MB3	BI	B2
[O II]	3728	0.322	125.7 ± 13.1	181.0 ± 3.5	281.4 ± 36.1	217.0 ± 19.4	178.5 ± 13.2	274.1 ± 31.9	279.6 ± 35.1	234.4 ± 38.6	112.8 ± 12.9
H9	3835	0.298	10.0 ± 1.5	9.0 ± 3.2 †	25.0 ± 7.1 †	...	10.8 ± 1.7 †	...	...	...	9.6 ± 2.3
[Ne III]	3868	0.291	10.8 ± 2.8	31.1 ± 9.3	43.4 ± 16.3 †	...	4.1 ± 1.1	29.8 ± 8.4 †	51.8 ± 15.1 †	...	16.1 ± 1.5
H8+He I	3889	0.286	29.7 ± 2.4	27.3 ± 3.5	6.9 ± 1.8 †	...	23.7 ± 2.3	...	...	...	30.4 ± 0.8
H7	3970	0.266	16.3 ± 0.8	16.0 ± 2.5 †	...	...	16.5 ± 3.9	...	...	...	21.0 ± 3.8
He I+[N II]	4026	0.251	4.4 ± 0.4	3.5 ± 0.7 †	...	...	...	...	...	...	...
Hδ	4101	0.229	29.2 ± 0.1	31.3 ± 0.4	27.6 ± 3.6	26.8 ± 4.0	28.1 ± 1.5	29.3 ± 3.2	26.8 ± 4.8	41.5 ± 7.4 †	30.0 ± 1.8
Hγ	4340	0.156	52.6 ± 0.2	57.8 ± 0.8	49.4 ± 1.2	47.9 ± 4.5	53.0 ± 1.6	54.4 ± 11.5	55.0 ± 12.7	57.0 ± 14.3 †	55.8 ± 1.9
[O III]	4363	0.149	3.5 ± 0.3 †	18.8 ± 2.7 †	27.4 ± 14.8 †	...	...	...	...	...	...
He I	4471	0.115	10.1 ± 0.7	9.5 ± 0.6	5.5 ± 1.2	...	7.7 ± 0.8	...	...	...	9.0 ± 0.8
[O III]	4959	-0.026	45.9 ± 0.2	101.0 ± 1.0	108.2 ± 2.9	39.9 ± 0.1	24.4 ± 0.6	111.5 ± 7.0	51.9 ± 4.7	39.3 ± 2.3	81.2 ± 1.0
[O III]	5007	-0.038	138.1 ± 2.7	299.1 ± 0.4	328.9 ± 11.7	119.9 ± 1.6	74.1 ± 1.0	335.5 ± 8.7	148.5 ± 9.3	110.4 ± 13.3	242.7 ± 1.3
He I	5015	-0.040	3.7 ± 0.3	1.2 ± 0.1	...	...	...	...	...	...	...
[N I]	5200	-0.083	...	...	12.4 ± 2.6	...	4.1 ± 0.3	8.5 ± 1.7 †	12.1 ± 3.0	...	1.9 ± 0.3
[N II]	5755	-0.185	3.0 ± 0.1	...	...	...	3.3 ± 0.2	...	...	...	1.2 ± 0.3
He I	5876	-0.203	28.2 ± 1.4	31.6 ± 3.1	20.4 ± 5.9	...	22.6 ± 1.0	19.9 ± 3.1	...	...	23.5 ± 0.9
[S II]	6312	-0.264	1.3 ± 0.1 †	...	...	...	...	...	...	...	...
[N II]	6548	-0.296	135.8 ± 2.8	90.9 ± 2.6	29.2 ± 8.5	25.0 ± 6.7	199.2 ± 10.5	44.3 ± 7.2	27.2 ± 6.0	38.9 ± 6.2	48.3 ± 1.8
Hα	6563	-0.298	324.4 ± 0.3	351.6 ± 0.3	305.8 ± 16.0	295.0 ± 9.7	317.1 ± 16.3	330.8 ± 22.2	313.6 ± 20.4	293.2 ± 43.3	285.1 ± 4.2
[N II]	6584	-0.300	418.1 ± 2.2	274.3 ± 6.2	83.5 ± 11.9	77.5 ± 9.0	581.4 ± 29.4	133.1 ± 11.3	76.3 ± 5.6	111.0 ± 17.0	138.4 ± 2.8
He I	6678	-0.313	7.0 ± 0.1	6.9 ± 0.3	...	...	6.0 ± 0.4	...	...	3.2 ± 0.6 †	6.2 ± 0.2
[S II]	6717	-0.318	16.9 ± 0.1	25.3 ± 0.5	43.2 ± 3.0	46.0 ± 2.9	34.0 ± 2.1	31.5 ± 2.8	36.5 ± 4.0	42.1 ± 6.9	9.8 ± 0.1
[S II]	6731	-0.320	13.9 ± 0.3	19.1 ± 0.1	28.5 ± 2.4	29.7 ± 2.4	33.2 ± 2.1	20.5 ± 2.5	23.8 ± 3.3	31.7 ± 5.6	7.4 ± 0.2
F(Hβ) <sup>c</sup>			195.7 ± 3.2	43.0 ± 0.8	3.4 ± 0.1	3.2 ± 0.2	39.1 ± 0.3	5.5 ± 0.2	3.5 ± 0.2	2.7 ± 0.2	31.3 ± 0.2
c(Hβ)			0.75 ± 0.01	0.77 ± 0.01	0.67 ± 0.04	0.66 ± 0.02	0.72 ± 0.07	0.60 ± 0.09	0.69 ± 0.09	0.73 ± 0.21	0.71 ± 0.02

<sup>a</sup> Función de enrojecimiento obtenida utilizando la ley de extinción de Cardelli et al. (1989) con  $R_V = 3.1$ .

<sup>b</sup> Regiones donde la intensidad de algunas líneas es la media pesada por los errores.

<sup>c</sup> Flujos de Hβ en unidades de  $10^{-15}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> (sin corregir de enrojecimiento).

† Líneas con malas medidas que no se utilizaron para la determinación de parámetros físicos y abundancias.



#### 4.4.2. Condiciones físicas

Para estimar las condiciones físicas del gas, realizamos un proceso iterativo hasta alcanzar concordancia entre la temperatura y la densidad electrónica (debido a que la temperatura es necesaria para calcular la densidad y viceversa). En la tabla 4.3 presentamos los valores estimados para la temperatura,  $T_e$ , y densidad electrónica,  $n_e$  en las diferentes zonas estudiadas.

A partir del parámetro  $R_{S2}$  (definido en la ecuación 3.16) estimamos la densidad electrónica en las nueve regiones integradas obteniendo variaciones de más de  $350 \text{ cm}^{-3}$  entre las zonas estudiadas. El valor máximo de  $n_e$  se obtuvo para la región MB1 alcanzando  $363 \text{ cm}^{-3}$ , mientras que los resultados más bajos corresponden a los estimados para las dos regiones del apuntado lateral (E1 y E2) y para las zonas más débiles del apuntado de la mini-burbuja (MB2 y MB3), siempre con valores en el límite de baja densidad ( $n_e < 100 \text{ cm}^{-3}$ ). De nuevo, los resultados obtenidos del estudio 2D en la zona de rayos X son coherentes con los estimados aquí para las regiones X1 y X2. Los resultados de nuestro análisis están en muy buena concordancia con estudios espectroscópicos previos realizados sobre NGC 6888, en particular con los resultados presentados por Kwitter (1981) con  $n_e = 50\text{-}400 \text{ cm}^{-3}$  y Esteban & Vílchez (1992) con  $n_e = 300\text{-}370 \text{ cm}^{-3}$ .

Para estimar la temperatura electrónica,  $T_e$ , recurrimos únicamente al parámetro  $R_{N2}$  definido en la ecuación 3.19, debido a que, como ya hemos explicado, la línea de [O III]  $\lambda 4363 \text{ \AA}$  aparece solapada con la línea de cielo Hg I  $\lambda 4358 \text{ \AA}$  evitando que pudiéramos calcular con precisión de forma directa la temperatura  $T_e([\text{O III}])$ . La línea auroral [N II]  $\lambda 5755 \text{ \AA}$ , fue medida con suficiente precisión en las regiones X1, MB1 y B2 permitiendo obtener estimaciones directas de  $T_e([\text{N II}])$ .

Para aquellas zonas en que esta línea no se detectaba con suficiente S/N (regiones X2, E1, E2, MB2, MB3 y B1) recurrimos a las relaciones empíricas (denominadas relaciones flujo-flujo) definidas por Pilyugin (2005), que relacionan las líneas aurorales (débiles) y las nebulares (mucho más intensas) permitiendo estimar la temperatura. Para determinar qué relación se aplica mejor a nuestro caso particular nos centramos en la región X1, ya que es el espectro integrado en que tenemos los flujos de las líneas de [N II] mejor medidas y, por tanto, conocemos el valor observacional de  $R_{N2}$  y  $T_e([\text{N II}])$ . Utilizamos diferentes ajustes propuestos por Pilyugin sobre la zona X1:

- Relaciones flujo-flujo de las líneas de oxígeno obtenidas de Pilyugin et al. (2006) y Pilyugin et al. (2009) que nos permitieron estimar  $T_e([\text{O III}])$  y posteriormente, mediante la ecuación 4.7, calcular  $T_e([\text{N II}])$ .
- Relaciones flujo-flujo que asocian las líneas de emisión de oxígeno con las de nitrógeno (Pilyugin, 2007; Pilyugin et al., 2009) para estimar  $T_e([\text{N II}])$  y, de nuevo con la ecuación 4.7, obtener  $T_e([\text{O III}])$ .

Teniendo en cuenta los rangos de metalicidad en los que es viable cada ajuste, obtuvimos que la relación que mejor representa los resultados observacionales de la región X1, y por tanto la que utilizaremos para el resto de los espectros integrados, es la propuesta por

Pilyugin (2007). En este trabajo, presenta un ajuste entre las líneas aurales de nitrógeno y las nebulares de oxígeno de la forma:

$$R_{N2} = 2,619 - 0,609 \log(R_2) - 0,010 [\log(R_2)]^2 + 1,085 \log(1 - P) + 0,382 [\log(1 - P)]^2, \quad (4.4)$$

donde  $R_{N2}$  es el cociente de las intensidades de nitrógeno<sup>2</sup> definido en la ecuación 3.19 y  $P$  es el parámetro de excitación definido como:

$$P = \frac{R_3}{R_3 + R_2}, \quad (4.5)$$

siendo

$$R_2 = \frac{I([O \text{ II}]\lambda 3727) + I([O \text{ II}]\lambda 3729)}{I(H\beta)} \quad R_3 = \frac{I([O \text{ III}]\lambda 4959) + I([O \text{ III}]\lambda 5007)}{I(H\beta)}. \quad (4.6)$$

De este modo, como las líneas nebulares de  $[O \text{ II}]$  y  $[O \text{ III}]$  se miden en todos los espectros sin problemas, podemos obtener el parámetro  $R_{N2}$  mediante la ecuación 4.4 y estimar la temperatura del nitrógeno de forma normal (ecuación 3.21) en las regiones X2, E1, E2, MB2, MB3 y B1. Los valores de  $T_e([N \text{ II}])$  obtenidos en NGC 6888 oscilan entre  $\sim 7700$  K y  $\sim 10200$  K, resultado consistente con estimaciones previas realizadas por Kwitter (1981) ( $T_e([N \text{ II}]) \sim 7500-9500$  K) y Esteban & Vílchez (1992) ( $T_e([N \text{ II}]) \sim 8400-9500$  K).

Finalmente, para estimar la temperatura electrónica asociada a los iones  $S^+$ ,  $S^{2+}$ ,  $O^+$  y  $O^{2+}$  recurrimos a las siguientes relaciones empíricas:

$$t([O \text{ III}]) = \frac{t([N \text{ II}])}{1,85 - 0,72 t([N \text{ II}])} \quad (4.7)$$

obtenida de Pérez-Montero & Contini (2009),

$$t([O \text{ II}]) = \frac{1,2 + 0,002 n_e + 4,2/n_e}{t([O \text{ III}])^{-1} + 0,08 + 0,003 n_e + 2,5/n_e} \quad (4.8)$$

obtenida de Pérez-Montero & Díaz (2003), y finalmente

$$t([S \text{ III}]) = 1,19 t([O \text{ III}]) - 0,32 \quad (4.9)$$

$$t([S \text{ II}]) = 0,71 t([O \text{ II}]) + 0,12, \quad (4.10)$$

ambas obtenidas de Pérez-Montero (2003).

---

<sup>2</sup>En la ecuación original, Pilyugin (2007) denomina a este cociente  $Q_{NII}$ , pero su definición es la misma que la de  $R_{N2}$ . Aquí hemos llamado igual a ambos parámetros para no complicar la notación.

Tabla 4.3: Densidad electrónica (en  $\text{cm}^{-3}$ ), temperatura electrónica (en K), abundancias iónicas y abundancias totales para los nueve espectros integrados.

	X1	X2	E1	E2	MB1	MB2	MB3	B1	B2	Solar*
$n_e(\text{[S II]})$	179 ± 18	106 ± 16	<100	<100	363 ± 116	<100	<100	105 ± 179	108 ± 26	...
$T_e(\text{[N II]})$	8101 ± 85	9747 ± 108 †	10171 ± 729 †	8565 ± 220 †	7750 ± 72	10199 ± 675 †	8956 ± 385 †	8552 ± 412 †	8537 ± 527	...
$T_e(\text{[O III]})_E$	6345 ± 98	8416 ± 151	9019 ± 1079	6888 ± 268	5952 ± 79	9061 ± 1003	7371 ± 491	6873 ± 500	6855 ± 639	...
$T_e(\text{[O II]})_E$	7165 ± 185	9016 ± 224	10702 ± 1426	9805 ± 7308	6784 ± 386	11337 ± 6066	9382 ± 6195	7737 ± 1138	7715 ± 1055	...
$T_e(\text{[S II]})_E$	6288 ± 131	7602 ± 159	8798 ± 1012	8161 ± 5189	6017 ± 274	9249 ± 4307	7861 ± 4398	6693 ± 808	6679 ± 749	...
$12+\log(\text{O}^+/\text{H}^+)$	8.09 ± 0.03	7.89 ± 0.02	7.99 ± 0.14	8.22 ± 0.07	8.40 ± 0.04	7.98 ± 0.13	8.24 ± 0.10	8.27 ± 0.13	7.96 ± 0.14	...
$12+\log(\text{O}^{2+}/\text{H}^+)$	8.49 ± 0.03	8.27 ± 0.03	8.20 ± 0.19	8.25 ± 0.08	8.36 ± 0.03	8.20 ± 0.18	8.22 ± 0.13	8.23 ± 0.15	8.57 ± 0.19	...
$12+\log(\text{S}^+/\text{H}^+)$	6.12 ± 0.01	6.04 ± 0.01	6.19 ± 0.08	6.43 ± 0.04	6.54 ± 0.02	6.04 ± 0.08	6.27 ± 0.06	6.43 ± 0.08	5.80 ± 0.08	...
$12+\log(\text{N}^+/\text{H}^+)$	8.17 ± 0.02	7.76 ± 0.02	7.20 ± 0.10	7.37 ± 0.06	8.38 ± 0.02	7.39 ± 0.08	7.31 ± 0.06	7.53 ± 0.08	7.63 ± 0.08	...
$12+\log(\text{Ne}^{2+}/\text{H}^+)$	8.07 ± 0.12	7.87 ± 0.14	...	...	7.83 ± 0.13	...	...	...	8.05 ± 0.24	...
$(\text{He}^+ \lambda 4471/\text{H}^+)$	0.20 ± 0.01	0.19 ± 0.01	0.11 ± 0.02	...	0.16 ± 0.02	...	...	...	0.17 ± 0.02	...
$(\text{He}^+ \lambda 5875/\text{H}^+)$	0.20 ± 0.01	0.22 ± 0.02	0.15 ± 0.04	...	0.16 ± 0.01	0.14 ± 0.02	...	...	0.16 ± 0.01	...
$(\text{He}^+ \lambda 6678/\text{H}^+)$	0.17 ± 0.01	0.17 ± 0.01	...	...	0.14 ± 0.01	...	...	...	0.15 ± 0.01	...
ICF(Ne)	1.09 ± 0.01	1.10 ± 0.01	...	...	1.18 ± 0.02	...	...	...	1.08 ± 0.01	...
$12+\log(\text{O}/\text{H})$	8.64 ± 0.03	8.42 ± 0.02	8.41 ± 0.13	8.54 ± 0.05	8.68 ± 0.03	8.40 ± 0.12	8.53 ± 0.08	8.55 ± 0.10	8.66 ± 0.16	8.69 ± 0.05
$12+\log(\text{N}/\text{H})$	8.72 ± 0.04	8.29 ± 0.04	7.61 ± 0.22	7.68 ± 0.10	8.67 ± 0.05	7.82 ± 0.20	7.60 ± 0.15	7.82 ± 0.18	8.34 ± 0.23	7.83 ± 0.05
$12+\log(\text{Ne}/\text{H})$	8.11 ± 0.12	7.91 ± 0.14	...	...	7.90 ± 0.13	...	...	...	8.08 ± 0.24	7.93 ± 0.10
$\log(\text{N}/\text{O})$	0.08 ± 0.04	-0.13 ± 0.03	-0.79 ± 0.17	-0.85 ± 0.09	-0.01 ± 0.05	-0.58 ± 0.16	-0.93 ± 0.12	-0.74 ± 0.15	-0.32 ± 0.16	-0.86 ± 0.07
$\log(\text{Ne}/\text{O})$	-0.52 ± 0.11	-0.52 ± 0.13	...	...	-0.79 ± 0.12	...	...	...	-0.58 ± 0.07	-0.76 ± 0.11
y	0.17 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.12 ± 0.01	...	0.15 ± 0.01	0.14 ± 0.02	...	...	0.16 ± 0.01	0.09 ± 0.01

<sup>E</sup> Temperaturas derivadas a partir de otras  $T_e$ . Ver el texto para detalles.

† Valores estimados utilizando las relaciones empíricas flujo-flujo propuestas por Pilyugin (2007).

\* Abundancias totales en el Sol (Asplund et al., 2009).

### 4.4.3. Abundancias químicas

Una vez estimadas la temperatura y la densidad electrónicas en cada región, procedimos al cálculo de abundancias. Aunque obtuviéramos la temperatura electrónica asociada a diferentes iones, decidimos utilizar únicamente dos de ellas para evitar propagar posibles errores asociados a las estimaciones empíricas. Definimos dos temperaturas:  $T_e([\text{N II}])$  como temperatura representativa de los iones de baja excitación (es decir, para  $\text{S}^+$ ,  $\text{N}^+$  y  $\text{O}^+$ ) y  $T_e([\text{O III}])$  como temperatura representativa de las especies de alta ionización ( $\text{O}^{2+}$  y  $\text{Ne}^{2+}$ ) y para el caso de  $\text{He}^+$ .

Para estimar las abundancias iónicas de las líneas prohibidas relativas a  $\text{H}\beta$  utilizamos las ecuaciones propuestas por Hägele et al. (2008) presentadas en la tabla 3.2, mientras que para la estimación de la abundancia de helio ionizado recurrimos a la relación de Olive & Skillman (2004)<sup>3</sup> de la ecuación 3.25. En la tabla 4.3 presentamos los resultados de todas las abundancias iónicas determinadas con sus correspondientes errores estimados mediante propagación cuadrática.

Como ya explicamos en el capítulo anterior, la abundancia total de un elemento es la suma de las abundancias iónicas del elemento en todos sus estados de ionización (ecuación 3.26), sin embargo no siempre se observan las líneas de emisión de todos los iones necesarios, por lo que para cada elemento seguimos un procedimiento diferente para estimar la abundancia total:

- Oxígeno: en este caso no hubo problemas pues detectamos líneas de  $[\text{O II}]$  y  $[\text{O III}]$ , de modo que la abundancia total de oxígeno se obtuvo sumando directamente las dos abundancias iónicas calculadas:  $\text{O}/\text{H} = \text{O}^+/\text{H}^+ + \text{O}^{2+}/\text{H}^+$ .
- Helio: debido a que no observamos líneas de  $\text{He}^{2+}$  en nuestros datos, recurrimos al trabajo presentado por Izotov et al. (2007) que relaciona el ICF del helio con las abundancias iónicas del oxígeno (ver figura 7 de su artículo), obteniendo para todos los espectros integrados  $\text{ICF}(\text{He}^+ + \text{He}^{2+}) \sim 1$ . Puesto que no medimos  $\text{He}^{2+}$  en la nebulosa y el contenido esperado de helio neutro es nulo, aproximamos la abundancia total de helio como  $\text{He}/\text{H} \sim \text{He}^+/\text{H}^+$ . En aquellas regiones en que se observaron más de una línea de  $\text{He I}$  realizamos una media pesada por los errores de las tres líneas medidas ( $\text{He I } \lambda 4471\text{\AA}$ ,  $\text{He I } \lambda 5876\text{\AA}$  y  $\text{He I } \lambda 6678\text{\AA}$ ) utilizando la ecuación 4.2.
- Nitrógeno: teniendo en cuenta la estructura de ionización del nitrógeno y del oxígeno podemos aproximar que  $\text{N}/\text{O} \sim \text{N}^+/\text{O}^+$ , de modo que estimamos la abundancia total de nitrógeno a partir de las abundancias total e iónica de oxígeno de la forma  $\text{N}/\text{H} = \text{ICF}(\text{N}^+) \times \text{N}^+/\text{H}^+$  asumiendo  $\text{ICF}(\text{N}^+) = \text{O}/\text{O}^+$  (Pérez-Montero & Contini, 2009).
- Neón: en este caso solo medimos la línea de  $[\text{Ne III}] \lambda 3868\text{\AA}$ , por lo que para determinar la abundancia total de neón recurrimos a la expresión propuesta por Pérez-Montero

---

<sup>3</sup>Las recientes emisividades presentadas por Porter et al. (2012, 2013) proporcionan valores enteramente consistentes de la abundancia de  $\text{He}^+$  para estas condiciones físicas.

et al. (2007) que relaciona el ICF del neón doblemente ionizado con las abundancias iónicas de oxígeno ( $x=O^{2+}/(O^++O^{2+})$ ) de la forma:

$$ICF(Ne^{2+}) = 0,753 + 0,142x + \frac{0,171}{x} \quad (4.11)$$

Las abundancias totales estimadas con sus correspondientes errores e ICFs (en caso de usarlos) se presentan en la tabla 4.3. Analizando los resultados de las abundancias deducimos varias conclusiones muy interesantes acerca de la composición química que informan de la evolución y formación de NGC 6888. En primer lugar, al comparar los valores obtenidos con las abundancias del Sol dadas por Asplund et al. (2009) (última columna de la tabla 4.3), observamos que prácticamente todas las zonas son pobres en oxígeno, obteniendo la máxima deficiencia para la región MB2 en un factor  $\sim 3$ . Este efecto ya había sido encontrado anteriormente por Kwitter (1981) y Esteban & Vílchez (1992) en otras regiones de NGC 6888. Más llamativo aún es el fuerte enriquecimiento de nitrógeno encontrado en las regiones X1, X2, MB1 y B2, que presentan una sobre-abundancia de N de un factor 6 (o incluso 8 en la región X1) respecto al Sol. También el helio está enriquecido en todos los espectros integrados en que se observaron líneas de He I. Uno de los resultados más interesantes obtenidos es la gran diferencia en el cociente N/O entre las zonas estudiadas, debida mayoritariamente a las variaciones en la abundancia de N/H. Este hecho puede ser explicado asumiendo que en cada espectro integrado estamos observando diferentes estructuras de la nebulosa formadas en distintas etapas evolutivas de la estrella central, cada zona con su grado de ionización, propiedades físicas y composición química. Esta idea será analizada en detalle en la sección 4.5.

Finalmente se estimó el valor de la abundancia esperada para el ISM en el entorno de NGC 6888 teniendo en cuenta los gradientes radiales de abundancias químicas de la Galaxia. En el caso del oxígeno consideramos los gradientes propuestos por Balser et al. (2011) obteniendo que la abundancia esperada a un radio Galactocéntrico  $R_G=10$  kpc (radio Galactocéntrico de NGC 6888, Esteban et al. 1992) es  $12+\log(O/H)=8.6\pm 0.05$ , mientras que para el nitrógeno obtuvimos  $\log(N/O)=-1.26\pm 0.26$  a partir de los gradientes de Carigi et al. (2005) para el mismo  $R_G$ .

En la figura 4.15 presentamos los valores estimados en los espectros integrados junto con los esperados en el Sol (Asplund et al., 2009) y en el entorno de la nebulosa teniendo en cuenta los gradientes descritos. Esta figura facilita la comparación entre las abundancias medidas y las esperadas para determinar la influencia del posible enriquecimiento del viento estelar al medio. Se observa claramente como todas las regiones son pobres en oxígeno (respecto al Sol) y el enorme enriquecimiento de nitrógeno, especialmente en los integrados X1, X2, MB1 y B2. Además observamos que las abundancias estimadas para las regiones E2, MB3 y B1 están situadas, incluyendo los errores, dentro de los límites que marcan el valor esperado en el ISM circundante a NGC 6888, por lo que es posible que en estas regiones no estemos muestreando solo gas nebuloso, sino también ISM externo al objeto.

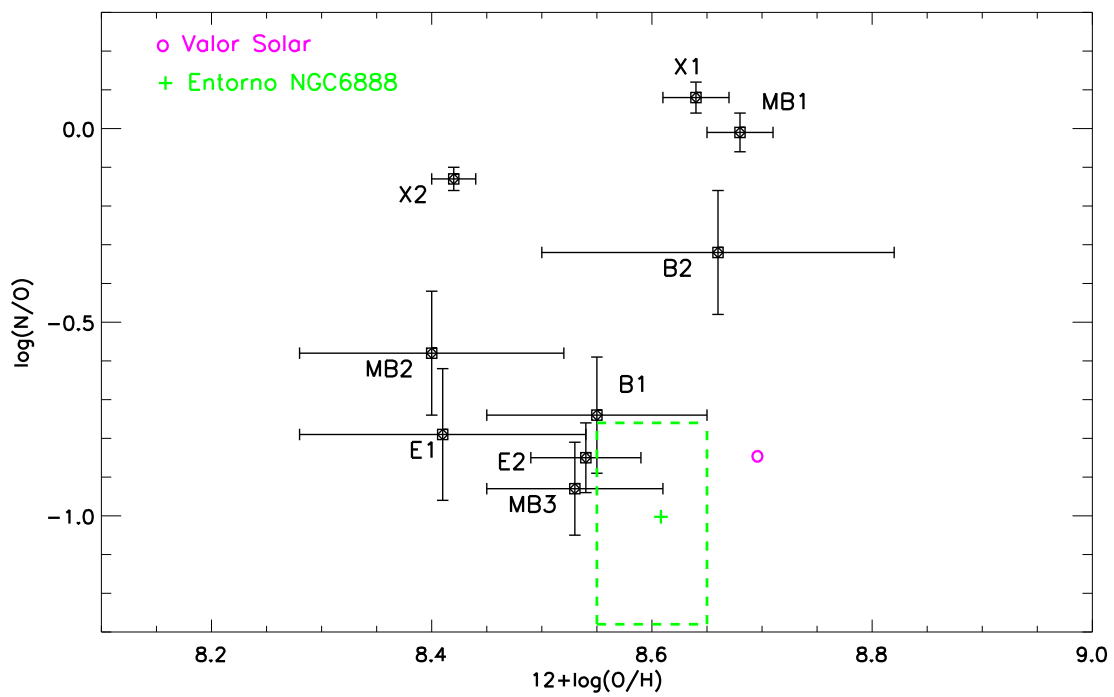


Figura 4.15: Comparación de las abundancias estimadas en los espectros integrados (cuadrados negros) con sus correspondientes barras de error. El valor solar aparece representado con un círculo rosa. La cruz verde indica el valor calculado para el ISM circundante a la nebulosa y las líneas de trazos el margen de error estimado.

#### 4.4.4. Modelos de fotoionización

Para investigar y consolidar las abundancias químicas y el parámetro de ionización<sup>4</sup> ( $U$ ) en los diferentes apuntados de la nebulosa, se realizaron una serie de modelos de fotoionización basados en los modelos realizados por Pérez-Montero & Contini (2009) utilizando el código *Cloudy* v8.0 (Ferland et al., 1998)<sup>5</sup>. Para estas simulaciones se recurrió a un modelo de atmósfera de estrella WR (en particular de una estrella WN, Smith et al. 2002) considerando una temperatura efectiva de la estrella central  $T_{\text{eff}} = 50000$  K (Rosa & Mathis, 1990; Esteban et al., 1993). Tomando como referencia las abundancias solares de Asplund et al. (2009) ( $12+\log(\text{O}/\text{H})=8.69$ ,  $Z = 0.013$ ) y asumiendo en nuestros modelos una metalicidad  $Z=0.008$  obtendríamos una abundancia de oxígeno  $12+\log(\text{O}/\text{H})=8.47$ , que es un valor bastante cercano al O/H estimado en la sección anterior. Consideramos una geometría plano-paralela y derivamos las propiedades del gas a una distancia de  $10^{20}$  cm de la fuente ionizante suponiendo una densidad de  $100 \text{ cm}^{-3}$  y una relación polvo-gas de  $7.5^{-3}$  (valor estándar de la Galaxia).

Como el objetivo de los modelos es calcular la abundancia y el parámetro de ionización, tomamos como parámetros libres N/O y U, dejando fijas la temperatura efectiva y la metalicidad de la estrella. Bajo estas condiciones se generaron una serie de modelos considerando  $\log(U) = -2.5, -3.0$  y  $-3.5$ , y  $\log(\text{N}/\text{O})$  desde  $-1.5$  hasta  $0.0$  (en pasos de  $0.25$ ), obteniendo un total de 18 modelos.

Para poder analizar el conjunto de modelos creados aplicados a NGC 6888 comparamos los cocientes de determinadas líneas de emisión medidos en los espectros integrados con los modelos recurriendo a dos diagramas de diagnóstico:  $[\text{O III}]\lambda\lambda 5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6584/\text{H}\alpha$  y  $[\text{O III}]\lambda\lambda 5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda\lambda 3726, 3729$  (Dopita et al., 2000). En la figura 4.16 presentamos los resultados de dicha comparación.

En primer lugar podemos ver que tanto  $\log(\text{N}/\text{O})$  como U son consistentes en los dos diagramas para cada zona, siendo esto una comprobación básica de la eficacia de los modelos. Los resultados obtenidos para los valores de  $\log(\text{N}/\text{O})$  de esta comparación coinciden con las abundancias estimadas a partir de nuestras medidas observacionales. Respecto al parámetro de ionización, las regiones X2, E1 y MB2 tienen los valores más altos de U, las zonas X1 y B2 tienen valores intermedios y finalmente los parámetros más bajos se obtienen para las regiones E2, MB1, MB3 y B1. Es muy interesante notar como la agrupación de zonas en función de U coincide con las posibles agrupaciones en base a otros parámetros como temperatura electrónica o abundancias. Este hecho será desarrollado y analizado en detalle en la siguiente sección.

---

<sup>4</sup>Se define parámetro de ionización ( $U$ ) en un punto de la nebulosa como:

$$U = \frac{Q(\text{H}^0)}{4\pi R^2 n_e c} \quad (4.12)$$

donde  $Q(\text{H}^0)$  es el número de fotones emitidos por la estrella por unidad de tiempo, R la distancia entre la estrella ionizante y el gas ionizado,  $n_e$  la densidad electrónica y c la velocidad de la luz (Ferland & Mushotzky, 1982).

<sup>5</sup>CLOUDY es un código de síntesis espectral a gran escala diseñado para simular las condiciones físicas de un plasma astronómico y predecir el espectro emitido bajo un amplio rango de condiciones. Es un programa libre disponible en la página web <http://www.nublado.org/>.

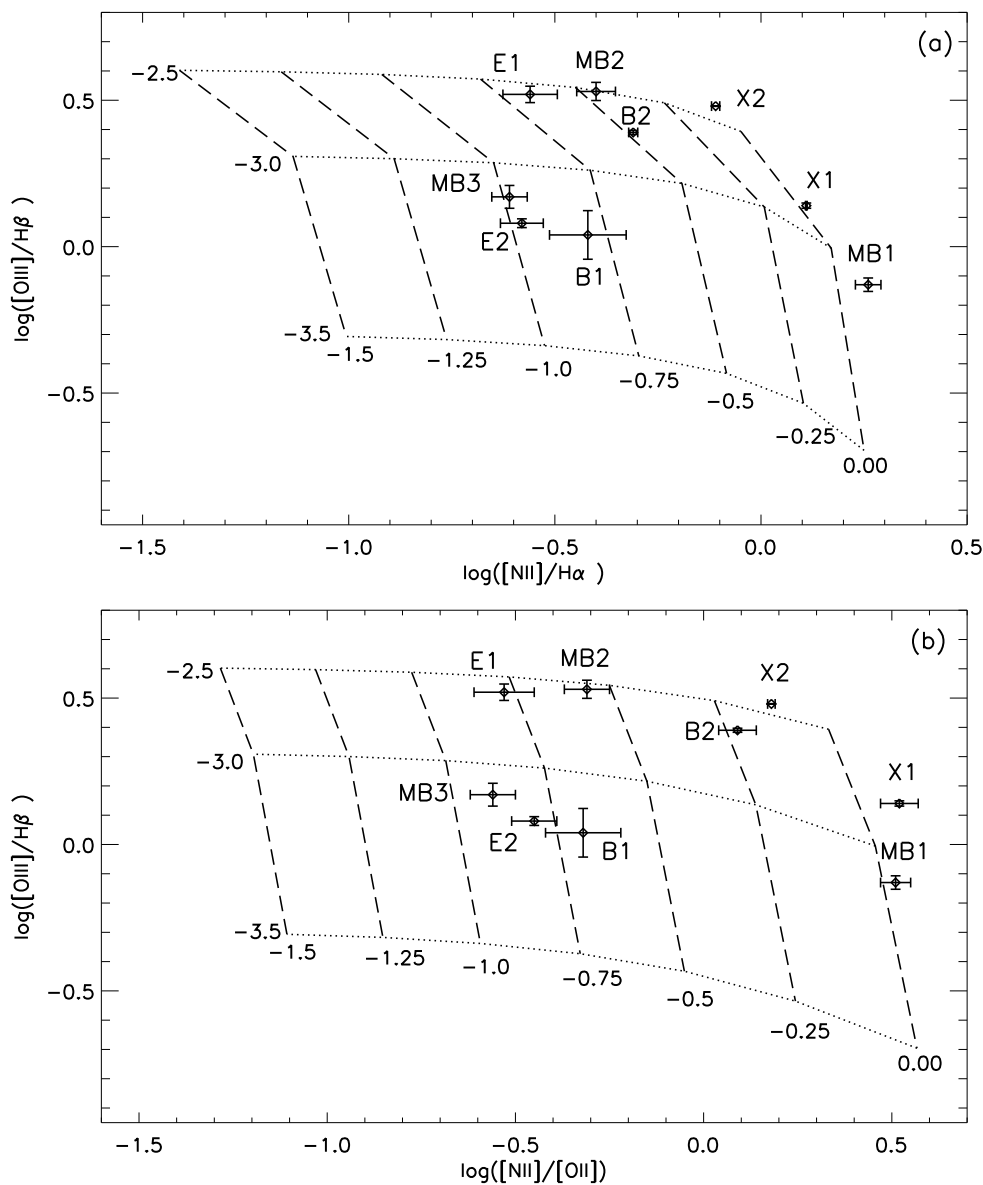


Figura 4.16: Diagramas de diagnóstico mostrando la comparación de los datos observacionales con los modelos de fotoionización realizados: (a)  $[\text{O III}]\lambda\lambda 5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6584/\text{H}\alpha$  y (b)  $[\text{O III}]\lambda\lambda 5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda\lambda 3726,3729$ . En ambas figuras las líneas de trazas conectan las curvas con igual  $\log(\text{N}/\text{O})$  y las líneas punteadas aquellas con mismo parámetro de ionización. Sus respectivos valores aparecen indicados en cada una de las curvas. Los círculos superpuestos a los modelos corresponden a los espectros integrados, con sus correspondientes errores, situados en función del valor de las intensidades medidas (misma nomenclatura que en la tabla 4.3 y en la figura 4.12).



## 4.5. Discusión de los resultados

A lo largo de esta sección desarrollaremos un esquema de la estructura interna de NGC 6888 para intentar explicar su formación y evolución a partir de los resultados derivados del análisis de los mapas 2D y de los nueve espectros integrados. Además, utilizaremos las imágenes de banda estrecha del INT-WFC de la figura 4.2 para tener una visión global de la nebulosa; esto nos ayuda interpretar los resultados de cada región en el conjunto de la nebulosa y no solo como apuntados independientes.

El esquema propuesto consiste en una estructura con múltiples capas (como una cebolla) que pueden estar fragmentadas y/o ser irregulares. Identificamos tres regiones con diferentes propiedades (ver boceto de la estructura en la figura 4.17):

- 1) Capa interna (CI): localizada rodeando la estrella central WR con estructura elíptica.
- 2) Capa externa (CE): región esférica situada alrededor de la CI.
- 3) Capa circundante (CC): región más externa y débil rodeando las capas anteriores como si fuera una “piel”.

La interpretación propuesta para describir la estructura de NGC 6888 está en muy buena concordancia con modelos de evolución de nebulosas alrededor de estrellas WR, en particular con el presentado por García-Segura et al. (1996b) (que llamaremos de aquí en adelante GS96b) que describe la interacción de los vientos expulsados por una estrella de  $35 M_{\odot}$  con el medio circundante a lo largo de la evolución de la estrella central para el caso de eyección de viento lento ( $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ ) durante la fase RSG. Sus simulaciones comienzan en la MS, fase en la que la estrella expulsa un viento rápido y poco denso que empuja el ISM formando una burbuja caliente rodeada por un cascarón fino. Posteriormente, en la fase RSG la estrella expulsa un viento lento y muy denso que interacciona con la burbuja de la MS creando un nuevo cascarón (cascarón-RSG). Finalmente, un viento muy rápido expulsado durante la fase WR barre el material del viento de la RSG en un nuevo cascarón (cascarón-WR) que debido a la inercia del viento se mueve muy rápido y en seguida alcanza al cascarón-RSG. Tras la colisión, las condensaciones de material del cascarón-WR son impulsados por la inercia, cruzando el cascarón-RSG como si fueran balas. El estado final de las simulaciones de GS96b muestra la burbuja externa formada en la MS fragmentada como consecuencia del choque entre las capas RSG y WR en expansión.

A continuación se describen en detalle las tres capas del esquema propuesto, así como la interpretación de la región candidata a ser una “bala” cruzando la nebulosa.

### 4.5.1. Descripción de la capa interna (CI)

En el esquema propuesto, la región más interna de NGC 6888, denominada CI, presenta una estructura elipsoidal con brillo superficial muy alto que rodea la estrella WR como puede apreciarse en la emisión de  $H\alpha$  en la figura 4.2. La forma elíptica se explica suponiendo que no se expande libremente sino que hay un lateral menos denso en el que la expansión es mayor (ver sección 4.5.2). Esta apariencia elipsoidal coincide con los resultados del estudio

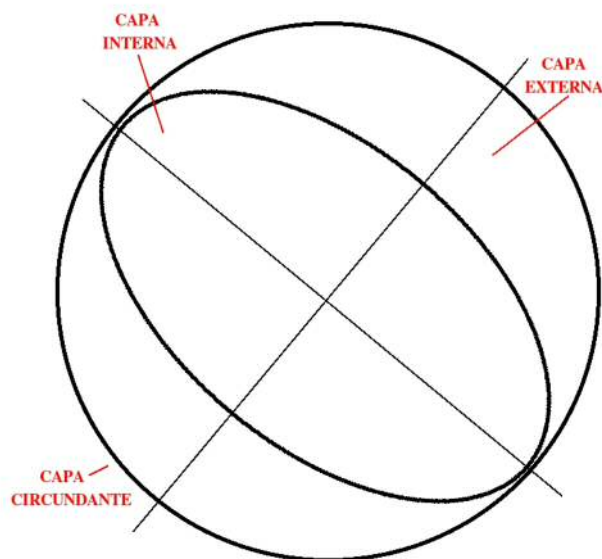


Figura 4.17: Boceto de la estructura propuesta para NGC 6888 mostrando las dos capas principales: una externa (CE) y otra más interna (CI), ambas rodeadas por una capa circundante (CC).

morfológico llevado a cabo por Lozinskaya (1970).

La información obtenida en nuestros datos sobre esta capa viene dada por los espectros integrados X1, X2, MB1 y B2. Tras analizar los resultados del estudio realizado en estas cuatro regiones, encontramos que esta capa no tiene una estructura homogénea, sino que es un cascarón fragmentado con huecos, filamentos, condensaciones y pompas. Una de las evidencias de esto son las variaciones en la densidad electrónica, siempre superiores a  $100 \text{ cm}^{-3}$ , que oscilan entre 106 y  $363 \text{ cm}^{-3}$ . Las diferencias encontradas en la temperatura electrónica y composición química muestran también las variaciones entre las diferentes zonas de esta capa.

Uno de los resultados más importantes que tenemos para la CI es el fuerte enriquecimiento de N/H en un factor entre 5 y 9 con respecto al Sol, y en un factor de hasta 11 con respecto a otras regiones de la nebulosa. La abundancia de nitrógeno encontrada varía desde  $12 + \log(\text{N}/\text{H}) = 8.29$  hasta 8.72 en los espectros integrados incluidos en esta capa. Por otro lado, las abundancias de O/H estimadas indican que NGC 6888 es ligeramente pobre en oxígeno. En el caso del helio, derivamos valores de hasta  $\text{He}/\text{H} = 0.18$ , indicando un fuerte enriquecimiento de este elemento en comparación con el valor solar ( $\text{He}/\text{H} = 0.09$ , Asplund et al. 2009). Todos estos resultados dan indicios de en qué fase de la evolución estelar se originó esta capa, como veremos un poco más adelante.

Además de los espectros integrados, tenemos información adicional de la CI gracias a las observaciones IFS, ya que las regiones X1 y X2 están situadas en el apuntado de rayos X sobre el que realizamos el estudio 2D detallado. En la sección 4.3.2 definimos las *Zonas A* y *B* (que incluyen las regiones X1 y X2), asociadas a la emisión de los iones de baja y

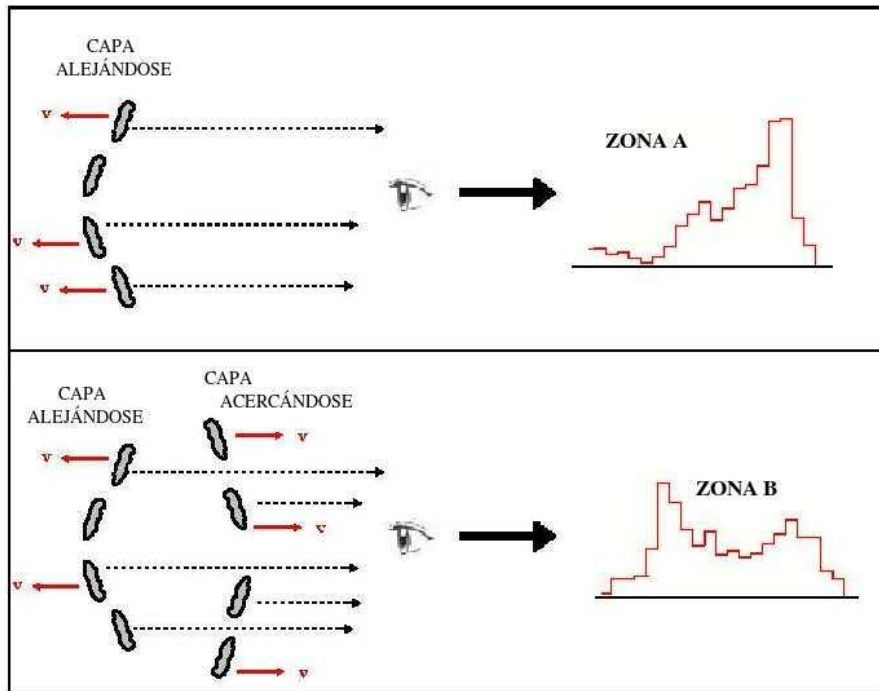


Figura 4.18: Boceto mostrando la estructura propuesta para la capa interna fragmentada. Cuando miramos hacia la *Zona A*, solo nos llega emisión de las regiones que se están alejando de nosotros; por el contrario, cuando miramos hacia la *Zona B* observamos gas perteneciente a dos regiones (una desplazada al azul y otra al rojo) pero no ambas a la vez, o al menos no necesariamente observadas en el mismo *spaxel*.

alta excitación respectivamente, que mostraban tendencias distintas en los diagramas de diagnóstico (figura 4.7) y propiedades diferentes (figura 4.10). Con el estudio cinemático encontramos que la distribución estadística de las velocidades radiales asociadas a dichas zonas presentaban diferentes comportamientos; en particular, los histogramas mostrados en la figura 4.11 son consistentes con la idea de que la CI es un cascarón fragmentado: la distribución de velocidades del  $[\text{N II}]\lambda 6584\text{\AA}$  en la *Zona A* sugiere una única capa (desplazada al rojo) que se está alejando del observador, mientras que en la *Zona B* la distribución bimodal de las velocidades presentada se interpreta como una capa rota, de modo que dependiendo de dónde observemos detectamos gas alejándose en unas zonas o gas acercándose en otras, pero raramente ambos comportamientos de forma simultánea ya que no se detecta una componente dominante de velocidad en los histogramas. Este estudio cinemático respalda el esquema propuesto de una capa intrínsecamente heterogénea en expansión, más obvia en la emisión de nitrógeno que en la de oxígeno. En la figura 4.18 presentamos un esquema de cómo sería este cascarón fragmentado y qué veríamos en cada una de las regiones observadas.

Aunque en este trabajo no podemos realizar un estudio 2D de la nebulosa completa incluyendo toda la información espacial, con los resultados presentados e interpretados anteriormente proponemos que la región más interna de NGC 6888 debe de tener una estructura

con diferentes propiedades físicas y abundancias. Las variaciones en la composición química pueden explicarse atendiendo a la fase evolutiva de la estrella central en que se formó dicha capa, en particular, y comparando con las simulaciones de GS96b, proponemos que el gas de la CI corresponde a material de los cascarones de las fases RSG y WR chocados y expandiéndose en un medio de baja densidad. Así se explicaría tanto su estructura fragmentada y con filamentos, como el alto brillo superficial detectado en  $H\alpha$ . Además, las abundancias tan inusuales estimadas indican que esta región está compuesta por material eyectado por la estrella central al comienzo de la fase WR y mezclado con el material previo de la fase RSG. Esta idea está en concordancia con las recientes simulaciones realizadas por Toalá & Arthur (2011) que reproducen el exceso de N/O encontrado en NGC 6888 mediante un modelo de evolución estelar con rotación (Meynet & Maeder, 2003) para una masa inicial de la estrella de  $37 M_{\odot}$ .

### ¿Podemos detectar signos de choques en la CI?

La emisión de rayos X detectada al norte del eje mayor de la CI unido a los resultados de nuestro estudio y a las simulaciones de GS96b, indican que es posible que la CI se formara debido a la colisión de los cascarones RSG y WR chocados en algún momento de la evolución de la estrella central.

Para comprobar si existe algún signo de choque en los espectros, recurrimos al código MAPPINGS III (Allen et al., 2008), que provee de una extensa librería de modelos de choques radiativos cubriendo un amplio rango de abundancias químicas y velocidades de choque. La metodología seguida fue generar una malla de modelos con MAPPINGS III utilizando diferentes parámetros y representar los resultados en dos diagramas de diagnóstico:  $[O\ III]\lambda\lambda 5007/H\beta$  vs  $[N\ II]\lambda\lambda 6548,6584/H\alpha$  y  $[O\ III]\lambda\lambda 5007/H\beta$  vs  $[S\ II]\lambda\lambda 6717,6731/H\alpha$ . A continuación superpusimos en dichas mallas todos los píxeles de los mapas de cocientes de líneas de nuestro estudio 2D para comprobar si aparecían localizados dentro de los límites de algún modelo.

En un primer intento, superpusimos todos los píxeles de nuestros mapas en los diagramas de diagnóstico, sin encontrar ningún modelo que representara bien todos los datos observacionales en ambos diagramas. Entonces, recordando que la *Zona B* presentaba unos comportamientos anómalos en el estudio 2D, decidimos representar únicamente los píxeles pertenecientes a esa región, encontrando que ajustan perfectamente a uno de los conjuntos de modelos generados: aquellos que incluyen choque y precursor asumiendo una densidad  $n=1000\text{ cm}^{-3}$  y una abundancia el doble de la solar. En ambos diagramas, los píxeles de la *Zona B* parecen ajustarse a los modelos concretos que presentan una velocidad de choque entre  $250$  y  $400\text{ km s}^{-1}$ . En la figura 4.19 mostramos los dos diagramas de diagnóstico con los píxeles de la *Zona B* de nuestras observaciones representados junto a la malla de modelos de choque de MAPPINGS III. El hecho de que los datos ajusten a un modelo de choque con abundancia dos veces la abundancia del Sol puede entenderse atendiendo al fuerte enriquecimiento de nitrógeno obtenido en la estimación de las abundancias de los espectros integrados de esta zona.

No obstante, no debemos olvidar que en el estudio 1D, los cocientes de líneas de esta región (correspondiente al espectro integrado X2) también eran consistentes con nuestros

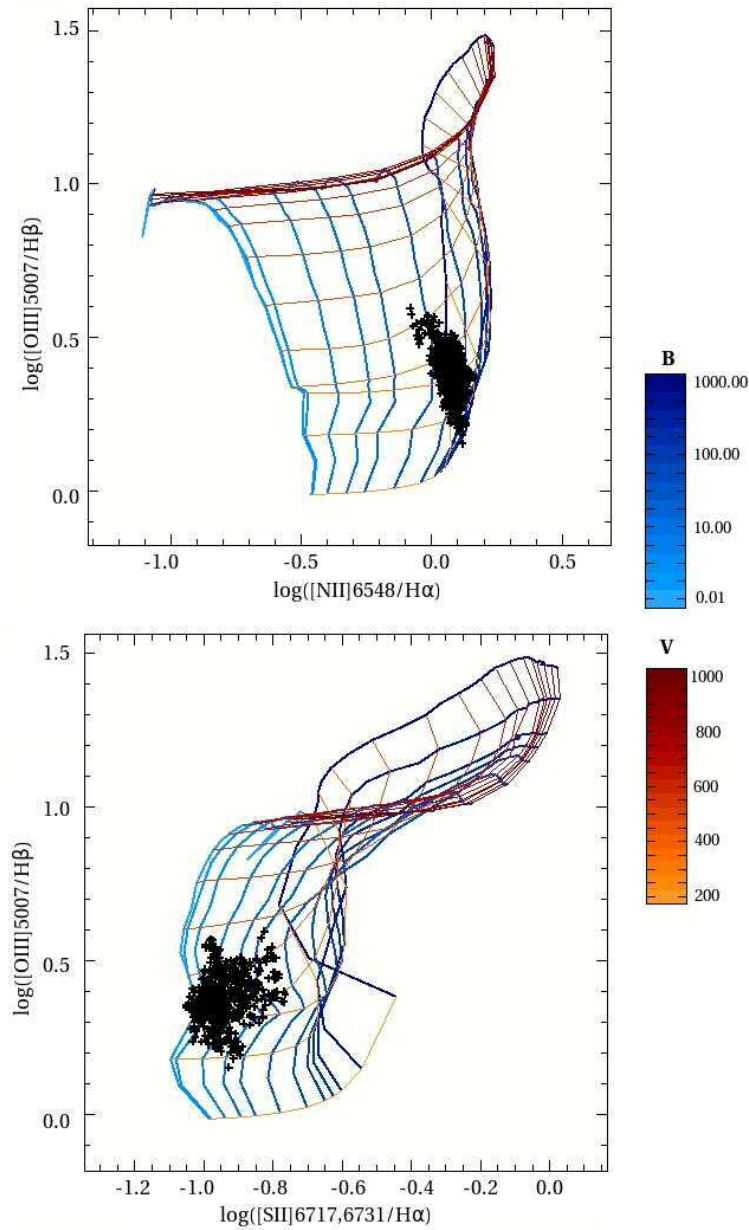


Figura 4.19: Diagramas de diagnóstico:  $[\text{O III}]5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{N II}]6548,6584/\text{H}\alpha$  en el panel superior y  $[\text{O III}]5007/\text{H}\beta$  vs  $[\text{S II}]6717,6731/\text{H}\alpha$  en el inferior. Las líneas de colores representan la malla de modelos de choques utilizando las librerías de Allen et al. (2008): en color azul modelos con igual campo magnético y en color rojo modelos con igual velocidad de choque. Las cruces negras indican los píxeles de los mapas de los cocientes de líneas de la *Zona B* del apuntado de rayos X de NGC 6888. Únicamente los datos de esta zona están bien representados por algún modelo, en particular ajustan a modelos de choque con precursor con velocidad entre 250 y 400  $\text{km s}^{-1}$ , densidad  $n=1000 \text{ cm}^{-3}$  y metalicidad dos veces solar.

modelos de fotoionización presentados en la sección 4.4.4. Un escenario alternativo que explica este comportamiento es el presentado para la ionización de las estructuras observadas en “los pilares de la creación” (Ercolano et al., 2011), en donde cocientes de líneas modificados en los diagramas de diagnóstico pueden ser el resultado de la observación parcial de superficies de gas con transiciones de ionizado a neutro de la nebulosa en nuestra línea de visión.

Como conclusión, teniendo en cuenta los modelos de choques, la emisión de rayos X y las simulaciones de evolución estelar, no podemos descartar la presencia de choques en NGC 6888, pero puntualizando que el análisis de nuestros datos observacionales indica que el lugar más probable para que ocurriera este evento (si ocurrió) es la *Zona B* del apuntado de rayos X. Un trabajo futuro muy interesante sería comprobar este efecto con nuevas observaciones realizadas en el extremo opuesto del eje mayor (en el extremo suroeste de NGC 6888).

#### 4.5.2. Descripción de la capa externa (CE)

La segunda capa del esquema propuesto para NGC 6888 es una región intermedia, situada entre la CC y la CI, a la que hemos denominado capa externa (CE). Para identificar esta zona nos basamos inicialmente en los resultados del estudio de los espectros integrados E1 y MB2, que poseen propiedades físicas diferentes a las otras regiones, indicando que probablemente pertenecen a una región de la nebulosa formada en otro estado evolutivo. El estudio morfológico presentado en la sección 4.3.1 revela la presencia de una estructura con diferentes capas o al menos heterogeneidades; en particular hay dos hechos observacionales destacables:

- Las imágenes de la segunda fila mostradas en la figura 4.3, que corresponden al apuntado Lateral, muestran una clara discontinuidad en la distribución espacial de la emisión de  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$  que no es visible en otras líneas como  $\text{H}\alpha$  o  $[\text{O II}]\lambda 3727\text{\AA}$ . El espectro integrado E1, se generó integrando la emisión situada al este de esta discontinuidad (la parte más brillante en  $[\text{O III}]$ ).
- Para las observaciones de la Mini-burbuja (tercera fila de la figura 4.3) ocurre algo similar, ya que detectamos una estructura semi-circular solo visible en las imágenes de  $[\text{O III}]$ . Es en este arco donde extrajimos el espectro integrado MB2.

Por tanto, para determinar las propiedades de la CE, recurrimos a los resultados obtenidos en el estudio de los espectros integrados E1 y MB2. Las intensidades medias de las líneas de emisión en E1 y MB2 son mucho más débiles que en la CI, salvo para el caso de la línea de  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$  que presenta el flujo máximo en comparación con los demás espectros integrados. Es en esta zona en donde hemos estimado las temperaturas electrónicas más altas de toda la nebulosa, con valores de  $T_e > 10000$  K. El análisis de la composición química indica que la CE está enriquecida con He/H respecto al Sol, pero presenta valores solares para el caso del nitrógeno y del oxígeno, mostrando incluso algo de deficiencia. Es muy interesante el hecho de que la abundancia de O/H de esta capa sea similar a la encontrada en la CI, mientras que la de N/H es aproximadamente un factor 8 más baja. Por último,

los parámetros de ionización,  $U$ , obtenidos de los modelos para los espectros integrados E1 y MB2 son más altos que los estimados para el resto de las regiones estudiadas, apuntando a diferencias en las condiciones de ionización entre la CE y las demás capas definidas.

Teniendo en cuenta los resultados de estudios morfológicos previos realizados sobre NGC 6888 con alta resolución espacial (Moore et al., 2000; Gruendl et al., 2000), es bastante probable que esta capa externa tenga una apariencia esférica, al menos en la línea de emisión de  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$ . En nuestras imágenes del INT-WFC (figura 4.2) también encontramos indicios que apuntan a esta morfología, ya que se observa cómo la distribución de la emisión de oxígeno (en verde) no tiene la misma forma elíptica que los otros elementos, sino que muestra emisión extendida más allá del eje menor de la CI. Por lo tanto, interpretamos la CE como una burbuja esférica que rodea la CI y que es dominante en oxígeno doblemente ionizado.

La distribución de gas de esta capa, se dedujo a partir del estudio de los mapas de la zona de rayos X ya que, aunque en nuestro esquema el apuntado de rayos X no está situado en la CE, podemos obtener información útil para nuestro propósito. Recurrimos, por tanto, a la distribución estadística de las velocidades radiales presentadas en la figura 4.11, donde podemos ver que el rango en velocidad radial que cubre el histograma de  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$  es similar al de  $[\text{N II}]\lambda 6584\text{\AA}$  ( $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$ ), sin embargo la distribución de  $[\text{O III}]$  muestra un único pico para las *Zonas A* y *B*, mientras que la emisión de  $[\text{N II}]$  presenta una distribución bimodal para la *Zona B* y un único pico desplazado al rojo para la *Zona A*. Este comportamiento indica que el  $\text{O}^{2+}$  parece estar distribuido en una burbuja llena de gas expandiéndose, que corresponde a nuestra capa externa.

Analizando la cinemática, abundancias químicas y propiedades físicas presentadas, buscamos un origen para la formación de esta capa que explique porqué solamente es observada en la dirección del eje menor de la elipse definida anteriormente y que esté en concordancia con modelos de evolución estelar. Nuestro argumento se basa en suponer una eyección asimétrica durante la fase RSG (Humphreys, 2010) que provoca que el cascarón-RSG sea más denso en la dirección del eje mayor. De este modo, cuando los vientos expulsados en la fase WR colisionan con esta capa, no encuentran resistencia fuerte en el eje menor, fragmentando la burbuja circundante formada en la MS (tal y como predicen los modelos de GS96b). Posteriormente, el choque se propaga en la dirección del eje menor en un medio tenue y caliente que favorece la emisión de  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$  detectada y con un ritmo de enfriamiento lento que evita que el material eyectado en la fase WR sea observado en el rango óptico, mientras que en el eje mayor, al ser más denso termaliza antes y podemos detectar los signos de la colisión entre los vientos WR y el material RSG. Esta idea es consistente con los estudios previos de Gruendl et al. (2000) y además explica la morfología elíptica de la CI.

### 4.5.3. Descripción de la capa circundante (CC)

Finalmente, en el esquema de múltiples capas propuesto, hay una región aún más externa y muy débil que rodea la estructura como si fuera una “piel” a la que hemos denominado capa circundante (CC). Esta región no se detecta en las imágenes del INT-WFC, pero los

análisis realizados sobre los espectros integrados E2 y MB3 muestran que existe una emisión muy débil rodeando la CE. Estos espectros están tomados en regiones con muy bajo brillo superficial (figura 4.12), sin embargo, el flujo medido en los espectros integrados muestra que las líneas tienen una emisión que en absoluto es despreciable.

Las propiedades obtenidas del estudio 1D de las regiones E2 y MB3 revelan que pertenecen a zonas diferentes que el resto de las capas descritas. Ambas tienen temperaturas y densidades electrónicas similares y presentan los valores más bajos de nitrógeno (con abundancias subsolares). Además no se detectan líneas de neón ni de helio. Las abundancias derivadas de N/O y O/H en ambas regiones están, dentro de los errores, dentro de los valores estimados para el ISM circundante (calculado considerando un radio Galactocéntrico para NGC 6888  $R_G=10$  kp y teniendo en cuenta los gradientes de abundancia de la Galaxia, ver figura 4.15). La intensidad de  $H\beta$  más baja medida de todos los espectros es la encontrada en E2 (a excepción de B1, estudiada en la siguiente sección) y además comprobamos que esta emisión es suficientemente intensa como para no ser confundida con ISM difuso pero sin ser tan intensa como para pertenecer a la CE. Probablemente, la capa contigua (CE) esté expandiéndose en el ISM, empujándolo ligeramente y creando esta CC.

Recurriendo de nuevo a las simulaciones de GS96b, proponemos que esta “piel” representa la interacción entre la burbuja creada por los vientos de la MS con el ISM en una etapa muy temprana de la evolución de la estrella central.

#### 4.5.4. Interpretación de la región oscurecida

Una vez descrita la estructura de capas que justifica bastante bien las características observadas en concordancia con modelos de evolución estelar, nos centramos en intentar entender qué es la región oscurecida situada cerca del centro de NGC 6888 que se observa tanto en las imágenes del INT como en las de PPaK (apuntado “Bala”) y sobre la que creamos el espectro integrado B1.

El estudio unidimensional de B1 muestra que es en esta región donde medimos los flujos más bajos de  $H\beta$  (y de todas las líneas de emisión), pero con valores que no son despreciables. Las abundancias de N y O estimadas son ligeramente inferiores a las solares de Asplund et al. (2009), pero del mismo orden que las de la CC. En base a las intensidades medidas proponemos que este *objeto* no está situado detrás de NGC 6888, pues en ese caso mediríamos toda la emisión de la nebulosa y no aparecería una mancha oscura en las observaciones; tampoco creemos que esté situado en la línea de visión entre NGC 6888 y el observador porque entonces bloquearía toda luz emitida por la nebulosa y no detectaríamos líneas de emisión nebulosa; por tanto, esta “bala” debería estar situada dentro de la nebulosa pero en una capa externa, en particular teniendo en cuenta las intensidades y las propiedades físicas y químicas obtenidas en B1, sugerimos que se encuentra en la capa circundante (CC) definida antes, bloqueando únicamente la luz proveniente de las otras dos capas más internas. En la figura 4.20 mostramos un esquema de cómo afecta la “bala” a la emisión de la nebulosa.



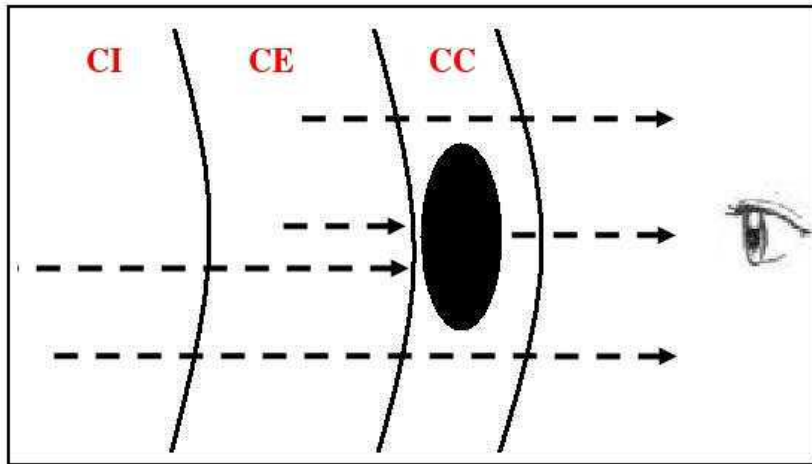


Figura 4.20: Boceto mostrando el efecto de la “Bala” en la luz emitida por la nebulosa en nuestra línea de visión. Si la bala está situada en la capa circundante, como proponemos, bloquearía toda la emisión proveniente de las capas CI y CE, pero no la emitida en la zona externa de la CC.

La interpretación sugerida para este objeto también está en buena concordancia con las simulaciones de GS96b, entendiéndolo bien como una condensación de material formada por la colisión de los vientos de la MS con el ISM, o bien como una acumulación de moléculas y polvo formada en los vientos fríos de la RSG que es expulsada hacia fuera debido al choque con los vientos WR. La idea de que puedan existir condensaciones de material propulsadas al exterior de la nebulosa está también fundamentada con el estudio presentado por Bychkov & Sitnik (2004) que muestran que NGC 6888 presenta propiedades cinemáticas que pueden ser interpretadas por un modelo de viento que incluye gas enrarecido y condensaciones de material que cruzan la nebulosa y penetran en el ISM mucho más rápido que el viento, como si fueran balas, formando las estructuras observadas. En cualquier caso, son necesarias más observaciones en otros rangos de longitud de onda, como IR, para justificar mejor la naturaleza y composición de este objeto.

# Estudio de la nebulosa M 1-67 con espectroscopía de campo integral

A lo largo de este capítulo se describe el estudio realizado sobre la nebulosa M 1-67 situada alrededor de la estrella WR 124 basándonos en las observaciones de espectroscopía de campo integral realizadas con el instrumento PMAS en el modo PPaK. Parte de este trabajo ha sido publicado con el título “**Integral field spectroscopy of M1–67. A Wolf–Rayet nebula with LBN appearance**” en la revista *Astronomy & Astrophysics* volumen 554, id. A104, año 2013 (Fernández-Martín et al., 2013).

## 5.1. Descripción de la nebulosa

M 1-67 (también identificada como PK 50+3<sup>o</sup>, VV 481 y Sh2-80) es una nebulosa de la Vía Láctea caracterizada por presentar una distribución muy irregular de gas con múltiples grumos y filamentos de alto brillo superficial. Fue descubierta por Minkowski (1946) alrededor de la estrella WR 124 en un estudio en H $\alpha$  de la Galaxia. En la tabla 5.1 presentamos un resumen de las propiedades de M 1-67 y WR 124.

La estrella central WR 124 (van der Hucht, 2001) es una estrella Galáctica masiva localizada en la constelación de Sagitario clasificada por Merrill (1938) como estrella WR en la secuencia del nitrógeno (WN) y, posteriormente, como estrella WN8 de población I (Bertola, 1964; Smith & Aller, 1969). WR 124 es considerada una de las estrellas masivas más rápidas de nuestra Galaxia (Moffat et al., 1982), con una velocidad heliocéntrica de recesión de  $\sim 175 \text{ km s}^{-1}$  (Solf & Carsenty, 1982). Esta alta velocidad afecta fuertemente al ISM que la rodea, pudiendo tener un impacto directo en los entornos de estallidos de rayos gamma (GRB) y/o colapso de estrellas masivas previo a las SNs (Marchenko et al., 2010).

Durante muchos años la clasificación de M 1-67 y la estimación de su distancia fueron objeto de debate: aunque inicialmente fuera catalogada como una región H II (Sh2-80, Sharpless 1959), su clasificación ha ido alternando entre PN con un núcleo de baja masa

Tabla 5.1: Principales parámetros físicos de WR 124 y M1-67.

Objeto		Referencia	
WR 124	$(\alpha, \delta)$ (J2000)	(19:11:30.88, +16:51:38.16)	Perryman & ESA (1997)
	Tipo espectral	WN 8	Smith & Aller (1969)
	$v_\infty$ (km s <sup>-1</sup> )	710	van der Hucht (2001)
	$T_{\text{eff}}$ (kK)	44.7	Hamann et al. (2006)
	Distancia al Sol (kpc)	4–5	Crawford & Barlow (1991)
	$R_G$ (kpc)	8–10	Esteban et al. (1992)
	$v_{\text{hel}}$ (km s <sup>-1</sup> )	175	Solf & Carsenty (1982)
	$M_V$ (mag)	-7.22	Hamann et al. (2006)
	$E_{b-v}$ (mag)	1.08	Hamann et al. (2006)
M1-67	Diámetro en H $\alpha$ (arcsec)	110–120	Grosdidier et al. (1998)
	$v_{\text{hel}}$ (km s <sup>-1</sup> )	150–185	Chu & Treffers (1981)
	$v_{\text{exp}}$ (km s <sup>-1</sup> )	46	Sirianni et al. (1998)
	$M_{\text{ionized}}$ ( $M_\odot$ )	1.73	Grosdidier et al. (1998)

y nebulosa anular<sup>1</sup> alrededor de una estrella masiva. Mediante un estudio espectroscópico óptico Bertola (1964) estimó una distancia a la estrella central de tan solo 0.9 kpc y clasificó M1-67 como PN debido a que la estrella y la nebulosa tenían una velocidad heliocéntrica similar. Posteriormente, Cohen & Barlow (1975) descartaron que M1-67 fuera PN en base a las líneas de emisión detectadas y a la distancia que estimaron ( $d=4.33$  kpc). La discusión continuó varios años con unos autores apoyando la naturaleza de PN (Felli & Perinotto, 1979; van der Hucht et al., 1985) y otros defendiendo la de RN (Pismis & Recillas-Cruz, 1979; Chu, 1981), hasta que finalmente la naturaleza y distancia de M1-67 fueron establecidas gracias a los resultados de los trabajos, casi simultáneos, de Esteban et al. (1991) y Crawford & Barlow (1991):

- El estudio de las abundancias de la nebulosa presentado por Esteban et al. (1991) reveló que el gas de M1-67 tiene una composición química típica de material eyectado en una fase evolutiva previa a la WR, apuntando un progenitor más masivo que los asociados a las estrellas en PN.
- A partir de la absorción interestelar de línea de NaID<sub>2</sub> del espectro de la estrella central, Crawford & Barlow (1991) establecieron una distancia para WR 124 entre 4 y 5 kpc, descartando así la naturaleza de PN.

Actualmente no existe controversia sobre la naturaleza de M1-67 que se clasifica como nebulosa anular alrededor de una estrella WR masiva con tipo espectral WN8 de población I.

<sup>1</sup>Se denomina nebulosa anular (o RN del inglés *ring nebula*) a aquella formada por un proceso continuo de pérdida de masa por parte de su estrella central WR cuyos vientos empujan el gas del ISM en un cascarón esférico (Johnson & Hogg, 1965).

Debido a la compleja morfología de M 1-67 se han realizado diversos estudios ópticos que revelan una estructura fragmentada con filamentos y grumos. Solf & Carsenty (1982) encuentran que la emisión proviene de pequeñas condensaciones (de unos 5 arcsec) situadas en la superficie de un cascarón externo; además son los primeros en sugerir una morfología no esférica, elongada en un eje preferente. Esta asimetría fue confirmada posteriormente en observaciones coronográficas de alto contraste en  $H\alpha + [N II]$  (Nota et al., 1995a; Sirianni et al., 1998), revelando que la emisión proviene de grumos situados en dos conos simétricos a la estrella a lo largo de la dirección noreste-suroeste indicando una clara estructura bipolar. La calidad de las imágenes profundas en  $H\alpha$  tomadas con la cámara WFPC2 del HST presentadas por Grosdidier et al. (1998, 2001) permitieron detectar la emisión más débil de las regiones externas y resolver arcos y filamentos de tamaño entre 5-10 arcsec localizados radialmente, cuyo estudio de la turbulencia sugiere que son debidos a eyecciones antiguas de la estrella o a inestabilidades hidrodinámicas. Aunque no detectan la estructura bipolar, si encuentran condensaciones de material muy densas (entre 4800 y 12000  $\text{cm}^{-3}$ ) a lo largo de la dirección preferente establecida por Sirianni et al. (1998). Una de las características más curiosas de M 1-67 es la ausencia total de emisión de  $[O III]$  (Bertola, 1964; Barker, 1978; Esteban et al., 1991). No obstante, Chu & Treffers (1981) detectan una pequeña región situada  $\sim 15$  arcsec al noreste de la estrella central, muy brillante en  $[O III]\lambda 5007\text{\AA}$ , que no atribuyen a un artefacto sino a una región excitada por diferentes mecanismos.

En otros rangos de longitud de onda los estudios morfológicos son bastante escasos, detectando únicamente que la emisión en infrarrojo (Cohen & Barlow, 1975; van der Hucht et al., 1985; Gvaramadze et al., 2010) y en radio (Israel & Felli, 1976; Felli & Perinotto, 1979; Cichowolski et al., 2008) siguen a la distribución de  $H\alpha$ , mostrando una estructura elongada con filamentos y grumos.

De todos los estudios realizados sobre M 1-67, los más abundantes son los relacionados con la cinemática del gas nebuloso que establecen una velocidad heliocéntrica de la estrella muy alta (entre  $\sim 150$  y  $\sim 200$   $\text{km s}^{-1}$ , Pismis & Recillas-Cruz 1979; Solf & Carsenty 1982; Sirianni et al. 1998) comparable a la de la estrella central. Destaca el trabajo presentado por Solf & Carsenty (1982) que encuentran desdoblamiento de las líneas de  $[N II]$  interpretándolo como un cascarón de 90 arcsec expandiéndose a 42  $\text{km s}^{-1}$  y que, debido a la alta velocidad de la nebulosa, es más brillante en la zona hacia la que se dirige el movimiento debido a la acumulación de material barrido.

Posteriormente, Sirianni et al. (1998), en base a las propiedades cinemáticas que encuentran, describen la dinámica de M 1-67 con un modelo de dos componentes: una capa de 92 arcsec de diámetro que se expande a 46  $\text{km s}^{-1}$  y con velocidad heliocéntrica de 137  $\text{km s}^{-1}$  y una eyección bipolar con semi-dimensiones de 48 arcsec que se mueve a 88  $\text{km s}^{-1}$  respecto al centro de la nebulosa. Siguiendo la idea propuesta por Chu (1981), sugieren que ambas componentes sean el resultado de dos eyecciones diferentes ocurridas en etapas evolutivas previas de la estrella central.

Desde el punto de vista teórico, los complejos modelos dinámicos realizados por van der Sluys & Lamers (2003) establecen que la estrella central, con su alta velocidad de recesión, crea un paraboloide debido al choque de la estrella con el ISM (denominado arco de colisión o *bow-shock* en inglés) y que posteriormente una o varias eyecciones estelares colisionan con este paraboloide formando la estructura observada.

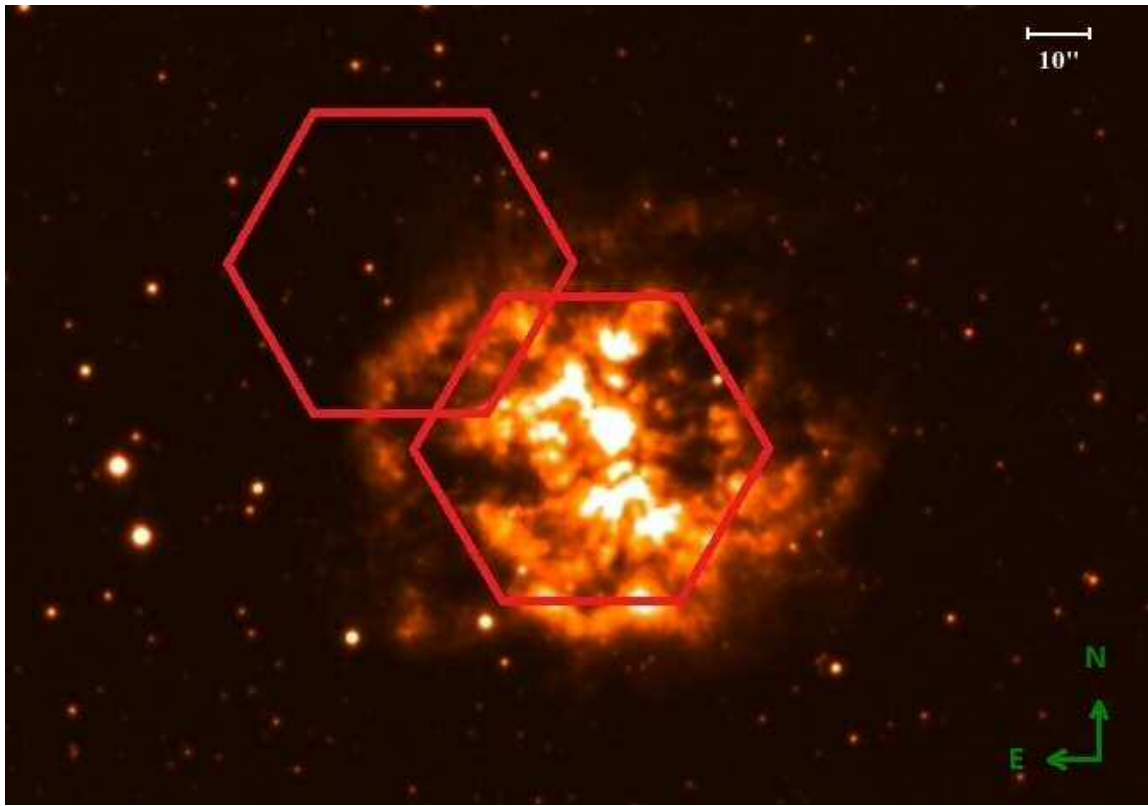


Figura 5.1: Imágen de banda estrecha de M 1-67 en  $H\alpha+[N II]$  (incluye continuo) tomada con la WFC en el INT. El norte está hacia arriba y el este a la izquierda. Los hexágonos rojos muestran las dos regiones observadas con PPaK: *Lateral* en el noreste (a la izquierda) y *Centro* hacia el suroeste (a la derecha).

Se han realizado muy pocas observaciones espectroscópicas para determinar las condiciones físicas y abundancias de M 1-67. Barker (1978) estudió el espectro emitido por el gas ionizado estimando los parámetros físicos y confirmando la ausencia de oxígeno. Pero el único trabajo que describe el contenido químico de M 1-67 es el realizado por Esteban et al. (1991) que, mediante observaciones de rendija larga en diferentes condensaciones de la nebulosa, encuentran que el gas ionizado es rico en nitrógeno y deficiente en oxígeno, sugiriendo que el O se ha procesado en N mediante el ciclo CNO e implicando que M 1-67 está prácticamente compuesta por material estelar que no se ha mezclado con el ISM. Esto confirma la idea original de Chu (1981) que ya había clasificado M 1-67 como nebulosa tipo E (formada por material estelar eyectado, ver sección 1.4.4) en base a la morfología observada.

## 5.2. Regiones de M1-67 observadas con PPaK

Las observaciones de la nebulosa M1-67 con PPaK se realizaron durante una única noche con la red V300 cubriendo el rango espectral desde 3660Å hasta 7040Å. Para seleccionar qué regiones observar recurrimos, como hicimos en NGC6888, a las imágenes de banda estrecha tomadas con la WFC en el INT. Debido a la extensión de M1-67 dos apuntados fueron suficientes para muestrear casi por completo la nebulosa. En la figura 5.1 mostramos la imagen del INT-WFC en  $H\alpha+[NII]$  con las dos regiones observadas con PPaK identificables por hexágonos rojos. Las dos zonas observadas son::

- (1) **Zona Central:** apuntado centrado en la estrella WR124 cubriendo toda la región interna de la nebulosa.
- (2) **Zona Lateral:** región situada en el extremo noreste de la nebulosa, elegida para muestrear tanto la emisión en el borde del objeto como el ISM circundante.

Tras la reducción (que detallamos en la sección 3.4) procedimos al análisis de los datos mediante dos metodologías. En el cubo de *spaxels*, ya ordenado en su posición original en el cielo, combinamos fibras para estudiar las propiedades físicas y químicas de espectros integrados 1D (sección 5.4). Aunque no se había adoptado un esquema de *dithering* en ninguno de los apuntados, decidimos crear cubos interpolados para un mayor aprovechamiento de las imágenes y poder realizar un estudio 2D detallado (sección 5.3). El estudio de los datos de PPaK se ha complementado con observaciones en el infrarrojo medio que describimos en la sección 5.5. La interpretación conjunta de todos los resultados obtenidos es discutida en la sección 5.6.

## 5.3. Estudio bidimensional

### 5.3.1. Análisis morfológico

El estudio más básico que podemos realizar sobre los cubos de datos consiste en analizar la morfología aparente de las dos regiones observadas. Para ello extraemos imágenes bidimensionales (como si fueran láminas del cubo) en diferentes rangos de longitud de onda incluyendo líneas de emisión interesantes junto con el continuo. En la figura 5.2 presentamos los cortes realizados en los rangos 5006Å- 5014Å, 6562Å-6590Å y 6729Å-6737Å.

En el panel superior de la figura 5.2, se muestra la distribución de emisión en el rango de longitud de onda 5006Å y 5014Å incluyendo línea  $[OIII]\lambda 5007\text{Å}$ . Puede observarse una ausencia total de emisión extendida en los dos apuntados, confirmando los estudios previos que ya habían afirmado que en M1-67 no hay emisión de oxígeno. Aunque se detectan varios puntos en el campo de visión (incluyendo la estrella central), con flujo inferior a  $\sim 10^{-17}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> por píxel, comprobamos que sus espectros no presentan características nebulares y que, muy probablemente, son estrellas de campo en nuestra línea de visión. Una de esas regiones está localizada justo en la zona en que Chu (1981) había encontrado emisión de  $[OIII]$  ( $\sim 15$  arcsec al noreste de la estrella central); en este estudio 2D no podemos confirmar que la emisión que detectamos provenga de la nebulosa, por ello creamos

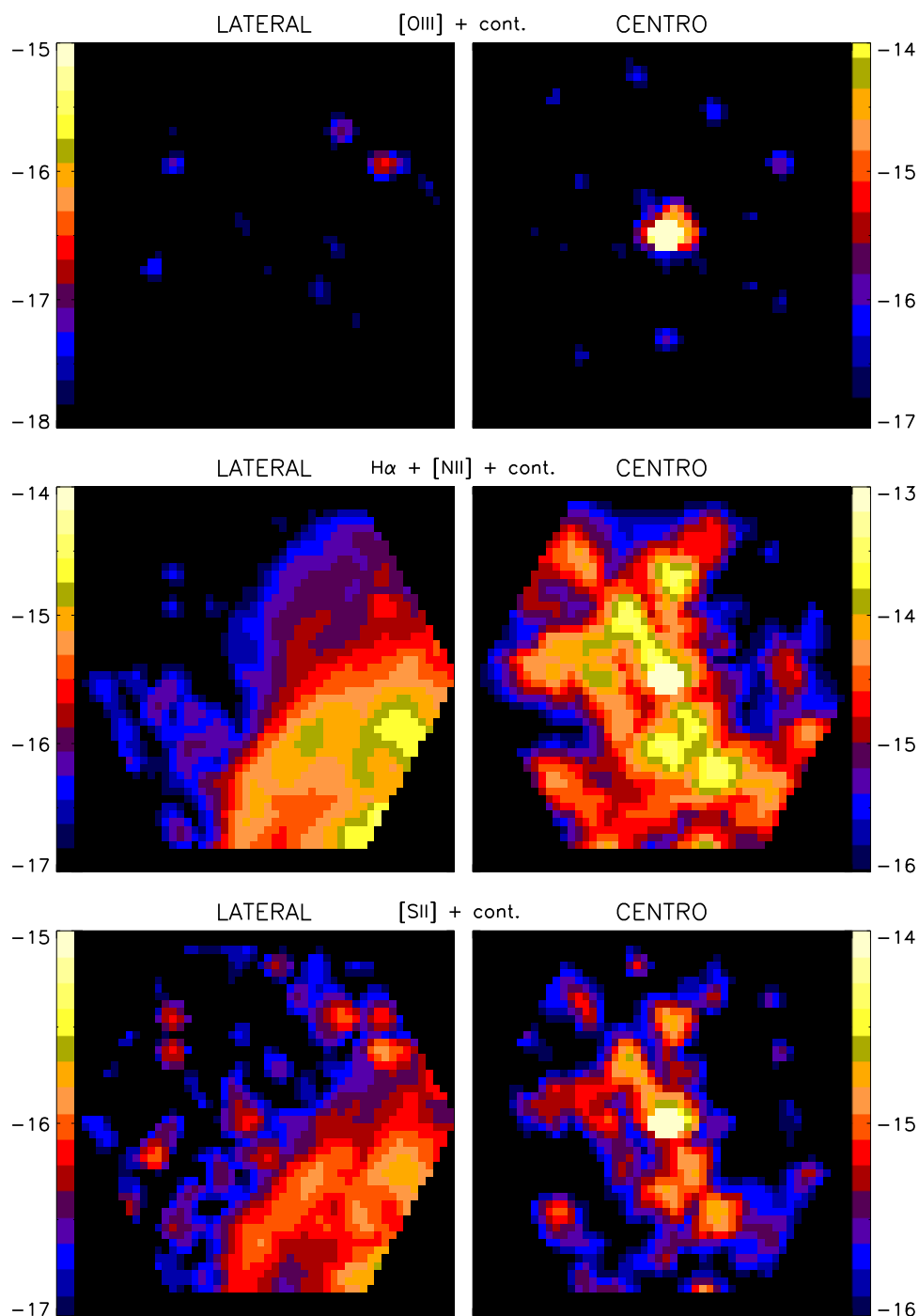


Figura 5.2: Imágenes interpoladas extraídas de los cubos de datos de M1-67 para las dos regiones observadas. La columna de la izquierda representa el apuntado lateral y la de la derecha el central. En cada fila mostramos el flujo integrado (incluyendo el continuo) en diferentes rangos de longitud de onda. Paneles superiores: 5006Å-5014Å, incluyendo la emisión de la línea  $[OIII]\lambda 5007\text{Å}$ . Paneles centrales: 6562Å-6590Å incluyendo las líneas  $H\alpha + [NII]\lambda 6584\text{Å}$ . Y paneles inferiores 6729Å-6737Å incluyendo las líneas  $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731\text{Å}$ . Todas las imágenes están en escala logarítmica y tienen unidades de  $\log(\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ . La longitud de los lados de los hexágonos es 38 arcsec. En todas las figuras el norte está hacia arriba y el este a la izquierda (ver figura 5.1 para identificar los apuntados en M1-67).

un espectro integrado unidimensional cuyo análisis detallado se presenta en la sección 5.4.

Los mapas de  $H\alpha$  y  $[S II]$  mostrados en los paneles medio e inferior de la figura 5.2 presentan una morfología similar en ambos rangos. En el apuntado central, la distribución de la emisión parece concentrarse en al menos cinco condensaciones distribuidas a lo largo de la dirección noreste-suroeste, mientras que en la dirección perpendicular (noroeste-sureste) la emisión es muy débil o incluso no se detecta. Ninguna de estas características son observables en el mapa de  $[O III]$ . La dirección en que se orientan las condensaciones, coincide con la estructura bipolar mostrada por Nota et al. (1995b) y Sirianni et al. (1998) en sus observaciones coronográficas.

La distribución en  $H\alpha$  y  $[S II]$  del apuntado lateral muestra un degradado de la emisión, siendo el área suroeste la que presenta mayor brillo superficial, disminuyendo según nos desplazamos hacia el noreste hasta desaparecer y mostrando una clara discontinuidad que parece indicar dónde acaba la nebulosa y comienza el ISM local. Hay que tener en cuenta que las regiones de color púrpura de la figura tienen un flujo integrado no despreciable en  $H\alpha$  de aproximadamente  $10^{-16}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  por píxel.

### 5.3.2. Creación de mapas y estudio de la extinción

A partir de los cubos de datos creamos mapas para estudiar en detalle la estructura 2D de las dos regiones de M 1-67 observadas. Para ello seguimos la metodología descrita en la sección 3.5 y ajustamos para cada píxel todas las líneas de emisión detectadas a una función Gaussiana obteniendo mapas del flujo, centro de la línea, FWHM y sus correspondientes errores.

En ambos apuntados obtuvimos mapas de los parámetros del ajuste Gaussiano para siete líneas de emisión:  $H\gamma$ ,  $H\beta$ ,  $H\alpha$ ,  $[N II]\lambda\lambda 6548,6584\text{\AA}$  y  $[S II]\lambda\lambda 6717,6731\text{\AA}$ . Aunque nuestro rango espectral incluye las líneas  $[O II]\lambda\lambda 3726,3728\text{\AA}$  decidimos no incluirlas en nuestro estudio ya que, al estar situadas en un extremo de la CCD, las correcciones de distorsión en la calibración en longitud de onda deformaron los perfiles de las líneas obteniendo parámetros falsos en la rutina de ajuste. Todos los píxeles fueron inspeccionados individualmente descartando aquellos que mostraban contaminación de las estrellas de campo o de la estrella central. También decidimos no utilizar aquellos píxeles cuyas líneas de emisión mostraban  $S/N < 5$ . Teniendo en cuenta ambas consideraciones, creamos máscaras para los mapas asociados a cada línea de emisión ajustada.

Todos los mapas de flujo de las líneas de emisión fueron corregidos de enrojecimiento utilizando el coeficiente de enrojecimiento  $c(H\beta)$ , cada apuntado con su propio mapa. Para estimar este coeficiente recurrimos al cociente  $H\alpha/H\beta$  considerando un valor intrínseco  $H\alpha/H\beta = 3.03$  obtenido de las tabulaciones de Storey & Hummer (1995) para recombinación Caso B, considerando una densidad electrónica  $n_e = 1000$  cm $^{-3}$  (Esteban et al., 1991) y una temperatura electrónica  $T_e = 7000$  K (el valor medio entre las estimaciones previas de Barker 1978 y Esteban et al. 1991). Aunque en nuestros datos también detectamos la línea de  $H\gamma$ , decidimos no utilizarla para la estimación del coeficiente de enrojecimiento debido a que las máscaras de  $S/N$  cubren más de un 20% de los píxeles y provocaría que perdiéramos información espacial en el resto de las líneas al corregir de enrojecimiento. No obstante, se



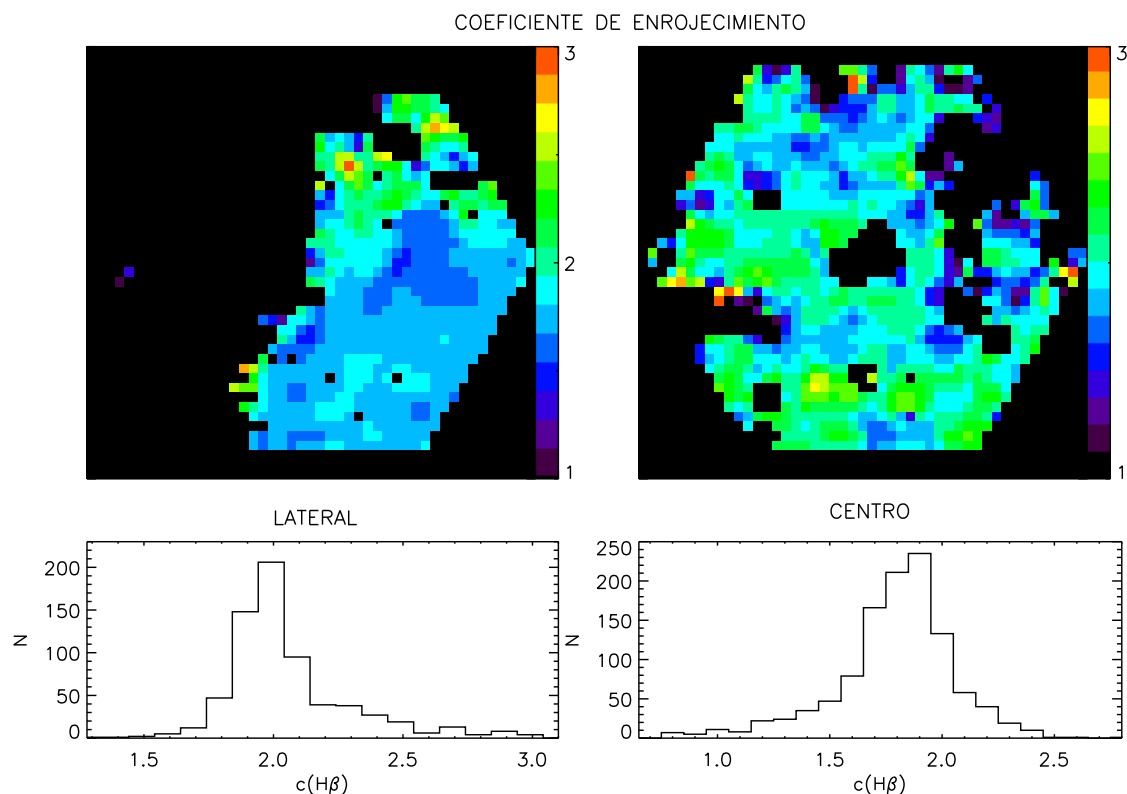


Figura 5.3: Mapas del coeficiente de enrojecimiento derivados y sus correspondientes distribuciones estadísticas considerando intervalos de 0.1 (error medio de los mapas). En el panel izquierdo el apuntado lateral y en el derecho el central. Misma orientación que en la figura 5.2.

comprobó que en aquellos píxeles con  $S/N > 5$  las estimaciones con y sin  $H\gamma$  son consistentes.

Para completar el análisis de la extinción en las dos regiones observadas realizamos histogramas de los mapas de  $c(H\beta)$  para analizar su distribución estadística. En la figura 5.3 mostramos los dos mapas obtenidos y sus correspondientes histogramas.

El mapa de  $c(H\beta)$  obtenido en el apuntado central presenta una estructura bastante uniforme con valores que oscilan entre  $\sim 1.3$  y  $\sim 2.5$ , siendo  $1.85 \pm 0.10$  el valor medio de la distribución. Las grandes regiones en color negro representan las zonas ocultas debido a las máscaras. El histograma muestra un pico central que indica que el valor más probable de  $c(H\beta)$  en esta zona es 1.9. Los extremos de la distribución, con valores muy altos o muy bajos, y correspondientes a los píxeles rojos y morados del mapa, tienen asociados errores muy altos, de modo que si no los consideráramos el histograma podría ajustarse a una función Gaussiana.

El mapa de  $c(H\beta)$  derivado para el apuntado lateral presenta una estructura menos homogénea que el central, con un valor medio de  $2.11 \pm 0.08$  sobre el rango total entre  $\sim 1.7$  y  $\sim 2.8$ . Un hecho muy interesante de este mapa es que todos aquellos píxeles con  $c(H\beta) > 2.5$  están situados en la región norte, coincidiendo con la zona de menor intensidad observada en el mapa de  $H\alpha$  (figura 5.2). Para verificar que la estimación de  $c(H\beta)$  en esta

zona es correcta, inspeccionamos individualmente todos los píxeles comprobando que las líneas de Balmer tienen buena S/N y que los errores derivados del coeficiente son aceptables. Por lo tanto, como el coeficiente de enrojecimiento es realmente más alto en esta región que en el resto de la nebulosa, prestaremos especial atención a las demás propiedades físicas derivadas aquí (tanto en 2D como en el estudio de espectros integrados). La distribución estadística de  $c(H\beta)$  para el apuntado lateral muestra que el valor más probable es 2.0, y que si excluimos aquellos píxeles con valor superior a 2.5 se ajusta bastante bien a una función Gaussiana.

Una vez derivados los mapas del coeficiente de enrojecimiento estimamos la extinción y el exceso de color en cada apuntado, obteniendo unos valores medios de  $A_V \sim 3.9$  y  $E(B-V) \sim 1.3$  para el apuntado central y  $A_V \sim 4.5$  y  $E(B-V) \sim 1.5$  para el lateral. Este cálculo nos permite comparar nuestros resultados con la literatura encontrando que son ligeramente superiores a los obtenidos por Esteban et al. (1991) ( $A_V \sim 2.9$ ) pero que coinciden bien con los estudios de Cohen & Barlow (1975), Chu (1981) y Solf & Carsenty (1982) que estimaron  $E(B-V) \sim 1.35$ ,  $A_V \sim 3.8$  y  $A_V \sim 3.47$ , respectivamente.

### 5.3.3. Densidad electrónica

Los mapas de la densidad electrónica,  $n_e$ , se crearon a partir de los cocientes de las líneas de azufre utilizando el parámetro  $R_{S2}$  definido en la ecuación 3.16. También se generaron histogramas para analizar la distribución estadística de la densidad en ambas regiones agrupando píxeles en intervalos de  $100 \text{ cm}^{-3}$ . Tanto los mapas como los histogramas se muestran en la figura 5.4.

La densidad electrónica derivada para el apuntado central abarca un rango muy amplio con valores desde  $\sim 200$  hasta  $\sim 3000 \text{ cm}^{-3}$ , siendo  $1000 \text{ cm}^{-3}$  el valor más probable del histograma y  $1008 \text{ cm}^{-3}$  el valor medio de la distribución. En el mapa se detectan algunos píxeles con densidades que superan los  $3000 \text{ cm}^{-3}$ , pero que no consideramos significativos en la interpretación de  $n_e$  debido a que sus errores asociados son muy grandes.

El histograma del apuntado lateral muestra una distribución más cercana a una función Gaussiana centrada en  $500 \text{ cm}^{-3}$ . El mapa tiene un valor medio de  $507 \text{ cm}^{-3}$  con densidades que oscilan en un rango bastante amplio, con un mínimo de  $100 \text{ cm}^{-3}$  y un máximo de  $1000 \text{ cm}^{-3}$ . Como ocurría en el otro apuntado, se detectan algunos píxeles aislados (en concreto 7) con densidades muy altas que fueron eliminados de nuestros análisis debido a su alto error. La región en la que se había estimado un coeficiente de extinción muy alto ( $c(H\beta) > 2.5$ ) aparece enmascarada en los mapas de densidad debido a la baja S/N de las líneas de azufre, no obstante, aquellos pocos píxeles de esta zona en que se pudo estimar la densidad electrónica presentan un valor medio de  $613 \text{ cm}^{-3}$ , no demasiado diferente del resto del apuntado.

Los resultados obtenidos en este análisis de la densidad electrónica están en buena concordancia con los obtenidos previamente por Cohen & Barlow (1975), Israel & Felli (1976), Solf & Carsenty (1982) y Grosdidier et al. (1998) entre otros, que estiman densidades de  $134 \text{ cm}^{-3}$ ,  $257 \text{ cm}^{-3}$ ,  $1000 \text{ cm}^{-3}$  y  $825 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente.

La distribución de la densidad electrónica parece seguir la emisión de los iones de baja

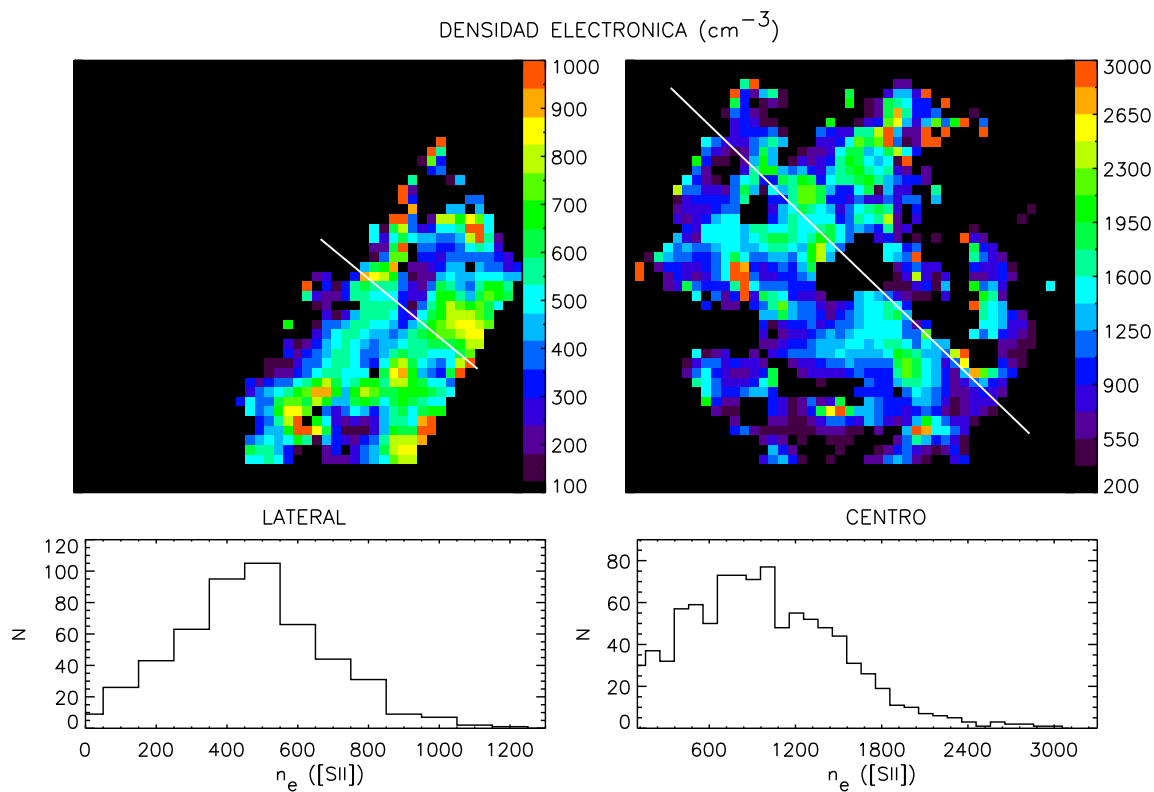


Figura 5.4: Mapas de la densidad electrónica,  $n_e$ , en unidades de  $\text{cm}^{-3}$ , derivada a partir del cociente  $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717/6731$ . La orientación es la misma que en la figura 5.2. En la parte inferior mostramos las distribuciones estadísticas de la densidad en intervalos de  $100 \text{ cm}^{-3}$ . A la izquierda se representa el apuntado lateral y a la derecha el central. Las líneas blancas que cruzan ambos mapas a lo largo de la dirección noreste-suroeste representan los cortes realizados para estudiar la variación radial de la densidad (ver texto para más detalles).

ionización mostrada en la figura 5.2, destacando el hecho de que aquellas condensaciones con alto brillo superficial corresponden a las regiones más densas. En el análisis morfológico encontramos que las condensaciones brillantes estaban alineadas a lo largo de un eje preferente en la dirección noreste-suroeste revelando una estructura cercana a la bipolaridad. La densidad electrónica parece seguir esta misma distribución, pero para analizar con más detalle el comportamiento de  $n_e$  en este eje realizamos dos cortes en los mapas de densidad a lo largo de la dirección noreste-suroeste. En la figura 5.4 mostramos los cortes realizados en los mapas mediante una línea blanca y en la figura 5.5 los perfiles radiales obtenidos de dichos cortes.

Para los perfiles obtenidos, realizamos varios ajustes por mínimos cuadrados: el primero desde la estrella hacia el suroeste (apuntado central), el segundo desde la estrella hacia el noreste incluyendo píxeles de los dos apuntados que tenemos en esa dirección y los otros dos ajuste desde la estrella hacia el noreste pero en este caso diferenciando los píxeles de los apuntados. En la figura 5.5 se aprecia claramente cómo la densidad disminuye según nos alejamos de la estrella a lo largo del eje de bipolaridad en cualquiera de los dos sentidos,

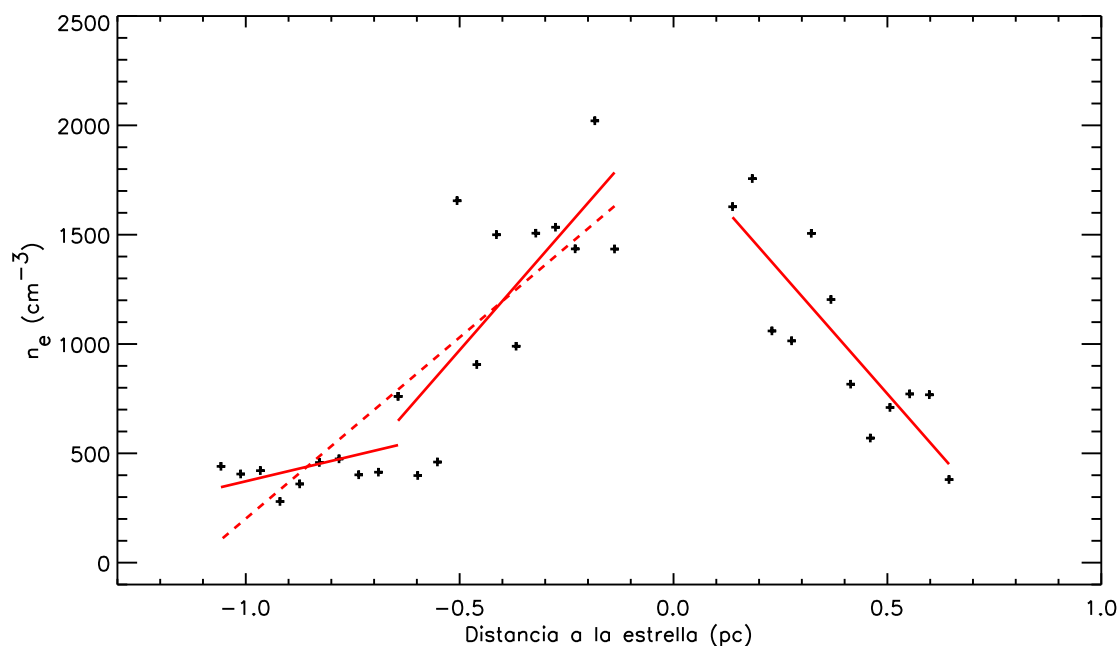


Figura 5.5: Variación radial de la densidad electrónica (en  $\text{cm}^{-3}$ ) con la distancia a la estrella (en pc) a lo largo de la dirección de bipolaridad (noreste-suroeste). Consideramos radio negativo desde la estrella hacia el noreste y positivo desde la estrella hacia el suroeste. Las líneas indican los ajustes por mínimos cuadrados realizados: las líneas continuas representan los ajustes diferenciando los dos apuntados y la línea de trazos considerando ambos apuntados.

encontrando además que estos gradientes presentan una simetría en los puntos cercanos a la estrella con una ligera tendencia a aplanarse hacia los extremos.

Este comportamiento ya se intuía en trabajos anteriores, que mediante observaciones de diferentes zonas de la nebulosa encontraron que las regiones más cercanas a la estrella central presentan mayor densidad que las alejadas. En particular, Esteban et al. (1991) estiman valores de  $n_e$  de  $1000 \text{ cm}^{-3}$  en el interior y  $209 \text{ cm}^{-3}$  en el exterior, mientras que Sirianni et al. (1998) derivan  $2400 \text{ cm}^{-3}$  en las zonas internas y  $150 \text{ cm}^{-3}$  en las externas.

#### 5.3.4. Relaciones entre las líneas de emisión

Para estudiar la estructura de ionización en cada uno de los apuntados se crearon tres mapas de cocientes de líneas:  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731/\text{H}\alpha$ ,  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731$  y  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6584/\text{H}\alpha$ . En la figura 5.6 mostramos los tres mapas y en la tabla 5.2 un resumen de sus valores medios.

En ambas regiones, el mapa de  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731/\text{H}\alpha$  muestra una estructura parcheada no homogénea. En todos los píxeles obtenemos que  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha < 1$ , es decir, la emisión de  $[\text{S II}]$  es siempre menor que la de  $\text{H}\alpha$ , alcanzando su valor máximo ( $[\text{S II}]/\text{H}\alpha \sim 0.41$ ) en la zona sur del apuntado lateral. Algunos píxeles aislados presentan valores mayores, pero son

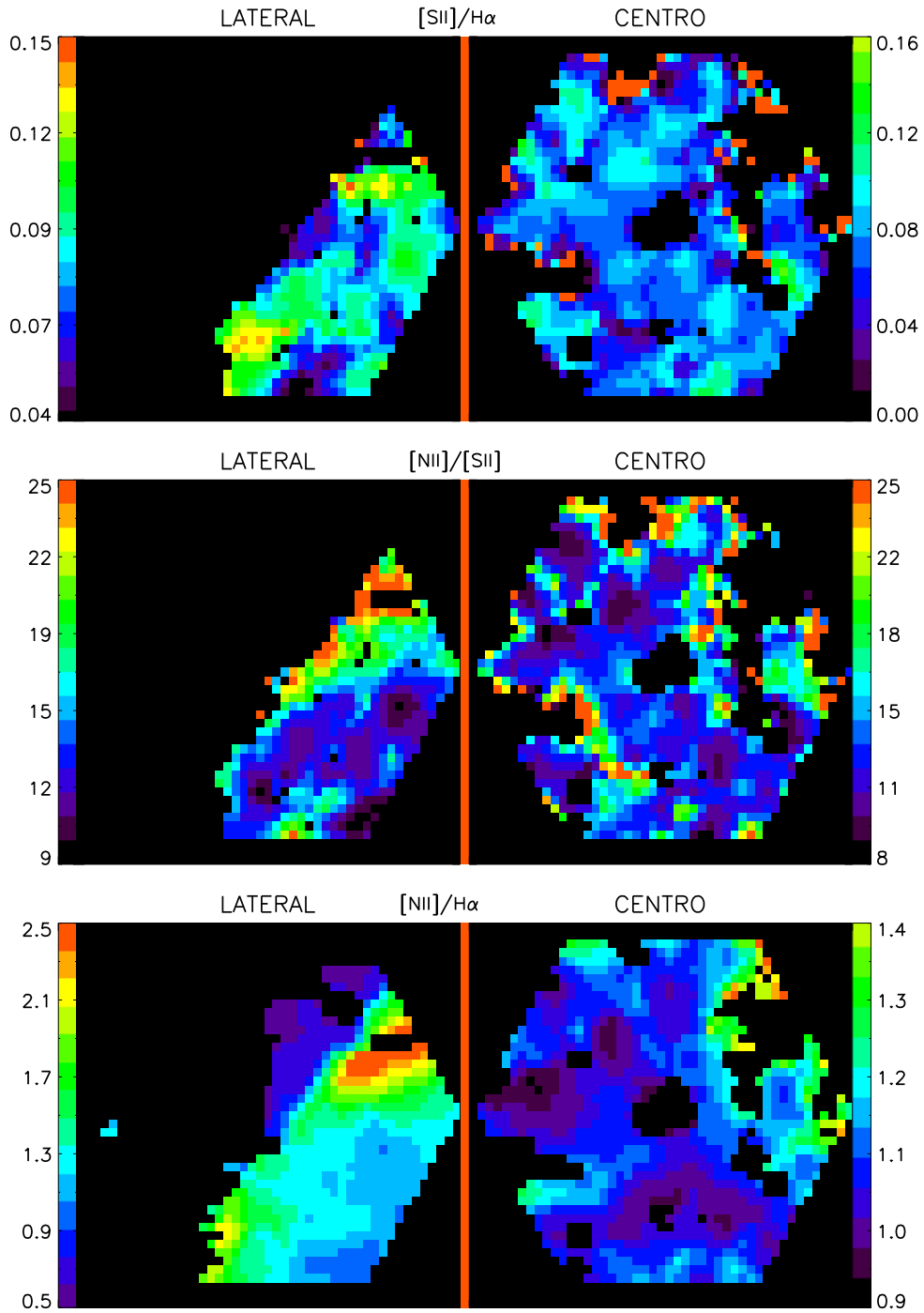


Figura 5.6: Mapas de los cocientes de líneas de emisión derivados para los dos apuntados: lateral a la izquierda y centro a la derecha. Arriba  $[S II]\lambda\lambda 6717,6731/H\alpha$ , en el medio  $[N II]\lambda 6584/[S II]\lambda\lambda 6717,6731$  y abajo  $[N II]\lambda 6584/H\alpha$ . Misma orientación que en la figura 5.2.

Tabla 5.2: Valores medios de los mapas de los cocientes de las líneas de emisión.

Cocientes de líneas	Lateral	Centro
$\log([\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731/\text{H}\alpha)$	-1.02	-1.05
$\log([\text{N II}]\lambda 6584/[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731)$	1.16	1.15
$\log([\text{N II}]\lambda\lambda 6584/\text{H}\alpha)$	0.10	0.06

espacialmente contiguos a las zonas enmascaradas y pueden estar contaminados por alguna estrella de campo.

La distribución del mapa de  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731$  presenta una estructura opuesta a la encontrada en el de  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$  en ambas regiones, es decir, las regiones que en el mapa  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$  eran más intensas aquí son más débiles. La emisión de  $[\text{N II}]$  es siempre más intensa que la de  $[\text{S II}]$ , alcanzando  $[\text{N II}]/[\text{S II}]\sim 28$  en áreas cercanas a la zona característica del ISM.

Con el estudio del mapa de  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6584/\text{H}\alpha$  encontramos resultados mucho más interesantes. El apuntado central muestra que el  $[\text{N II}]$  es mayor que  $\text{H}\alpha$ , a excepción de las condensaciones situadas a lo largo del eje de bipolaridad, donde los flujos de  $[\text{N II}]$  y  $\text{H}\alpha$  son prácticamente iguales o incluso  $\text{H}\alpha$  ligeramente superior. En el apuntado lateral se diferencian claramente regiones con distintos cocientes: en la mayoría de los píxeles  $[\text{N II}]\sim\text{H}\alpha$  aumentado el cociente hacia el extremo de la nebulosa, sin embargo, en la región más al noreste encontramos que  $\text{H}\alpha>[\text{N II}]$ , realzando la discontinuidad observada en el estudio morfológico y siendo la única región de la nebulosa donde la emisión de  $\text{H}\alpha$  supera considerablemente a la de  $[\text{N II}]$ . Lo más interesante, es que esta zona en que  $\text{H}\alpha>[\text{N II}]$  es donde derivamos los valores más altos de  $c(\text{H}\beta)$  y que está enmascarada en los mapas de azufre debido a la baja S/N (siempre menor de 5). Encontramos también otra zona al noroeste con un cociente alto ( $[\text{N II}]/\text{H}\alpha>2$ ), pero creemos que es debido a la contaminación de alguna estrella de campo cercana.

Como el mapa de  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6584/\text{H}\alpha$  del apuntado lateral muestra una discontinuidad clara decidimos ampliar su estudio representando todos los píxeles de los mapas de intensidad de las dos líneas de emisión en el diagrama  $[\text{N II}]\lambda 6584$  vs.  $\text{H}\alpha$  (ver figura 5.7), encontrando un doble comportamiento: los puntos representados muestran dos tendencias, ambas con pendiente similar pero con un salto en el valor de  $[\text{N II}]$ . Para entender este comportamiento se realizaron diferentes análisis con resultados muy interesantes:

- Definimos los límites de las tendencias observadas representando dos líneas con pendiente unidad (ver figura 5.7 a): los puntos situados por encima de la línea superior emiten más intensamente en  $[\text{N II}]$  que en  $\text{H}\alpha$ , los puntos bajo la línea inferior se comportan inversamente ( $\text{H}\alpha$  es más intenso que  $[\text{N II}]$ ) y, finalmente, los puntos situados entre las dos líneas corresponden a aquellos píxeles en que  $\log(\text{H}\alpha)=\log([\text{N II}])\pm 0.05$ .
- Localizamos todos los puntos del diagrama en el campo de visión de PPaK, considerando los límites establecidos para identificar sus localizaciones espaciales, obteniendo

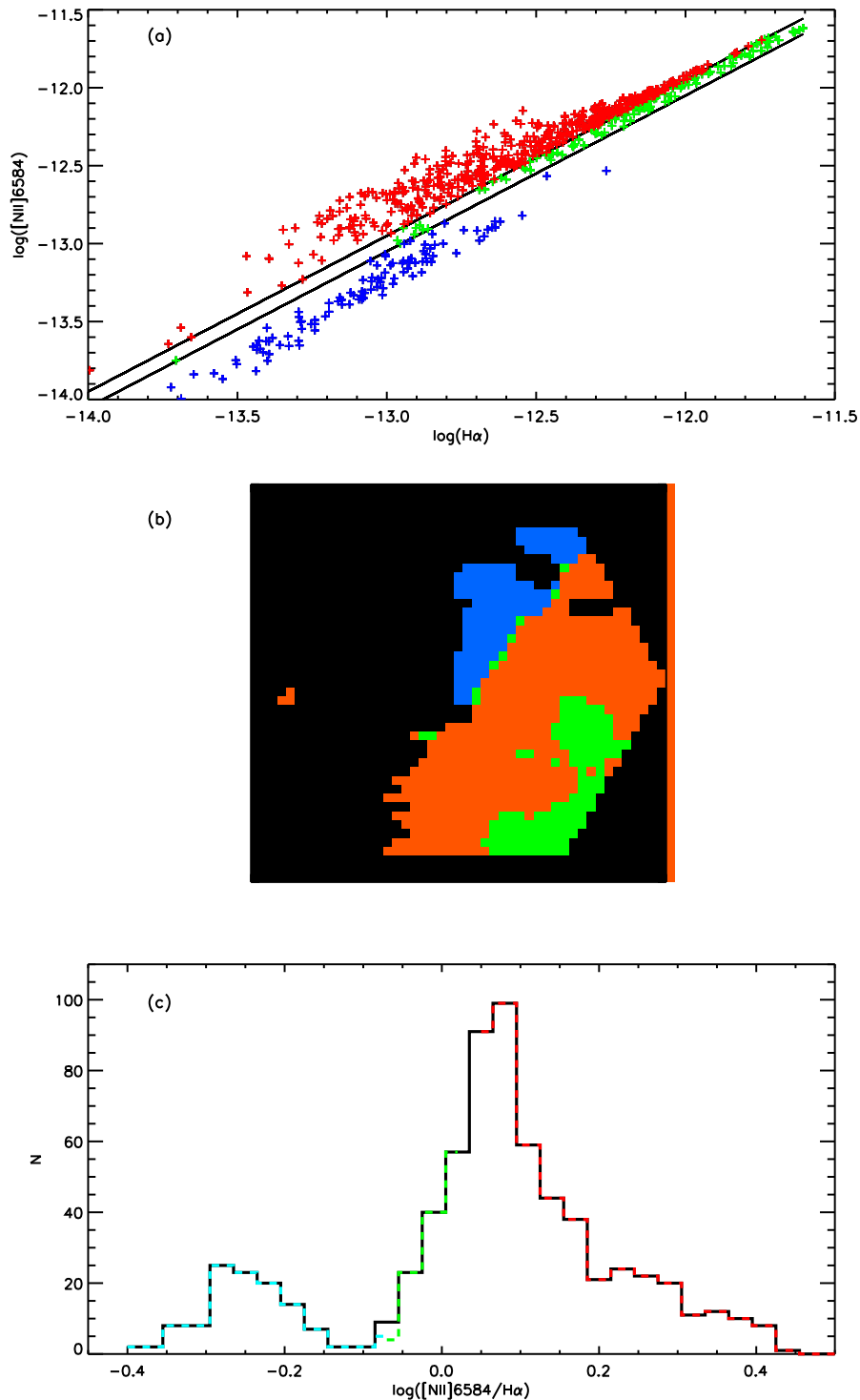


Figura 5.7: Relación entre las intensidades de [N II] y H $\alpha$  para el apuntado lateral. En el panel superior, (a), mostramos la relación [N II] $\lambda 6584$  vs. H $\alpha$ : todos los puntos de los mapas de intensidad (en unidades de  $\log(\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ ) están representados con cruces; las líneas negras representan los límites definidos (ver texto). Los colores ayudan a identificar la localización espacial de las regiones: en rojo los puntos con  $\log(H\alpha) < \log([N II])$ , en verde  $\log(H\alpha) \sim \log([N II]) \pm 0.05$  y en azul  $\log(H\alpha) > \log([N II])$ . El panel del medio, (b), muestra el campo de visión de PPaK con las diferentes regiones del apuntado lateral definidas en la gráfica (a). Por último, el panel de abajo, (c), muestra la distribución estadística del cociente [N II]/H $\alpha$ ; la línea negra continua indica la distribución de todos los píxeles, mientras que las discontinuas de colores muestran las regiones definidas anteriormente. Ver el texto para los detalles.

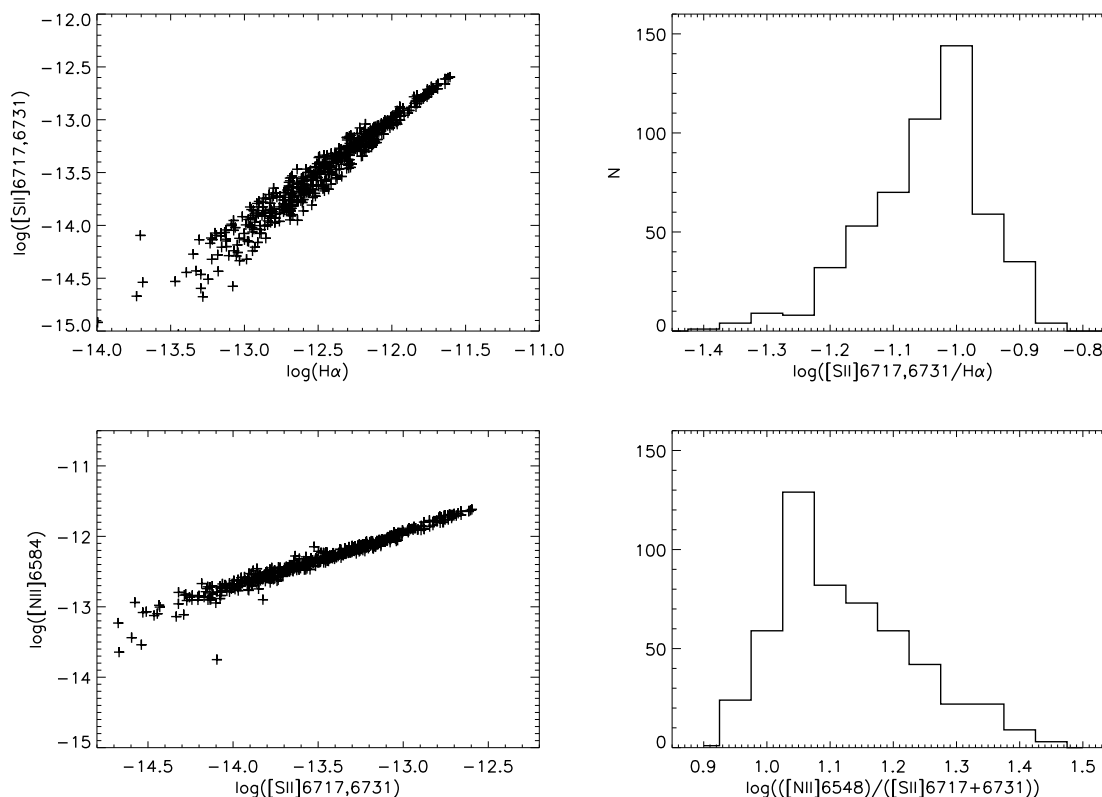


Figura 5.8: Relaciones entre las diferentes líneas de emisión (columna izquierda) y distribuciones estadísticas de los cocientes (a la derecha) para el apuntado lateral. De arriba a abajo:  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731$  vs  $\text{H}\alpha$  y  $[\text{N II}]\lambda 6584$  vs.  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731$ .

que aparecen agrupados en función de su comportamiento en el diagrama (ver figura 5.7 b).

- (c) Generamos un histograma para mostrar la distribución estadística de  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ , obteniendo una clara distribución bimodal como se puede observar en la figura 5.7 c. Cuando identificamos los píxeles de las tres regiones definidas anteriormente, encontramos que el pico más a la izquierda del histograma (centrado en  $\sim 0.3$ ) incluye todos los puntos situados por debajo del límite inferior establecido, y que el pico de la derecha (centrado en  $\sim 0.1$ ) incluye los puntos de las otras dos tendencias encontradas.

En base a estos comportamientos podemos concluir que en el apuntado lateral existen, al menos, dos regiones espacialmente diferenciadas: una situada al centro-suroeste donde  $[\text{N II}] \geq \text{H}\alpha$  y otra situada hacia el noreste donde  $[\text{N II}] < \text{H}\alpha$ ; es en esta segunda zona donde tenemos espectros con muy baja S/N en las líneas de azufre y estimaciones de  $c(\text{H}\beta) > 2.5$ .

Un estudio idéntico fue realizado para el resto de relaciones entre líneas en el apuntado lateral (figura 5.8) y central (figura 5.9). Se representaron los píxeles de todos los mapas



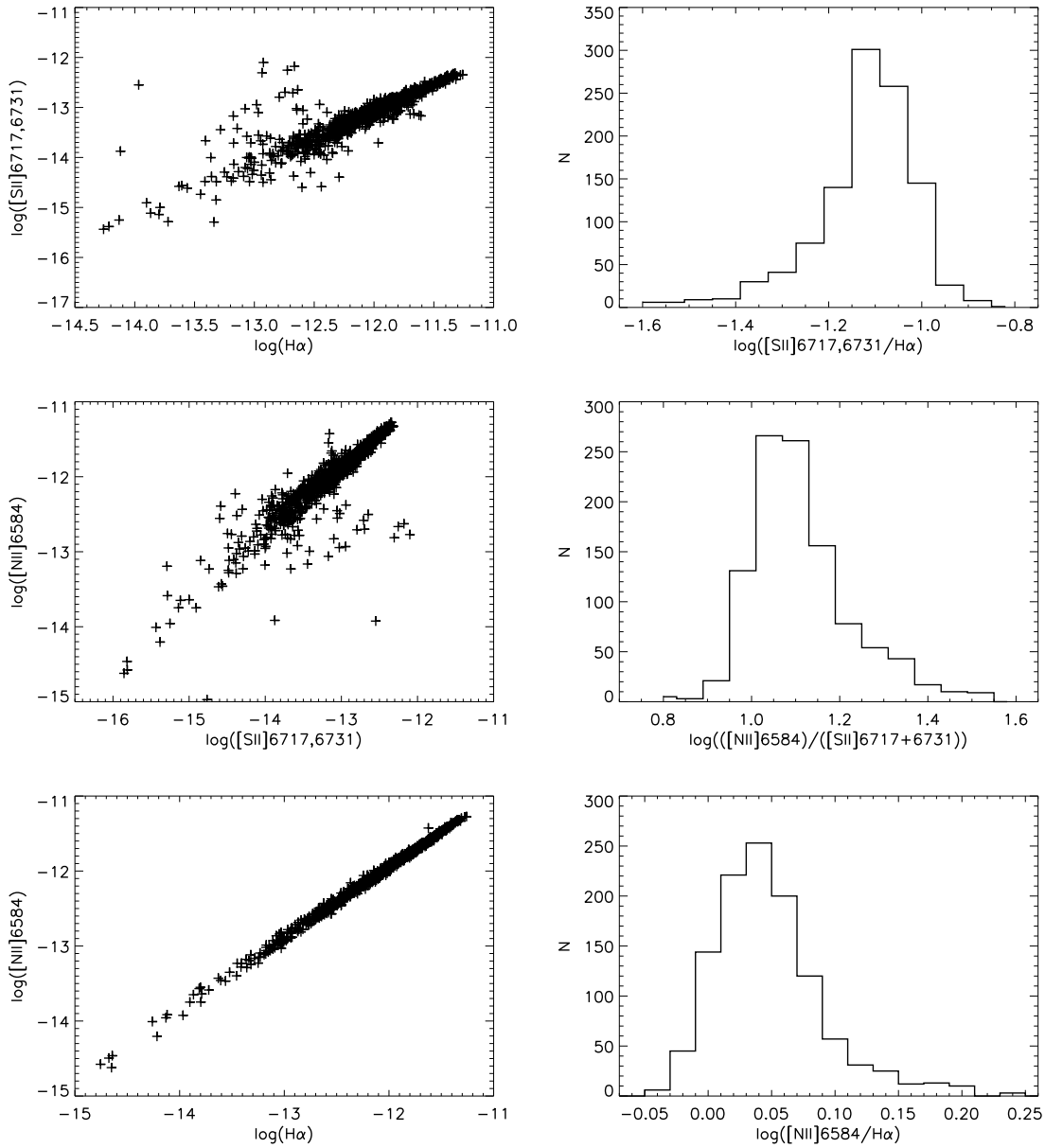


Figura 5.9: Relaciones entre las líneas de emisión (columna izquierda) y distribuciones estadísticas de los cocientes (a la derecha) para el apuntado central. De arriba a abajo:  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731$  vs  $\text{H}\alpha$ ,  $[\text{N II}]\lambda 6584$  vs.  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731$  y  $[\text{N II}]\lambda 6584$  vs.  $\text{H}\alpha$ .

de intensidad de las líneas detectadas en M 1-67 para los dos apuntados en tres diagramas:  $[\text{N II}]\lambda 6584$  vs.  $\text{H}\alpha$ ,  $[\text{N II}]\lambda 6584$  vs.  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6731$  y  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6731$  vs.  $\text{H}\alpha$ , encontrando en todos (a excepción del  $[\text{N II}]\lambda 6584$  vs.  $\text{H}\alpha$  del apuntado lateral analizado anteriormente) una fuerte correlación entre las líneas representadas. También estudiamos la distribución estadística de los mapas de cocientes de líneas obteniendo que todos los histogramas (salvo, de nuevo,  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6584/\text{H}\alpha$  en el apuntado lateral) presentan un único pico que indica el valor más probable y que, aunque no se ajustan perfectamente a una función Gaussiana, no muestran una distribución bimodal en ningún caso.

### 5.3.5. Campo de velocidad radial

A partir de la longitud de onda central obtenida en los ajustes Gaussianos en cada píxel de los cubos de datos, creamos mapas de la velocidad radial en cada punto de la nebulosa. Antes de interpretar los campos de velocidades obtenidos realizamos dos correcciones:

- 1) Estimamos la resolución real que tenemos en la práctica comparando la longitud de onda medida en las líneas de emisión del cielo con sus valores teóricos, obteniendo diferencias de hasta  $-0.303\text{\AA}$  para la línea de  $[\text{O I}]\lambda 5577\text{\AA}$ , correspondiente a  $-16 \text{ km s}^{-1}$ . Este error fue corregido añadiendo dicha cantidad a todas las velocidades radiales medidas.
- 2) Trasladamos los mapas de velocidad al sistema de referencia local (LSR) corrigiendo del movimiento de la Tierra teniendo en cuenta las coordenadas de los apuntados, la fecha y la hora (en tiempo universal) de las observaciones.

Para poder analizar el campo de velocidad conjunto, es decir, de los dos apuntados como una única imagen, comparamos la velocidad de  $\text{H}\alpha$  medida en el área en que los dos apuntados se solapan y escalamos ambos mapas para evitar desviaciones. A continuación, calculamos la velocidad media total, obteniendo un valor de  $139 \text{ km s}^{-1}$  que establecimos con velocidad heliocéntrica de M 1-67; este valor está en muy buena concordancia con los  $137 \text{ km s}^{-1}$  estimados por Sirianni et al. (1998). Finalmente, creamos un mosaico de la velocidad radial relativa uniendo los dos apuntados en una única imagen como se muestra en la figura 5.10.

Los trabajos cinemáticos realizados por Solf & Carsenty (1982) y Sirianni et al. (1998) mostraron que M 1-67 presenta dos componentes en la velocidad (una desplazada al rojo y otra al azul), interpretándolo como los dos extremos de una cáscara en expansión. Con la baja resolución de nuestras observaciones no podemos resolver ambas componentes en los espectros, pero sí obtener la distribución del campo de velocidades y relacionarlo con la morfología y la estructura de ionización. En la figura 5.10 mostramos la distribución de la velocidad radial del gas emitiendo en  $\text{H}\alpha$ , se observa que el gas de la nebulosa se mueve más rápido en las regiones internas cercanas a la estrella central y que decrece su velocidad según nos alejamos del centro. Esta tendencia cambia en el extremo norte del apuntado lateral (la región “extraña” en que encontramos propiedades diferentes al resto de la nebulosa), pues la velocidad incrementa en lugar de seguir disminuyendo.

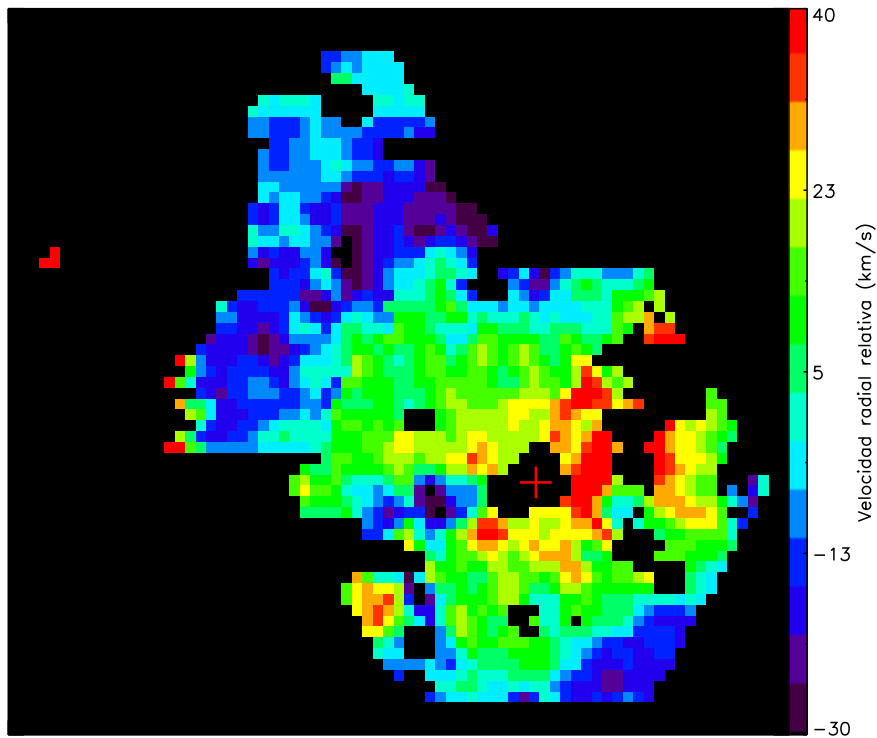


Figura 5.10: Campo de velocidad radial derivado para la línea  $H\alpha$ . Cada píxel representa la velocidad radial (en  $\text{km s}^{-1}$ ) relativa a la velocidad media global ( $v_{hel} \sim 139 \text{ km s}^{-1}$ ). Los dos apuntados observados con PPaK aparecen en un único mosaico solapados en la zona común. La cruz roja marca la posición de la estrella central WR 124. El norte está hacia arriba y el este a la izquierda. Ver figura 5.1 para identificar los apuntados y texto para los detalles.

En la figura 5.11 mostramos la distribución estadística de los mapas de velocidad radial adoptando intervalos de  $5 \text{ km s}^{-1}$ . En ambos apuntados (considerando todos los píxeles de los mapas) obtenemos una distribución de velocidad cercana a una función Gaussiana (líneas negras de la figura). Para consolidar las diferencias encontradas en el diagrama  $[N II]\lambda 6584$  vs.  $H\alpha$  del apuntado lateral descrito en la sección anterior, representamos por separado los píxeles de las regiones encontradas. La zona en que  $[N II] \geq H\alpha$  (representada en color rojo) presenta una distribución Gaussiana cubriendo un amplio rango de velocidades (desde  $-40 \text{ km s}^{-1}$  hasta  $+30 \text{ km s}^{-1}$ ) que interpretamos como los dos extremos de una burbuja llena de gas en expansión (la capa que se aleja y la que se acerca) observados simultáneamente. La distribución obtenida en la región en que la emisión de  $H\alpha$  es mayor que la de  $[N II]$  (en color azul) es mucho más estrecha y está centrada prácticamente en la velocidad cero de referencia.

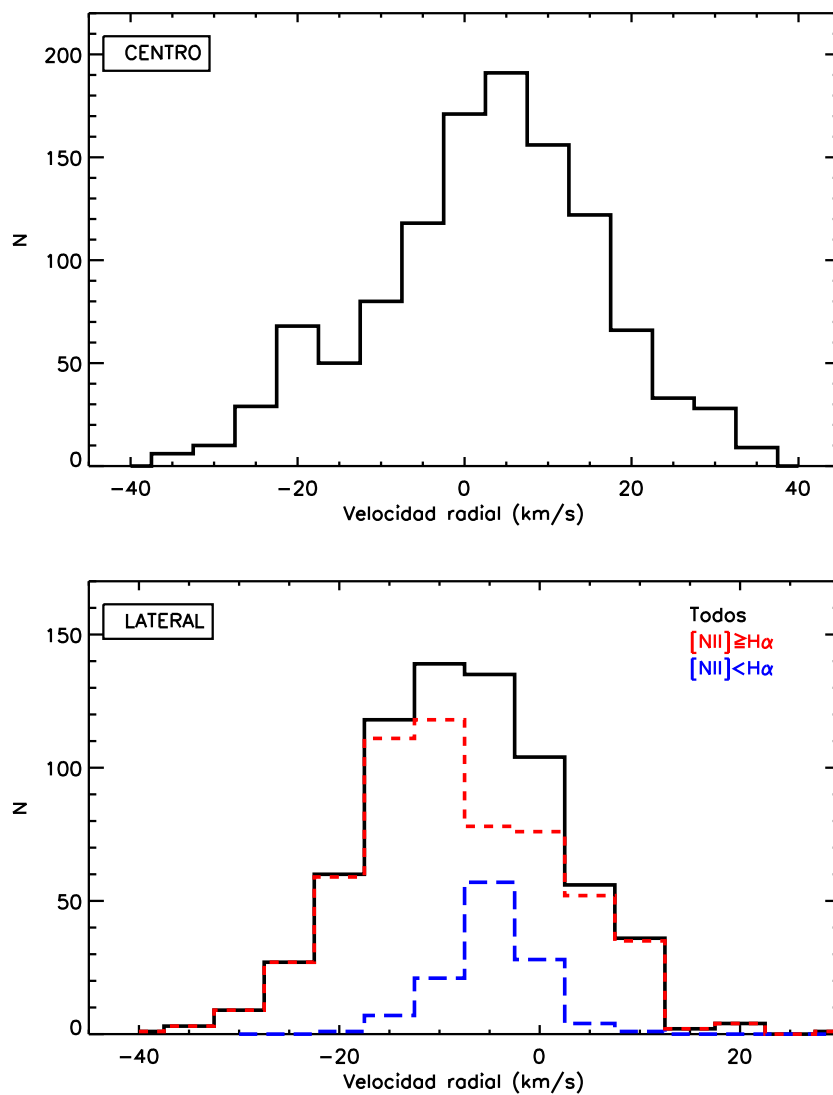


Figura 5.11: Distribución estadística de la velocidad radial de  $H\alpha$  relativa a la velocidad heliocéntrica. Todos los píxeles del apuntado central aparecen representados en el panel superior. En el inferior mostramos la distribución del apuntado lateral para todos los píxeles (línea negra continua), para los píxeles en que  $[N II] \geq H\alpha$  (línea roja de trazas cortas) y para los píxeles en que  $[N II] < H\alpha$  (línea azul de trazas largas).

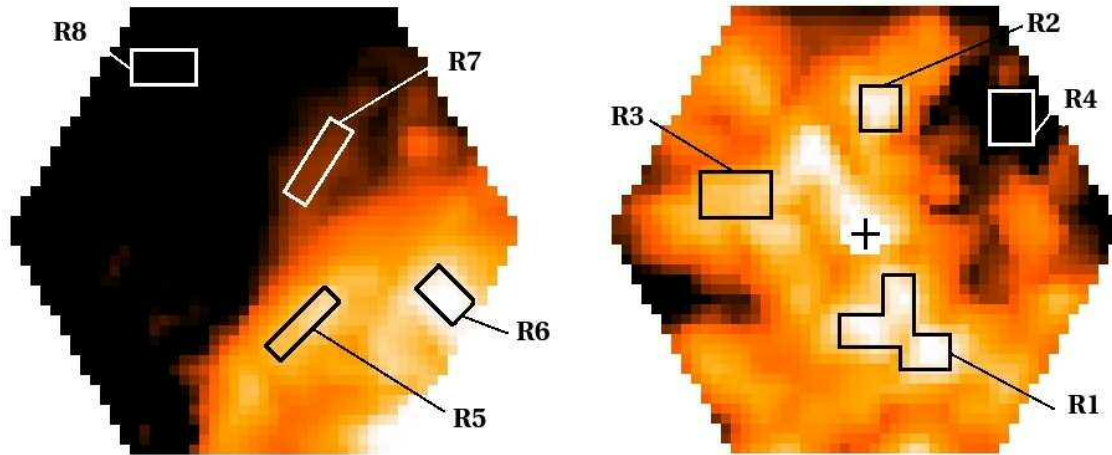


Figura 5.12: Imágenes en  $H\alpha$  de las dos zonas de M1-67 observadas con PPaK. Las cajas representan las ocho regiones donde se crearon los espectros integrados. Sus distancias angulares respecto a la estrella central (cruz negra) aparecen en la tabla 5.3. La orientación es la misma que en la figura 5.2. El apuntado lateral está a la izquierda y el central a la derecha.

#### 5.4. Estudio unidimensional

Para describir las propiedades integradas de las zonas más interesantes encontradas en el estudio 2D creamos varios espectros unidimensionales combinando fibras de las dos regiones observadas. En total se obtuvieron 8 espectros integrados sobre los dos apuntados que pueden ser identificados en la figura 5.12 y cuyos desplazamientos angulares respecto de la estrella central aparecen indicados en la tabla 5.3.

Las regiones integradas sobre el apuntado central son:

- *Región 1* (R1): en el análisis de la morfología de los iones de baja ionización (figura 5.2) encontramos tres condensaciones muy brillantes situadas al sur del apuntado. El primer espectro integrado se obtuvo combinando ocho fibras sobre esas condensaciones para estudiar sus propiedades en detalle.
- *Región 2* (R2): situada al norte de la estrella encontramos otra condensación brillante aislada sobre la que seleccionamos tres fibras para crear el segundo espectro integrado. Es una región similar a R1 pero localizada en el lado opuesto del eje de bipolaridad encontrado en el estudio 2D.
- *Región 3* (R3): al este de la estrella central se observa una zona con emisión en  $H\alpha$ , no es tan brillante como las regiones anteriores pero está mucho más extendida. Seleccionamos tres fibras sobre esta región prestando especial atención en no incluir emisión de ninguna estrella de campo.
- *Región 4* (R4): en el estudio 2D encontramos una zona amplia situada al noroeste del apuntado enmascarada en los mapas por presentar  $S/N < 5$  en todas las líneas de emisión. El cuarto espectro integrado fue creado en esa zona para comprobar si

hay emisión nebulosa o si sus propiedades son las esperadas para el ISM externo a la nebulosa.

Las cuatro regiones integradas estudiadas del apuntado lateral son:

- *Región 5* (R5): se seleccionaron nueve fibras en una región situada al sur del apuntado lateral cerca de la discontinuidad que parece separar la nebulosa del ISM circundante. Este espectro pertenece a la región mostrada en la figura 5.7 b donde se encontró en los mapas de cocientes de líneas que la emisión de [N II] es más intensa que la de H $\alpha$ .
- *Región 6* (R6): para seguir verificando los resultados encontrados en el estudio 2D de las relaciones entre líneas (sección 5.3.4) mediante un estudio 1D más detallado, creamos un espectro integrado en la región situada al suroeste del campo de visión para comprobar si la emisión de [N II] es similar a la de H $\alpha$  en esta región y comparar su estructura de ionización con la de otras regiones.
- *Región 7* (R7): al norte del apuntado lateral encontramos una región muy débil en H $\alpha$  donde las propiedades obtenidas del estudio 2D eran anómalas en comparación con el resto de la nebulosa: extinción mayor, líneas de azufre con S/N<5, mínimo valor del cociente [N II]/H $\alpha$  y cambio de tendencia en la velocidad radial. Se combinaron siete fibras en esta zona para analizar en detalle sus propiedades físicas y químicas y así compararlas con las del resto de los espectros integrados.
- *Región 8* (R8): se seleccionaron seis fibras sobre la región situada a la izquierda de la gran discontinuidad observada para comprobar si hay emisión nebulosa o si, tal como parecen indicar las imágenes, es ISM externo al objeto.

Además de las regiones descritas, se crearon otros tres espectros integrados para poder llevar a cabo diferentes comprobaciones. En primer lugar, estamos interesados en estudiar la región donde Chu (1981) había detectado emisión de [O III] $\lambda$ 5007Å, para ello creamos dos espectros integrados (ya que esta región es común a ambos apuntados) a  $\sim$ 15 arcsec de la estrella central que hemos denominado *Región S1* y *Región S2* para el apuntado central y lateral, respectivamente. El tercer espectro fue extraído de la fibra situada sobre la estrella central para tener un espectro representativo de WR 124. En la figura 5.13 presentamos seis de los once espectros integrados creados, ajustando en algunos de ellos el rango espectral para mostrar líneas significativas. En el apéndice C mostramos un atlas con todos los espectros unidimensionales extraídos en M 1-67 y estudiados a lo largo de este capítulo.

Tabla 5.3: Desplazamientos angulares aproximados ( $\Delta\alpha, \Delta\delta$ ), en segundos de arco, de las posiciones de los espectros integrados respecto a la estrella central.

Apuntado central		Apuntado lateral	
Región 1	(4.05,13.5)	Región 5	(31.05,16.2)
Región 2	(1.35,14.85)	Región 6	(14.85,20.25)
Región 3	(12.15,4.05)	Región 7	(27,40.5)
Región 4	(14.85,14.85)	Región 8	(47.25,52.65)

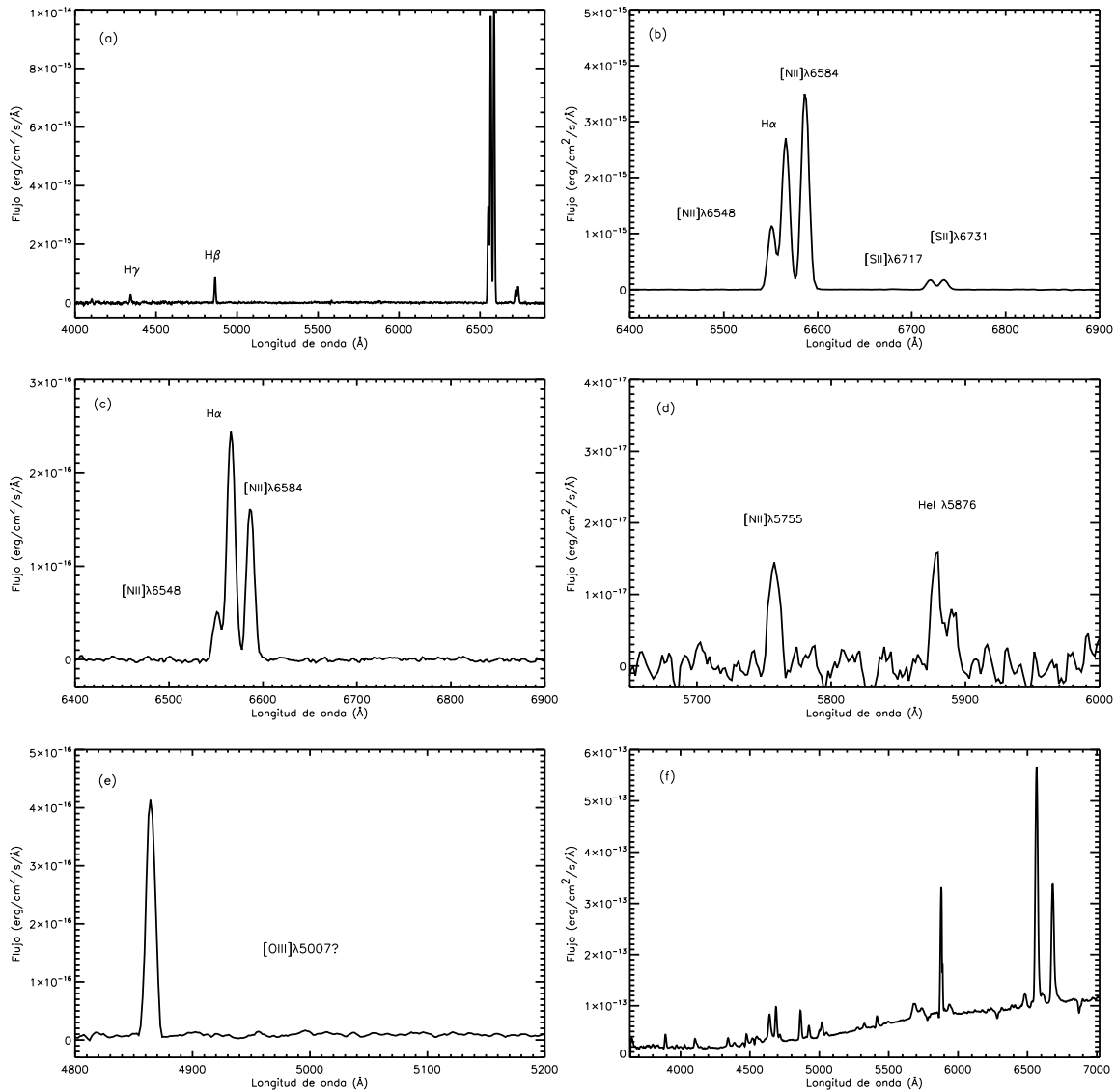


Figura 5.13: Espectros integrados extraídos sobre M 1-67. De izquierda a derecha y de arriba abajo: (a) espectro completo de la *Región 3*; (b) espectro de la *Región 5* centrado en la línea de H $\alpha$ ; (c) espectro de la *Región 7* centrado en el mismo rango que el (b) donde se puede apreciar la ausencia de [S II]; (d) espectro de la *Región 5* centrado en la línea de emisión de [N II] $\lambda$ 5755Å necesaria para la estimación de la temperatura electrónica; (e) ampliación del espectro de la *Región S2* en la longitud de onda teórica de la línea de [O III] $\lambda$ 5007Å; (f) espectro completo obtenido para la estrella WR 124.

Una vez obtenidos todos los espectros integrados, se procedió a la medida de los flujos de las líneas de emisión detectadas. Para ello ajustamos individualmente las líneas de emisión a una función Gaussiana utilizando la tarea *splot* de IRAF. En algunos casos el ajuste se hizo simultáneamente para dos o tres líneas ajustando a varias Gaussianas, debido a que hay líneas que aparecen solapadas (ej.  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6548, 6584\text{\AA} + \text{H}\alpha$ ). Todos los flujos medidos están en unidades de  $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  por fibra, siendo el área de la fibra  $5.7 \text{ arcsec}^2$ . Los errores estadísticos del flujo fueron estimados utilizando la ecuación propuesta por Pérez-Montero & Díaz (2003):

$$\sigma_L = \sigma_c N^{1/2} [1 + EW/(N\Delta)]^{1/2} \quad (5.1)$$

donde  $\sigma_L$  es el error del flujo de la línea,  $N$  el número de píxeles de la línea,  $EW$  la anchura equivalente,  $\sigma_c$  la desviación estándar de una región del continuo y  $\Delta$  la dispersión en  $\text{\AA}/\text{pix}$ .

Todos los flujos medidos se corrigieron de enrojecimiento siguiendo la metodología descrita en la sección 3.5.1. El coeficiente de enrojecimiento,  $c(\text{H}\beta)$ , fue derivado en cada uno de los espectros integrados a partir de los cocientes  $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$  y  $\text{H}\gamma/\text{H}\beta$  considerando valores intrínsecos de 3.03 y 0.459, respectivamente, obtenidos del programa público de Storey & Hummer (1995) para recombinación Caso B,  $n_e \sim 1000 \text{ cm}^{-3}$  (Esteban et al., 1991) y  $T_e \sim 7000 \text{ K}$  (Barker, 1978; Esteban et al., 1991). La única zona en que no se midió la línea de  $\text{H}\gamma$  con suficiente S/N fue la *Región 7*, en este caso  $c(\text{H}\beta)$  se estimó utilizando solo las otras dos líneas de Balmer.

En la tabla 5.4 presentamos la lista de todas las líneas de emisión detectadas con sus correspondientes intensidades corregidas de enrojecimiento. La tercera columna indica la función de enrojecimiento,  $f(\lambda)$ , para cada línea, derivada utilizando la ley de extinción de Cardelli et al. (1989) para  $R_V=3.1$ . Los errores mostrados para las intensidades fueron estimados mediante propagación cuadrática teniendo en cuenta los errores observacionales de la medida de flujos y las incertidumbres de la corrección de enrojecimiento. Todos los flujos presentados están normalizados a  $F(\text{H}\beta)=100$ . La última fila de la tabla representa los valores obtenidos para el coeficiente de enrojecimiento  $c(\text{H}\beta)$ ; el valor obtenido en cada una de las zonas coincide muy bien con los resultados de los mapas de  $c(\text{H}\beta)$  presentados en el estudio 2D.

Tanto en un análisis visual inicial, como en el proceso de medida de líneas, encontramos cinco espectros integrados con propiedades interesantes a tener en cuenta en el posterior estudio:

- En el espectro R4 (extraído en la región noroeste del apuntado central que aparecía enmascarada en el estudio 2D) solo se detectan tres líneas de emisión:  $\text{H}\alpha$ ,  $[\text{N II}]\lambda 6548\text{\AA}$  y  $[\text{N II}]\lambda 6584\text{\AA}$ . Esta región está localizada en la dirección perpendicular al eje de bipolaridad en que se sitúan las condensaciones brillantes, pero el espectro obtenido indica que, aunque la emisión es muy débil, no es despreciable y por tanto proviene de la nebulosa y no del ISM externo. El flujo de  $\text{H}\beta$  se estimó recurriendo al coeficiente de enrojecimiento: asumimos que el valor de  $c(\text{H}\beta)$  para esta región es el valor medio de los otros tres espectros integrados del apuntado ( $c(\text{H}\beta) \sim 1.87$ ) y



posteriormente realizamos el proceso inverso de la corrección de extinción teniendo en cuenta el valor de  $H\alpha$  medido, obteniendo  $F(H\beta) \sim 3.21 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

- El espectro R8 creado al este de la discontinuidad no presenta ninguna línea de emisión nebulosa, por tanto consideramos que es ISM externo al objeto de modo que la emisión es tan débil que no se detecta. En esta región no estimamos propiedades físicas ni químicas y no aparece incluida en ninguna de las tablas.
- No realizamos ningún análisis del espectro extraído sobre la estrella WR (figura 5.13 f). La principal razón es que esta tesis no se centra en las propiedades de las estrellas sino en las nebulosas que se crean a su alrededor por la interacción de los vientos con el ISM circundante. Además, como la fibra seleccionada no recoge todo el flujo emitido por la estrella, el flujo integrado no da información completa debido a las pérdidas por los huecos entre fibras.
- Aunque los espectros generados sobre las *Regiones S1* y *S2* muestran emisión típica nebulosa, no encontramos emisión de la línea de  $[O III] \lambda 5007 \text{ \AA}$ , descartando en nuestro estudio que exista una región de M 1-67 con emisión de oxígeno como proponía Chu (1981).

Tabla 5.4: Líneas de emisión medidas en los espectros integrados. Las intensidades están normalizadas a  $F(H\beta)=100$  y corregidas de enrojecimiento.

Línea	$\lambda$ (Å)	$f(\lambda)$	$I(\lambda)/I(H\beta)$							
			Región 1	Región 2	Región 3	Región 4 <sup>a</sup>	Región 5	Región 5 (modelo) <sup>b</sup>	Región 6	Región 7
[O III]	3727	0.322	...	...	...	...	47.5 ± 4.0 †	50.2	...	...
H7	3970	0.266	...	...	26.3 ± 1.8 †	...	...	15.8	18.2 ± 1.5 †	...
Hδ	4102	0.229	34.0 ± 4.8 †	27.0 ± 2.2 †	...	...	27.7 ± 1.9 †	25.7	33.9 ± 2.3 †	...
Hγ	4340	0.156	50.0 ± 2.2	47.7 ± 2.5	44.4 ± 1.6	...	51.4 ± 2.5	46.6	52.2 ± 2.6	64.9 ± 1.5 †
Hβ	4861	0.000	100.0 ± 0.7	100.0 ± 0.8	100.0 ± 0.5	100.0 ± 3.2	100.0 ± 0.3	100.0	100.0 ± 0.9	100.0 ± 1.8
[O III]	5007	-0.038	...	...	...	...	1.8 ± 0.1 †	2.0	0.9 ± 0.1 †	...
He I	5016	-0.040	...	...	...	...	1.2 ± 0.6 †	0.5	...	...
[N II]	5755	-0.185	...	...	...	...	3.2 ± 0.2	2.9	1.7 ± 0.2 †	...
He I	5876	-0.203	...	...	...	...	2.5 ± 0.1 †	2.5	1.5 ± 0.1 †	...
[N II]	6548	-0.296	106.8 ± 8.2	104.1 ± 2.6	103.3 ± 4.0	195.5 ± 7.1	139.2 ± 10.5	173.2	116.6 ± 10.3	61.3 ± 1.9
Hα	6563	-0.298	324.9 ± 19.6	312.7 ± 7.8	316.2 ± 12.2	303.3 ± 5.1	331.8 ± 25.2	293.8	336.8 ± 30.0	304.2 ± 9.2
[N II]	6583	-0.300	330.7 ± 21.0	332.4 ± 8.3	328.2 ± 12.8	538.4 ± 4.4	425.7 ± 32.6	511.1	367.7 ± 33.1	202.0 ± 6.2
He I	6678	-0.313	...	...	...	...	...	0.7	0.3 ± 0.1 †	...
[S II]	6716	-0.318	12.6 ± 1.1	13.4 ± 0.4	12.4 ± 0.5	...	18.9 ± 1.5	20.0	16.6 ± 1.6	...
[S II]	6731	-0.320	16.8 ± 1.3	18.4 ± 0.5	16.6 ± 0.7	...	19.7 ± 1.6	21.1	18.2 ± 1.7	...
$F(H\beta)^c$			151.77 ± 1.10	168.60 ± 1.30	92.41 ± 0.46	3.21 ± 0.10	22.97 ± 0.08	...	52.13 ± 0.48	1.89 ± 0.03
$c(H\beta)$			1.85 ± 0.08	1.88 ± 0.04	1.86 ± 0.06	1.87 ± 0.01	1.88 ± 0.11	...	1.93 ± 0.13	2.15 ± 0.04

<sup>a</sup> En la Región 4 el flujo de  $H\beta$  se estimó realizando el proceso inverso a la corrección de extinción. Ver texto.

<sup>b</sup> Líneas de emisión obtenidas del modelo de fotoionización sobre la Región 5. Ver sección 5.4.1.

<sup>c</sup> Flujos de  $H\beta$  en unidades de  $10^{-16}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> (sin corregir de enrojecimiento).

† Líneas con medidas poco fiables (baja S/N o contaminadas).

### 5.4.1. Propiedades físicas y abundancias químicas

La densidad electrónica,  $n_e$ , se derivó a partir del cociente de las líneas de azufre [S II] $\lambda\lambda 6717/6731$  utilizando la ecuación 3.15. En la tabla 5.5 presentamos los resultados obtenidos para los cinco espectros integrados en que se midieron las líneas de azufre con buena S/N. La densidad estimada varía desde  $\sim 1500 \text{ cm}^{-3}$  en aquellas regiones situadas cerca de la estrella central, hasta  $\sim 650 \text{ cm}^{-3}$  en los extremos de la nebulosa. Estos valores son consistentes con los mapas de  $n_e$  derivados del estudio 2D, tanto en número como en la tendencia a disminuir hacia los laterales, y con los trabajos previos realizados sobre M 1-67 (Cohen & Barlow, 1975; Israel & Felli, 1976; Solf & Carsenty, 1982; Grosdidier et al., 1998; Esteban et al., 1991; Sirianni et al., 1998).

La temperatura electrónica,  $T_e$ , se estimó a partir de las líneas de nitrógeno (parámetro  $R_{N2}$ ) recurriendo a la ecuación 3.21. De todos los espectros integrados, únicamente se midió la línea auroral [N II] $\lambda 5755\text{\AA}$  con suficiente S/N en las regiones R5 y R6. Como esta línea aparece muy cerca de la línea de cielo Hg I  $5770\text{\AA}$ , para verificar que el flujo medido en R5 y R6 era correcto, realizamos de nuevo un ajuste Gaussiano sobre esta línea en ambas regiones en los espectros previos a la sustracción del cielo. Encontramos que la línea de [N II] $\lambda 5755\text{\AA}$  detectada en el espectro R6 está contaminada por la de Hg I y como no podemos descontaminar adecuadamente dicha línea debido a los residuos de Hg I, decidimos que la medida de [N II] $\lambda 5755\text{\AA}$  en R6 no tiene la precisión requerida en este trabajo prescindiendo de ella en el resto del análisis. Por lo tanto, solo estimamos el valor de la temperatura electrónica directamente del parámetro  $R_{N2}$  para el espectro R5, obteniendo  $T_e([\text{N II}]) \approx 8200 \pm 200 \text{ K}$ . Esta estimación es consistente dentro de los errores (aunque ligeramente superior) con otros valores encontrados en la literatura; por ejemplo Barker (1978) con  $T_e = 7500 \text{ K}$ , Chu (1981) con  $T_e = 8000 \text{ K}$  o Esteban et al. (1991) con  $T_e = 5900\text{-}6200 \text{ K}$ .

Antes de estimar las abundancias químicas, realizamos unas comprobaciones sobre la región R5, ya que es el espectro en que medimos con mejor S/N las líneas de emisión y donde tenemos estimaciones más fiables de los parámetros físicos y abundancias químicas. En primer lugar se estimaron todas las abundancias posibles (teniendo en cuenta las líneas observadas) y siguiendo la metodología que describimos más adelante. En segundo lugar, para verificar que las abundancias estimadas eran correctas y para obtener factores de corrección de ionización (ICF) para aquellas especies cuyos estados de ionización no se observan en nuestro espectro óptico, realizamos modelos de fotoionización de R5.

Los modelos de fotoionización se realizaron utilizando el código CLOUDY v.10 (Ferland et al., 1998), asumiendo como fuente ionizante la estrella central para un modelo de atmósfera WR propuesto por Smith et al. (2002) y considerando  $Z=0.008$  y  $T_{\text{eff}} = 45\,000 \text{ K}$  para la metalicidad del gas y la temperatura efectiva de WR 124, respectivamente (Hamann et al., 2006). Consideramos una geometría esférica y derivamos las propiedades del gas a una distancia de 1 pc de la estrella central asumiendo una densidad constante de  $700 \text{ cm}^{-3}$  (valor similar al obtenido mediante las líneas de azufre) y una relación polvo-gas de  $7.5^{-3}$  (valor estándar de la Galaxia). Bajo estas condiciones se generaron diferentes modelos variando el parámetro de ionización  $U$  y las abundancias relativas de He, O, N y S, hasta encontrar aquel que mejor ajustaba las intensidades de las líneas de [O II], [O III], He I,

[N II] y [S II] medidas en el espectro R5. Los ICF obtenidos, que se utilizaron también en el cálculo de las abundancias de las demás regiones, son  $\text{ICF}(\text{N}^+) = 1.21$  e  $\text{ICF}(\text{S}^+) = 1.58$ . La geometría final del modelo predice un radio de 1.22 pc que es del mismo orden que el tamaño aparente observado en las imágenes de M 1-67. Las líneas de emisión obtenidas del modelo aparecen en la tabla 5.4 y las propiedades físicas y abundancias en la tabla 5.5.

En muchas de las regiones de M 1-67 no pudimos obtener estimaciones de la densidad y temperatura electrónicas necesarias para el cálculo de las abundancias químicas. Esto nos llevó a realizar una serie de hipótesis sobre las condiciones físicas de estas regiones:

- En los espectros R4 y R7 no se detectan líneas de azufre y por tanto no estimamos  $n_e$ . En ambos casos adoptamos la densidad de la región R5,  $n_e = 631 \text{ cm}^{-3}$ , comprobando que variaciones de  $n_e$  no afectan significativamente a las estimaciones de las abundancias.
- En aquellas regiones donde no calculamos la temperatura electrónica consideramos el valor obtenido para R5. Los resultados obtenidos en trabajos previos realizados sobre M 1-67 muestran que  $T_e([\text{N II}])$  oscila entre 5900 K (Sirianni et al., 1998) y 8000 K (Chu, 1981); por lo tanto, nuestra suposición de considerar  $T_e = 8200$  K implica que las abundancias puedan estar ligeramente subestimadas en algunos puntos.
- Inicialmente consideramos dos temperaturas electrónicas:  $T_e([\text{N II}])$  como temperatura representativa de los elementos de baja excitación ( $\text{S}^+$ ,  $\text{N}^+$  y  $\text{O}^+$ ) y  $T_e([\text{O III}])$  para  $\text{O}^{2+}$  y  $\text{He}^+$ . No obstante, el modelo de fotoionización realizado sobre R5 muestra que  $T_e([\text{N II}]) \approx 8550$  K y  $T_e([\text{O III}]) \approx 8330$  K por lo que, finalmente, consideramos que  $T_e([\text{N II}]) \approx T_e([\text{O III}])$  en nuestros cálculos para todas las regiones.

Una vez estimadas la temperatura y densidad electrónica y definido el modelo de fotoionización, procedemos al cálculo de las abundancias químicas. Las abundancias iónicas de las líneas prohibidas detectadas se derivaron utilizando las ecuaciones de la tabla 3.2 (Hägele et al., 2008), mientras que para estimar la abundancia iónica de He I recurrimos a la ecuación 3.25 (Olive & Skillman, 2004), verificando que es consistente con la obtenida utilizando las recientes emisividades de Porter et al. (2012, 2013).

La abundancia total de oxígeno se determinó añadiendo las dos abundancias iónicas estimadas ( $\text{O}/\text{H} \sim \text{O}^+/\text{H}^+ + \text{O}^{2+}/\text{H}^+$ ), mientras que para el nitrógeno y el azufre recurrimos a los ICF obtenidos del modelo de fotoionización:  $\text{X}/\text{H} = (\text{X}^+/\text{H}^+) \times \text{ICF}(\text{X}^+)$ . Para el caso del helio utilizamos la relación propuesta por Izotov et al. (2007) que relaciona el parámetro  $x = \text{O}^{2+}/(\text{O}^{2+} + \text{O}^+)$  con  $\text{ICF}(\text{He}^+ + \text{He}^{++})$  obteniendo que, en nuestros espectros,  $\text{ICF}(\text{He}^+ + \text{He}^{++}) \gg 1$ . Debido que nuestras medidas de las líneas de helio tienen poca S/N no podemos estimar el ICF con precisión y optamos por no calcular la abundancia total de helio.

Tabla 5.5: Densidad electrónica (en  $\text{cm}^{-3}$ ), temperatura electrónica (en K), abundancias iónicas y abundancias totales derivadas para los espectros integrados.

	Región 1	Región 2	Región 3	Región 4	Región 5	Región 5 (modelo)*	Región 6	Región 7
$n_e$ ([S II])	1484 ± 587	1640 ± 226	1504 ± 298	600 ± 200 <sup>a</sup>	631 ± 269	700	760 ± 364	600 ± 200 <sup>a</sup>
$T_e$ ([N II])†	...	...	...	...	8203 ± 169	8550	...	...
$12+\log(\text{O}^+/\text{H}^+)$	7.59 ± 0.06 <sub>E</sub>	7.63 ± 0.03 <sub>E</sub>	7.58 ± 0.04 <sub>E</sub>	...	7.72 ± 0.06	7.50	7.67 ± 0.07 <sub>E</sub>	...
$12+\log(\text{O}^{2+}/\text{H}^+)$	...	...	...	...	6.10 ± 0.04	6.01	5.80 ± 0.06	...
$12+\log(\text{S}^+/\text{H}^+)$	6.14 ± 0.04	6.18 ± 0.03	6.13 ± 0.03	...	6.22 ± 0.04	6.09	6.18 ± 0.04	...
$12+\log(\text{N}^+/\text{H}^+)$	8.05 ± 0.04	8.05 ± 0.03	8.05 ± 0.03	8.28 ± 0.03	8.17 ± 0.04	8.06	8.10 ± 0.04	7.83 ± 0.03
$(\text{He}^+ \lambda 5875/\text{H}^+)$	...	...	...	...	0.020 ± 0.001	0.01	0.012 ± 0.001	...
$12+\log(\text{O}/\text{H})$	...	...	...	...	7.73 ± 0.06	7.62	7.67 ± 0.07 <sub>E</sub>	...
$12+\log(\text{S}/\text{H})_M$	6.34 ± 0.04	6.38 ± 0.03	6.33 ± 0.03	...	6.42 ± 0.04	6.29	6.38 ± 0.04	...
$12+\log(\text{N}/\text{H})_M$	8.14 ± 0.04	8.14 ± 0.03	8.13 ± 0.03	8.36 ± 0.03	8.25 ± 0.04	8.14	8.18 ± 0.04	7.92 ± 0.03
$\log(\text{N}/\text{O})$	...	...	...	...	0.45 ± 0.07	0.42	...	...
$\log(\text{N}/\text{O})_{\text{N2S2}_E}$	0.46 ± 0.05	0.42 ± 0.02	0.47 ± 0.03	...	0.45 ± 0.05	...	0.43 ± 0.06	...

\* Abundancias químicas derivadas con el modelo de fotoionización realizado en la Región 5.

<sup>a</sup> Densidades electrónicas asumidas (no calculadas).

† En todas las regiones consideramos  $T_e(\text{[N II]})$  de la Región 5.

<sub>E</sub> Abundancias estimadas recurriendo al parámetro N2S2 propuesto por Pérez-Montero & Contini (2009).

<sub>M</sub> Abundancias totales estimadas usando los ICF del modelo de la Región 5.

En el espectro R5 no encontramos ningún problema en la estimación de las abundancias químicas, sin embargo, en el resto de las regiones no medimos todas las líneas necesarias para el cálculo y recurrimos al parámetro empírico N2S2 establecido por Pérez-Montero & Contini (2009) para estimar el valor de N/O a partir de las líneas de emisión de azufre y nitrógeno:

$$\log(N/O) = 1,26 \times N2S2 - 0,86 \quad (5.2)$$

donde

$$N2S2 = \log \left( \frac{I([N \text{ II}]\lambda 6584)}{I([S \text{ II}]\lambda\lambda 6717, 6731)} \right) \quad (5.3)$$

Para verificar la eficacia de este método, estimamos primero N/O en la región R5 y comprobamos que los resultados obtenidos mediante el parámetro N2S2 son prácticamente idénticos que con el método directo. A continuación realizamos el cálculo sobre el resto de los espectros integrados.

En la tabla 5.5 presentamos todas las abundancias iónicas y totales estimadas con sus correspondientes errores, indicando las hipótesis aplicadas en cada caso. Los resultados obtenidos se discuten en la sección 5.6.1.

## 5.5. Estudio en el infrarojo medio

Una vez completado el análisis de los datos de M1-67 obtenidos con PPAK, y antes de interpretar y discutir los resultados, presentamos un estudio complementario de la morfología y química de la nebulosa en el infrarrojo medio. Para ello recurrimos a datos de archivo del telescopio espacial *Spitzer*<sup>2</sup> de donde obtuvimos imágenes y espectros que nos permitieron analizar la distribución de gas de la nebulosa y el contenido químico.

En primer lugar, estudiamos la imagen de M1-67 en 24  $\mu\text{m}$  tomada con MIPS (de sus siglas en inglés *multiband imaging photometer*, Rieke et al. 2004) que mostramos en la figura 5.14. La emisión a 24  $\mu\text{m}$  en una nebulosa puede deberse, fundamentalmente, a dos factores: presencia de la línea de emisión [O IV]25.90 $\mu\text{m}$  proveniente de gas altamente ionizado, o emisión de granos pequeños de polvo en el medio templado. Como en el estudio óptico realizado vimos que M1-67 presenta un grado de ionización bajo (tanto por las abundancias químicas estimadas como por el valor del parámetro de ionización obtenido del modelo de R5), interpretamos que la emisión IR detectada alrededor de la estrella central traza la distribución de polvo templado de la nebulosa.

Analizando la imagen, observamos que la zona más intensa presenta una apariencia elíptica con el eje mayor situado en la dirección noreste-suroeste. Este es el mismo eje en que se había definido la dirección de bipolaridad mediante el estudio óptico, sugiriendo que esa estructura está compuesta por gas ionizado mezclado con polvo templado. Además de la zona interna, se puede apreciar una estructura externa más débil con forma esférica extendiéndose alrededor de la capa elíptica que no habíamos detectado en el estudio óptico.

---

<sup>2</sup>Página web de *Spitzer Heritage Archive*: [sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA](http://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA).

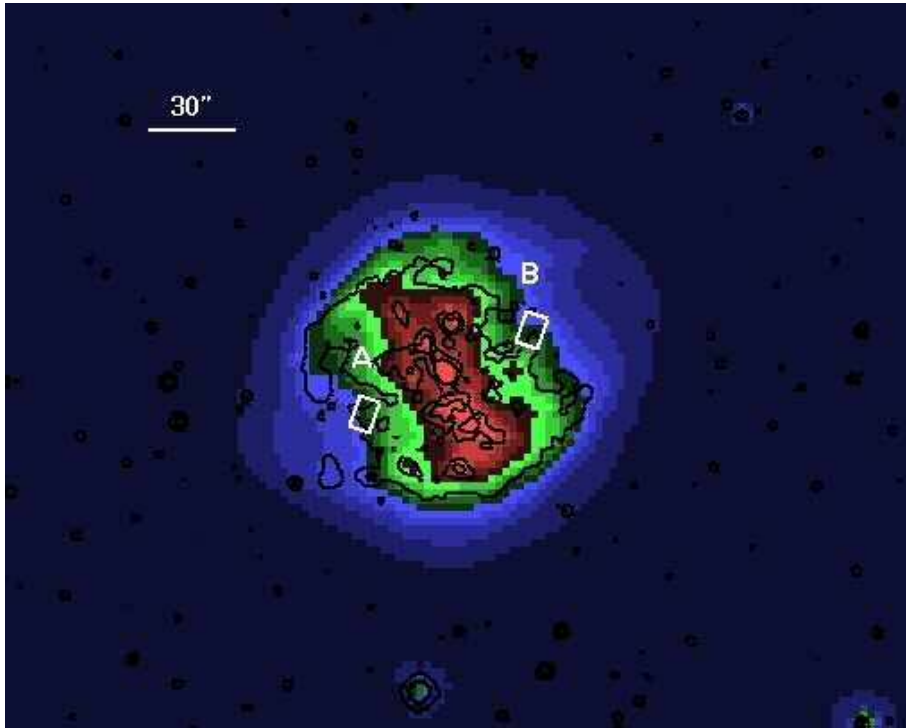


Figura 5.14: Imagen de M 1-67 en  $24\mu\text{m}$  de MIPS-Spitzer. Los dos recuadros blancos laterales (A y B) indican las regiones en las que se extrajeron los espectros unidimensionales. Los contornos negros representan la emisión en  $\text{H}\alpha$  de la figura 5.1. El norte está hacia arriba y el este a la izquierda.

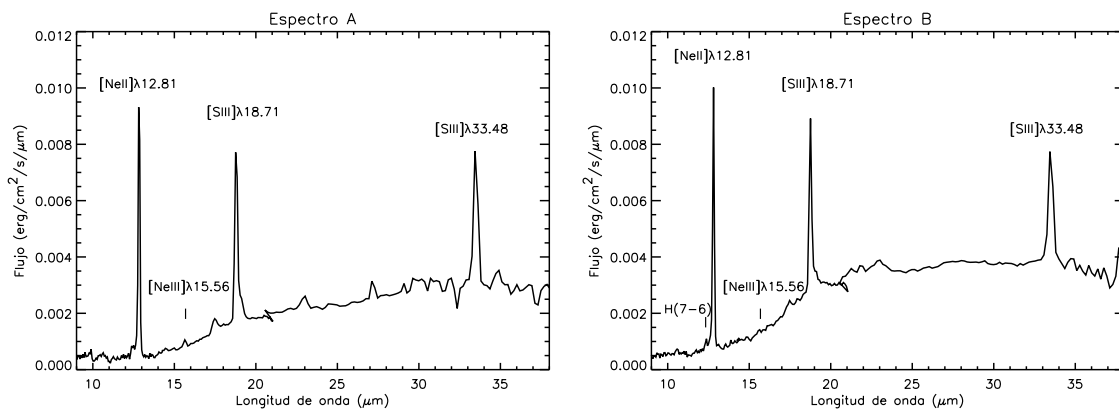


Figura 5.15: Espectros de las Regiones A y B obtenidos con IRS en el rango IR. Las líneas más relevantes del estudio realizado aparecen indicadas.

Tabla 5.6: Líneas medidas en los dos espectros integrados estudiados en el rango IR. Los flujos están en unidades de  $10^{-5}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ .

Línea	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	F( $\lambda$ )	
		Región A	Región B
[S IV]	10.51	...	$4.1 \pm 0.5$
H(7-6)	12.37	$4.9 \pm 0.5$	$5.1 \pm 1.0$
[Ne II]	12.81	$121.7 \pm 3.2$	$105.3 \pm 3.5$
[Ne III]	15.56	$5.0 \pm 0.4$	$1.1 \pm 0.3$
[S III]	18.71	$133.9 \pm 5.5$	$99.2 \pm 1.9$
[S III]	33.48	$156.6 \pm 5.3$	$135.2 \pm 4.7$

El segundo estudio de M 1-67 que realizamos en el rango IR fue el análisis de dos espectros obtenidos con IRS (*infrared spectrograph*, Houck et al. 2004) con dos módulos espectroscópicos de baja resolución denominados *short-low* y *long-low*. El proceso de reducción de datos fue realizado utilizando el programa CUBISM (Smith et al., 2007): se estimó la emisión del cielo de fondo promediando el flujo de una exposición adicional y se sustrajo a las imágenes, se calibró en flujo y se eliminaron los píxeles defectuosos y, finalmente, se unió la información de los dos módulos obteniendo un cubo de datos. Utilizando una de las tareas de CUBISM que permite extraer espectros unidimensional de apertura poligonales, seleccionamos dos regiones situadas en los laterales de M 1-67, con un área de  $\sim 60$  arcsec $^2$  cada una, denominadas Región A y Región B (ver figura 5.14), obteniendo un espectro integrado de cada una de ellas que mostramos en la figura 5.15.

Una vez obtenidos los dos espectros unidimensionales medimos el flujo de las principales líneas de emisión detectadas con la tarea *plot* de IRAF y estimamos sus errores aplicando la misma ecuación que para el caso de los espectros integrados de PPaK (ecuación 5.1). En la tabla 5.6 presentamos los flujos medidos con sus correspondientes errores para ambos espectros.

Para estimar las abundancias químicas a partir de las líneas medidas en el rango IR fue necesario realizar dos hipótesis:

- 1) Como no se detectaron las líneas necesarias para calcular la temperatura y densidad electrónicas y tampoco hay ninguna región del estudio 1D realizado con PPaK que coincida espacialmente con las regiones A y B, decidimos asumir los valores determinados para la *Región 5* del estudio 1D ( $T_e=8200$  K y  $n_e=600$  cm $^{-3}$ ) por ser aquella con estimaciones más precisas. Como las abundancias iónicas derivadas de las líneas del IR medio no son muy sensibles a la temperatura electrónica (al contrario que ocurre con las líneas ópticas de los mismos iones), la hipótesis realizada no implica variaciones significativas en los resultados químicos.



Tabla 5.7: Abundancias iónicas y totales estimadas en las Regiones A y B del estudio espectroscópico en el infrarrojo medio.

	Región A	Región B
$12+\log(\text{Ne}^+/\text{H}^+)$	$7.56 \pm 0.04$	$7.47 \pm 0.08$
$12+\log(\text{Ne}^{2+}/\text{H}^+)$	$5.85 \pm 0.05$	$5.18 \pm 0.16$
$12+\log(\text{S}^{2+}(18.71\mu\text{m})/\text{H}^+)$	$6.59 \pm 0.09$	$6.44 \pm 0.17$
$12+\log(\text{S}^{2+}(33.48\mu\text{m})/\text{H}^+)$	$6.64 \pm 0.16$	$6.56 \pm 0.21$
$12+\log(\text{S}^{3+}/\text{H}^+)$	...	$4.41 \pm 0.19$
$12+\log(\text{Ne}/\text{H})$	$7.57 \pm 0.04$	$7.48 \pm 0.08$
$12+\log(\text{S}/\text{H})$	$6.72 \pm 0.07$	$6.63 \pm 0.11$

- 2) Respecto a las líneas de hidrógeno, solo medimos con buena S/N la línea de Humphreys H(7-6) en el espectro IR, por lo que para obtener los flujos relativos a  $\text{H}\beta$ , necesarios en la estimación de abundancias, recurrimos al cociente teórico  $\text{H}(7-6)/\text{H}\beta=0.0109$ , obtenido del programa de Storey & Hummer (1995) para las condiciones de densidad y temperatura electrónica asumidas.

Bajo estas suposiciones derivamos las abundancias iónicas de  $\text{Ne}^+/\text{H}^+$ ,  $\text{Ne}^{2+}/\text{H}^+$ ,  $\text{S}^{2+}/\text{H}^+$  y  $\text{S}^{3+}/\text{H}^+$  mediante la tarea *ionic* de IRAF. Para estimar la abundancia total de neón sumamos las abundancias iónicas obtenidas ( $\text{Ne}/\text{H} \sim \text{Ne}^+/\text{H}^+ + \text{Ne}^{2+}/\text{H}^+$ ), mientras que para el caso de la abundancia total de azufre tuvimos que recurrir a los resultados obtenidos del estudio óptico 1D ya que necesitamos el valor de  $\text{S}^+/\text{H}^+$ . Para ello, comparamos las regiones observadas en IR con las zonas en donde se extrajeron los espectros integrados de PPaK. Debido a la proximidad de las regiones A y R3 (ver figuras 5.12 y 5.14), decidimos aproximar la abundancia total del espectro A como:

$$S/H \approx (S^+/H^+)_{R3} + (S^{2+}/H^+)_{A} + (S^{3+}/H^+)_{A}. \quad (5.4)$$

La región óptica estudiada más cercana a la zona B es el integrado R4, pero desafortunadamente en R4 no se midieron las líneas de azufre; decidimos por tanto realizar un promedio de todas las abundancias iónicas estimadas en los espectros integrados (pues el valor de  $\text{S}^+/\text{H}^+$  es similar en todas las regiones) de modo que la abundancia total de azufre en la Región B puede aproximarse a:

$$S/H \approx (S^+/H^+)_{medio} + (S^{2+}/H^+)_{B} + (S^{3+}/H^+)_{B}, \quad (5.5)$$

siendo  $12+\log(\text{S}^+/\text{H}^+)_{medio}=6.17$ . Los valores de  $\text{S}^{3+}/\text{H}^+$  obtenidos son tan bajos que los consideramos despreciables para el cálculo de las abundancias totales. Las abundancias químicas estimadas se presentan en la tabla 5.7 y serán discutidas en la sección 5.6.1 junto con los resultados de los espectros ópticos.

## 5.6. Discusión de los resultados

La motivación que nos llevó a incluir M 1-67 en el programa de observaciones con PPaK fue intentar responder a algunas de las múltiples cuestiones que aún hay sobre esta peculiar nebulosa y su estrella central, característica de los tipos más tardíos de la secuencia WN. A lo largo de este capítulo hemos mostrado los resultados del estudio realizado sobre M 1-67 en el rango óptico (1D+2D) y en el infrarrojo medio, que interpretaremos en esta sección complementándolo con modelos teóricos de evolución estelar.

### 5.6.1. Composición química de M 1-67

Tanto en el estudio óptico de los espectros integrados como en las dos regiones observadas en IR, se han derivado abundancias químicas de un considerable número de especies (ver tablas 5.5 y 5.7, respectivamente), cuya interpretación nos permite obtener información relevante sobre el contenido químico de M 1-67 muy útil para los siguientes apartados de esta sección.

Para estudiar el enriquecimiento químico debido a los vientos estelares en diferentes etapas evolutivas de la estrella central y analizar las diferencias en las propiedades de excitación de las regiones observadas, comparamos las abundancias estimadas con el valor esperado para el ISM en el entorno de la nebulosa. Aunque la idea inicial fue comparar con las abundancias solares (Asplund et al., 2009), para ser consistentes y obtener un resultado más cercano a la realidad, optamos tomar como referencia las abundancias estimadas para una región H II típica, en particular para la nebulosa de Orión M 42 (Sánchez et al., 2007; Tsamis et al., 2011), ya que la metodología es consistente para Orión y para M 1-67 (análisis de líneas colisionales en regiones H II). Para realizar la comparación necesitamos conocer la distancia relativa entre el entorno de M 1-67 y M 42; para ello consideramos que la distancia Galactocéntrica representativa del ISM en el entorno de M 1-67 es  $R_G \sim 10$  kpc (Esteban et al., 1992) y que la distancia entre el Sol y M 42 es  $d \sim 0.414$  kpc (Menten et al., 2007). Conocidas las abundancias de referencia y la distancia relativa a nuestro objeto, aplicamos los gradientes radiales de abundancias químicas de la Vía Láctea propuestos por Rudolph et al. (2006), obteniendo que las abundancias esperadas en el ISM en el entorno de M 1-67 son  $12+\log(\text{O}/\text{H}) \sim 8.42 \pm 0.03$ ,  $12+\log(\text{N}/\text{H}) \sim 7.54 \pm 0.09$ ,  $12+\log(\text{S}/\text{H}) \sim 6.99 \pm 0.12$  y  $12+\log(\text{Ne}/\text{H}) \sim 7.69 \pm 0.09^3$ .

Al comparar las abundancias estimadas en el estudio óptico para M 1-67 con las esperadas para el ISM circundante, encontramos que las abundancias derivadas para el oxígeno en los espectros R5 y R6 ( $12+\log(\text{O}/\text{H}) \sim 7.73$  y  $7.67$ , respectivamente) son mucho más bajas que las esperadas, en un factor  $\sim 10$  respecto al Sol, y en un factor  $\sim 7$  respecto al ISM externo, implicando que la nebulosa es muy pobre en oxígeno. Por el contrario, cuando analizamos las abundancias de N/H encontramos que el nitrógeno está enriquecido en un factor  $\geq 6$  en comparación con el ISM externo. Esta composición química se puede detectar

---

<sup>3</sup>Debido a que no tenemos ecuaciones del gradiente del neón, la estimación para este elemento se realizó suponiendo  $\log(\text{Ne}/\text{O}) = -0.73 \pm 0.08$ , ya que ambos elementos, oxígeno y neón, son productos de la misma nucleosíntesis.

en todas las regiones estudiadas de la nebulosa atendiendo al valor de N/O que aparece extremadamente alto debido a ambos efectos (enriquecimiento de nitrógeno y deficiencia de oxígeno), resultado que se interpreta asumiendo que estamos observando regiones compuestas por material estelar procesado en el ciclo CNO. Las abundancias obtenidas para N y O están en buena concordancia con los estudios unidimensionales previos de Esteban et al. (1991) que en este trabajo hemos ampliado a más regiones de la nebulosa dando una perspectiva 2D. Es muy interesante el hecho de que la única región en que la abundancia de nitrógeno tiene un valor cercano al ISM sea R7, que es la zona en que habíamos obtenido propiedades anómalas en el estudio 2D (ver sección 5.6.3).

Debido a que las líneas de emisión de helio detectadas son muy débiles y, por tanto, sus medidas conllevan un alto error, no pudimos estimar la abundancia total de He. No obstante, teniendo en cuenta el valor tan bajo medido para el He I ( $<0.03$ ), la ausencia de líneas de He II en nuestros espectros y el ICF obtenido de Izotov et al. (2007) ( $\text{ICF}(\text{He}^+ + \text{He}^{++}) \gg 1$ ), deducimos que la mayor parte del helio de M 1-67 es helio neutro.

Podemos ampliar el análisis químico obtenido de los datos de PPaK con la información derivada del estudio de espectros IR. La abundancia total de neón obtenida es consistente, dentro de los errores, con el valor estimado para el ISM en el entorno de la nebulosa; este resultado es esperable ya que este gas noble no sufre transformaciones en la nucleosíntesis del interior estelar y su abundancia debe conservarse.

Para el cálculo de la abundancia de azufre tuvimos que añadir la contribución de  $\text{S}^+/\text{H}^+$  estimada en el estudio óptico; aún así, tras asumir esa aproximación obtenemos que la abundancia total S/H es cercana a la esperada en el ISM a la distancia Galactocéntrica de M 1-67, aunque sigue siendo más baja. En el estudio óptico también se derivaron abundancias de azufre más bajas de las esperadas, por tanto, no podemos descartar que esta nebulosa contenga material ligeramente pobre en azufre. Posibles explicaciones para este resultado las encontramos en estudios realizados en PN (Henry et al., 2012) en las que se detectan deficiencia de azufre debido a depleción en el polvo y/o a efectos nucleosintéticos.

Analizando los cocientes de abundancias obtenemos indicaciones del grado de excitación de la nebulosa. Los resultados  $\text{N}^+/\text{N} \sim 1$ ,  $\text{O}^+/\text{O}^{2+} > 1$  del estudio óptico con PPaK y  $\text{Ne}^+ \gg \text{Ne}^{2+}$ ,  $\text{S}^{2+} \gg \text{S}^{3+}$  de los espectros IR, apuntan a que el gas de M 1-67 tiene un grado de ionización bajo. El parámetro de ionización obtenido para el modelo de fotoionización realizado sobre R5,  $\log(U) = -3.84$ , es totalmente consistente con la baja excitación derivada de las abundancias.

Con tantas regiones analizadas (en óptico e IR) y con la variedad de resultados obtenidos en el estudio químico, puede ser fácil perder la visión de conjunto de nebulosa como un objeto que se ha formado siguiendo la evolución de su estrella central. Para evitar esta confusión y obtener un esquema conjunto de la química de M 1-67 agrupamos (si es posible) aquellas regiones con propiedades físicas y abundancias químicas similares:

- Las regiones R1, R2 y R3 presentan las densidades electrónicas más altas de la nebulosa y abundancias de N y S prácticamente idénticas. Además las tres están localizadas a lo largo de eje preferente noreste-suroeste. Denominamos a este conjunto  $\langle 1,2,3 \rangle$ .

Tabla 5.8: Resumen de las propiedades derivadas para M 1-67

	<1,2,3>	4	<5,6>	7	<A,B>	ISM <sup>a</sup>	Solar <sup>b</sup>
$c(H\beta)$	$1.87 \pm 0.01$	$1.87 \pm 0.01$	$1.90 \pm 0.02$	$2.15 \pm 0.04$	...	...	...
$n_e([S\ II])$ (cm <sup>-3</sup> )	$1581 \pm 49$	...	$677 \pm 62$	...	...	...	...
$12+\log(O/H)$	...	...	$7.70 \pm 0.03$	...	$8.28 \pm 0.09$ <sup>c</sup>	$8.42 \pm 0.03$	$8.69 \pm 0.05$
$12+\log(S/H)$	$6.35 \pm 0.02$	...	$6.40 \pm 0.02$	...	$6.69 \pm 0.04$	$6.99 \pm 0.12$	$7.12 \pm 0.03$
$12+\log(N/H)$	$8.13 \pm 0.01$	$8.36 \pm 0.03$	$8.21 \pm 0.03$	$7.92 \pm 0.03$	...	$7.54 \pm 0.09$	$7.83 \pm 0.05$
$12+\log(Ne/H)$	...	...	...	...	$7.55 \pm 0.04$	$7.69 \pm 0.09$	$7.93 \pm 0.10$
$\Delta(\log(N/H))^d$	$0.59 \pm 0.09$	$0.82 \pm 0.09$	$0.67 \pm 0.10$	$0.38 \pm 0.09$	...	...	...
$\Delta(\log(O/H))^d$	...	...	$-0.72 \pm 0.04$	...	$-0.14 \pm 0.09$ <sup>c</sup>	...	...

<sup>a</sup> Abundancias esperadas en el ISM a  $R_G \sim 10$  kpc.

<sup>b</sup> Abundancias solares (Asplund et al., 2009).

<sup>c</sup> Valores estimados asumiendo  $\log(Ne/O) = -0.73 \pm 0.08$ .

<sup>d</sup> Variaciones respecto a la abundancia esperada en el ISM local.

- Las regiones R5 y R6, ambas del apuntado lateral, tienen las máximas abundancias de N/H y son las únicas en que se ha estimado O/H de forma directa. Su densidad electrónica es bastante parecida y mucho menor que la de las zonas R1, R2 y R3. Llamaremos a este grupo <5,6>.
- Las zonas A y B estudiadas en IR presentan las mismas abundancias de Ne/H y S/H, y aunque no hemos podido estimar sus propiedades físicas, es de esperar que sean similares ya que ambas se sitúan en posiciones simétricas a ambos lados de la estrella central perpendicular al eje preferente. A este grupo lo denominamos <A, B>.
- Las regiones R4 y R7 presentan espectros con características singulares, y no creemos conveniente incluirlas en ningún grupo. Además su localización espacial está lejos del resto de las zonas estudiadas y tienen propiedades claramente diferentes. Por ejemplo, R4 tiene emisión muy débil (tanto que no se detecta la línea de  $H\beta$ ) y R7 presenta un N/H más bajo que el resto de la nebulosa y tiene un coeficiente de enrojecimiento mayor. Ambas regiones forman un grupo individualmente.

En la tabla 5.8 mostramos la densidad electrónica  $n_e$ , el coeficiente de enrojecimiento  $c(H\beta)$  y las abundancias totales para las agrupaciones definidas. Los correspondientes parámetros se han calculado haciendo la media pesada por los errores (ecuación 4.2). Las dos últimas columnas de la tabla representan el valor esperado en el ISM a la distancia Galactocéntrica de M 1-67 y los valores del Sol (Asplund et al., 2009), respectivamente.

### 5.6.2. Estructura de M 1-67

En la figura 5.16 mostramos un esquema básico de la estructura de M 1-67, que discutiremos a lo largo de esta sección, consistente en una región interna con estructura elíptica, o incluso bipolar, a lo largo de un eje de preferencia en la dirección noreste-suroeste rodeada por una burbuja esférica.

Aunque la mayoría de las observaciones muestran que M 1-67 presenta una morfología casi esférica, los estudios coronográficos de gran contraste revelan que la parte interna de la nebulosa tiene una simetría bipolar (Nota et al., 1995a). El campo de visión de PPaK es ligeramente más pequeño que la extensión de M 1-67 y no podemos detectar claramente esta bipolaridad en nuestras observaciones, no obstante, las imágenes de banda estrecha del INT (figura 5.1) y los mapas interpolados del apuntado central de PPaK (figura 5.2) muestran que las condensaciones con mayor brillo superficial están alineadas a lo largo de un eje de preferencia con huecos en la dirección perpendicular. Este resultado se confirma con el estudio del espectro integrado R4, que presenta una emisión muy débil con solo tres líneas de emisión detectadas (no se detecta ni siquiera  $H\beta$ ). Además, las imágenes de *Spitzer* (figura 5.14) también muestran una apariencia bipolar en  $24 \mu\text{m}$ , indicando que esa estructura observada contiene gas ionizado mezclado con polvo templado. Queremos enfatizar que las condensaciones detectadas no son solo regiones con alto brillo superficial, sino que también son las regiones más densas y en las que los cocientes de  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$  y  $[\text{N II}]/[\text{S II}]$  presentan sus valores máximos.

Por lo tanto, aunque no podamos afirmar que es bipolar, nuestros resultados apoyan la existencia de un eje de preferencia en M 1-67. Pero, ¿es esta bipolaridad el resultado de una eyección de la estrella?. Al analizar el campo de velocidad radial mostrado en la figura 5.10, podemos ver que la velocidad disminuye al alejarnos de la estrella central (excepto en la zona peculiar del noreste que estudiaremos un poco más adelante); esto indica que es posible que se diera una expulsión de material estelar que, según avanza por el ISM va disminuyendo su velocidad. Este resultado refuerza los estudios realizados por Chu (1981) que predecían movimientos más rápidos cerca de la estrella, y los de Sirianni et al. (1998) que discuten la idea de una posible eyección de gas por parte de la estrella (lo que en inglés se conoce como *outflow*).

La distribución espacial de la densidad electrónica presenta un comportamiento similar tanto en el estudio de los mapas 2D como en los espectros integrados: aquellas regiones situadas cerca de la estrella central tienen mayor densidad que las localizadas en los extremos de la nebulosa ( $\sim 1500 \text{ cm}^{-3}$  y  $\sim 650 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente). Este hecho es mucho más claro al analizar la variación radial de la densidad a lo largo del eje de preferencia: en el corte presentado en la figura 5.5 se observa que la densidad decrece al alejarnos de la estrella en este eje, mostrando un gradiente simétrico en ambos sentidos (del centro al noreste y del centro al suroeste).

Ambos análisis (cinemática y densidad) nos llevan a pensar que el eje de preferencia encontrado no es solo morfológico, sino que en el pasado algún mecanismo pudo haber provocado expulsión de material de la estrella que con el paso del tiempo se ha ido diluyendo y decelerando debido a su interacción con el ISM.

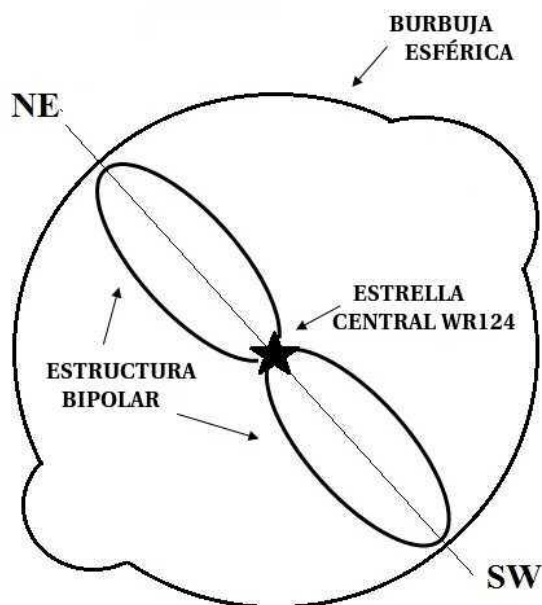


Figura 5.16: Esquema básico de la estructura de M 1-67 alrededor de la estrella WR 124.

Dejando de lado la discusión de la bipolaridad por un momento, existe otra característica morfológica muy interesante en M 1-67. Al estudiar la apariencia de la nebulosa en  $24\mu\text{m}$  se observa que hay una burbuja esférica, mucho más débil, rodeando la estructura central. Esta emisión no se detecta en las observaciones de PPaK debido al tamaño del campo de visión, y tampoco en las imágenes de banda estrecha del INT debido a que es material muy diluido en el ISM y por tanto muy débil en el rango óptico. Aunque no podamos realizar un estudio detallado de esta burbuja, la idea propuesta es coherente con los estudios cinemáticos de Sirianni et al. (1998) que mostraban dos tipos de movimientos en el entorno de WR 124: una eyección bipolar interna y una burbuja esférica externa expandiéndose en el ISM.

### 5.6.3. Interpretación de la región peculiar

En esta sección nos centramos brevemente en la región situada al noreste del apuntado lateral y que parece contener material con propiedades diferentes a las encontradas en el resto de M 1-67. En resumen en esta región habíamos encontrado:

- Mayor coeficiente de enrojecimiento de toda la nebulosa ( $c(\text{H}\beta) > 2.5$ ).
- Única región en que se ha medido  $[\text{N II}] < \text{H}\alpha$  y con la abundancia de N/H más baja estimada cercana al valor solar.
- Aumento de la velocidad radial rompiendo la tendencia a disminuir hacia los extremos de la nebulosa.

- Mínima intensidad de  $H\beta$  medida (R7).
- Ausencia total de las líneas de emisión  $[S\ II]\lambda\lambda 6717,6731$ ,  $He\ I$  y  $[O\ III]\lambda 5007$ .

Interpretar qué representa una región con todas estas propiedades es un problema difícil, y aunque con este estudio no podemos resolver el rompecabezas si proponemos un escenario que podría explicar el origen de esta región. Por un lado la abundancia total de N/H estimada indica que no es material procesado por el ciclo CNO, debe ser por tanto ISM o material de la MS. Este hecho unido a la morfología de la nebulosa y los cambios cinemáticos, nos indica que esta región no pertenece a la eyección bipolar ocurrida durante la fase LBV (ver siguiente sección). Por otro lado, recordando las simulaciones de arcos de colisión (ver sección 5.1) realizadas por van der Sluys & Lamers (2003) y teniendo en mente la burbuja esférica formada en la MS que rodea la nebulosa, es posible que la estrella central, que se mueve a muy alta velocidad heliocéntrica, genere un paraboloide al chocar con la burbuja empujando el medio circundante, de modo que lo que detectamos en esta región es el remanente de ese arco de colisión en nuestra línea de visión. Además, en el trabajo realizado por Grosdidier et al. (2001) se detectan pequeñas estructuras, similares a la que observamos aquí, en la periferia noreste de M 1-67 que interpretan como pequeños choques; la zona que estamos estudiando no se localiza exactamente en esa región, pero sí es el mismo extremo de la nebulosa y la diferencia espacial no es muy grande (sus estructuras están situadas  $\sim 50$  arcsec de la estrella y la región R7 a  $\sim 59$  arcsec), reafirmando así la interpretación propuesta.

#### 5.6.4. Formación de M 1-67 como consecuencia de la evolución de su estrella central

En este apartado interpretamos la estructura observada en M 1-67 basándonos en modelos de evolución de estrellas masivas para intentar explicar los resultados obtenidos en este trabajo.

En primer lugar comparamos los parámetros estelares de la estrella central WR 124 (temperatura efectiva y luminosidad de Hamann et al. 2006) con tres modelos de evolución estelar: los de Meynet & Maeder (2003), los de STARS (Eggleton, 1971; Pols et al., 1995; Eldridge & Tout, 2004) y los más recientes de Ekström et al. (2012), para estimar la masa inicial de la estrella WR. Como podemos ver en la figura 5.17, a pesar de las pequeñas discrepancias entre los tres modelos, todos predicen que la masa inicial de WR 124 debe estar entre  $60 M_{\odot}$  y  $80 M_{\odot}$  (Toalá et al. en preparación). Con este rango de masa inicial podemos restringir las posibles etapas evolutivas de la estrella, en particular, apoyando que la estrella central de M 1-67 evolucionó a estrella WR desde la fase LBV y no desde supergigante. Para llegar a esta conclusión, nos hemos basado en el escenario evolutivo propuesto por Meynet et al. (2011) para una estrella con  $60 M_{\odot} < M_i < 90 M_{\odot}$  (O - Of/WNL  $\leftrightarrow$  LBV - WNL - WCL/E - SN). A continuación, como recordatorio, resumimos muy brevemente la evolución de estrellas con masa inicial entre 60 y  $90 M_{\odot}$ : tras pasar la mayor parte de su vida como estrella tipo O en la MS, estas estrellas evolucionan hacia temperaturas más frías alcanzando la fase LBV (Humphreys & Davidson, 1994) donde se producen grandes

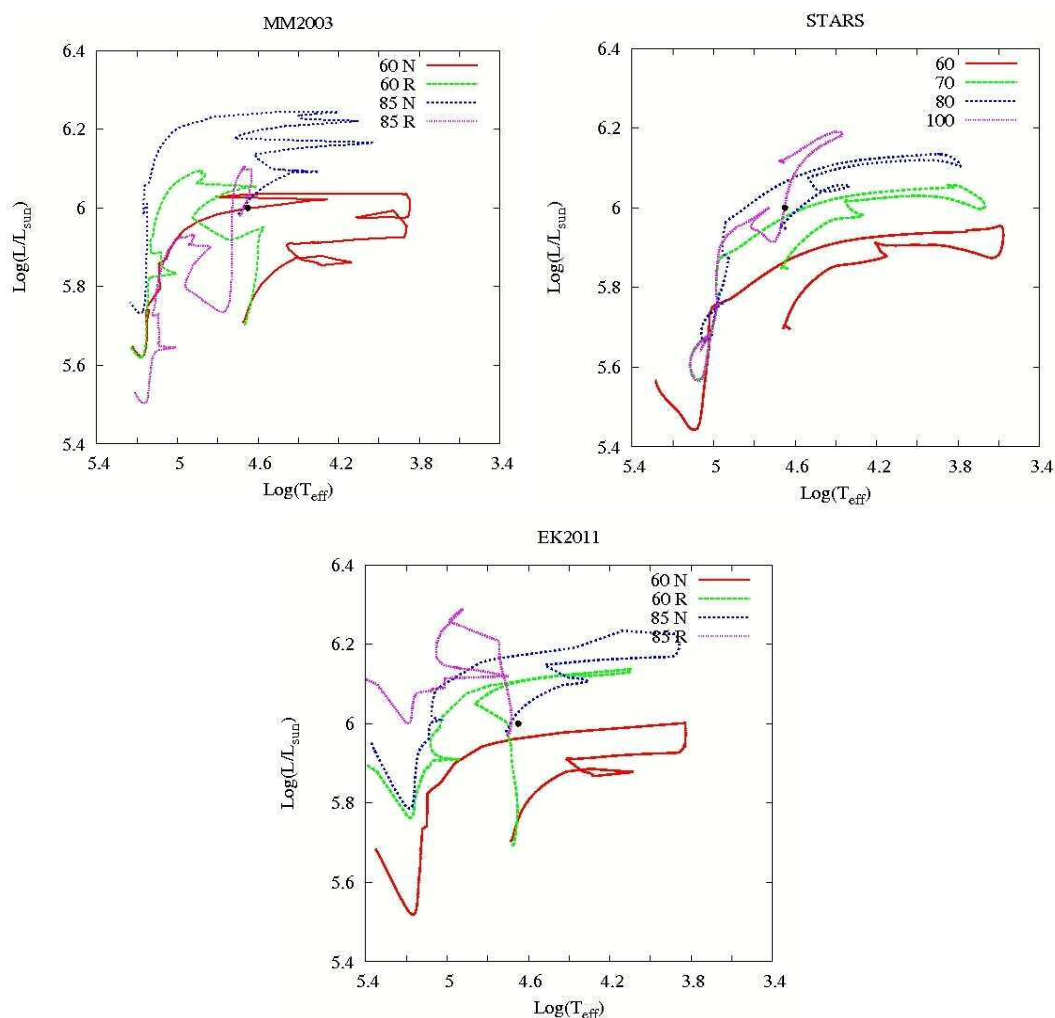


Figura 5.17: Comparación de los parámetros estelares de la estrella WR 124 con diferentes modelos de evolución estelar. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: modelos de Meynet & Maeder (2003), modelos de STARS (Eggleton, 1971; Pols et al., 1995; Eldridge & Tout, 2004) y modelos de Ekström et al. (2012). Los diferentes rangos de masa aparecen indicados con colores en la leyenda de la figura, diferenciando si son modelos con rotación (R) o sin ella (N). El punto negro de las tres figuras representa la posición de WR 124 considerando la temperatura efectiva y luminosidad propuestas por Hamann et al. (2006). Figura obtenida de Toalá et al. (en preparación).

pérdidas de masa debido a los vientos estelares que expulsan la envoltura estelar formando pequeñas nebulosas LBVN (del inglés *luminous blue variable nebulae*, Nota et al. 1995b). Debido a sus grandes tasas de pérdida de masa la fase LBV es muy corta, evolucionando rápidamente a estrellas WR.

En estudios observacionales de otros autores ya se había sugerido que M 1-67 contiene material eyectado en la fase LBV. En particular Sirianni et al. (1998) lo afirman basándose en la masa total de gas ionizado, la velocidad de expansión y el tamaño de la nebulosa,



mientras que Grosdidier et al. (1998) explican la apariencia parcheada de la nebulosa debido a la interacción de los vientos LBV.

La estrella central es una WR con tipo espectral WN8 que pertenecen a las WNL, indicando que es una WR joven y que probablemente haya alcanzado esta fase recientemente. Bajo esta hipótesis proponemos que los vientos expulsados por la estrella WR aún no han tenido tiempo de interactuar con el gas nebuloso previo eyectado en otras fases, y que por tanto, las capas y características observadas corresponden a material estelar eyectado durante la MS y/o LBV. Hicimos un cálculo simple considerando la velocidad de expansión representativa de la nebulosa ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ) y el tamaño de su radio lineal ( $\sim 0.5 \text{ pc}$ , pues es solo la mitad del eje bipolar) estimando que la eyección que provocó la distribución de gas observada ocurrió hace  $\sim 5 \times 10^4$  años. Este valor es ligeramente inferior a la duración de la fase LBV ( $\sim 1.3 \times 10^4$  años) propuesta por García-Segura et al. (1996a) apoyando la hipótesis de que la estrella ha alcanzado la fase WR recientemente.

Recapitulando hasta el momento: la comparación de los modelos con los resultados observacionales apuntan a que la estrella central se ha convertido en WR recientemente evolucionando desde la fase LBV y que, por tanto, el gas que estamos estudiando en este trabajo se originó en fases previas a la WR; pero ¿a qué etapa evolutiva pertenecen las diferentes estructuras detectadas?

Recurriendo a la morfología y escalas espaciales que predicen las simulaciones hidrodinámicas de García-Segura et al. (1996a) para una estrella de  $60 M_{\odot}$ , es bastante probable que la burbuja externa detectada en el estudio IR de M 1-67 esté compuesta por material eyectado durante la fase de MS que, debido a la interacción con el ISM, se ha expandido y diluido siendo muy tenue en el rango óptico.

Por otro lado, varias características observacionales nos llevan a pensar que la eyección bipolar (o eje de preferencia) está compuesta por material expulsado durante la fase LBV:

- Las abundancias químicas en las condensaciones situadas a lo largo de este eje presentan enriquecimiento en N/H y falta de O/H, un comportamiento típico de material procesado por el ciclo CNO en fases post-MS.
- Es muy común en observaciones de LBVN encontrar emisión muy intensa de las líneas de [N II] y carencia de [O III] (Nota et al., 1995b; Smith et al., 1998; Weis & Duschl, 2002), siendo esto indicativo de una temperatura efectiva baja o poco grado de excitación del gas.
- Varios estudios realizados sobre LBVN muestran estructuras grumosas y parcheadas (no en múltiples capas) y morfologías con ejes de preferencia (Clampin et al., 1993). La presencia de una posible eyección bipolar en M 1-67 incrementa la similitud con otras LBVN que comúnmente exhiben algún grado de bipolaridad (Nota et al., 1995b; Weis, 2001).

En resumen, los resultados obtenidos revelan que M 1-67 posee muchas de las propiedades generales de las nebulosas alrededor de estrellas LBV como tamaño, masa de gas ionizado,

campo de velocidad, emisión IR, abundancias químicas, intensidades de las líneas de emisión y características dinámicas (Nota et al., 1995b; Lamers et al., 2001; Weis, 2011).

Concluyendo, nuestro trabajo apunta a que M 1-67 es una nebulosa con dos regiones originadas en diferentes etapas evolutivas de la estrella central WR 124: una burbuja esférica externa con material expulsado durante la MS y una región interna elongada en la dirección noreste-suroeste producida por una eyección durante la fase LBV. Estamos observando una nebulosa WR con apariencia de LBVN.



## Parte II

Estudio de regiones HII del  
anticentro Galáctico mediante  
espectroscopía de rendija larga



# Observaciones con ISIS: regiones HII del anticentro Galáctico

**E**n esta segunda parte de la tesis presentamos el estudio realizado sobre nueve regiones HII del anticentro Galáctico observadas con espectroscopía de rendija larga para analizar sus propiedades físicas y químicas. Los resultados serán analizados teniendo en cuenta su radio Galactocéntrico, centrándonos en las incertidumbres surgidas a la hora de obtener gradientes de temperaturas y de abundancias químicas y comparando los resultados con trabajos previos que estudian las variaciones de las abundancias, tanto en la Vía Láctea como en otras galaxias del Grupo Local. En concreto, a lo largo de este capítulo se describe la instrumentación utilizada, la muestra de objetos, el proceso de reducción de los datos y su tratamiento.

## 6.1. Instrumentación

Las observaciones se realizaron con el espectrógrafo ISIS situado en el telescopio William Herschel perteneciente al grupo Isaac Newton (ING). A continuación describimos brevemente las características técnicas de la instrumentación utilizada.

### 6.1.1. Telescopio William Herschel

El ING está formado por los telescopios William Herschel (WHT de sus siglas en inglés *William Herschel Telescope*), Jacobus Kapteyn (JKT) de 1 m e Isaac Newton (INT) de 2.5 m situados en el Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) en la Palma (España), y es un consorcio financiado por el Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), el *Particle Physics and Astronomy Research Council* (PPARC) de Reino Unido y el *Nederlandse Organisatie Voor Wetenschappelijk Onderzoek* (NWO) de Holanda.

El WHT, inaugurado en 1987, es un telescopio clásico tipo *Cassegrain* con un espejo primario parabólico cóncavo de 4.2 m de diámetro y montura alta-azimutal que, debido a un elemento corrector de 3 lentes, permite obtener un campo de visión de 40 minutos de arco en el foco primario con una distancia focal de 11.4 m (f/2.5). Posee un espejo secundario

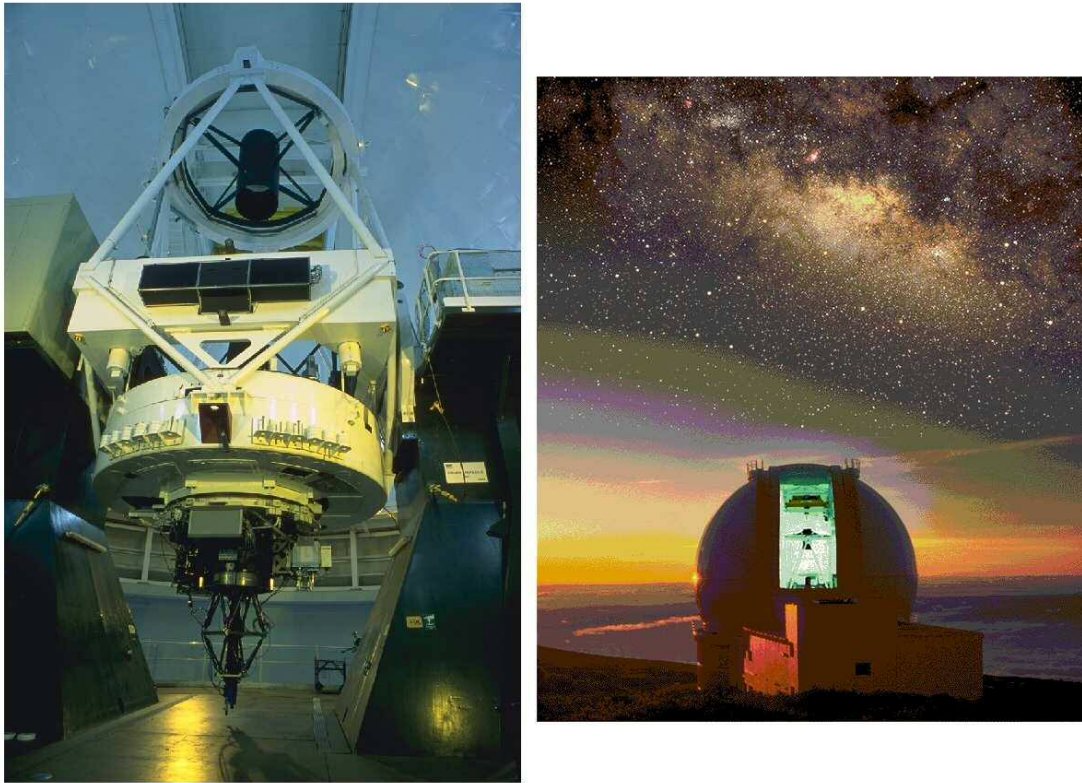


Figura 6.1: Telescopio William Herschel: a la izquierda fotografía con los focos *Nasmyth* y *Cassegrain* (R. Girnstein, 2000) y a la derecha foto-composición de la cúpula abierta y la Vía Láctea (N. Szymanek e I. King, 1997).

hiperbólico convexo de 1 m que, en caso de no estar en funcionamiento el foco primario, refleja la luz hacia la instrumentación situada en el foco *Cassegrain*. Tiene un tercer espejo plano inclinado 45 grados que desvía la luz del espejo secundario a los dos focos *Nasmyth*; moviendo este espejo pueden seleccionarse instrumentos de cualquiera de los tres focos, todos con razón focal  $f/11$ .

La cantidad de instrumentación desarrollada para el WHT permite una gran variedad de observaciones astronómicas, tanto de imagen directa como de espectroscopía, cubriendo desde el rango óptico hasta el infrarrojo. En la figura 6.1 mostramos dos fotografías del WHT.

### 6.1.2. Espectrógrafo ISIS

ISIS (*intermediate dispersion spectrograph and imaging system*) es un espectrógrafo de rendija larga acoplado al foco *Cassegrain* del WHT, diseñado y construido por el *Royal Greenwich Observatory* (RGO) y la Universidad de Oxford. Posee una rendija de 4 minutos de arco que provee de una dispersión entre 16 y 130 Å/mm correspondiente a una resolución entre 800 y 7000 respectivamente, al usar el tamaño más estrecho de la rendija (0.5 arcsec).

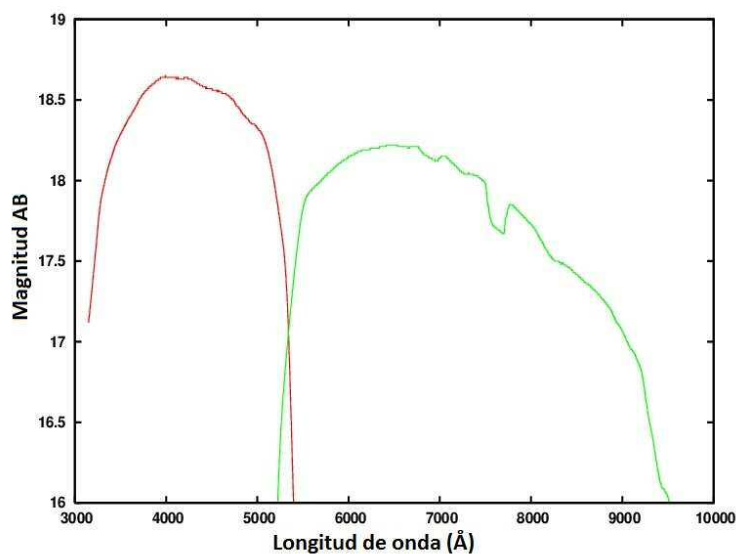


Figura 6.2: Transmisiones relativas del flujo medido con las cámaras EEV12 (color rojo) y RED+ (color verde) para los brazos azul y rojo respectivamente utilizando el dicroico 5300. Se representa la magnitud aparente AB de una estrella estándar observada en el rango de longitud de onda 3000 Å-10000 Å.

ISIS está formado por dos espectrógrafos individuales, con una escala a lo largo de la rendija de 14.9 arcsec/mm cada uno, optimizados para trabajar en los rangos espectrales azul y rojo. El diseño de ISIS incluye un dicroico que permite operar con los dos brazos simultáneamente en caso de situarlo en la posición del tercer espejo. El detector utilizado en el brazo azul, denominado EEV12, está formado por  $4096 \times 2048$  píxeles, cada uno con un tamaño de  $13.5 \mu\text{m}$  dando una resolución espacial de 0.2 arcsec/pix. En el brazo rojo se utiliza el detector RED+, compuesto por  $4096 \times 2048$  píxeles cuyo tamaño ( $15 \mu\text{m}$ ) provee de una escala espacial de 0.22 arcsec/pix.

Debido al diseño óptico de ISIS se producen dos efectos que afectan fuertemente a las observaciones y que deberemos tener en cuenta a la hora de la reducción y análisis de datos:

- Cada uno de los detectores está optimizado para trabajar en un rango de longitud de onda: la cámara EEV12 opera de forma más efectiva en el rango 3800 Å- 5000 Å, mientras que la RED+ lo hace en el rango 5400 Å- 9000 Å. Este efecto puede apreciarse en la figura 6.2, donde mostramos la transmisión relativa obtenida observacionalmente para las dos cámaras utilizando el dicroico 5300 en un rango de longitud de onda entre 3000 Å y 10000 Å.
- En ambos detectores se produce un viñeteo de la óptica que dispersa el haz de luz de manera que solo los 2820 y 2400 píxeles centrales de las cámaras azul y roja, respectivamente, son píxeles útiles, como mostramos en la figura 6.3.



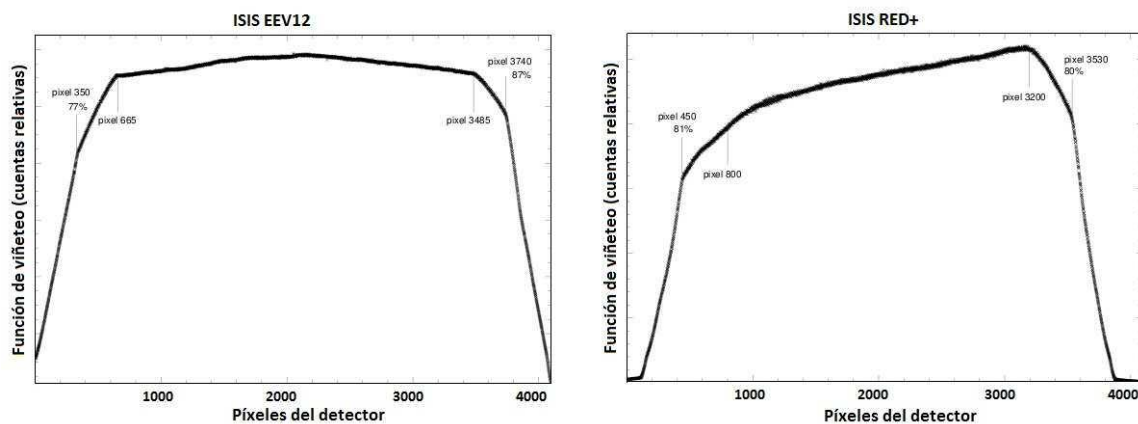


Figura 6.3: Función de viñeteo (en cuentas relativas) debida a la óptica de los detectores EEV12 (panel izquierdo) y RED+ (panel derecho).

## 6.2. Selección de la muestra y observaciones

Como ya hemos comentado previamente, el objetivo de esta segunda parte de la tesis es el análisis espectroscópico de regiones H II situadas en el anticentro Galáctico. Se denomina anticentro Galáctico a la región de la Vía Láctea que se encuentra en dirección opuesta al centro Galáctico desde el punto de vista de la Tierra, es decir, la zona comprendida entre el Sol y el extremo del disco Galáctico. El parámetro de referencia para identificar objetos situados en dicha región es la distancia al centro Galáctico o radio Galactocéntrico ( $R_G$ ).

Para generar la muestra de objetos a observar recurrimos a estudios previos realizados sobre regiones H II que nos permitieran obtener información relevante para nuestro trabajo. En primer lugar seleccionamos un amplio número de regiones H II con  $R_G > 9$  kpc procedentes de los estudios realizados por Fich & Blitz (1984) y Deharveng et al. (2000). A continuación, modificamos la muestra en base al trabajo de Russeil et al. (2007) que presenta medidas muy precisas de la distancia Galactocéntrica de diferentes regiones H II, eliminando de nuestro conjunto aquellas que tenían una mala estimación de  $R_G$  y que, con la nueva medida, ya no estaban en nuestros límites. Por último, completamos la muestra recurriendo al trabajo de Quireza et al. (2006), incorporando nuevas regiones y prestando especial atención a cuáles poseen medidas de la temperatura electrónica de radio (este será uno de los criterios a la hora de decidir qué regiones observaremos). La muestra final se compone de 89 regiones H II situadas en el anticentro Galáctico y observables en el hemisferio norte.

Las observaciones se realizaron con el espectrógrafo ISIS en el telescopio WHT durante dos campañas de observación en diciembre de 2009 y julio de 2010:

- En la primera campaña dispusimos de dos noches de observación el 18 y 19 de diciembre de 2009. De la muestra total, seleccionamos las 45 regiones H II con estimaciones de  $R_G$  más precisas y observables en esa época del año. Para elegir cuáles observar

Tabla 6.1: Registro de las observaciones de nueve regiones H II del anticentro Galáctico realizadas con ISIS.

Nombre <sup>(a)</sup>	$\alpha_{J2000}$ (h m s)	$\delta_{J2000}$ ( $^{\circ}$ ' ")	Masa de Aire	Texp. <sup>(b)</sup> (s)	Fecha
S83	19:24:30.77	+20:47:45.92	1.18	3×1800	13 jul. 2010
S132	22:19:08.26	+56:05:12.98	1.37	3×1800	13 jul. 2010
S156	23:05:08.33	+60:14:46.29	1.23	1200+700+200 <sup>(c)</sup>	13 jul. 2010
S162	23:20:43.94	+61:12:27.06	1.20	500+900+1000 <sup>(c)</sup> /18×100 <sup>(d)</sup>	13 jul. 2010
S207	4:19:49.49	+53:09:34.91	1.27	3×1200	19 dic. 2009
S208	4:19:32.39	+52:58:38.98	1.21	3×1500	19 dic. 2009
S212	4:40:36.50	+50:27:44.31	1.14	3×1500	19 dic. 2009
S228	5:13:23.37	+37:27:19.63	1.02	3×1500	19 dic. 2009
S270	6:10:12.96	+12:48:37.38	1.24	1500+1300+1200 <sup>(c)</sup>	19 dic. 2009

<sup>(a)</sup> La notación estándar establecida por la IAU para las regiones del catálogo de Sharpless (1959) es *Sh2-número*, pero por simplicación y consistencia con otros trabajos, en esta tesis las identificaremos como *S-número*.

<sup>(b)</sup> El valor del tiempo de exposición (Texp.) presentado indica los segundos de cada exposición, teniendo en cuenta que en cada una de ellas se observó con las redes roja y azul simultáneamente.

<sup>(c)</sup> En las regiones S156, S162 y S270 se realizaron observaciones con diferentes tiempos de exposición. Esta diferencia se tuvo en cuenta a la hora de combinar las imágenes.

<sup>(d)</sup> En S156 aparecen dos valores de Texp. separados por una barra indicando el tiempo de exposición en el brazo azul y rojo respectivamente (Texp.*azul*/ Texp.*rojo*).

priorizamos aquellas situadas más lejos del centro Galáctico y, en caso de ser posible, con medidas de la temperatura electrónica de radio estimadas. Debido a las malas condiciones atmosféricas solo pudimos observar la segunda noche, obteniendo espectros de cinco regiones H II: S207, S208, S212, S228 y S270.

- La segunda campaña de observación consistió en una única noche (13 de julio de 2010). De las 26 posibles regiones a estudiar, observables en ese periodo, no observadas en la campaña anterior y priorizando de nuevo aquellas con mayor  $R_G$  y con estimación de la temperatura electrónica de radio disponible, se tomaron espectros de cuatro regiones H II: S83, S132, S156 y S162.

En la tabla 6.1 presentamos un resumen de las observaciones realizadas sobre la muestra final compuesta por nueve regiones H II. Todas las regiones se observaron utilizando dos redes de difracción para obtener información del mayor número posibles de líneas de emisión en un amplio rango de longitud de onda. En el brazo azul se utilizó la red R300B, con dispersión 0.86 Å/pix, centrada en 4400 Å y cubriendo el rango espectral 2600 Å- 6200 Å (rango válido sin viñeteo aproximado: 3200 Å- 5800 Å). En el brazo rojo se utilizó la red R158R, con dispersión 1.81 Å/pix, centrada en 7800 Å y cubriendo el rango 4000 Å- 11500 Å (rango

válido sin viñeteo aproximado: 5300 Å- 9700 Å).

El tiempo de exposición varía entre las regiones como se aprecia en la tabla 6.1, pero en todas se realizaron, al menos, tres exposiciones en cada una de las redes para poder eliminar los rayos cósmicos posteriormente. Las observaciones del brazo azul y rojo se realizaron simultáneamente utilizando el dicróico. Para todas las regiones se consideró una apertura de la rendija de 1 arcsec situada en ángulo paraláctico sobre el objeto para evitar problemas de DAR.

A lo largo de las dos noches de observación se tomaron imágenes de otros elementos necesarios para la reducción y análisis de los datos como *bias* y *flats* de cúpula con una lámpara de wolframio. Antes y después de la exposición de cada objeto se tomaron imágenes de arcos para la calibración en longitud de onda utilizando una lámpara de CuAr+CuNe. Además, en ambas noches se observaron estrellas estándar para realizar la calibración en flujo: G191-B2B y HR 345 la noche del 19 de diciembre y BD+26 2603 y BD+17 4708 la noche del 13 de julio.

### 6.3. Información de las regiones HII observadas

En esta sección describimos la información más relevante de las nueve regiones H II observadas; para ello consultamos varios catálogos y trabajos de regiones H II de la Galaxia recopilando los parámetros necesarios y comparando la metodología de las diferentes fuentes. En la tabla 6.2 presentamos un resumen de los principales parámetros de las nueve regiones H II observadas (columna 1) que hemos adoptado para nuestro estudio: coordenadas Galácticas (columnas 2 y 3), radio Galactocéntrico (columna 4), distancia al Sol (columna 5), altura sobre el disco Galáctico (columna 6), tamaño angular (columna 7) y temperatura electrónica de radio (columna 8). A continuación describimos el procedimiento general seguido para la elección de estos parámetros. Más adelante presentaremos un resumen donde explicaremos las características e incertidumbres de cada región.

El principal problema de esta búsqueda fue decidir qué estimación de la distancia al Sol ( $d_{\odot}$ ) y radio Galactocéntrico ( $R_G$ ) considerar. El estudio de los gradientes de abundancias en la Galaxia está fuertemente influenciado por la elección de  $R_G$ , ya que determina su forma y puede cambiar notablemente los resultados y su interpretación, es por ello que realizamos un detallado análisis de los valores de este parámetros en la literatura, comparando diversos trabajos y encontrando que las diferencias entre autores, para determinadas regiones, es considerable, y más aún en regiones situadas en el anticentro Galáctico.

En algunos trabajos (Blitz et al., 1982; Hunter & Massey, 1990) las distancias están estimadas mediante fotometría estelar, considerando una única estrella como fuente de ionización de la nebulosa y no siempre especificando cual es la estrella de referencia o su tipo espectral. En los trabajos más recientes (Caplan et al., 2000; Deharveng et al., 2000; Quireza et al., 2006) las distancias propuestas están estimadas cinemáticamente, es decir, mediante la velocidad nebular medida en el LSR y asumiendo un modelo de curva de rotación. Otros trabajos, como el de Hunter (1992), derivan tanto distancias fotométricas como cinemáticas, adoptando finalmente el valor medio entre ambas.

Tabla 6.2: Parámetros físicos adoptados de la literatura de las regiones H II estudiadas. Los números entre corchetes indican las referencias utilizadas para cada parámetro (ver pie de tabla con numeración y texto para detalles).

Región	l (°)	b (°)	$R_G$ (kpc)	$d_\odot$ (kpc)	$z^{[5]}$ (pc)	$\Theta^{[1]}$ (arcsec)	$T_e^r$ (K)
S83	55.12	2.42 <sup>[1]</sup>	15.2 <sup>[3]</sup>	6.0 <sup>[2]</sup>	-	2	9915 <sup>[3]</sup>
S132	102.96	-0.80 <sup>[1]</sup>	11.3 <sup>[4]</sup>	5.8 <sup>[4]</sup>	-59	90	-
S156	110.11	0.005 <sup>[1]</sup>	11.5 <sup>[4]</sup>	5.3 <sup>[4]†</sup>	6	2	8460 <sup>[3]</sup> /9070 <sup>[4]</sup> /9240 <sup>[7]</sup>
S162	112.19	0.22 <sup>[1]</sup>	11.1 <sup>[4]</sup>	4.7 <sup>[4]</sup>	13	40	8070 <sup>[4]</sup> /8641 <sup>[7]</sup>
S207	151.119	2.13 <sup>[2]</sup>	16.8 <sup>[3]</sup>	8.05 <sup>[2]</sup>	-	4	10510 <sup>[3]</sup>
S208	151.29	1.97 <sup>[2]</sup>	16.8 <sup>[3]</sup>	9.15 <sup>[2]</sup>	261	1	10510 <sup>[3]</sup>
S212	155.39	2.65 <sup>[1]</sup>	14.8 <sup>[3]</sup> /16.7 <sup>[4]</sup>	7.1 <sup>[2]</sup> /8.6 <sup>[4]</sup>	278	8	9660 <sup>[3]</sup> /10460 <sup>[4]</sup> /10253 <sup>[7]</sup>
S228	169.19	-0.90 <sup>[1]</sup>	13.8 <sup>[4]</sup>	5.3 <sup>[4]</sup>	-	8	9700 <sup>[4]</sup> /9345 <sup>[7]</sup>
S270	196.83	-3.11 <sup>[1]</sup>	18.6 <sup>[5]</sup> /14.2 <sup>[6]</sup>	8.8 <sup>[5]</sup> /5.9 <sup>[6]</sup>	-478	1	-

Referencias bibliográficas: [1]=Blitz et al. (1982), [2]=Caplan et al. (2000), [3]=Deharveng et al. (2000), [4]=Quireza et al. (2006), [5]=Fich & Blitz (1984), [6]=Fich & Silkey (1991), [7]=Balsler et al. (2011).

† Distancia al Sol adoptada para S156 pero teniendo en mente que el trabajo de Russeil et al. (2007) proponen  $d_\odot=2.87$  pc. Ver detalles en el texto.

En este estudio, el primer criterio que seguimos para seleccionar la distancia fue intentar utilizar la misma referencia para todas las regiones para obtener un gradiente lo más consistente posible; lamentablemente esto no fue posible ya que no todas las regiones aparecen en todos los catálogos consultados. Por otro lado, el cálculo de  $R_G$  es dependiente de la distancia al Sol<sup>1</sup>, por lo que el segundo criterio para nuestra selección fue intentar que la referencia utilizada para  $d_\odot$  y  $R_G$  en una región fuera la misma.

Teniendo todo esto en cuenta optamos por adoptar las distancias Galactocéntricas propuestas por Quireza et al. (2006) y Deharveng et al. (2000). Ambos catálogos se complementan muy bien para nuestro propósito, ya que cada uno provee de distancias para cinco regiones de nuestra muestra solapándose solo en dos regiones (S156 y S212 que comentaremos más adelante). Quireza et al. (2006) proveen de valores de  $d_\odot$  y  $R_G$  estimados cinemáticamente, solucionando así el problema de la consistencia entre los dos parámetros y obteniendo valores de las distancias para S132, S156, S162, S212 y S228. Por otro lado, Deharveng et al. (2000) estiman distancias Galactocéntricas para S83, S156, S207, S208 y S212, también cinemáticas y bajo las mismas condiciones que Quireza et al. (2006) (curva de rotación de Brand & Blitz 1993,  $R_\odot=8.5$  kpc y velocidad de rotación del Sol en el LSR de  $220 \text{ km s}^{-1}$ ). Para estas regiones el valor de  $d_\odot$  lo obtuvimos de Caplan et al. (2000), obteniendo de nuevo consistencia entre los dos parámetros, ya que los artículos de Caplan

<sup>1</sup>El radio Galactocéntrico ( $R_G$ ) de un objeto y su distancia al Sol ( $d_\odot$ ) se relacionan mediante la ecuación  $R_G^2=d_\odot^2+R_\odot^2-2d_\odot R_\odot \cos(l)\cos(b)$ , siendo  $R_\odot$  el radio Galactocéntrico del Sol y (l,b) las coordenadas Galácticas del objeto.

et al. (2000) y Deharveng et al. (2000) pertenecen al mismo trabajo de investigación publicado en dos artículos diferentes (“*Oxygen and helium abundances in HII region*” parte I y parte II, respectivamente). Con estas tres referencias tenemos información de ocho de las nueve regiones de nuestra muestra, faltando únicamente S270 (ver discusión sobre S270 más adelante).

Los demás parámetros de la tabla 6.2 fueron mucho más fáciles obtener ya que hay más uniformidad porque no dependen de otras hipótesis como el radio del Sol, el tipo espectral o el modelo de rotación. Las coordenadas Galácticas (l,b) varían ligeramente entre los trabajos más antiguos, pero el catálogo de Blitz et al. (1982) parece establecer unos valores adoptados por la comunidad científica en años posteriores (y en la actualidad); es por ello que las coordenadas Galácticas de todos nuestros objetos están obtenidos de Blitz et al. (1982), a excepción de S207 y S208 que no aparecían ahí catalogadas y en las que recurrimos a Caplan et al. (2000). La altura sobre el disco Galáctico (z) no está demasiado documentada en la literatura adoptando, por tanto, la única referencia (Fich & Blitz, 1984) en la que hemos encontrado varios de los objetos de nuestra muestra. La estimación del tamaño de las regiones es otro parámetro problemático debido a que el diámetro lineal del objeto depende de la distancia adoptada, añadiendo la incertidumbre de las distancias discutida antes; por esta razón optamos por especificar únicamente el tamaño angular ( $\Theta$ ) propuesto por Blitz et al. (1982) basadas en el catálogo de Sharpless (1959) y complementado con sus propias observaciones. Por último, la columna 8 de de la tabla muestra la temperatura electrónica de radio ( $T_e^r$ ) obtenida de los estudios de Deharveng et al. (2000), Quireza et al. (2006) y Balser et al. (2011).

A continuación describimos brevemente las principales características de las nueve regiones H II:

- **S83:** pequeña región H II mencionada muy pocas veces en la literatura. Las únicas referencias pertenecen a Baranne & Duchesne (1972) con espectroscopía óptica Echelle, Kazès et al. (1975) en radio continuo, Fich et al. (1990) en un estudio óptico cinemático y más recientemente Caplan et al. (2000) y Deharveng et al. (2000). En todos los casos los trabajos muestran valores poco precisos de las propiedades físicas con grandes incertidumbres.
- **S132:** también catalogada como LBN 02.79-00.92 es una de las regiones de la muestra más estudiada. Esta región H II gigante está localizada en el brazo espiral de Perseo y presenta dos núcleos brillantes rodeados de emisión difusa. Está ionizada por dos estrellas, BD+55 2722 con tipo espectral O8.5V (Crampton & Fisher, 1974) y WR 153 con tipo espectral WN6 (Hunter & Massey, 1990), ambas localizadas cerca del centro de la región (Harten et al., 1978; Chu et al., 1983). Ha sido estudiada en diferentes rangos espectrales, tanto en óptico (Heckathorn et al., 1982; Miller & Chu, 1993) como en IR y radio continuo (Vasquez et al., 2010).
- **S156:** también llamada IC 1470 es una región H II bastante compacta perteneciente al cúmulo estelar NGC 7510. Está ionizada por una única estrella cuyo tipo espectral varía ligeramente de un autor a otro entre O7V (Barlow et al., 1976), O6.5V (Hunter

& Massey, 1990) y O8V (Russeil et al., 2007). El radio Galactocéntrico de S156 está comprendido entre 11.3 kpc (Deharveng et al., 2000) y 11.5 kpc (Quireza et al., 2006), adoptando para nuestro estudio el último valor siguiendo el criterio descrito anteriormente, y destacando que la diferencia entre ambos autores es mínima. Para el caso de la distancia al Sol diferentes autores estiman un valor entre 5 kpc y 6 kpc (Blitz et al., 1982; Hunter & Massey, 1990; Fich & Blitz, 1984; Caplan et al., 2000; Quireza et al., 2006); no obstante, en un estudio posterior de Russeil et al. (2007), en el que derivan con precisión las distancias de diferentes objetos Galácticos, proponen que la distancia al Sol de S156 es 2.87 kpc, valor mucho menor que el propuesto por el resto de autores. Hay tres razones por las cuales optamos por no adoptar  $d_{\odot}$  de Russeil et al. (2007) en nuestro trabajo: en primer lugar porque la estimación de  $d_{\odot}$  para S156 difiere de la del resto de objetos de su muestra, siendo en este caso el cálculo a partir del tipo espectral de la estrella excitadora implicando, según los propios autores, un error en la estimación del 40 %; en segundo lugar por consistencia con el resto de objetos de la muestra que no aparecen en este catálogo y, finalmente, porque no presentan valores de  $R_G$ , parámetro que realmente nos interesa en nuestro estudio de los gradientes de abundancias.

- **S162:** región H II muy extensa con varias capas y estructuras situada en una nube molecular difusa (Thronson et al., 1982). Se caracteriza por presentar una burbuja muy bien definida en su parte más interna, catalogada como NGC 7635 y comúnmente conocida como la nebulosa de la burbuja (o *bubble nebula*). Aunque la mayoría de los trabajos analizan esta burbuja, S162 abarca un espacio mucho más amplio, con condensaciones de material al norte de la burbuja y una extensa emisión difusa mucho más débil. Existen diversos estudios de S162 que ha sido observada con interferometría óptica (Pismis et al., 1983), espectroscopía Echelle (Christopoulou et al., 1995), imagen óptica con el HST (Moore et al., 2002) y más recientemente en el rango UV (Anand et al., 2009). La principal fuente de ionización de S162 es BD+60 2522, una estrella con tipo espectral O6.5III<sub>f</sub> (Conti & Leep, 1974).
- **S207:** región H II ionizada por una estrella masiva con tipo espectral O9V (Crampton et al., 1978) o O 9.5IV (Moffat et al., 1979) erróneamente clasificada como PN debido a su aspecto (Cahn & Kaler, 1971). El mayor trabajo encontrado sobre S207 pertenece a Pismis et al. (1991), que con observaciones interferométricas re-clasificaron S207 como una región H II, descartando por completo la idea inicial de PN.
- **S208:** región muy cercana a S207, aunque mucho más compacta e intensa, que parece estar asociada a los cúmulos IR BDS2003 y Waterloo 1. Existen en la literatura muy pocas referencias a este objeto, destacando las observaciones en radio continuo de Fich (1993). La fuente de ionización no está firmemente establecida, pudiendo ser una estrella tipo B0V (Crampton et al., 1978; Moffat et al., 1979) o tipo O9.5V (Chini & Wink, 1984; Lahulla, 1985).
- **S212:** región H II muy brillante en el óptico asociada al cúmulo abierto NGC 1624. Su apariencia es esférica con numerosas subestructuras indicando una componente difusa no homogénea. Ha sido estudiada en radio continuo (Fich, 1993), con interferometría

óptica (Pismis et al., 1991) y en IR (Deharveng et al., 2008), mostrando este último trabajo un anillo de emisión externo a la región ionizada que indica la presencia de material neutro y polvo. Varios estudios han revelado que es una región altamente ionizada por un cúmulo estelar en el que se cree que dos estrellas tempranas, una con tipo espectral O5.5 (Moffat et al., 1979) y otra con tipo espectral O6I (Chini & Wink, 1984), son las principales fuentes de ionización. S212 es una de las regiones de la muestra, junto con S156, de la que disponemos de estimaciones del radio Galactocéntrico de Deharveng et al. (2000) y Quireza et al. (2006), con el inconveniente de que en este caso los autores difieren: Deharveng et al. (2000) estiman  $R_G=14.8$  kpc, mientras que Quireza et al. (2006) obtienen un valor de  $R_G=16.7$  kpc. Algo similar ocurre con la distancia al Sol, siendo 7.1 kpc el valor propuesto por Caplan et al. (2000) y 8.6 kpc el de Quireza et al. (2006). Como el objetivo de este trabajo no es la determinación de la distancia de regiones H II y, *a priori* no tenemos manera de establecer cuál es la correcta, optamos por considerar ambos valores para nuestro estudio.

- **S228:** región H II identificada también como LBN 784. Tal y como ocurría con S83, la información encontrada es bastante escasa, siempre como parte de un catálogo y sin entrar en los detalles del objeto. Se ha observado su emisión de CO (Blitz et al., 1982), en óptico (Hunter, 1992) y en radio (Fich, 1993; Quireza et al., 2006).
- **S270:** también conocida como LBN 196.79-03.1 es, probablemente, la región de la muestra menos estudiada en el pasado. Incluso la determinación de su distancia está poco documentada, siendo las dos únicas referencias los catálogos de Fich & Blitz (1984) y Fich & Silkey (1991) con estimaciones tan dispares como 18.6 kpc y 14.2 kpc, respectivamente. Ambos trabajos estiman distancias cinemáticas a partir de las medidas de la velocidad radial de CO, señalando que los errores asociados a las velocidades implican una incertidumbre en la distancia del 10-25 % (Fich & Blitz, 1984) y  $\sim 25$  % (Fich & Silkey, 1991). Como ya explicamos en S212, el objetivo de este trabajo no es la determinación de las distancias y optamos por considerar ambos valores para nuestro estudio.

Para completar el estudio bibliográfico de las regiones y tener una referencia de la apariencia óptica de cada una de ellas, en las figuras 6.4, 6.5 y 6.6 presentamos imágenes en placa fotográfica de las nueve regiones H II de la muestra realizadas por el *Palomar Observatory Sky Survey* (POSS-II) y obtenidas del *Digitized Sky Survey* (DSS) sobre las que hemos superpuesto la rendija de ISIS tal y como estaba situada durante las observaciones, es decir, centrada en las coordenadas de la tabla 6.1 y orientada en ángulo paraláctico. Las dimensiones de todas las imágenes son  $768 \times 768$  píxeles, correspondiente a un área de cielo de  $12.9' \times 12.9'$ , con el norte hacia arriba y el este a la izquierda. Junto a las imágenes de cada región se muestran los perfiles espaciales de H $\alpha$  (incluyendo continuo) con las zonas extraídas (ver sección 6.5.1).

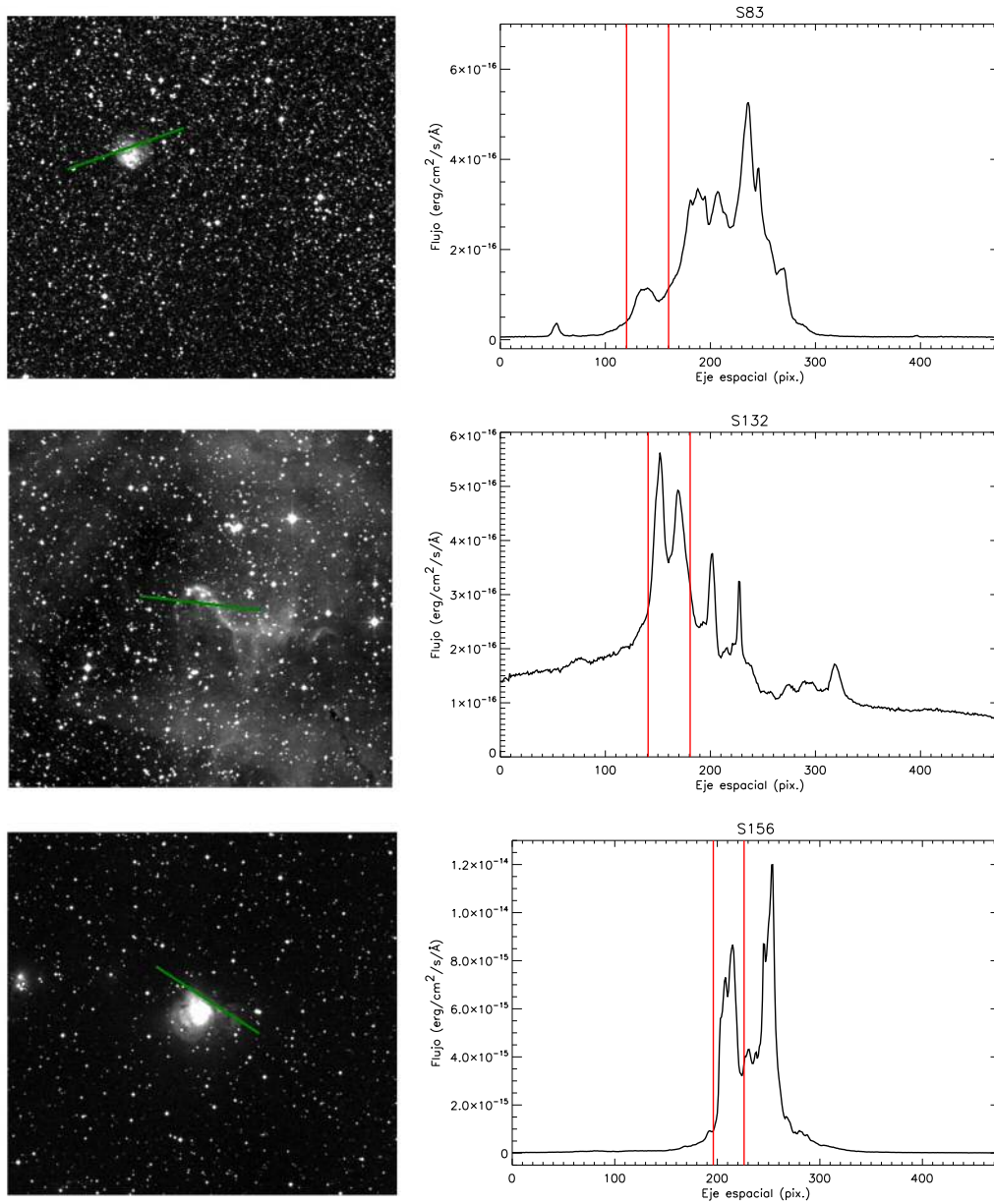


Figura 6.4: A la izquierda imágenes en la placa F obtenidas de POSS-II con la rendija de observación indicada en color verde; el norte está hacia arriba y el este a la izquierda. A la derecha perfiles espaciales de H $\alpha$ +continuo a lo largo de la rendija, indicando en color rojo la apertura seleccionada para la extracción. Se muestran las regiones S83, S132 y S156.



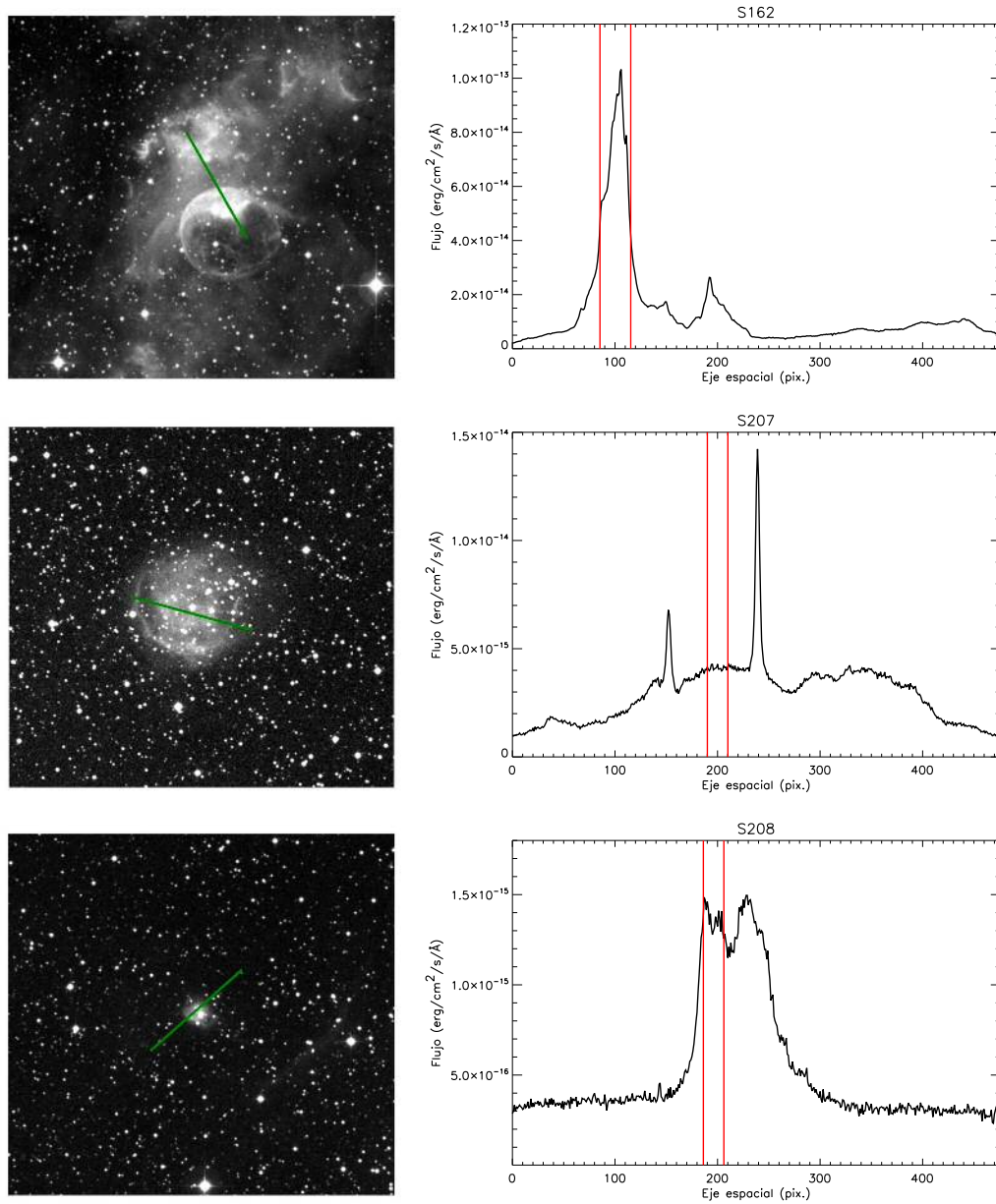


Figura 6.5: A la izquierda imágenes en la placa F obtenidas de POSS-II con la rendija de observación indicada en color verde; el norte está hacia arriba y el este a la izquierda. A la derecha perfiles espaciales de H $\alpha$ +continuo a lo largo de la rendija, indicando en color rojo la apertura seleccionada para la extracción. Se muestran las regiones S162, S207 y S208.

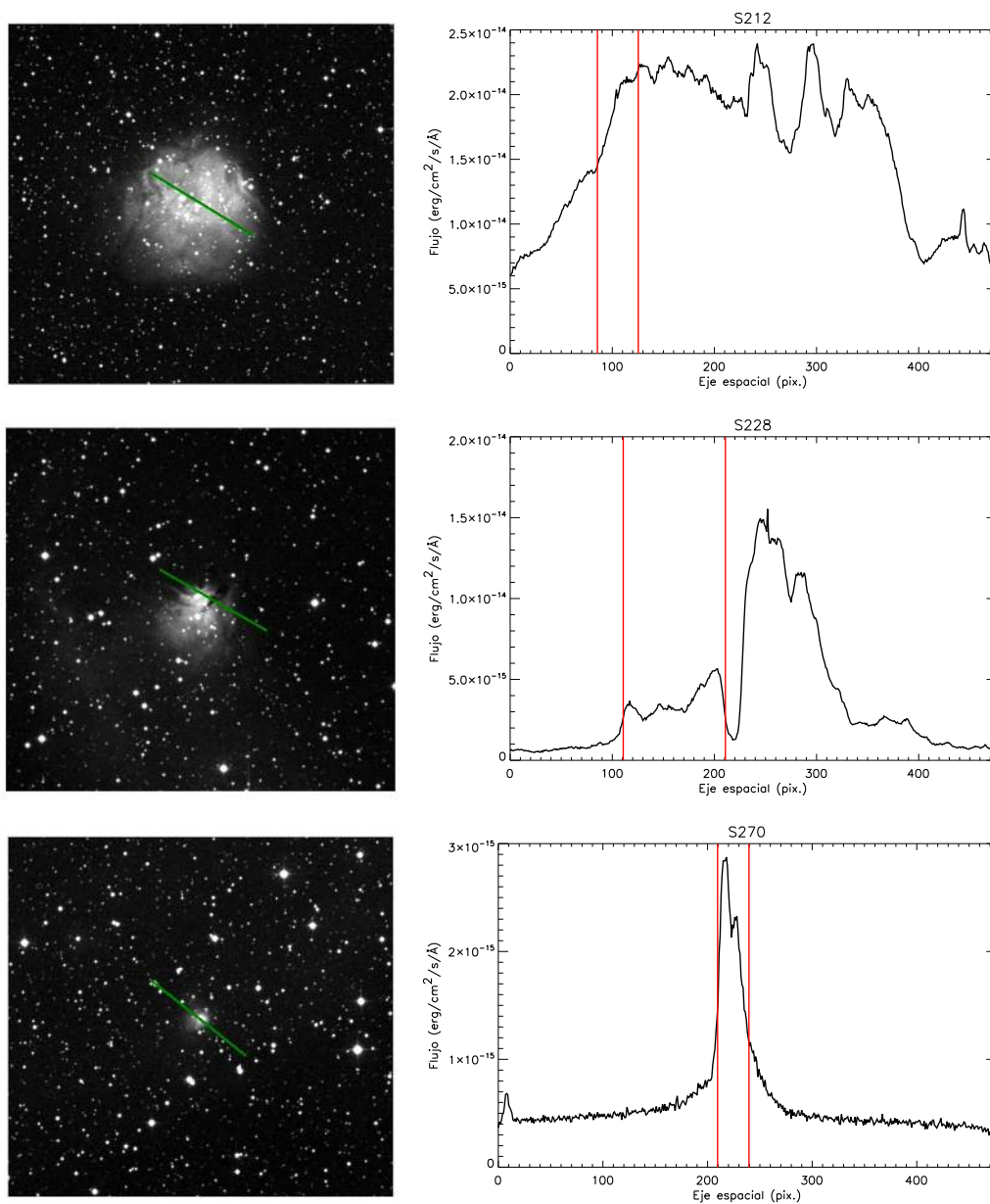


Figura 6.6: A la izquierda imágenes en la placa F obtenidas de POSS-II con la rendija de observación indicada en color verde; el norte está hacia arriba y el este a la izquierda. A la derecha perfiles espaciales de H $\alpha$ +continuo a lo largo de la rendija, indicando en color rojo la apertura seleccionada para la extracción. Se muestran las regiones S212, S228 y S270.

## 6.4. Reducción de datos

La reducción de los datos se llevó a cabo de forma idéntica para las nueve regiones H II observadas, utilizando paquetes específicos del programa IRAF y siguiendo los pasos clásicos de reducción de datos de espectroscopía de rendija larga que a continuación resumimos.

1. Se combinaron las imágenes de *bias* y los *flats* de cúpula, diferenciando por redes, y aplicando ambas correcciones a todos los objetos. De este modo eliminamos el nivel cero de cuentas añadido electrónicamente por el detector y las variaciones espaciales debido a diferencias en la sensibilidad de los píxeles.
2. Con el fin de aumentar la S/N de los espectros y eliminar los rayos cósmicos se combinaron las diferentes exposiciones tomadas en un mismo apuntado para cada región y estrella, diferenciando por redes y teniendo en cuenta posibles diferencias en el tiempo de exposición.
3. A continuación, se procedió a realizar la calibración en longitud de onda recurriendo a los arcos tomados a lo largo de la noche. En primer lugar se identificaron las líneas de emisión detectadas para una columna del arco observado, comparando con el espectro teórico de la lámpara utilizando la tarea *identify*. En segundo lugar, se aplicó la solución de dispersión al resto de las columnas (eje espacial) mediante la tarea *reidentify*. Aunque existe la opción de identificar las líneas únicamente en un arco y luego aplicar la solución a los demás, optamos por realizar el proceso para cada arco de forma individual, ya que las exposiciones se tomaron en momentos diferentes de la noche y es posible que la posición relativa de los píxeles en los diferentes arcos varíe debido a flexiones del telescopio. En tercer lugar, se realizó un ajuste bidimensional con *fitcoord* para obtener una función que describa la dependencia espacial de la longitud de onda de la forma  $\lambda=f(x,y)$ . El último paso consistió en aplicar las soluciones a todos los objetos (regiones H II y estrellas estándar) mediante la tarea *transform*, asociando un arco a cada objeto teniendo en cuenta la hora de observación, la distancia cenital y la masa de aire.

El criterio utilizado al buscar la solución de dispersión de los arcos fue ajustar el mayor número posible de líneas identificadas intentando obtener una rms lo más baja posible: la precisión (rms) obtenida en la calibración para el rango azul fue  $\sim 0.17 - 0.28 \text{ \AA}$  mientras que en el rango rojo obtuvimos  $\text{rms} \sim 0.36 - 0.60 \text{ \AA}$ . Sin embargo surgieron muchos problemas con la calibración de los arcos en el rango rojo debido a que la apertura de la rendija recogía demasiado flujo obteniendo una línea proyectada ensanchada y dificultando la identificación automática de la tarea *reidentify*; aquellos arcos con rms superior a 0.6 o con buena rms pero con muy pocas líneas identificadas no fueron aplicados a los objetos asociados, sustituyéndolos por otros tomados en condiciones similares.

4. Para terminar la reducción de los datos realizamos la calibración en flujo, proceso por el que se transforman las cuentas registradas en el detector en unidades físicas

de flujo ( $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ ). En primer lugar extrajimos un espectro unidimensional de cada una de las estrellas observadas mediante la tarea *apall* sustrayéndoles el cielo. Después comparamos dicho espectro con los valores de las librerías utilizando la tarea *standard*, obteniendo una tabla con la relación flujo-cuentas. A continuación, mediante la tarea *sensfunc* generamos una curva continua de sensibilidad en cada uno de los píxeles utilizando la información obtenida previamente. Como en cada una de las noches se observaron dos estrellas estándar realizamos diferentes pruebas para decidir qué estrellas utilizar, optando finalmente por generar un promedio de ambas funciones de sensibilidad (una por red y por noche). Por último aplicamos la función de sensibilidad a todos los objetos utilizando la tarea *calibrate*, obteniendo ya las imágenes de las regiones H II en unidades físicas de flujo.

## 6.5. Tratamiento de datos

A lo largo de esta sección describimos el tratamiento previo realizado a los datos espectroscópicos antes de medir las líneas y realizar la estimación de los parámetros físicos y abundancias químicas.

### 6.5.1. Extracción de espectros unidimensionales

Tras la reducción de los datos procedimos a la extracción de los espectros unidimensionales ya que las imágenes de espectroscopía de rendija larga tienen una dimensión espectral y otra espacial, permitiendo obtener espectros en todas las posiciones a lo largo de la rendija. Para seleccionar la zona en la que queremos extraer el espectro 1D realizamos cortes en las principales líneas de emisión detectadas para analizar los perfiles espaciales, prestando especial atención a aquellos conjuntos de líneas cuya relación implique una condición física. Algunos de los perfiles comparados para realizar este análisis fueron:

- Estudiar los perfiles de  $\text{H}\alpha$  y  $\text{H}\beta$  nos permite identificar zonas con diferente extinción.
- Comparando los perfiles de  $[\text{S II}]\lambda 6717$  y  $[\text{S II}]\lambda 6731$  obtenemos las posibles variaciones en la densidad electrónica dentro de la región.
- Áreas de la región con diferentes perfiles relativos de  $[\text{O III}]\lambda\lambda 4363, 4959, 5007$  o de  $[\text{N II}]\lambda\lambda 5755, 6548, 6584$  nos indican variaciones en la temperatura electrónica.
- La comparación de los perfiles de elementos con diferente excitación como  $[\text{O II}]\lambda 3727$  y  $[\text{O III}]\lambda 5007$  nos informa de diferencias en las condiciones de ionización entre zonas de la región H II.

Teniendo en cuenta los resultados obtenidos de estas comparaciones elegimos las zonas de cada región en las que fuera posible obtener información más interesante para nuestro estudio. En esta parte de la tesis nos centramos en analizar las propiedades de cada objeto para poder obtener una visión global de las condiciones del gas de regiones H II situadas en diferentes posiciones del anticentro Galáctico, por lo que únicamente extrajimos un espectro

característico de cada uno de los objetos observados<sup>2</sup>. De este modo, aunque tengamos en cuenta los resultados del análisis de los perfiles espaciales para elegir las zonas con información más interesante, el principal criterio utilizado para la extracción fue asegurarnos que en la zona elegida se medían con buena S/N las líneas necesarias para poder estimar la temperatura electrónica. En las figuras 6.4, 6.5 y 6.6 mostramos los perfiles espaciales de H $\alpha$  (incluyendo el continuo) a lo largo de la rendija de las nueve regiones, indicando con líneas rojas las aperturas en la que extrajimos los espectros 1D.

Una vez establecida la zona que queremos estudiar en cada región procedimos a la extracción del espectro unidimensional recurriendo a la tarea *apall* de IRAF. En primer lugar seleccionamos una apertura de extracción para cada región indicando el número de píxeles del eje espacial que sumamos para obtener el espectro con buena S/N y minimizando la contaminación de píxeles adyacentes; a continuación identificamos la posición del espectro a lo largo del eje espectral para obtener la traza y, finalmente, teniendo en cuenta la apertura y la traza extrajimos el espectro unidimensional. En cada región observada la extracción se realizó de forma individual para cada red de difracción teniendo en cuenta que la escala espacial de las dos redes no es la misma (en el rango rojo es 0.22 arcsec/pix y en el azul 0.20 arcsec/pix). Como queremos muestrear un área de la región del mismo tamaño (en arcsec) en ambas redes, decidimos considerar siempre aperturas de 10 en 10 píxeles en la red roja y múltiplos de 11 en la azul, de este modo el flujo sumado extraído estará en las mismas unidades de arcsec. La variación en la escala espacial también afecta al centro de la apertura seleccionada, ya que no siempre extraemos el espectro en una zona fácilmente identificable del perfil espacial (ya que los perfiles cambian en función de la longitud de onda observada); para asegurarnos que la zona extraída es la misma primero extrajimos el espectro en el rango rojo (con el perfil de H $\alpha$ ) prestando atención al tamaño de la apertura (en píxeles) y al píxel en que está centrada, y tomando siempre como referencia un pico de emisión (generalmente una estrella); a continuación identificamos el píxel central en el rango azul (con el perfil de H $\beta$ ) mediante la referencia tomada y seleccionamos la apertura correspondiente, teniendo en cuenta la escala espacial para ambos procesos.

### 6.5.2. Sustracción del cielo de fondo

Un paso fundamental del tratamiento de datos antes de su análisis es la sustracción del cielo de fondo. El cielo contamina el espectro emitido por el objeto, añadiendo un nivel de continuo y líneas de emisión no provenientes del objeto que pueden llevar a medidas erróneas de flujo, implicando una mala determinación de las condiciones del gas ionizado.

En cada una de las regiones HII se realizó una sustracción de cielo diferente debido a que no todas tienen la misma extensión y la muestra de cielo a sustraer no es siempre la misma. A continuación resumimos los tres casos que nos hemos encontrado en nuestros datos:

---

<sup>2</sup>Como trabajo futuro estudiaremos espectros obtenidos en diferentes posiciones de cada región para analizar las variaciones espaciales de las propiedades físicas y químicas dentro de un mismo objeto.

- Cinco de las regiones H II son bastantes compactas, de modo que la rendija pasa por el objeto pero además muestrea el cielo en los extremos. Esto ocurre para S83, S156, S208, S228 y S270, como puede apreciarse en las imágenes del POSS-II y en los perfiles espaciales de las figuras 6.4, 6.5 y 6.6. En estos casos la sustracción de cielo se realizó de forma automática con la tarea *apall* y simultáneamente a la extracción de los espectros, seleccionando una apertura para el espectro y otra para el cielo, obteniendo el espectro final 1D corregido de la contaminación de fondo.
- Como se aprecia en las figuras 6.4 y 6.6, las regiones S132 y S212 son objetos muy extensos por lo que hay emisión de gas nebuloso a lo largo de toda la rendija sin detectar emisión aislada de cielo para ser sustraída. Por esta razón se realizaron observaciones de cielo adyacentes a ambas regiones, reducidas del mismo modo que las demás imágenes, que utilizamos para la sustracción. Para ello recurrimos a la tarea *blkavg* de IRAF seleccionando varias columnas (eje espacial), con cuidado de no incluir ninguna estrella de campo, y promediamos obteniendo un espectro unidimensional característico del cielo que se sustrajo a los espectros extraídos de cada región teniendo en cuenta el número de píxeles considerados para la apertura del espectro. Este proceso se realizó de forma individual para las dos regiones (cada una con su cielo) y para cada red de difracción.
- Las regiones S162 y S207 fueron las más problemáticas a la hora de sustraer el cielo ya que, como ocurría en las dos anteriores, son objetos extensos que ocupan toda la rendija, pero en este caso no disponemos de exposiciones adicionales de cielo. Al intentar la sustracción mediante *apall* comprobamos que el cielo considerado tenía muchas líneas de emisión nebulares y que, al restarlo, generaban un espectro con menor flujo del emitido, por lo que la única solución posible fue recurrir a los dos cielos obtenidos de las exposiciones adicionales cercanas a S132 y S212. En particular, teniendo en cuenta la masa de aire de las observaciones y las dimensiones de las imágenes (que son diferentes pues pertenecen a diferentes campañas de observación) realizamos la sustracción de S162 con el cielo asociado a S132 y la de S207 con el cielo asociado a S212, teniendo de nuevo en cuenta el número de píxeles considerado en la apertura de los espectros extraídos.

### 6.5.3. Escalado de los espectros unidimensionales

La extracción de los espectros y sustracción de cielo descritas anteriormente se realizaron de manera individual para cada rango de observación de las regiones H II, es decir diferenciando si la red cubría el rango rojo o el azul. En teoría, si la sustracción de cielo está bien realizada, los espectros de ambos brazos deben tener el mismo nivel de continuo, de modo que al representarlos juntos queden solapados en el rango espectral común a ambas redes.

Esta comprobación se realizó para todas las regiones observadas. En la mayoría obtuvimos un solapamiento prácticamente perfecto, verificando así la sustracción de cielo efectuada. Sin embargo en las regiones S156 y S162 los espectros del rango rojo aparecían ligeramente superiores a los del rango azul y optamos por realizar un escalado. Para ello medimos el flujo asociado a las líneas comunes a ambas redes y los comparamos obteniendo

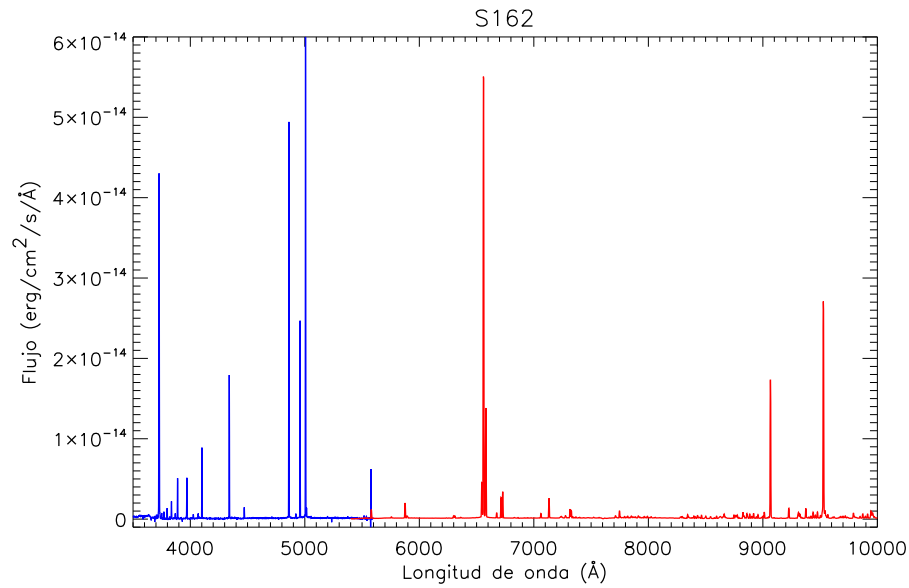


Figura 6.7: Espectros extraídos en la región S162. En color azul representamos el espectro obtenido con la red EEV12 y en rojo el espectro obtenido con la red RED+.

un factor de escalado; realizamos el mismo cálculo midiendo el continuo en una zona plana del espectro (sin líneas de emisión) en las dos redes, comprobando que el factor de escalado por este método era similar. Este factor multiplicativo fue aplicado a los espectros, obteniendo un solapamiento perfecto entre las redes roja y azul. En la figura 6.7 mostramos los espectros extraídos en la región S162 tras el escalado.

Todos los espectros finales de las regiones observadas en las dos redes sobre los que realizaremos el estudio que se describe en el capítulo siguiente están recopilados en el apéndice D.

# Capítulo 7

## Análisis espectroscópico y discusión de los resultados: gradientes de abundancias químicas

**E**n este capítulo presentamos el análisis realizado sobre los espectros unidimensionales de las nueve regiones H II del anticentro Galáctico observadas con ISIS y descritas en el capítulo anterior. En primer lugar se midieron las principales líneas de emisión detectadas, corrigiendo de enrojecimiento a partir de las líneas del decremento de Balmer (sección 7.1). Con las intensidades de las líneas determinamos las propiedades físicas del gas de cada región (temperatura y densidad electrónicas) mediante métodos directos y relaciones establecidas a partir de modelos de fotoionización (sección 7.2). A continuación se estimaron las abundancias iónicas y totales mediante diferentes procedimientos: método directo, ICFs y parámetros empíricos (sección 7.3). Finalmente, se estudiaron las variaciones de los parámetros con la distancia Galáctocéntrica para analizar los posibles gradientes y comparar con la literatura (sección 7.4).

### 7.1. Medida de las líneas de emisión y corrección de enrojecimiento

Las líneas de emisión detectadas en cada región se midieron utilizando la tarea *splot* de IRAF, en aquellas líneas con perfiles simétricos realizamos un ajuste Gaussiano obteniendo el flujo, la FWHM y la longitud de onda central, sin embargo, la mayoría de las líneas detectadas presentaban perfiles asimétricos, por lo que en ellas, optamos por medir directamente el flujo bajo la línea.

Una vez medidas las líneas procedimos a la estimación del coeficiente de enrojecimiento  $c(H\beta)$ , a partir del decremento de las líneas de Balmer, para derivar la extinción de cada región y corregir de enrojecimiento las líneas detectadas. El coeficiente de enrojecimiento



se derivó haciendo un ajuste por mínimos cuadrados de la forma:

$$\log \frac{F(Hi)/F(H\beta)}{I(Hi)/I(H\beta)} = -c(H\beta) f(Hi) \quad \text{para } i = \alpha, \beta, \delta, \gamma, \quad (7.1)$$

donde  $F(Hi)/F(H\beta)$  son los flujos de las líneas de Balmer relativas a  $H\beta$  medidas en cada región,  $I(Hi)/I(H\beta)$  los valores intrínsecos de la intensidad proporcionados por el catálogo público de Storey & Hummer (1995) y  $f(\lambda)$  la función de enrojecimiento derivada considerando la ley de extinción de Cardelli et al. (1989) para  $R_V=3.1$  (ver desarrollo teórico detallado en la sección 3.5.1). Cabe destacar que sólo se utilizaron aquellas líneas con  $S/N > 5$  y poco contaminadas por otras líneas adyacentes, de este modo en las regiones S132, S156, S162 y S212 consideramos  $H\delta$ ,  $H\gamma$ ,  $H\beta$  y  $H\alpha$ , mientras que en S83, S207, S208, S228 y S270 la  $S/N$  de  $H\delta$  era menor que 5 y solo utilizamos  $H\gamma$ ,  $H\beta$  y  $H\alpha$  para el cálculo de  $c(H\beta)$ .

Con el coeficiente de enrojecimiento estimado procedimos a derivar la extinción,  $A_V$ , y el exceso de color,  $E(B-V)$ , mediante las expresiones:

$$A_V = 2,145 c(H\beta) \quad \text{y} \quad E(B - V) = \frac{A_V}{3,1} = 0,692 c(H\beta). \quad (7.2)$$

En la tabla 7.1 presentamos los valores del coeficiente de enrojecimiento, extinción y exceso de color obtenidos para cada región, así como sus errores derivados mediante propagación cuadrática de errores. Al comparar los resultados de  $E(B-V)$  con los estimados en trabajos previos encontramos que hay muy buen acuerdo. Hunter & Massey (1990) derivaron un exceso de color de 1.86 para S83 y de 1.20 para S228 que, dentro de los errores, coinciden con nuestras estimaciones. Para el caso de S207 obtenemos casi concordancia perfecta con Caplan et al. (2000), que derivan un valor de 1.06. Lo mismo ocurre en S208, donde nuestro valor es idéntico al estimado por Smartt et al. (1996) (0.93), aunque Caplan et al. (2000) obtienen  $E(B-V)=1.08$ . El exceso de color para S212 se encuentra, dentro de los errores, entre los diferentes valores obtenidos de bibliografía, estimando Hunter & Massey (1990)  $E(B-V)=0.99$ , Caplan et al. (2000)  $E(B-V)=0.88$  y Deharveng et al. (2000)  $E(B-V)=0.92$ . Las únicas regiones en las que obtenemos valores ligeramente más bajos que los derivados en trabajos previos son S156, en donde Deharveng et al. (2000) estiman  $E(B-V)=1.12$ , y S162, cuya única referencia es Anand et al. (2009) que derivan un exceso de color de 0.73.

A continuación corregimos los flujos del enrojecimiento producido por el polvo existente entre el objeto y el telescopio para obtener el valor real de la intensidad emitida por el gas ionizado. A diferencia de lo que hicimos en las nebulosas anteriores (NGC 6888 y M 1-67), en esta ocasión no realizamos la corrección de las líneas relativas siempre a  $H\beta$ , ya que el rango espectral de los datos es muy amplio y algunas líneas cercanas al IR están espectralmente muy alejadas de  $H\beta$ . Por tanto, con intención de minimizar el efecto del enrojecimiento y evitar la propagación de errores por diferencias en las calibraciones de las redes rojas y azul, tomaremos tres referencias: para todas las líneas detectadas en el rango azul, es decir, observadas con el detector EEV12, consideramos las intensidades relativas a  $H\beta$ ; para las líneas detectadas en el rango rojo (observadas con el detector RED+) la referencia utilizada

Tabla 7.1: Coeficiente de enrojecimiento, extinción y exceso de color estimados para las regiones H II de la muestra.

Región	$c(H\beta)$	$A_V$	E(B-V)
S83	$2.67 \pm 0.11$	$5.72 \pm 0.24$	$1.84 \pm 0.08$
S132	$1.13 \pm 0.08$	$2.43 \pm 0.17$	$0.78 \pm 0.05$
S156	$1.36 \pm 0.04$	$2.91 \pm 0.09$	$0.94 \pm 0.03$
S162	$0.62 \pm 0.03$	$1.34 \pm 0.07$	$0.43 \pm 0.02$
S207	$1.54 \pm 0.12$	$3.31 \pm 0.25$	$1.07 \pm 0.08$
S208	$1.35 \pm 0.09$	$2.89 \pm 0.18$	$0.93 \pm 0.06$
S212	$1.34 \pm 0.10$	$2.88 \pm 0.21$	$0.93 \pm 0.07$
S228	$1.65 \pm 0.11$	$3.54 \pm 0.24$	$1.14 \pm 0.08$
S270	$1.91 \pm 0.08$	$4.10 \pm 0.18$	$1.32 \pm 0.06$

fue la línea de  $H\alpha$ , a excepción de P10, [S III] $\lambda$ 9069, P9, [S III] $\lambda$ 9531 y P8 que, en aquellas regiones donde la línea de Paschen 10 (P10) tuviera buena S/N (S156 y S162) utilizamos P10 como referencia.

Una vez adoptada una referencia para cada rango procedimos a la corrección de enrojecimiento respecto a dicha referencia utilizando la expresión:

$$\frac{I(\lambda)}{I(H_{ref})} = \frac{F(\lambda)}{F(H_{ref})} 10^{c(H\beta)[f(\lambda)-f(H_{ref})]}, \quad (7.3)$$

siendo  $H_{ref}$  la referencia adoptada siguiendo el criterio descrito anteriormente. Por consistencia con el resto de la tesis, y en general con otros trabajos de regiones H II similares a este, el valor de la intensidad final se presenta siempre relativo a  $H\beta$ , por lo que realizamos un cálculo simple de la forma:

$$\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} = \frac{I(\lambda)}{I(H_{ref})} \frac{I(H_{ref})}{I(H\beta)}, \quad (7.4)$$

donde el primer término del miembro de la derecha son las intensidades relativas a la referencia obtenidas de la ecuación 7.3 y el segundo término son los valores teóricos de las intensidades obtenidos de las tabulaciones de Storey & Hummer (1995) ( $H\alpha/H\beta=2.86$ ,  $H\beta/H\beta=1.0$  y  $P10/H\beta=0.0184$ ).

En la tabla 7.2 presentamos las intensidades obtenidas para las líneas de emisión detectadas en las nueve regiones H II del anticentro. Todas las intensidades son relativas a  $H\beta=100$  y aparecen junto a sus errores estimados mediante propagación cuadrática. En la última fila de la tabla mostramos el flujo (previo a la corrección de enrojecimiento) de  $H\beta$  en unidades de  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Tabla 7.2: Líneas de emisión medidas en las nueve regiones H II (parte I).

Línea	$\lambda$ (Å)	$f(\lambda)$	$I(\lambda)/I(H\beta)^a$								
			S83	S132	S156	S162	S207	S208	S212	S228	S270
[O II]+[O II]	3727.43	0.322	308.46 ± 36.56	302.84 ± 19.41	240.38 ± 8.53	198.06 ± 5.43	401.78 ± 42.89	309.33 ± 25.86	347.45 ± 28.07	405.33 ± 46.97	207.70 ± 16.45
H13	3734.37	0.320	-	-	1.70 ± 0.06	-	-	-	3.03 ± 0.41	-	-
H12	3750.15	0.317	-	-	3.08 ± 0.21	2.29 ± 0.11	-	-	4.61 ± 0.58	-	-
H11	3770.63	0.313	-	4.26 ± 1.05†	3.49 ± 0.12	2.85 ± 0.14	-	12.45 ± 1.16	5.10 ± 0.52	-	-
H10	3797.90	0.307	-	5.91 ± 0.93	5.14 ± 0.42	4.17 ± 0.14	-	-	-	-	-
He I	3819.61	0.302	-	-	0.52 ± 0.13†	0.85 ± 0.15	-	-	-	-	-
H9+He I	3834.48	0.299	-	8.84 ± 1.41	6.77 ± 0.51	6.71 ± 0.28	-	-	10.71 ± 1.21	-	-
[Ne III]	3869.35	0.291	77.8 ± 13.2	4.12 ± 1.28†	1.74 ± 0.34	2.15 ± 0.19	-	-	4.31 ± 0.62	-	-
H8+He I	3889.05	0.286	-	23.71 ± 1.82	17.60 ± 0.86	15.31 ± 0.61	-	19.08 ± 5.62†	23.15 ± 2.31	-	-
H7+[Ne III]	3968.77	0.266	-	-	17.22 ± 1.92	15.08 ± 0.50	-	-	20.02 ± 1.44	-	-
He I	4026.21	0.251	-	-	1.78 ± 0.18	1.67 ± 0.09	-	-	2.31 ± 0.46	-	-
[S III]	4068.60	0.239	-	4.75 ± 0.84	1.93 ± 0.16	2.01 ± 0.13	-	-	-	-	-
[S II]	4076.35	0.236	-	1.51 ± 0.45†	0.68 ± 0.09	0.73 ± 0.11	-	-	-	-	-
H6	4101.74	0.229	25.89 ± 1.53†	29.54 ± 1.47	27.44 ± 1.42	24.74 ± 0.43	-	33.97 ± 4.48†	35.80 ± 3.68†	-	-
He I	4168.97	0.209	-	-	0.70 ± 0.10	-	-	-	-	-	-
H7	4340.47	0.156	52.29 ± 5.20	48.75 ± 2.30	45.92 ± 2.35	44.37 ± 0.53	-	52.67 ± 5.72	48.72 ± 1.86	-	50.86 ± 4.17
[O III]	4363.21	0.149	8.77 ± 2.36	1.24 ± 0.38†	0.41 ± 0.06	0.47 ± 0.06	-	-	1.28 ± 0.13	-	-
He I	4387.93	0.141	-	4.10 ± 0.39	0.44 ± 0.10	0.40 ± 0.05	-	-	4.58 ± 0.28	-	-
He I	4471.47	0.115	-	-	3.63 ± 0.22	3.41 ± 0.07	-	-	-	-	-
[Fe III]	4658.10	0.058	-	-	0.46 ± 0.08	0.22 ± 0.03	-	-	-	-	-
[Ar IV]+He I	4712.25	0.042	-	-	0.41 ± 0.03	0.43 ± 0.05	-	-	-	-	-
[Fe III]	4754.83	0.029	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Hβ	4861.33	0.000	100.00 ± 3.72	100.00 ± 2.36	100.00 ± 0.69	100.00 ± 0.36	100.00 ± 6.14	100.00 ± 4.36	100.00 ± 1.37	20.35 ± 2.21	100.00 ± 2.47
He I	4921.93	-0.016	-	-	0.95 ± 0.05	1.10 ± 0.06	-	-	0.73 ± 0.14	-	-
[O III]	4958.91	-0.026	150.64 ± 3.86	17.02 ± 0.93	37.23 ± 0.27	46.72 ± 0.13	8.50 ± 0.67	-	56.11 ± 0.43	12.70 ± 0.95	-
[O III]	5006.84	-0.038	475.69 ± 8.71	51.11 ± 0.87	114.80 ± 0.44	145.08 ± 0.43	28.08 ± 2.68	-	172.31 ± 1.56	35.18 ± 2.12	-
He I	5015.68	-0.040	-	1.83 ± 0.31	2.50 ± 0.09	2.45 ± 0.03	2.61 ± 0.65†	-	2.94 ± 0.45	-	-
[N I]	5197.90	-0.082	-	2.50 ± 0.42	0.25 ± 0.05	0.36 ± 0.05	7.52 ± 0.97	-	1.60 ± 0.20	-	10.28 ± 0.71
[Fe II]	5272.37	-0.098	-	-	0.30 ± 0.03†	-	-	-	-	-	2.34 ± 0.36
[Cl III]	5517.71	-0.145	-	-	0.52 ± 0.04	0.62 ± 0.06	-	-	-	-	-
[Cl III]	5537.88	-0.149	-	-	0.48 ± 0.07	0.50 ± 0.05	-	-	-	-	-
[N II]	5754.64	-0.185	-	1.41 ± 0.15	0.93 ± 0.05	0.77 ± 0.06	-	4.65 ± 0.70	0.80 ± 0.10	-	-
He I	5875.64	-0.203	-	10.44 ± 1.24	12.11 ± 0.33	10.55 ± 0.18	-	-	15.29 ± 1.32	-	-
[O I]	6300.30	-0.263	-	14.76 ± 0.37	0.58 ± 0.07	1.55 ± 0.08†	97.16 ± 6.25	5.98 ± 0.45†	23.35 ± 0.78	6.22 ± 0.50	8.63 ± 0.56
[S III]	6312.10	-0.264	2.28 ± 0.37	1.20 ± 0.20	1.49 ± 0.07	1.52 ± 0.07	-	2.07 ± 0.43	1.30 ± 0.36	2.26 ± 0.34	1.55 ± 0.30
[S III]	6347.11	-0.269	-	-	0.20 ± 0.02	0.21 ± 0.04	-	-	7.16 ± 0.84	-	3.07 ± 0.82†
[O I]	6363.78	-0.271	2.30 ± 0.49	4.15 ± 0.38	0.26 ± 0.01	0.56 ± 0.04	4.58 ± 7.91	-	-	-	-
[S II]	6371.36	-0.272	-	-	0.10 ± 0.03†	0.09 ± 0.01	-	-	-	-	-
[N II]	6548.03	-0.296	11.81 ± 0.48	41.05 ± 0.52	23.07 ± 0.16	23.02 ± 0.14	27.01 ± 5.04	30.60 ± 0.45	17.99 ± 0.45	30.26 ± 0.53	25.15 ± 1.35
Hα	6562.82	-0.298	286.00 ± 0.29	286.00 ± 0.60	286.00 ± 0.33	286.00 ± 0.11	286.00 ± 3.95	286.00 ± 0.95	286.00 ± 0.51	286.00 ± 0.96	286.00 ± 1.20
[N II]	6583.41	-0.300	33.56 ± 0.19	119.34 ± 0.47	72.29 ± 0.56	71.22 ± 0.11	78.68 ± 4.06	96.50 ± 0.95	52.55 ± 0.51	90.97 ± 1.37	80.29 ± 1.81
He I	6678.15	-0.313	3.44 ± 0.14	3.08 ± 0.23	2.98 ± 0.12	3.03 ± 0.06	2.24 ± 0.40	-	3.31 ± 0.11	2.51 ± 0.45	-
[S II]	6716.47	-0.318	12.87 ± 0.12	40.53 ± 0.30	9.64 ± 0.04	12.76 ± 0.08	27.07 ± 0.79	53.95 ± 0.76	16.10 ± 0.15	27.39 ± 0.66	35.74 ± 0.56
[S II]	6730.85	-0.320	9.45 ± 0.10	35.48 ± 0.35	11.26 ± 0.09	16.25 ± 0.07	19.48 ± 0.90	40.51 ± 0.34	11.92 ± 0.17	22.87 ± 0.64	35.41 ± 0.55
He I	7065.28	-0.365	2.89 ± 0.18	2.02 ± 0.02	3.85 ± 0.12	2.62 ± 0.06	2.92 ± 0.43	-	2.04 ± 0.13	-	-
[Ar III]	7135.78	-0.374	11.79 ± 0.39	8.15 ± 0.32	12.03 ± 0.30	11.08 ± 0.07	7.54 ± 1.26	-	12.15 ± 0.33	9.51 ± 0.19	-
C II	7231.34	-0.387	-	-	0.36 ± 0.05	-	-	-	-	-	-
He I	7281.35	-0.393	-	-	0.64 ± 0.05	-	-	-	-	-	-
[O II]+[O II]	7319.46	-0.399	5.48 ± 0.22†	9.05 ± 0.82	4.51 ± 0.06†	4.80 ± 0.16†	33.16 ± 4.44†	9.73 ± 0.77†	6.57 ± 0.35	4.72 ± 0.47	-
[O II]+[O II]	7330.21	-0.400	4.03 ± 0.22†	6.19 ± 0.33	3.71 ± 0.08†	3.90 ± 0.11†	15.76 ± 4.13†	7.77 ± 0.74†	2.73 ± 0.32	3.40 ± 0.34	-
[Ar III]	7751.10	-0.455	3.77 ± 0.34	12.74 ± 1.07	2.72 ± 0.08	3.56 ± 0.10	24.25 ± 1.14	5.18 ± 0.30	8.56 ± 0.79†	-	-
P23	8345.54	-0.528	-	22.17 ± 1.78	0.30 ± 0.04†	1.80 ± 0.12	66.27 ± 4.40	-	10.32 ± 0.56†	4.20 ± 0.40	-
P22	8359.00	-0.529	-	-	0.34 ± 0.05	-	-	-	-	-	-
P21	8374.48	-0.531	-	-	0.27 ± 0.03	-	-	-	-	-	-
P20	8392.40	-0.533	-	-	0.34 ± 0.08	-	-	-	-	-	-
P19	8413.20	-0.535	-	-	0.41 ± 0.04	-	-	-	-	-	-

Tabla 7.2: Líneas de emisión medidas en las nueve regiones H II (parte II).

Línea	$\lambda$ (Å)	$f(\lambda)$	$I(\lambda)/I(H\beta)^a$												
			S83	S132	S156	S162	S207	S208	S212	S228	S270				
P18	8437.95	-0.538	-	-	0.60 ± 0.09	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
[O I]	8446.00	-0.538	-	-	0.56 ± 0.04	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
P17	8467.26	-0.541	-	-	0.58 ± 0.04	1.35 ± 0.06	-	-	-	-	-	-	-	-	-
P16	8502.48	-0.544	-	-	0.75 ± 0.07	-	-	-	26.72 ± 2.36†	-	-	4.64 ± 1.08†	2.88 ± 0.30	-	8.71 ± 2.36†
P15	8545.38	-0.549	-	3.80 ± 0.75	0.86 ± 0.05	1.10 ± 0.08	-	-	-	-	-	-	-	-	4.65 ± 1.03†
P14	8598.39	-0.554	-	-	1.03 ± 0.05	0.98 ± 0.08	-	-	-	-	-	-	-	-	-
P13	8665.02	-0.560	-	-	1.31 ± 0.07	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
P12	8750.47	-0.568	-	-	1.67 ± 0.06	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
P11	8862.79	-0.578	-	-	2.04 ± 0.15	2.42 ± 0.34	-	-	-	-	-	-	-	-	-
P10	9015.30	-0.590	-	-	1.84 ± 0.07	1.84 ± 0.06	-	-	-	-	-	1.91 ± 0.44†	2.12 ± 0.50†	-	-
[S III]	9068.60	-0.594	19.06 ± 1.53	27.75 ± 2.08	37.48 ± 0.62	42.40 ± 0.17	-	11.91 ± 1.15	18.31 ± 2.47	-	-	21.96 ± 1.66	17.32 ± 1.38	9.54 ± 0.82	-
P9	9229.70	-0.604	2.30 ± 0.21	4.84 ± 1.18†	3.01 ± 0.13	3.08 ± 0.07	-	6.33 ± 0.80	-	-	-	2.87 ± 0.30	3.29 ± 0.28	-	-
[S III]	9530.60	-0.618	39.70 ± 3.59	33.17 ± 3.02	61.79 ± 0.25	67.01 ± 0.33	-	24.73 ± 2.32	25.96 ± 2.46	-	-	49.45 ± 3.85	55.43 ± 5.10	19.73 ± 2.00	-
P8	9546.20	-0.618	-	-	3.65 ± 0.24	3.05 ± 0.58	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$F(H\beta)^b$			1.5 ± 0.1	14.2 ± 0.3	129.7 ± 0.9	179.2 ± 0.6	63.8 ± 3.9	19.4 ± 0.8	758.0 ± 10.4	229.0 ± 8.15	37.8 ± 0.9	-	-	-	-

<sup>a</sup> El valor de la intensidad,  $I(\lambda)/I(H\beta)$ , está normalizado a  $F(H\beta)=100$  y corregido de enrojecimiento.

<sup>b</sup> Flujos de  $H\beta$  en unidades de  $10^{-15}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> (sin corregir de enrojecimiento).

† Líneas con malas medidas o baja S/N. No se utilizaron para la determinación de parámetros físicos y abundancias.

## 7.2. Condiciones físicas

Antes de describir en detalle el cálculo y los problemas en la estimación de la densidad y temperatura electrónicas en cada región, resumiremos los parámetros y ecuaciones utilizados durante este proceso. Algunas de estas ecuaciones ya fueron utilizadas en capítulos anteriores, pero con intención de agruparlas y facilitar esta sección las describiremos de nuevo a continuación.

La densidad electrónica,  $n_e$ , se deriva comparando intensidades de líneas relativas de un ion emitidas desde niveles energéticos diferentes pero con energías similares. En particular, en este trabajo recurrimos a las líneas de [S II] relacionadas mediante el parámetro  $R_{S2}$  definido como:

$$R_{S2} = \frac{I([S \text{ II}]\lambda 6717)}{I([S \text{ II}]\lambda 6731)}. \quad (7.5)$$

Conocido el parámetro  $R_{S2}$  podemos obtener la densidad electrónica aplicando la ecuación 7.6, proveniente del ajuste de los resultados obtenidos con la tarea *temden* de IRAF:

$$n([S \text{ II}]) = 10^3 \frac{R_{S2} a_0(t) + a_1(t)}{R_{S2} b_0(t) + b_1(t)}, \quad (7.6)$$

donde

$$\begin{aligned} a_0(t) &= 2,21 - 1,3/t - 1,25t + 0,23t^2 \\ a_1(t) &= -3,35 + 1,94/t + 1,93t - 0,36t^2 \\ b_0(t) &= -4,33 + 2,33/t + 2,72t - 0,57t^2 \\ b_1(t) &= 1,84 - 1/t - 1,14t + 0,24t^2. \end{aligned} \quad (7.7)$$

La temperatura electrónica,  $t_e$ , se obtiene comparando cocientes relativos de líneas de emisión que tienen dos estados energéticos superiores con energía de excitación considerablemente diferente. Esto ocurre para varios grupos de líneas que se relacionan mediante los siguientes parámetros:

$$R_{N2} = [I([N \text{ II}]\lambda 6548) + I([N \text{ II}]\lambda 6584)] / I([N \text{ II}]\lambda 5755) \quad (7.8)$$

$$R_{O3} = [I([O \text{ III}]\lambda 4959) + I([O \text{ III}]\lambda 5007)] / I([O \text{ III}]\lambda 4363) \quad (7.9)$$

$$R_{S3} = [I([S \text{ III}]\lambda 9069) + I([S \text{ III}]\lambda 9532)] / I([S \text{ III}]\lambda 6312) \quad (7.10)$$

$$R_{O2} = I([O \text{ II}]\lambda 3727) / [I([O \text{ II}]\lambda 7319) + I([O \text{ II}]\lambda 7330)] \quad (7.11)$$

$$R'_{S2} = [I([S \text{ II}]\lambda 6717) + I([S \text{ II}]\lambda 6731)] / [I([S \text{ II}]\lambda 4068) + I([S \text{ II}]\lambda 4074)]. \quad (7.12)$$

Una vez estimados los parámetros derivamos la temperatura electrónica asociada a cada ion detectado mediante las siguientes ecuaciones:

$$t_e([N \text{ II}]) = 0,537 + 0,000253 R_{N2} + 42,126/R_{N2}. \quad (7.13)$$

$$t_e([O \text{ III}]) = 0,8254 - 0,0002415 R_{O3} + 47,77/R_{O3} \quad (7.14)$$

$$t_e([S \text{ III}]) = [R_{S3} + 36,4] / [1,8 R_{S3} - 3,01] \quad (7.15)$$

$$\begin{aligned} t_e([O \text{ II}]) &= a_0(n_e) + a_1(n_e) R_{O2} + a_2(n_e)/R_{O2}, \\ \text{donde } a_0(n_e) &= 0,23 - 0,005 n_e - 0,17/n_e \\ a_1(n_e) &= 0,007 + 0,000009 n_e + 0,0064/n_e \\ a_2(n_e) &= 38,3 - 0,021 n_e - 1,64/n_e \end{aligned} \quad (7.16)$$

$$\begin{aligned} t_e([S \text{ II}]) &= a_0(n_e) + a_1(n_e) R'_{S2} + a_2(n_e)/R'_{S2} + a_3(n_e)/R'^2_{S2}, \\ \text{donde } a_0(n_e) &= 1,92 - 0,0017 n_e + 0,848/n_e \\ a_1(n_e) &= -0,0375 + 4,038 \cdot 10^{-5} n_e - 0,0185/n_e \\ a_2(n_e) &= -14,15 + 0,019 n_e - 10,4/n_e \\ a_3(n_e) &= 105,64 + 0,019 n_e + 58,52/n_e. \end{aligned} \quad (7.17)$$

En todas las ecuaciones presentadas la densidad electrónica está en unidades de  $\text{cm}^{-3}$  y la temperatura electrónica en unidades de  $10^4 \text{ K}$ .

Como se puede apreciar en las ecuaciones, la densidad electrónica depende de la temperatura electrónica y, a su vez, dos de las temperaturas,  $t_e([S \text{ II}])$  y  $t_e([O \text{ II}])$ , dependen de la densidad, siendo necesario realizar un proceso iterativo para una estimación adecuada de los parámetros físicos. Aunque la dependencia de  $n_e$  con  $t_e$  es pequeña, su valor varía ligeramente en función de considerar temperaturas asociadas a unos iones o a otros; es por ello que el primer paso es decidir qué temperatura adoptaremos para calcular la densidad y realizar el cálculo de forma iterativa.

La calidad de los espectros de las regiones estudiadas no es siempre la misma, esto se debe en parte a la emisión de la propia región (es decir, no en todas emiten los mismos iones) y en parte a la precisión de las calibraciones realizadas en el proceso de reducción y a la sustracción de cielo. Por este motivo no utilizamos un criterio general para estimar los parámetros físicos, sino que en cada región revisamos individualmente cada línea implicada decidiendo cuáles utilizar. No obstante, si la temperatura electrónica asociada a  $S^+$  (ecuación 7.17) es buena, será esta la utilizada para estimar  $t_e$ , ya que  $n_e$  también se deriva con las líneas de  $[S \text{ II}]$ .

Teniendo esto en mente, lo primero que hicimos fue derivar aquellas temperaturas independientes de la densidad ( $t_e([N \text{ II}])$ ,  $t_e([O \text{ III}])$  y  $t_e([S \text{ III}])$ ) y considerando una de ellas

estimamos la densidad electrónica en una primera aproximación que nos permita calcular las temperaturas dependientes de  $n_e$ . Teniendo todas las temperaturas aproximadas, analizamos cada una de ellas comprobando su S/N y la de las líneas implicadas y verificando que no exista ningún problema. Una vez analizadas todas las temperaturas iniciales elegimos aquella que tenga mejor S/N (si es posible la asociada a  $S^+$ ) y realizamos un proceso iterativo con ella para estimar de nuevo  $n_e$ . Cuando ambos parámetros convergen consideramos establecidas  $n_e$  y  $t_e$  y calculamos el resto de temperaturas dependientes de la densidad.

Para estimar las temperaturas electrónicas asociadas a iones cuyas líneas de emisión no se medían en las regiones o, en caso de medirse, la S/N fuera demasiado baja, recurrimos a las siguiente relaciones:

$$t_e([S\ III]) = 1,19 t_e([O\ III]) - 0,32 \tag{7.18}$$

$$t_e([S\ II]) = 0,71 t_e([O\ II]) + 0,12 \tag{7.19}$$

$$t_e([O\ III]) = \frac{t_e([N\ II])}{1,85 - 0,72 t_e([N\ II])} \tag{7.20}$$

$$t_e([O\ II]) = \frac{1,2 + 0,002 n_e + 4,2/n_e}{t_e([O\ III])^{-1} + 0,08 + 0,003 n_e + 2,5/n_e}. \tag{7.21}$$

Las dos primeras ecuaciones (7.18 y 7.19) propuestas por Pérez-Montero (2003) están basadas en datos observacionales, mientras que las relaciones  $t_e([O\ III])$ - $t_e([N\ II])$  (ecuación 7.20, Pérez-Montero & Contini 2009) y  $t_e([O\ III])$ - $t_e([O\ II])$  (ecuación 7.21 Pérez-Montero & Díaz 2003) están derivadas a partir de modelos de fotoionización.

En resumen, en todas las regiones de la muestra (ver excepciones a continuación) estimamos la densidad y todas las temperaturas electrónicas, bien por métodos directos o bien recurriendo a relaciones empíricas o modelos de fotoionización. Por ejemplo, para el caso de S156 primero estimamos la densidad y temperatura electrónicas asociadas al ion  $S^+$  utilizando las ecuaciones 7.6 y 7.17 de forma iterativa, con la densidad estimada calculamos de forma directa  $t_e([N\ II])$ ,  $t_e([O\ III])$  y  $t_e([S\ III])$  mediante las ecuaciones 7.13, 7.14 y 7.15, respectivamente y, finalmente, utilizando la ecuación 7.19 estimamos el valor de  $t_e([O\ II])$ .

En la tabla 7.3 presentamos los resultados obtenidos en la estimación de los parámetros físicos para todas las regiones de la muestra. Antes de analizar los resultados hay cuatro aclaraciones importantes que debemos tener en cuenta:

- La línea  $[S\ III]\lambda 9532\text{\AA}$  no es válida debido a que, a corrimiento al rojo cero, está afectada por una banda de absorción de cielo. Es por ello que optamos por no utilizarla y estimamos su intensidad esperada aplicando la relación teórica entre las líneas del doblete de  $[S\ III]$ :  $I([S\ III]\lambda 9532) = 2.44 \times I([S\ III]\lambda 9069)$ . Esto se aplica a todos los cálculos en que está implicada la línea  $[S\ III]\lambda 9532\text{\AA}$  (incluidas las abundancias químicas).

Tabla 7.3: Parámetros físicos derivados en las regiones H II de la muestra.

Región	$n_e$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e([\text{N II}])$ (K)	$T_e([\text{O III}])$ (K)	$T_e([\text{S III}])$ (K)	$T_e([\text{O II}])$ (K)	$T_e([\text{S II}])$ (K)
S83	<100	$13253 \pm 816_E$	$14794 \pm 1880$	$15131 \pm 884$	$14228 \pm 1311$	$11302 \pm 931_E$
S132	$321 \pm 18$	$9414 \pm 484$	$8031 \pm 652_E$	$8277 \pm 282$	$8081 \pm 680_E$	$8876 \pm 1663$
S156	$1091 \pm 32$	$9612 \pm 413$	$8593 \pm 544$	$8064 \pm 100$	$7493 \pm 151_E$	$9325 \pm 413$
S162	$1298 \pm 41$	$9245 \pm 410$	$8573 \pm 434$	$7769 \pm 86$	$8461 \pm 1697_E$	$7208 \pm 1205$
S207	<100	-	-	-	-	-
S208	<100	-	-	-	-	-
S212	<100	$11494 \pm 580$	$10549 \pm 243$	$9296 \pm 694$	$12402 \pm 855$	$10005 \pm 607_E$
S228	$270 \pm 37$	$11127 \pm 874_E$	$10608 \pm 1470_E$	$16166 \pm 776$	$9533 \pm 652$	$7968 \pm 463_E$
S270	$\sim 700$	-	-	-	-	-

$_E$  Temperaturas electrónicas obtenidas a partir de modelos de fotoionización o relaciones empíricas (ver texto para detalles).

- En los espectros de S207 no se detectan con suficiente S/N las líneas necesarias para derivar ninguna temperatura electrónica de forma directa: no obtuvimos estimaciones de  $t_e$  para esta región.
- En las regiones S208 y S270 el único parámetro disponible para calcular  $t_e$  es  $R_{S3}$ , sin embargo la S/N de la línea  $[\text{S III}]\lambda 6312\text{\AA}$  es muy baja y la medida poco precisa ya que está ligeramente solapada con la línea de cielo  $[\text{O I}]\lambda 6300\text{\AA}$  eliminada en la sustracción de cielo. Los valores de  $t_e([\text{S III}])$  obtenidos son muy altos teniendo en cuenta el bajo grado de excitación de ambas regiones (no se miden líneas de  $[\text{O III}]$ ). Por estas razones decidimos no incluirlas en la tabla 7.3 ni considerarlas en el cálculo de abundancias químicas.
- La densidad electrónica se derivó utilizando  $t_e([\text{S II}])$  para las regiones S83, S156 y S162,  $t_e([\text{N II}])$  para S132 y S212 y  $t_e([\text{S III}])$  para S228. En aquellas regiones sin temperatura electrónica directa estimada adoptamos diferentes valores de  $t_e$  entre 9000 K y 14000 K para derivar  $n_e$ : en el caso de S270 consideramos el valor medio de las densidades obtenidas (es un valor aproximado), mientras que en S207 y S208 encontramos siempre resultados en el límite de baja densidad.

Con el objetivo de determinar las incertidumbres en los parámetros físicos y para analizar las discrepancias en las temperaturas asociadas a diferentes iones, realizamos diagramas de diagnóstico que muestran la dependencia de la densidad con las temperaturas electrónicas y viceversa. Para generar estos diagramas representamos los valores extremos caracterizados por el cociente de flujos y sus errores observacionales, obteniendo bandas de diagnóstico que nos permiten visualizar mejor la estructura de  $t_e$  del gas ionizado.



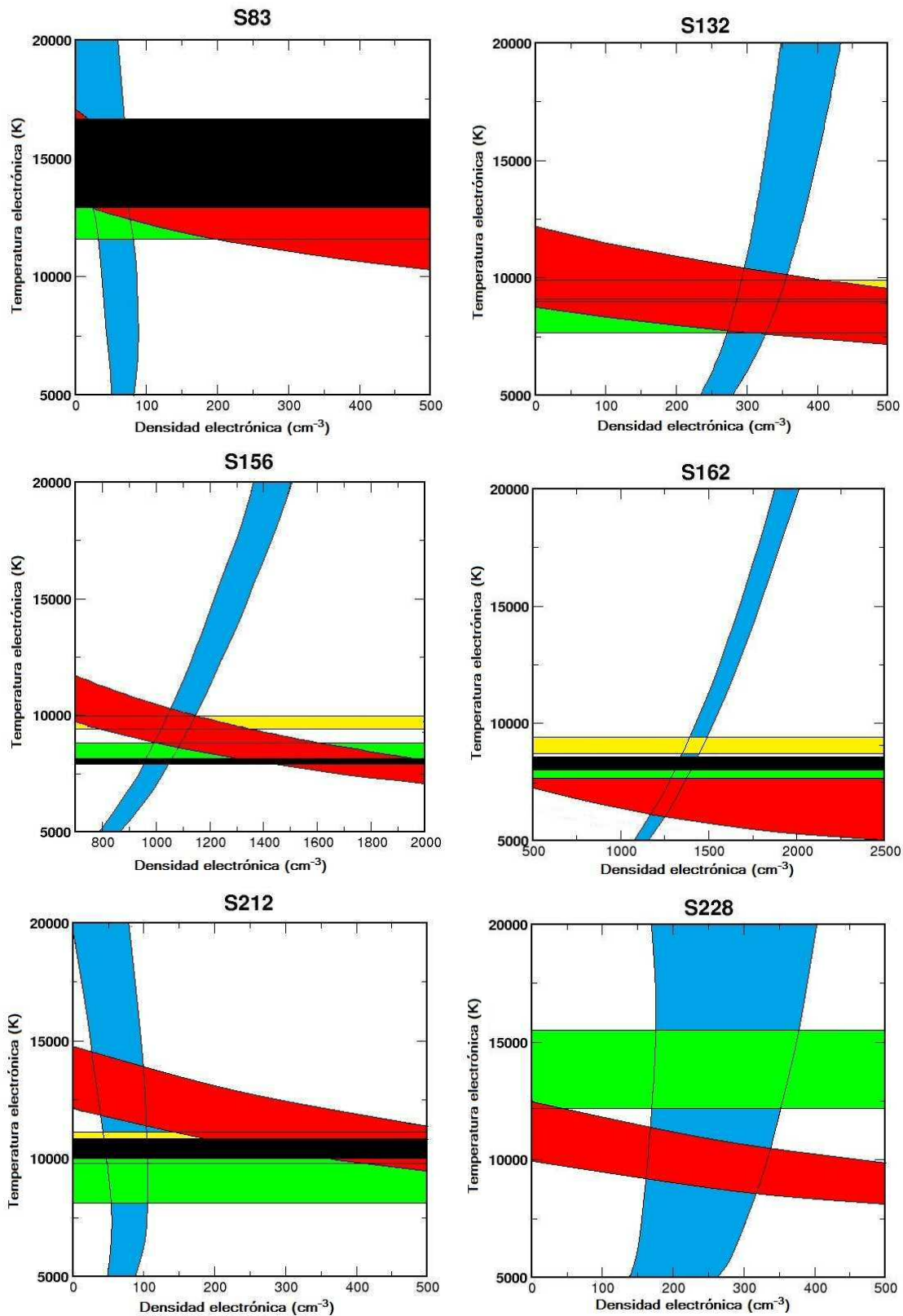


Figura 7.1: Diagramas de diagnóstico para las regiones H II con temperaturas electrónicas directas disponibles. En color negro representamos  $T_e([\text{O III}])$ , en verde  $T_e([\text{S III}])$ , en amarillo  $T_e([\text{N II}])$  y en azul  $n_e([\text{S II}])$ , el color rojo muestra las temperaturas sensibles a la densidad:  $T_e([\text{S II}])$  en S132, S156 y S162 y  $T_e([\text{O II}])$  en S83, S212 y S228, ya que en ninguna región se miden ambas de forma directa.

Hemos generado diagramas de diagnóstico para las seis regiones en las que tenemos estimaciones directas de la temperatura electrónica, es decir, para S83, S132, S156, S162, S212 y S228, y se muestran todos en la figura 7.2. En color negro representamos  $T_e([\text{O III}])$ , en amarillo  $T_e([\text{N II}])$  y en verde  $T_e([\text{S III}])$ , las tres independientes de la densidad. En color rojo representamos las temperaturas sensibles a la densidad,  $T_e([\text{S II}])$  o  $T_e([\text{O II}])$ , ya que en ninguna de las regiones estimamos ambas de forma directa. Por último, en color azul mostramos la densidad electrónica y su dependencia con la temperatura. El criterio seguido para pintar los parámetros es arbitrario y los hemos representado dando cierta preferencia a algunos de ellos siguiendo el orden  $T_e([\text{O III}]) - T_e([\text{O II}])/T_e([\text{S II}]) - T_e([\text{S III}]) - T_e([\text{N II}]) - n_e([\text{S II}])$ , esto implica que, en algunas regiones, determinadas temperaturas puedan no observarse claramente por estar debajo de otras, por ejemplo en S132 donde casi no se aprecia el amarillo de  $T_e([\text{N II}])$  por estar bajo el rojo de  $T_e([\text{O II}])$ .

Analizando las variaciones de la densidad electrónica, podemos apreciar cómo las regiones S83 y S212 se encuentran siempre en el límite de baja densidad sea cual sea la temperatura elegida. En las otras regiones observamos que S132 y S228 tienen densidades medias (entre  $150 \text{ cm}^{-3}$  y  $400 \text{ cm}^{-3}$ ), y que S156 y S162, ambas con densidades mucho más altas, tienen un margen de error mucho menor para una temperatura dada pero el rango de valores es mucho más amplio, entre  $800\text{-}1500 \text{ cm}^{-3}$  para S156 y  $1000\text{-}2000 \text{ cm}^{-3}$  para S162.

Respecto a la temperatura electrónica se aprecia claramente la dependencia de  $T_e([\text{O II}])$  y  $T_e([\text{S II}])$  con la densidad, en contraste con  $T_e([\text{O III}])$ ,  $T_e([\text{S III}])$  y  $T_e([\text{N II}])$  que aparecen constantes con  $n_e$ . También es interesante la marcada tendencia de  $T_e([\text{N II}])$  a ser mayor que  $T_e([\text{O III}])$  en las tres regiones en las que disponemos de ambas temperaturas, dando indicaciones de la estructura de ionización interna de S156, S162 y S212.

En general, el acuerdo entre todas las temperaturas electrónicas es muy bueno, a excepción de S228 donde las temperaturas de  $[\text{O II}]$  y  $[\text{S III}]$  solo coinciden en un pequeño rango en torno a los 1200 K fuera de nuestro margen de densidad. En las demás regiones existe muy buena concordancia, tanto para los rangos de temperaturas de cada ion a la densidad estimada, como con los valores presentados en la tabla 7.3.

Para terminar, y como es habitual, comparamos nuestros resultados de la densidad electrónica con los valores obtenidos previamente en cada uno de los objetos, encontrando muchas dificultades, ya que no hay buenas estimaciones de  $n_e$  para las regiones observadas. El trabajo que reúne más regiones de nuestra muestra es el de Quireza et al. (2006), sin embargo los valores que derivan para la densidad electrónica son en todos los casos (S132, S156, S162, S212 y S228) mucho menores que los que obtenemos nosotros. Esto es debido a que ellos proporcionan la rms de la densidad en la región completa, de modo que si la región no es perfectamente homogénea ambos valores no tienen por qué coincidir, siendo el valor global que dan mucho más bajo que el local (Fich & Silkey, 1991) e indicando que en estas regiones el gas no está uniformemente distribuido. Los otros tres estudios en los que hemos encontrado estimaciones de la densidad electrónica para objetos de nuestra muestra son los presentados por Hunter (1992), Deharveng et al. (2000) y Simpson et al. (1995). El primero lo descartamos ya que sus rangos de densidad son tan amplios que casi cualquier valor podría coincidir (por ejemplo para S156 estiman densidades entre  $300$  y  $2800 \text{ cm}^{-3}$ ). Deharveng et al. (2000) derivan  $n_e=155 \text{ cm}^{-3}$  para S207 y  $n_e=128 \text{ cm}^{-3}$  para S212, las dos

ligeramente superiores a las estimadas en nuestro trabajo en donde ambas están en el límite de baja densidad. Por último, Simpson et al. (1995) derivan una densidad electrónica entre 900 y 1000 cm<sup>-3</sup> para S156, que coincide con nuestras estimaciones dentro de los errores.

La comparación con estudios previos de la temperatura electrónica es aún más complicada que en el caso de la densidad, primero porque nosotros estimamos temperaturas asociada a diferentes iones, algo que no se había hecho antes con ninguna de las regiones, y debemos hacer una comparación con todas las temperaturas de forma global, y en segundo lugar porque muy pocos objetos de la muestra tienen medidas previas de la temperatura electrónica obtenidas por métodos directos en el rango óptico. Además hay que tener en cuenta que comparamos directamente nuestros valores con los suyos, sin re-calcular las temperaturas con los métodos aquí presentados, por lo que es posible que existan diferencias debidas a la metodología.

Las temperaturas electrónicas asociadas a S132, S156, S162 y S228 han sido derivadas por Quireza et al. (2006) y Balser et al. (2011) mediante observaciones en radio continuo y de líneas de recombinación de radio; sin embargo, ambos estudios proveen de  $T_e^*$ , es decir, considerando únicamente condiciones de equilibrio termodinámico local (LTE de sus siglas en inglés *local thermodynamic equilibrium*) y bajo la hipótesis de que las correcciones debidas a condiciones de no-LTE y a efectos producidos en caso de alta densidad son despreciables ( $T_e \approx T_e^*$ ). Las temperaturas obtenidas para S156 son  $T_e^*=9070$  K y 9240 K según Quireza et al. (2006) y Balser et al. (2011) respectivamente, ambas en buena concordancia con nuestro valor para  $T_e([S II])$  obtenido mediante el método directo, aunque bastante diferentes a las temperaturas asociadas al resto de iones. Por otro lado, para S228 Quireza et al. (2006) estiman  $T_e^*=9700$  K mientras que Balser et al. (2011) obtienen  $T_e^*=9345$  K, valores muy inferiores a nuestra  $T_e([S III])$  pero similares a los de  $T_e([O II])$ ; recordando las marcadas diferencias entre  $T_e([S III])$  y  $T_e([O II])$  encontradas en la figura 7.2 y viendo las estimaciones de otros autores, es posible que la temperatura electrónica asociada a [S III] en S228 esté sobreestimada, hecho que se tendrá en cuenta en el análisis de las abundancias químicas. En el caso de S162, Quireza et al. (2006) y Balser et al. (2011) derivan  $T_e^*=8070$  K y 8641 K respectivamente, ambas en buena concordancia con nuestro valor de  $T_e([O III])$ . La temperatura de S132 también ha sido derivada por Quireza et al. (2006) mediante este procedimiento, obteniendo un valor mucho mayor que el nuestro ( $T_e^*=14800 \pm 12780$  K), pero en este caso el error asociado a su estimación es tan grande que no podemos obtener ninguna conclusión.

La única región en que se ha medido de forma directa la temperatura electrónica asociada a un ion detectado en el rango óptico es S212 obteniendo  $T_e([O III])=9660$  K (Deharveng et al., 2000), valor inferior al nuestro aunque ellos afirman en su trabajo que este valor es el promedio de seis temperaturas diferentes obtenidas.

Para las cuatro regiones restantes (S83, S207 y S208 y S270) no hemos encontrado ningún trabajo previo que provea de estimaciones directas de la temperatura electrónica, ya que en todos los estudios realizados en ellas derivan  $T_e$  en función de su distancia al centro Galáctico recurriendo a gradientes de temperatura (ver sección 7.4.1).

### 7.3. Abundancias químicas

#### 7.3.1. Abundancias iónicas

Las abundancias iónicas de los elementos asociados a las líneas prohibidas detectadas se derivaron a partir de la intensidad de cada línea relativa a  $H\beta$  para la densidad (en unidades de  $10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ ) y la temperatura (en unidades de  $10^4 \text{ K}$ ) estimadas, utilizando las expresiones propuestas por Hägele et al. (2008)<sup>1</sup>:

$$12 + \log(\text{O}^+/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{O II}]\lambda\lambda 3727,3729)}{I(H\beta)} + 5,992 + \frac{1,583}{t_e} - 0,681 \log t_e + \log(1 + 2,3 n_e)$$

$$12 + \log(\text{O}^{2+}/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{O III}]\lambda\lambda 4959,5007)}{I(H\beta)} + 6,144 + \frac{1,251}{t_e} - 0,550 \log t_e$$

$$12 + \log(\text{S}^+/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{S II}]\lambda\lambda 6717,6731)}{I(H\beta)} + 5,423 + \frac{0,929}{t_e} - 0,280 \log t_e + \log(1 + 1 n_e)$$

$$12 + \log(\text{S}^{2+}/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{S III}]\lambda\lambda 9069,9532)}{I(H\beta)} + 5,80 + \frac{0,77}{t_e} - 0,22 \log t_e$$

$$12 + \log(\text{N}^+/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{N II}]\lambda\lambda 6548,6584)}{I(H\beta)} + 6,273 + \frac{0,894}{t_e} - 0,592 \log t_e$$

$$12 + \log(\text{Ne}^{2+}/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{Ne III}]\lambda 3868)}{I(H\beta)} + 6,486 + \frac{1,558}{t_e} - 0,504 \log t_e$$

$$12 + \log(\text{Ar}^{2+}/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{Ar III}]\lambda 7137)}{I(H\beta)} + 6,157 + \frac{0,808}{t_e} - 0,508 \log t_e$$

$$12 + \log(\text{Fe}^{2+}/\text{H}^+) = \log \frac{I([\text{Fe III}]\lambda 4658)}{I(H\beta)} + 6,498 + \frac{1,298}{t_e} - 0,48 \log t_e.$$

A diferencia del procedimiento utilizado en los trabajos de NGC 6888 y M1-67, en este estudio disponemos de estimaciones directas de la temperatura electrónica para varios iones en seis de las regiones, por lo que derivamos las abundancias iónicas de cada ion con su correspondiente temperatura: utilizamos  $t_e([\text{O II}])$  para  $\text{O}^+$ ,  $t_e([\text{O III}])$  para  $\text{O}^{2+}$ ,  $t_e([\text{S II}])$  para  $\text{S}^+$ ,  $t_e([\text{S III}])$  para  $\text{S}^{2+}$  y  $t_e([\text{N II}])$  para  $\text{N}^+$ . En el caso del argón asumimos  $t_e([\text{Ar III}])=t_e([\text{S III}])$  (Garnett, 1992), mientras que para el hierro y el neón consideramos  $t_e([\text{Fe III}])=t_e([\text{O III}])$  y  $t_e([\text{Ne III}])=t_e([\text{O III}])$  (Peimbert & Costero, 1969).

Como para el cálculo de las abundancias solo consideramos las temperaturas electrónicas obtenidas por métodos directos, en muchos casos no disponemos de la temperatura asociada al ion correspondiente; aunque ante esta situación en cada región se recurrió a diferentes temperaturas, el criterio general fue derivar siempre abundancias con temperaturas asociadas a iones con el mismo grado de excitación y potencial de ionización similar, es decir, si por ejemplo no disponemos de  $t_e([\text{N II}])$ , como ocurre en S83, recurrimos a  $t_e([\text{O II}])$  y no a  $t_e([\text{O III}])$  o si no tenemos  $t_e([\text{O III}])$  utilizamos  $t_e([\text{S III}])$  para  $\text{O}^{2+}$ ,  $\text{Ne}^{2+}$  y  $\text{Fe}^{2+}$ , tal y como ocurre en S132. En aquellas regiones en las que no tenemos estimación de la temperatura electrónica (S207, S208 y S270) no se derivaron abundancias iónicas.

<sup>1</sup>Todas las ecuaciones están tomadas de Hägele et al. (2008) a excepción de la expresión utilizada para  $\text{Fe}^{2+}/\text{H}^+$  obtenida de Izotov et al. (2006).

Para el cálculo de la abundancia de helio una vez ionizado disponemos de medidas precisas de las líneas He I  $\lambda$ 4026, He I  $\lambda$ 4471, He I  $\lambda$ 5875, He I  $\lambda$ 6678 y He I  $\lambda$ 7065. Aunque en algunas regiones también detectamos la línea de He I  $\lambda$ 3889 esta aparece solapada con la línea de H8 y sin resolverse, por lo que no la consideraremos en nuestros cálculos. Para cada línea estimamos la abundancia iónica recurriendo a la ecuación propuesta por Olive & Skillman (2004):

$$y^+(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{F_\lambda(n_e, t_e)}{f_\lambda(n_e, t_e, \tau)} \left[ \frac{W(\lambda) + a_{HeI}}{W(\lambda)} \right], \quad (7.22)$$

donde  $I(\lambda)/I(H\beta)$  es la intensidad corregida de enrojecimiento,  $F_\lambda(n_e, t_e)$  la emisividad teórica escalada a H $\beta$ ,  $f_\lambda(n_e, t_e, \tau)$  la función de profundidad óptica,  $W(\lambda)$  la anchura equivalente de la línea y  $a_{HeI}$  el factor de corrección de la absorción estelar subyacente. Las emisividades  $F_\lambda$  consideradas para nuestros cálculos son:

$$\begin{aligned} F_{4026} &= 4,297 t_e^{0,090-0,0000063 n_e} \\ F_{4471} &= 2,010 t_e^{0,127-0,00041 n_e} \\ F_{5876} &= 0,735 t_e^{0,230-0,00063 n_e} \\ F_{6678} &= 2,580 t_e^{0,249-0,00020 n_e} \\ F_{7065} &= 12,45 t_e^{-0,917}/(3,4940 - (0,793 - ,0015 n_e + 0,000000696 n_e^2) t_e), \end{aligned} \quad (7.23)$$

y las funciones de profundidad óptica (que incluyen las correcciones colisionales):

$$\begin{aligned} f(4026) &= 1 + (\tau/2) [0,00143 + (4,05 \times 10^{-4} + 3,63 \times 10^{-8} n_e) t_e] \\ f(4471) &= 1 + (\tau/2) [0,00274 + (8,81 \times 10^{-4} - 1,21 \times 10^{-6} n_e) t_e] \\ f(5876) &= 1 + (\tau/2) [0,00470 + (2,23 \times 10^{-3} - 2,51 \times 10^{-6} n_e) t_e] \\ f(7065) &= 1 + (\tau/2) [0,359 + (-3,46 \times 10^{-2} - 1,84 \times 10^{-4} n_e + 3,039 \times 10^{-7} n_e^2) t_e] \\ f(6678) &= 1, \end{aligned} \quad (7.24)$$

donde  $\tau$  es la profundidad óptica que fue calculada para cada línea a partir de la extinción del polvo interestelar recurriendo a la aplicación interactiva disponible en la página web <http://astro.u-strasbg.fr/~koppen/nebula/ExtCurv.html>. Las ecuaciones de  $F_\lambda$  y  $f_\lambda$  presentadas son las propuestas por Benjamin, Skillman, & Smits (1999), y en todas ellas la temperatura electrónica está en unidades de  $10^4$  K y la densidad electrónica en unidades de  $\text{cm}^{-3}$ . En este caso hemos considerado  $t_e([\text{O III}])$  como temperatura representativa de la región emisora de He I y  $t_e([\text{S III}])$  en caso de no disponer de estimaciones directas de  $t_e([\text{O III}])$ . Además se comprobó que las abundancias obtenidas con las ecuaciones descritas no difieren en más de un  $\sim 3\%$  de los valores estimados en caso de utilizar las recientes emisividades propuestas por Porter et al. (2013).

Con cada línea de He I obtenemos un valor de la abundancia iónica de helio, pero es de esperar que este valor sea similar en todos los casos, ya que estamos midiendo el mismo ion a partir de diferentes líneas de emisión; por lo tanto, comprobamos que, dentro de los errores, todas las abundancias fueran similares (para una misma región) y calculamos un

único valor de la abundancia iónica de helio realizando una media pesada por el error de la forma:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N (w_i x_i)}{\sum_{i=1}^N w_i}, \quad (7.25)$$

donde  $w_i$  son los pesos definidos como  $w_i=1/\sigma_i^2$  y  $x_i \pm \sigma_i$  representa cada una de las  $N$  abundancias con sus correspondientes errores (Bevington, 1969).

En la tabla 7.4 presentamos los resultados de todas las abundancias iónicas obtenidas para cada región H II junto con su error asociado estimado mediante propagación cuadrática de errores. Comparar nuestros resultados con los obtenidos en estudios previos es bastante complicado por varias razones: en primer lugar porque ya hemos visto que las temperaturas adoptadas no siempre coinciden, implicando variaciones directas en la abundancia, en segundo lugar porque los rangos espectrales de los estudios son diferentes, conllevando observaciones de distintos iones y metodologías y, en tercer lugar, porque nuestras observaciones están centradas en un área concreta de la nebulosa (la muestreada por la rendija) que no tiene porqué coincidir con la zona estudiada por otros autores. No obstante, realizamos un pequeño estudio comparativo con los trabajos previos para detectar posibles desviaciones en nuestras estimaciones para S83, S132, S156, S162, S212 y S228 (como en S207, S208 y S270 no hemos derivado abundancias iónicas no haremos ninguna comparación).

S83 ha sido estudiada únicamente por Rudolph et al. (2006) que obtienen valores de  $O^+$  y  $O^{2+}$  mayores a los nuestros ( $\sim 0.3$  dex y  $\sim 0.5$  dex, respectivamente). Sin embargo consideramos que nuestras estimaciones son más fiables ya que ellos no utilizan ninguna temperatura electrónica medida de forma directa para el cálculo de las abundancias, sino que recurren al gradiente de temperaturas de Deharveng et al. (2000) para obtener  $T_e([O III])$  y a partir de esta derivan  $T_e([O II])$  con los modelos de fotoionización de Stasińska & Schaerer (1997).

Las regiones S132 y S228 disponen de muy pocas referencias bibliográficas y solo hemos encontrado estimaciones de Quireza et al. (2006) para la abundancia de  $He^+$ , obteniendo perfecta concordancia con nuestros resultados.

La comparación de las abundancias iónicas de oxígeno y helio de S156 con Deharveng et al. (2000) y Rudolph et al. (2006) es bastante aceptable, obteniendo abundancias idénticas a ellos para  $O^{2+}$  y  $He^+$ , mientras que para  $O^+$  nuestros valores son  $\sim 0.5$  dex más bajos que los suyos. Por otro lado, Quireza et al. (2006) proponen una abundancia de  $He^+=0.04$ , muy inferior a nuestro resultado y al del resto de autores.

En el caso de S162 únicamente disponemos de datos previos de Moore et al. (2002) que derivan abundancias iónicas mediante un modelo de fotoionización bidimensional basado en datos observacionales de las zonas norte y oeste de la nebulosa. Nuestras estimaciones de  $O^{2+}$ ,  $Ne^{2+}$ ,  $Ar^{2+}$  y  $He^+$  son superiores a las suyas, mientras que la de  $N^+$  es inferior, pero en todos los casos nuestras temperaturas electrónicas están medidas de forma directa. Encontramos, además, una perfecta concordancia para las abundancias de  $S^+$  y  $O^+$ .

S212 es la región de la que disponemos de información previa más completa, ya que ha

sido estudiada por Fich & Silkey (1991), Deharveng et al. (2000) y Rudolph et al. (2006). La situación en este caso es muy similar a la de S83, ya que obtenemos abundancias de  $O^+$ ,  $S^+$ ,  $N^+$  y  $He^+$  menores, pero en nuestro caso tenemos medidas directas de  $T_e$  mientras que ellos se basan en gradientes. Por otro lado, las estimaciones de  $O^{2+}$  y  $Ar^{2+}$  sí están en concordancia con sus valores, o al menos entre los diferentes valores que encontramos, ya que las discrepancias entre autores es considerable, especialmente para  $O^{2+}$ .

### 7.3.2. Abundancias totales

La abundancia total de cada elemento químico se obtiene sumando las abundancias iónicas del elemento en todos sus estados de ionización; dado que en nuestras regiones no siempre se detectan todas las líneas de emisión de cada elemento, en muchos casos recurriremos a factores de corrección de ionización (ICF) para tener en cuenta estos iones no detectados, siendo la abundancia total de la forma:

$$\frac{X}{H} = ICF(X^+) \times \frac{X^+}{H^+}. \tag{7.26}$$

A continuación describimos la metodología general de estimación de la abundancia total de cada elemento detectado en las regiones H II:

- Oxígeno: para las temperaturas electrónicas derivadas es de esperar que todo el oxígeno emitido esté en forma de  $O^+$  y  $O^{2+}$ , por lo que la abundancia total de oxígeno se obtiene al añadir ambas contribuciones:

$$\frac{O}{H} = \frac{O^+}{H^+} + \frac{O^{2+}}{H^+}. \tag{7.27}$$

- Azufre: en ninguna región estudiada se observan líneas de  $S^{3+}$  debido al rango espectral de las observaciones, sin embargo, teniendo en cuenta el grado de excitación de las regiones es de esperar que sí exista esta emisión, por lo tanto, para estimar la abundancia total de azufre recurrimos al ICF derivado por Barker (1980) ajustando a modelos de fotoionización de Stasińska (1978):

$$ICF(S^+ + S^{2+}) = \left[ 1 - \left( \frac{O^{2+}}{O^+ + O^{2+}} \right)^\alpha \right]^{-1/\alpha}, \tag{7.28}$$

considerando  $\alpha=2.5$  según los ajustes de datos observacionales realizados por Pérez-Montero et al. (2006).

- Nitrógeno: en base a la estructura de ionización del oxígeno y del nitrógeno asumimos que la abundancia total de nitrógeno puede estimarse considerando

$$ICF(N^+) = \frac{O/H}{O^+/H^+}, \tag{7.29}$$

expresión obtenida de Pérez-Montero & Contini (2009).

- Neón: en nuestro datos la única línea de neón observada es [Ne III] $\lambda$ 3868 por lo que para considerar el resto de líneas no detectadas recurrimos al ICF establecido por Pérez-Montero et al. (2007):

$$ICF(Ne^{2+}) = 0,753 + 0,142x + \frac{0,171}{x}, \quad (7.30)$$

donde  $x=O^{2+}/(O^++O^{2+})$ .

- Argón: de forma análoga al neón, la abundancia total de argón se estima aplicando el ICF presentado por Pérez-Montero et al. (2007)

$$ICF(Ar^{2+}) = 0,749 + 0,507(1-x) + \frac{0,064}{1-x}, \quad (7.31)$$

donde  $x=O^{2+}/(O^++O^{2+})$ .

- Hierro: el ICF utilizado para el hierro que considera los estados de ionización no detectados en nuestras observaciones es el propuesto por Rodríguez & Rubin (2004):

$$ICF(Fe^{2+}) = \left(\frac{O^+}{O^{2+}}\right)^{0,09} \left[1 + \frac{O^{2+}}{O^+}\right]. \quad (7.32)$$

- Helio: la abundancia total de He se estima sumando las contribuciones de He I y He II. En ninguna de las regiones estudiadas se detecta la línea de He II  $\lambda$ 4686 que, en este caso, sí está en el rango espectral de observación, por lo que podemos considerar  $y^{2+}=0$ . No obstante, es de esperar que la contribución de He neutro sea considerable, teniendo que recurrir de nuevo a un ICF. Determinar la fracción de helio neutro en una nebulosa es un problema clásico a la hora de estimar la abundancia total de helio, en nuestro caso optamos por recurrir al estudio presentado por Monreal-Ibero et al. (2013), en particular al ICF con el que se obtiene que He/H es constante frente al grado de excitación (figura 13 de su artículo), ya que la abundancia total de helio no depende de la excitación de la nebulosa. De este modo, estimamos He/H utilizando:

$$ICF(He^+ + He^{2+}) = \left[1 - 0,46 \frac{O^+}{O}\right]^{-1}. \quad (7.33)$$

Esta metodología se siguió para todas las regiones de la muestra a excepción de S207, S208 y S270, regiones en las que no disponemos de medidas aceptables de la temperatura electrónica y, por lo tanto, no fue posible estimar las abundancias químicas de forma directa<sup>2</sup>. En estos tres casos recurrimos a dos parámetros empíricos que relacionan las intensidades de líneas nebulares, fácilmente detectables, con la abundancia de determinados elementos.

---

<sup>2</sup>En este trabajo utilizamos la acepción común de “abundancia directa” entendiéndola como aquella determinación que proviene de una medida directa de  $T_e$ .



Las abundancias totales de oxígeno y azufre se obtuvieron a partir del parámetro  $S_{23}$  (Vílchez & Esteban, 1996) definido como:

$$S_{23} = \frac{I([S\text{ II}]6717) + I([S\text{ II}]6731) + I([S\text{ III}]9069) + I([S\text{ II}]9530)}{H\beta} \quad (7.34)$$

En las tres regiones las líneas de [S III] se miden con suficiente S/N como para poder estimar dicho parámetro, obteniendo  $S_{23} = 1.09 \pm 0.07$  para S207,  $S_{23} = 1.35 \pm 0.03$  para S208 y  $S_{23} = 1.04 \pm 0.02$  para S270. Posteriormente derivamos la abundancia de oxígeno recurriendo a la expresión propuesta por Pérez-Montero & Díaz (2005):

$$12 + \log(O/H) = 8,15 + 1,85 \log S_{23} + 0,58 (\log S_{23})^2, \quad (7.35)$$

mientras que para derivar S/H utilizamos la presentada en Pérez-Montero et al. (2006):

$$12 + \log(S/H) = 6,54 + 2,071 \log S_{23} + 0,348 (\log S_{23})^2. \quad (7.36)$$

Para obtener una estimación de la cantidad de nitrógeno relativa a oxígeno en estas tres regiones, utilizamos el parámetro empírico N2O2 establecido por Pérez-Montero & Contini (2009):

$$\log(N/O) = 0,93 \times N2O2 - 0,20 \quad (7.37)$$

donde

$$N2O2 = \log \left( \frac{I([N\text{ II}]\lambda 6584)}{I([O\text{ II}]\lambda 3727)} \right) \quad (7.38)$$

y obteniendo  $N2O2 = -0.71 \pm 0.05$  para S207,  $N2O2 = -0.51 \pm 0.04$  para S208 y  $N2O2 = -0.41 \pm 0.04$  para S270.

En la tabla 7.4 presentamos todas las abundancias químicas estimadas junto con sus errores asociados y el ICF de cada elemento, indicando cuando sea necesario si se recurrió a una relación empírica para la estimación. Los errores asociados a las abundancias empíricas se estimaron realizando la suma cuadrática de la propagación de errores de las líneas y la desviación estándar de cada calibración empírica (0.2 dex para O/H con  $S_{23}$ , 0.17 dex para S/H con  $S_{23}$  y 0.24 dex para N/O con N2O2). Las dos últimas columnas de la tabla muestran las abundancias solares propuestas por Asplund et al. (2009) y las de la nebulosa de Orión (M 42) derivadas por Tsamis et al. (2011).

La comparación de nuestros resultados con trabajos previos revela diferencias en las abundancias totales debidas a las discrepancias en las abundancias iónicas (ya discutidas en la sección 7.3.1) o a la elección del ICF. La información más interesante la obtenemos en S207, S208 y S270, regiones en las que no derivamos abundancias iónicas por no disponer de la  $T_e$  y donde las abundancias totales se estimaron mediante parámetros empíricos. En estos tres casos la comparación bibliográfica revela que las abundancias obtenidas en nuestro estudio son bastante superiores a las derivadas por Fich & Silkey (1991),

Deharveng et al. (2000) y Rudolph et al. (2006) con intensidades de líneas e ICFs, en concreto obtenemos una abundancia de oxígeno 0.2 dex mayor en S207 y 0.5 dex en S208 y un valor de N/H 0.6 dex más alto para S270, por lo que no podemos descartar que las abundancias obtenidas en nuestro estudio basadas en métodos empíricos estén sobreestimadas.

Para encontrar una explicación adecuada a este comportamiento, realizamos diferentes pruebas:

- Aplicamos las calibraciones empíricas a todas las regiones de la muestra, incluyendo aquellas con estimaciones directas de la abundancia. Al comparar los resultados encontramos que, en todos los casos, las abundancias empíricas son superiores a las estimadas por métodos directos. En particular, el exceso medio obtenido para O/H es +0.15 dex utilizando el parámetro  $S_{23}$ , +0.11 dex para S/H con  $S_{23}$  y +0.16 dex para N/O con el parámetro N2O2.
- Recurrimos a otros métodos empíricos para estimar las abundancias de las regiones sin temperatura electrónica disponible. La abundancia de O/H se derivó de nuevo utilizando el parámetro  $N_2^3$ , encontrando, para todos los casos, que el valor estimado es  $\sim 0.8$  dex mayor (de media) que con  $S_{23}$ . Recurriendo al parámetro N2S2<sup>4</sup> estimamos la abundancia de N/O, siendo  $\sim 0.2$  dex menor el valor obtenido para las regiones S208 y S270, pero  $\sim 0.3$  dex más alto para S207 que con N2O2; sin embargo, al comparar las abundancias de N/O con N2S2 y N2O2 en las demás regiones encontramos que el valor derivado con N2O2 se acerca más a las abundancias estimadas por métodos directos (salvo el factor indicado antes), por lo que optamos por utilizar N2O2 para estimar N/O en las regiones sin temperatura electrónica.
- En las regiones S207 y S208 disponemos de información de la temperatura electrónica de Deharveng et al. (2000) estimada a partir de líneas de recombinación de radio, con un valor de 10510 K para ambas regiones. Adoptando esa temperatura derivamos las abundancias por el método directo obteniendo  $12+\log(O/H)=8.12$ ,  $12+\log(S/H)=6.49$  y  $\log(N/O)=-0.96$  para S207; en el caso de S208 no pudimos estimar las abundancias totales ya que no detectamos líneas de [O III], necesarias en todos los ICFs considerados. Aunque los valores así obtenidos para S207 sean  $\sim 0.1$  dex menores que empíricamente, optamos por no considerar este valor para el estudio de los gradientes porque uno de los objetivos de este trabajo es analizar la variación de las abundancias de una muestra lo más consistente posible y de esta forma tendríamos abundancias directas con  $T_e$  derivada, directas con  $T_e$  adoptada y abundancias empíricas.

Por lo tanto, finalmente optamos por considerar las abundancias empíricas obtenidas con  $S_{23}$  y N2O2, sabiendo que pueden estar sobreestimadas en un factor  $\sim 0.15$  dex y teniéndolo en cuenta a la hora de estudiar los gradientes descritos en la siguiente sección.

---

<sup>3</sup> $N_2 = \log([N II]\lambda 6584/H\alpha)$ , Pérez-Montero & Díaz (2005).

<sup>4</sup> $N2S2 = \log([N II]\lambda 6584/[S II]\lambda 6717,6731)$ , Pérez-Montero & Contini (2009).

Tabla 7.4: Abundancias iónicas, ICFs y abundancias totales derivadas para las nueve regiones H II del anticentro.

	S83	S132	S156	S162	S207	S208	S212	S228	S270	Solar <sup>[1]</sup>	M 42 <sup>[2]</sup>
$12+\log(\text{O}^+/\text{H}^+)$	7.50 ± 0.14	8.21 ± 0.11	8.19 ± 0.09	8.15 ± 0.09	-	-	7.87 ± 0.09	8.31 ± 0.15	-	-	-
$12+\log(\text{O}^{2+}/\text{H}^+)$	7.69 ± 0.14	7.53 ± 0.06	7.82 ± 0.10	7.92 ± 0.08	-	-	7.68 ± 0.03	6.48 ± 0.05	-	-	-
$12+\log(\text{S}^+/\text{H}^+)$	5.38 ± 0.07	6.38 ± 0.22	5.80 ± 0.05	6.27 ± 0.24	-	-	5.66 ± 0.05	6.12 ± 0.08	-	-	-
$12+\log(\text{S}^{2+}/\text{H}^+)$	6.09 ± 0.04	6.72 ± 0.04	6.88 ± 0.01	6.97 ± 0.01	-	-	6.51 ± 0.07	6.00 ± 0.04	-	-	-
$12+\log(\text{N}^+/\text{H}^+)$	6.47 ± 0.08	7.44 ± 0.06	7.19 ± 0.05	7.24 ± 0.05	-	-	6.86 ± 0.05	7.31 ± 0.09	-	-	-
$12+\log(\text{N}^{2+}/\text{H}^+)$	7.34 ± 0.18	-	6.56 ± 0.15	6.65 ± 0.10	-	-	6.59 ± 0.07	-	-	-	-
$12+\log(\text{Ar}^{2+}/\text{H}^+)$	5.67 ± 0.05	6.09 ± 0.05	6.28 ± 0.02	6.29 ± 0.02	-	-	6.12 ± 0.08	5.53 ± 0.04	-	-	-
$12+\log(\text{Fe}^{2+}/\text{H}^+)$	-	-	5.74 ± 0.13	5.34 ± 0.10	-	-	-	-	-	-	-
$(\text{He}^+/\text{H}^+)$ 4026	-	-	0.08 ± 0.01	0.072 ± 0.004	-	-	0.10 ± 0.02	-	-	-	-
$(\text{He}^+/\text{H}^+)$ 4471	-	-	0.076 ± 0.004	0.073 ± 0.003	-	-	0.09 ± 0.01	-	-	-	-
$(\text{He}^+/\text{H}^+)$ 5875	-	0.08 ± 0.01	0.09 ± 0.003	0.084 ± 0.003	-	-	0.11 ± 0.01	-	-	-	-
$(\text{He}^+/\text{H}^+)$ 6678	0.10 ± 0.004	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.003	0.078 ± 0.003	-	-	0.09 ± 0.003	0.07 ± 0.01	-	-	-
$(\text{He}^+/\text{H}^+)$ 7065	0.07 ± 0.01	0.074 ± 0.003	0.11 ± 0.01	0.08 ± 0.01	-	-	-	0.04 ± 0.00	-	-	-
$(\text{He}^+/\text{H}^+)$ promedio	0.09 ± 0.01	0.07 ± 0.0009	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.00	-	-	0.09 ± 0.004	0.05 ± 0.004	-	-	-
ICF( $\text{S}^+, \text{S}^{2+}$ )	1.15 ± 0.08	1.01 ± 0.00	1.02 ± 0.01	1.04 ± 0.02	-	-	1.04 ± 0.02	1.00 ± 0.01	-	-	-
ICF( $\text{N}^{2+}$ )	1.12 ± 0.03	-	1.37 ± 0.12	1.27 ± 0.07	-	-	1.25 ± 0.05	-	-	-	-
ICF( $\text{Ar}^{2+}$ )	1.11 ± 0.01	1.25 ± 0.02	1.20 ± 0.02	1.17 ± 0.02	-	-	1.16 ± 0.02	1.31 ± 0.01	-	-	-
ICF( $\text{Fe}^{2+}$ )	-	-	1.53 ± 0.10	1.67 ± 0.13	-	-	-	-	-	-	-
ICF( $\text{He}^+$ )	1.22 ± 0.10	1.61 ± 0.32	1.48 ± 0.18	1.41 ± 0.14	-	-	1.39 ± 0.14	1.83 ± 0.75	-	-	-
$12+\log(\text{O}/\text{H})$	7.91 ± 0.10	8.29 ± 0.09	8.35 ± 0.07	8.35 ± 0.06	8.22 ± 0.21 <sub>E</sub>	8.40 ± 0.20 <sub>E</sub>	8.09 ± 0.06	8.31 ± 0.15	8.18 ± 0.20 <sub>E</sub>	8.69 ± 0.05	8.66 ± 0.08
$12+\log(\text{S}/\text{H})$	6.23 ± 0.05	6.89 ± 0.08	6.92 ± 0.01	7.07 ± 0.04	6.63 ± 0.18 <sub>E</sub>	6.84 ± 0.17 <sub>E</sub>	6.59 ± 0.07	6.37 ± 0.05	6.58 ± 0.17 <sub>E</sub>	7.12 ± 0.03	6.80 ± 0.15
$12+\log(\text{N}/\text{H})$	6.88 ± 0.19	7.53 ± 0.16	7.35 ± 0.12	7.44 ± 0.12	-	-	7.08 ± 0.12	7.32 ± 0.23	-	7.83 ± 0.05	7.79 ± 0.13
$\log(\text{N}/\text{O})$	-1.03 ± 0.22	-0.76 ± 0.18	-1.00 ± 0.14	-0.91 ± 0.14	-0.86 ± 0.25 <sub>E</sub>	-0.67 ± 0.24 <sub>E</sub>	-1.01 ± 0.14	-1.00 ± 0.28	-0.58 ± 0.24 <sub>E</sub>	-0.86 ± 0.07	-0.87 ± 0.15
$12+\log(\text{N}/\text{He})$	7.39 ± 0.18	-	6.70 ± 0.15	6.76 ± 0.10	-	-	6.68 ± 0.07	-	-	7.93 ± 0.10	7.97 ± 0.10
$12+\log(\text{Ar}/\text{H})$	5.72 ± 0.05	6.18 ± 0.05	6.36 ± 0.02	6.36 ± 0.02	-	-	6.19 ± 0.08	5.65 ± 0.04	-	6.40 ± 0.13	-
$12+\log(\text{Fe}/\text{H})$	-	-	5.92 ± 0.14	5.56 ± 0.11	-	-	-	-	-	7.50 ± 0.04	-
He/H	0.11 ± 0.01	0.12 ± 0.02	0.12 ± 0.02	0.11 ± 0.01	-	-	0.12 ± 0.01	0.08 ± 0.04	-	0.085 ± 0.002	0.094 ± 0.010

Referencias: [1]=Asplund et al. (2009), [2]=Tsamis et al. (2011) para  $t^2=0$ .

<sub>E</sub> Abundancias totales estimadas a partir de los parámetros empíricos S<sub>23</sub> y N<sub>202</sub>. Ver texto para detalles.

## 7.4. Discusión de los resultados

A lo largo de esta sección discutiremos los resultados obtenidos para los parámetros físicos y abundancias químicas de cada región. Aunque este trabajo pretende mejorar el conocimiento de la estructura de ionización de las nueve regiones H II, el objetivo final es estudiar la variación radial de las propiedades en el anticentro Galáctico, por lo que esta discusión se centrará en analizar los gradientes obtenidos con nuestra muestra, comparando con trabajos previos y analizando las implicaciones de los resultados en los modelos de formación y evolución química de la Galaxia.

### 7.4.1. Gradientes de la temperatura electrónica

Las temperaturas electrónicas derivadas para la muestra de regiones H II aparecen representadas frente al radio Galactocéntrico en la figura 7.2, mostrando por separado la distribución obtenida para  $t_e([\text{N II}])$  y  $t_e([\text{O III}])$ . Aunque la muestra es bastante escasa (ya que únicamente consideramos las temperaturas obtenidas por métodos directos) se aprecia claramente un gradiente positivo, aumentando el valor de  $T_e$  al alejarnos del centro Galáctico, especialmente en el caso de  $t_e([\text{N II}])$ . La línea de trazas que aparece en ambos paneles representa las dos distancias que hemos adoptado para S212 (ver sección 6.3) y, aunque para  $t_e([\text{N II}])$  considerar una u otra no cambiaría la tendencia, no ocurre lo mismo en  $t_e([\text{O III}])$ , donde el valor menor de la distancia se adapta mejor a la tendencia de un gradiente positivo.

Para determinar la razón de este gradiente debemos tener en cuenta la dependencia de  $T_e$  con otros parámetros. Existen al menos cuatro propiedades físicas que determinan la temperatura electrónica de una región H II:

- Temperatura efectiva de la estrella ionizante: marca la dureza del campo de radiación que calienta y excita el gas; una variación en  $T_{\text{eff}}$  de 33000 K a 45000 K implica un aumento en  $T_e$  de 1300 K (Rubin, 1985).
- Densidad electrónica del medio: altera el ritmo de desexcitación colisional; un cambio en la densidad de  $100 \text{ cm}^{-3}$  a  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  implica aumento de  $T_e$  en 2900 K (Rubin, 1985).
- Partículas de polvo: enfrían el gas debido a los choques con partículas rápidas (Shields & Kennicutt, 1995) afectando en unos 500 K a la temperatura electrónica (Oliveira & Maciel, 1986).
- Metalicidad: los elementos pesados disminuyen la temperatura del gas como vimos en la sección 1.3.4; un cambio en la metalicidad ( $Z$ ) de 10 implica una variación en  $T_e$  de unos 7000 K (Rubin, 1985).

En base a las propiedades físicas estimadas en las regiones de la muestra es de esperar que la metalicidad sea el factor dominante en las variaciones de la temperatura electrónica<sup>5</sup>, por lo que interpretamos el gradiente de  $T_e$  obtenido como un efecto de la variación

---

<sup>5</sup>Un estudio de la influencia en la temperatura electrónica de los factores descritos, para regiones H II similares a las nuestras, aparece detallado en Balser et al. (2011).

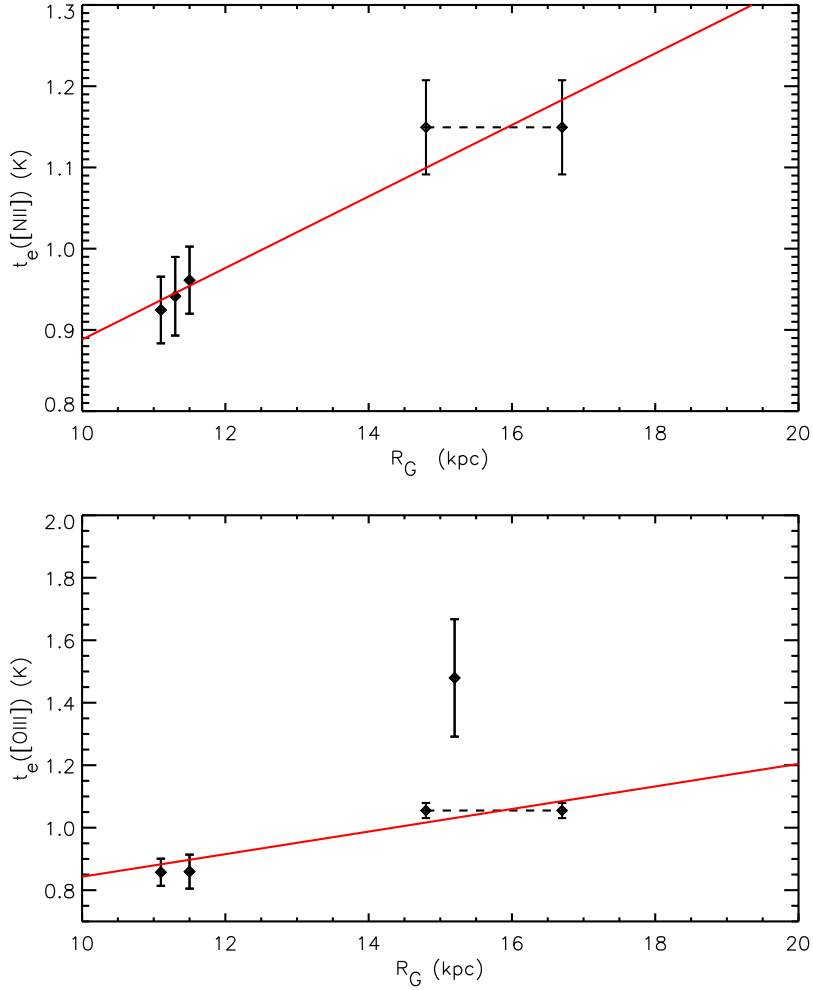


Figura 7.2: Variación de la temperatura electrónica con el radio Galactocéntrico. En el panel superior mostramos la distribución obtenida para  $t_e([N II])$  y en el inferior para  $t_e([O III])$ , ambas en unidades de  $10^4$  K. Solo las temperaturas derivadas por métodos directos aparecen representadas. La línea de trazos une los puntos con las dos distancias posibles adoptadas para S212 y las líneas rojas muestran los ajustes realizados pesados por los errores.

radial en las abundancias de los elementos pesados, que son los principales causantes del enfriamiento, y que estudiaremos en la siguiente sección.

Para comparar mejor nuestros resultados con otros trabajos previos realizamos un ajuste lineal pesado por los errores para  $T_e([N II])$  y  $T_e([O III])$ , con  $T_e$  en K y  $R_G$  en kpc, obteniendo:

$$\begin{aligned}
 T_e([N II]) &= 4479 + 440 R_G \\
 T_e([O III]) &= 4816 + 361 R_G.
 \end{aligned}
 \tag{7.39}$$

Tabla 7.5: Gradientes de la temperatura electrónica propuestos por diferentes autores en estudios de regiones H II.

Referencia	Observaciones	$R_G$ (kpc)	$T_e$ (K)
Shaver et al. (1983)	radio+óptico	3.5 - 13.7	$3150 + 433 R_G$
Fich & Silkey (1991)	radio+óptico	11.5 - 17.9	$3150 + 400 R_G$
Afflerbach et al. (1997)	infrarrojo	0 - 11.4	$4560 + 390 R_G$
Deharveng et al. (2000)	radio+óptico	6.6 - 17.7	$4260 + 372 R_G$
Quireza et al. (2006)	radio ( $T_e^*$ )	0 - 17	$5780 + 287 R_G$
Balser et al. (2011)	radio ( $T_e^*$ )	0.1 - 21.9	$6404 + 257 R_G / 5756 + 299 R_G^\dagger$

† Balser et al. (2011) proporcionan gradientes de  $T_e$  para dos muestras de regiones H II.

Dichos ajustes aparecen representados por una línea roja en la figura 7.2 mostrando claramente el aumento de  $T_e$  con el radio, aunque con una variación mucho menor para  $t_e$  ([O III]). A pesar de tener pocas temperaturas electrónicas, el ajuste obtenido está en muy buena concordancia con trabajos previos. Churchwell & Walmsley (1975) fueron los primeros en encontrar una variación radial de  $T_e$  con el radio Galactocéntrico en un estudio de regiones H II con líneas de recombinación de radio, mostrando que esta era menor en el centro Galáctico y que aumentaba hacia los extremos del disco. Posteriormente otros trabajos han confirmado este resultado con regiones H II observadas en diferentes rangos espectrales, quedando firmemente establecida la existencia del gradiente, aunque con ciertas incertidumbres en cuanto a su forma: por ejemplo, el estudio llevado a cabo por Quireza et al. (2006) revela un salto en el gradiente a 8.5 kpc siendo más suave en la zona interna de la Galaxia, comportamiento que no ha sido detectado por otros autores. Para visualizar mejor estas discrepancias y comparar con nuestras estimaciones, en la tabla 7.5 presentamos un pequeño resumen de algunos de los gradientes derivados. Se puede apreciar que las pendientes obtenidas en nuestros ajustes son similares a las propuestas por Shaver et al. (1983), Fich & Silkey (1991), Afflerbach et al. (1997) y Deharveng et al. (2000), aunque son mayores que las obtenidas por Quireza et al. (2006) y Balser et al. (2011).

Al comparar las variaciones de la temperatura electrónica obtenidas por diferentes autores hay que tener muy en cuenta qué temperatura se está representando. En concreto nos referimos a los trabajos que derivan la temperatura a partir del continuo de radio y líneas de recombinación de radio (o RRL de sus siglas en inglés *radio recombination line*), ya que con este método aproximan a condiciones de LTE obteniendo el valor de  $T_e^*$ . La transformación de  $T_e^*$  a  $T_e$  se realiza corrigiendo de no-LTE y de los efectos de alta densidad, sin embargo, algunos autores como Quireza et al. (2006) y Balser et al. (2011) consideran que esta corrección es despreciable, aproximando  $T_e \approx T_e^*$ . Esta es una posible explicación a las discrepancias entre nuestros gradientes y los obtenidos en estos dos últimos trabajos.

### 7.4.2. Gradientes de abundancias químicas

Los elementos más pesados que el helio son los principales causantes del enfriamiento de gas en las regiones H II, por esta razón las variaciones radiales de  $T_e$  siempre han sido interpretados como el efecto de un gradiente en la abundancia química, ya que una zona con más cantidad de metales implicaría menor temperatura. Los elementos primordiales como O, Ar, Ne o S, se producen por la combustión de H en el interior estelar, por lo que la relación entre ellos debe ser constante; los secundarios como  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{17}\text{O}$  son generados durante el ciclo CNO de las estrellas masivas y aumentan respecto a los primarios (Talbot & Arnett, 1973); como la productividad de una estrella depende de su masa inicial, el estudio de los gradientes químicos de diferentes elementos provee de información, tanto de los posibles escenarios de la nucleosíntesis, como de la variación de la IMF con la posición y con el tiempo (Garnett, 1989). Como vimos en la introducción, la existencia de un gradiente negativo de abundancias es un hecho firmemente establecido, aunque existe mucha controversia en la forma de dicho gradiente debido, fundamentalmente, a dos factores: las dificultades intrínsecas surgidas en la determinación de la distribución radial (por problemas en la distancia y metodologías en las abundancias) y la falta de información de regiones situadas en el extremo del disco. En esta sección estudiamos el gradiente de abundancias químicas con nueve regiones H II de anticentro, aumentando así la muestra de esta zona de la Galaxia más desconocida y analizando el posible aplanamiento en el disco.

Las variaciones de las abundancias con el radio Galactocéntrico para los distintos elementos detectados en nuestro estudio se presentan de la figura 7.3 a la 7.9. En ellas representamos las abundancias totales derivadas para las nueve regiones H II de la muestra presentadas en la tabla 7.4, indicando en color verde las estimadas por métodos empíricos. Todas las regiones siguieron el mismo proceso de análisis y estimación de parámetros físicos, de modo que los valores presentados en los gradientes son consistentes entre sí. En aquellas regiones en que no medimos la temperatura electrónica también se utilizaron siempre los mismos parámetros empíricos, como hemos descrito en la sección 7.3.2.

La problemática de la distancia sigue estando presente en este trabajo, sin embargo nuestra muestra ha sido generada de la forma más consistente posible de modo que las distancias adoptadas están estimadas de forma idéntica y obtenidas de la misma fuente; en aquellas regiones con dos determinaciones de la distancia disponibles muy diferentes optamos por utilizar ambas, uniendo los valores con una línea discontinua en los diagramas.

Como referencia, en todas las gráficas aparecen indicadas las abundancias del Sol y de la nebulosa de Orión (M 42) con sus correspondientes errores: en color rosa mostramos las abundancias solares propuestas por Asplund et al. (2009) considerando un radio Galactocéntrico de 8.5 kpc, mientras que en color azul oscuro representamos las abundancias de M 42 derivadas por Tsamis et al. (2011) para  $t^2=0$  y adoptando una distancia al centro de la Galaxia de 8.95 kpc, ya que M 42 está situada a 450 pc del Sol (Menten et al., 2007) en la dirección del anticentro (Peimbert & Peimbert, 2002). También aparecen indicadas las abundancias de la pequeña nube de Magallanes (SMC, de sus siglas en inglés *Small Magellanic Cloud*) y de la gran nube de Magallanes (LMC o *Large Magellanic Cloud*) considerando las abundancias propuestas por Russell & Dopita (1990).

Tabla 7.6: Gradientes de abundancias derivados por diferentes autores en estudios realizados sobre regiones H II Galácticas. En todos los casos indicamos el valor de la pendiente,  $d(\log(X/H))/dR_G$ , para cada elemento X en unidades de dex/kpc.

Referencia	Rango espectral	Rango de $R_G$ (kpc)	O/H	N/H	S/H	N/O
Shaver et al. (1983)	radio+óptico	3.5 - 13.7	-0.07	-0.09	-0.005	-
Simpson et al. (1995)	infrarrojo	0.1 - 11.0	-	-0.10	-0.07	-0.04
Vílchez & Esteban (1996)	óptico	11.0-18.0	-0.051	+0.002	-0.013	0.0
Afflerbach et al. (1997)	infrarrojo	0 - 11.4	-0.064	-0.072	-0.063	-
Rudolph et al. (1997)	infrarrojo	13 - 17	-	-0.111	-0.079	-
Deharveng et al. (2000)	óptico	6.6 - 17.7	-0.0395	-	-	-
Esteban et al. (2005) <sup>a</sup>	óptico	6.3 - 10.4	-0.044	-	-	-
Quiroza et al. (2006)	radio	0-17	-0.043	-	-	-
Rudolph et al. (2006) <sup>b</sup>	óptic/infrarrojo	0 - 18	-0.06/-0.041	-0.071/-0.085	-0.046/-0.042	+0.004/-0.034
Balser et al. (2011) <sup>c</sup>	radio	0.1 - 21.9	-0.038/-0.045	-	-	-

<sup>a</sup> Abundancias estimadas con líneas de recombinación y  $t^2 \neq 0$ .

<sup>b</sup> Unifican datos de ocho estudios previos diferenciando gradientes obtenidos en óptico e IR.

<sup>c</sup> Realizan ajustes sobre dos muestras diferentes.

Para investigar la controversia del posible aplanamiento del gradiente en el anticentro Galáctico, en todas las gráficas representamos el ajuste obtenido por Rudolph et al. (2006) en el rango óptico, esto nos permite apreciar si nuestras regiones situadas en el extremo del disco son compatibles con la extrapolación de los gradientes derivados en regiones más internas de la Galaxia. De todos los estudios previos realizados optamos por comparar con el trabajo de Rudolph et al. (2006) porque es una recopilación de diversos estudios anteriores en un amplio rango de distancias ( $0 < R_G < 18$  kpc).

Por último, en la tabla 7.6 presentamos un resumen de los gradientes obtenidos en los trabajos previos más relevantes realizados con regiones H II para facilitar la comparación con nuestros resultados. Como se puede apreciar en la tabla 7.6, muchos de los estudios realizados corresponden a observaciones en el rango infrarrojo o en radio debido a que el oscurecimiento por el polvo es menor que en el óptico; además, las líneas emitidas en el rango IR son muy poco sensibles a la temperatura electrónica, facilitando el cálculo de abundancias químicas. Generalmente, los estudios ópticos de gradientes químicos están basados en la medida de líneas de excitación colisional (CEL de sus siglas en inglés *collisionally excited line*) muy dependientes de la temperatura electrónica, provocando que se dé más peso a las zonas más calientes de la nebulosa e implicando que las abundancias puedan estar subestimadas. Esto se solucionaría mediante el estudio de líneas de recombinación, mucho menos sensibles a  $T_e$ , pero que necesitan de datos espectroscópicos de muy alta resolución. Con este método es posible considerar fluctuaciones de temperaturas en el interior de las regiones (Peimbert, 1967) obteniendo estimaciones de las abundancias iónicas más precisas (García-Rojas et al., 2004). El único trabajo de los presentados en la tabla en los que estudian líneas de recombinación y consideran fluctuaciones de temperatura con  $t^2=0.02-0.05$ , siendo  $t^2$  la variación cuadrática media de la temperatura sobre el volumen observado, es



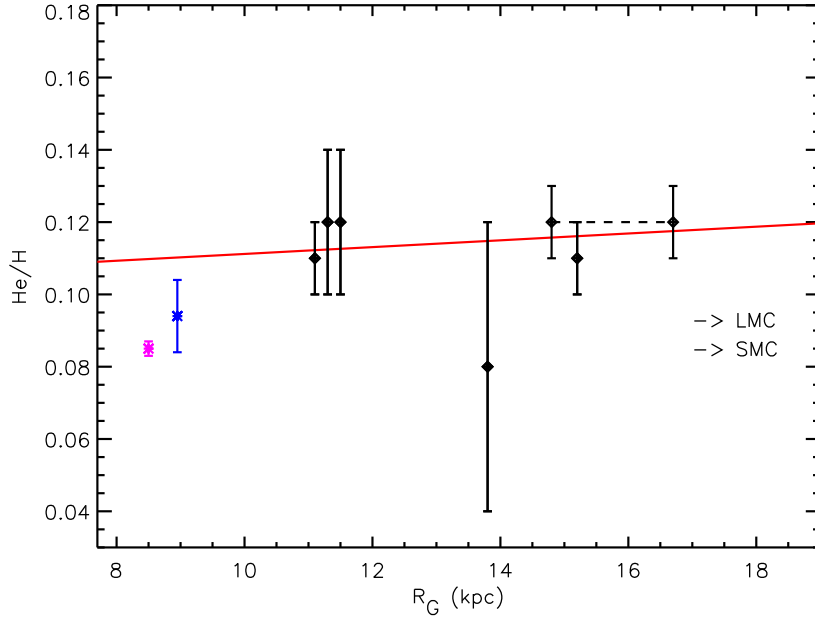


Figura 7.3: Distribución radial de la abundancia de He/H con sus errores asociados. La posición del Sol está indicada en color rosa, M42 en azul y las nubes de Magallanes con flechas situadas a la abundancia correspondiente. La línea discontinua une los dos valores posibles de  $R_G$  para S212.

el realizado por Esteban et al. (2005). La problemática acerca de las diferencias entre las abundancias determinadas con CELs o con líneas de recombinación (ADF, de sus siglas en inglés *abundance discrepancy factor*) es aún una cuestión abierta, y aunque parece ser cierto que mediante CELs se subestiman las abundancias, existen muchas discrepancias al respecto.

En la figura 7.3 presentamos las abundancias totales de helio frente al radio Galactocéntrico, observando que no hay variaciones importantes con la distancia. Realizamos un ajuste pesado por los errores para todos los datos obteniendo:

$$\text{He/H} = (0,1018 \pm 0,0403) + (0,0009 \pm 0,0021) R_G. \quad (7.40)$$

El error en la pendiente está fuertemente influenciado por el punto más bajo de la gráfica correspondiente a S228, que se desvía de la tendencia del resto de puntos; no obstante, podemos apreciar que las barras de error asociadas son mucho más grandes que en el resto debido a la incertidumbre en la abundancia de  $O^+$  que se ha propagado con el ICF. Además, tal y como indicamos en la sección 7.2, es posible que el valor de  $T_e$  considerado en S228 esté sobreestimado, siendo en realidad el valor de He/H en esta región mayor que el propuesto. Teniendo esto en mente consideramos que la pendiente del ajuste es prácticamente cero, es decir, no encontramos muestras claras de un gradiente en la abundancia de helio. Debido a las dificultades en determinar la fracción de helio neutro, la mayoría de autores no derivan He/H, siendo nuestra única referencia para comparar el trabajo realizado por Shaver et al. (1983) que encuentran también una pendiente nula en el gradiente de He/H.

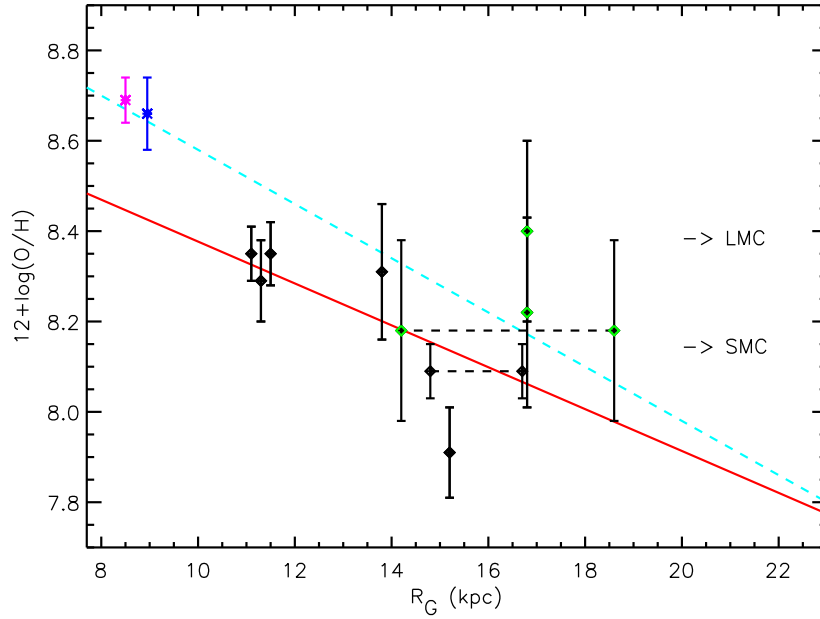


Figura 7.4: Distribución radial de la abundancia de O/H. Todos los objetos de la muestra aparecen representados en rombos negros con sus correspondientes errores. Las abundancias obtenidas por métodos empíricos están bordeadas en color verde. La línea roja continua corresponde al ajuste realizado para todos los objetos y la línea azul claro discontinua a la extrapolación del ajuste obtenido por Rudolph et al. (2006). También aparecen indicadas la abundancia del Sol (asterisco rosa), de M 42 (asterisco azul) y de las nubes de Magallanes (flechas negras). Las líneas discontinuas negras unen los dos valores de  $R_G$  adoptados para S212 y S270.

La distribución radial de la abundancia de O/H aparece representada en la figura 7.4 donde se observa que para el rango de distancias de la muestra (entre 11 y 19 kpc) la máxima variación en la abundancia del oxígeno oscila entre  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 7.8$  y  $8.45$ . Al realizar un ajuste pesado por los errores para todos los objetos de la muestra obtenemos:

$$12 + \log(\text{O}/\text{H}) = (8,841 \pm 0,253) + (-0,046 \pm 0,012) R_G. \quad (7.41)$$

Tanto en la gráfica como en el ajuste obtenido se aprecia claramente un gradiente negativo de la abundancia de O/H con el radio Galactocéntrico. Los valores de la pendiente derivados están en muy buen acuerdo con trabajos anteriores, especialmente con el presentado por Vílchez & Esteban (1996) que es el único que centra el rango de estudio en el anticentro Galáctico; también obtenemos valores similares a los de Esteban et al. (2005) para  $R_G < 10$  kpc, pero ellos estiman abundancias a partir de líneas de recombinación con  $t^2 \neq 0$ .

Para analizar el posible aplanamiento en los extremos del disco comparamos con la extrapolación del gradiente de Rudolph et al. (2006) representado por una línea discontinua azul. En primer lugar, observamos que la pendiente derivada en nuestro trabajo del anticentro es más suave que la que ellos obtienen considerando también regiones internas de la MW, indicando la posible presencia de un aplanamiento. Además, si desplazáramos

su ajuste a nuestra ordenada en el origen, apreciaríamos que las regiones más internas de la muestra son compatibles con su ajuste, mientras que aquellas situadas en los extremos ( $R_G > 14$  kpc) presentan valores superiores a los esperados con su gradiente. En este punto de la discusión resulta crítico el valor de las abundancias obtenidas por métodos empíricos (rombos verdes) que modifican drásticamente la interpretación del gradiente ya que son los valores más altos situados más allá de 14 kpc. Como ya discutimos en la sección 7.3.2, al comparar para una misma región las abundancias directas con las empíricas encontramos que estas últimas estaban sobreestimadas en  $\sim 0.15$  dex para el O/H; sin embargo, incluso disminuyendo esa cantidad las abundancias empíricas de la gráfica podemos ver que estos puntos siguen sin ser compatibles con el gradiente de Rudolph et al. (2006), mostrando valores más altos que lo esperado.

Por lo tanto, teniendo en cuenta que nuestra pendiente se ha obtenido ajustando solo regiones del anticentro y comparando con trabajos previos que consideran regiones más internas de la Galaxia, deducimos que existe un gradiente negativo en la abundancia de O/H con un posible aplanamiento en las zonas más externas del disco ( $R_G > 14$  kpc) o, como mínimo, podemos afirmar que una única pendiente no satisface todas las medidas de regiones H II del disco Galáctico.

En la figura 7.5 se muestra la distribución radial de la abundancia de S/H que, para el rango de distancias representado, oscila entre  $12 + \log(S/H) = 6.15$  y  $7.15$ . Realizamos un ajuste lineal pesado por los errores considerando todos los objetos de la muestra obteniendo:

$$12 + \log(S/H) = (8,290 \pm 0,418) + (-0,119 \pm 0,028) R_G. \quad (7.42)$$

Aunque se aprecia una clara disminución de la abundancia con la distancia Galáctica, la comparación del ajuste con trabajos previos revela que la pendiente obtenida es demasiado pronunciada y que está fuertemente influenciada por las incertidumbres asociadas a la estimación del gradiente, es decir, por las diferentes distancias posibles en las regiones con dos valores y por las abundancias derivadas empíricamente (que tienen una sobreestimación de  $\sim 0.11$  dex). Además, las abundancias de S/H derivadas para las regiones S83 y S228 (los puntos más bajos de la figura) pueden estar subestimadas, ya que en ambos casos la temperatura electrónica de [S III] presenta valores más altos que para el resto de iones; los errores asociados a estas regiones son muy bajos, pesando mucho en el ajuste y provocando que este sea más pronunciado. A excepción de S83 y S228, las abundancias obtenidas para todas las regiones son compatibles con el gradiente extrapolado de Rudolph et al. (2006)

Por lo tanto, considerando las incertidumbres descritas, concluimos que existen un gradiente negativo en la abundancias de S/H sin que podamos afirmar que exista un aplanamiento de la pendiente en los extremos del disco Galáctico.

La distribución radial de la abundancia de N/H aparece representada en la figura 7.6, apreciándose una pronunciada disminución con el radio Galactocéntrico. Únicamente mostramos seis objetos, ya que en las regiones sin temperatura electrónica no derivamos la abundancia de nitrógeno. El ajuste realizado pesado por los errores es:

$$12 + \log(N/H) = (8,304 \pm 0,324) + (-0,079 \pm 0,021) R_G. \quad (7.43)$$

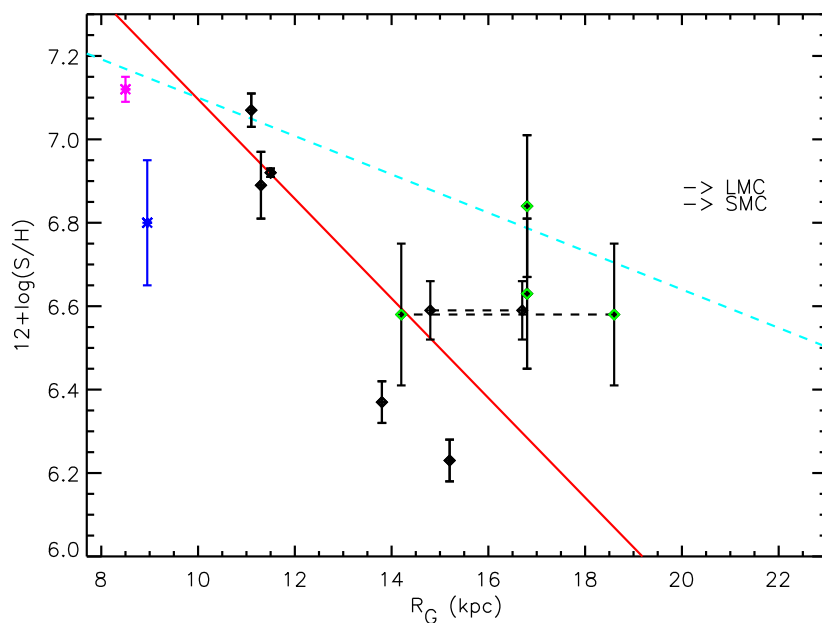


Figura 7.5: Distribución radial de S/H. El código de colores es el mismo que en la figura 7.4.

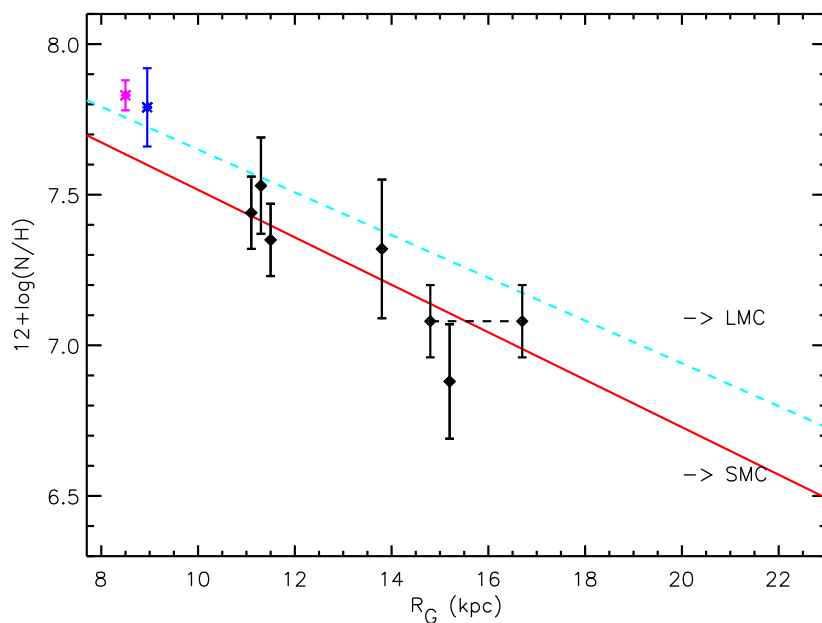


Figura 7.6: Distribución radial de N/H. Mismo código de colores que en la figura 7.4 (no se han determinado abundancias empíricas).

Existe en la actualidad bastante controversia acerca de la forma del gradiente de nitrógeno: Simpson et al. (1995) encuentran un escalón en la distribución de N/H obteniendo un valor medio de  $12+\log(\text{N}/\text{H})=8.45$  para  $R_G < 6.1$  kpc y de  $12+\log(\text{N}/\text{H})=7.78$  para  $R_G > 6.1$  kpc, mientras que el estudio de Vílchez & Esteban (1996) revela que la pendiente a distancias Galactocéntricas grandes es más suave que en las zonas internas, implicando ambos resultados un posible aplanamiento de N/H en el extremo del disco Galáctico. Por otro lado, los trabajos de Afflerbach et al. (1997) y Rudolph et al. (1997) no revelan ningún escalón ni aplanamiento en las regiones situadas más allá del disco solar.

Al comparar nuestro ajuste con el de Rudolph et al. (2006) encontramos que son prácticamente iguales. Además, la pendiente que hemos obtenido en el rango  $11 < R_G < 19$  kpc es muy similar a la propuesta por Afflerbach et al. (1997) para  $0 < R_G < 11$  kpc y mucho más pronuncia que la de Vílchez & Esteban (1996) en nuestro mismo rango Galáctico. Por lo tanto, aunque con nuestra muestra no podemos obtener ninguna conclusión clara acerca de este escalón, ya que no tenemos información para  $R_G < 11$  kpc, la comparación con trabajos previos parece indicar que no existe un aplanamiento claro de N/H en los extremos del disco Galáctico. No obstante, hay que tener en cuenta que, en este caso, no disponemos de estimaciones de N/H para las regiones más lejanas (aquellas en las que no disponemos de medidas de  $T_e$ ) y, por tanto, no se ha analizado el comportamiento del gradiente de N/H para  $R_G > 16.7$  kpc.

La variación de N/O con el radio Galactocéntrico provee de información muy relevante acerca de la evolución de la Vía Láctea, en particular permite determinar la fracción de N con origen primario y secundario modulada por la historia de formación estelar, discusión muy controvertida debida a los diferentes resultados obtenidos en los gradientes proporcionados por diversos autores. En la figura 7.7 mostramos la distribución radial de N/O donde se puede apreciar que permanece prácticamente constante en el rango de observación estudiado. Realizamos un ajuste pesado por los errores para la muestra completa obteniendo:

$$\log(\text{N}/\text{O}) = (-1,038 \pm 0,312) + (0,010 \pm 0,012) R_G. \quad (7.44)$$

Aunque la elección de una u otra distancia para las regiones con dos valores afecta ligeramente a la forma del gradiente, la mayor incertidumbre que encontramos se debe, una vez más, a las abundancias estimadas por métodos empíricos que presentan valores ligeramente mayores al resto de la muestra, modificando la interpretación global del gradiente hasta el punto de obtener una pendiente negativa o positiva (aunque la variación de la pendiente en valor absoluto es pequeña).

Los estudios previos realizados revelan diferencias en cuanto al valor exacto del gradiente de N/O, pero no en lo relativo a la interpretación. El gradiente obtenido por Simpson et al. (1995) presenta una pendiente más pronunciada que la nuestra, sin embargo encuentran un escalón a 6 kpc que marca una ruptura en el gradiente, aclarando que la muestra se ajusta mejor a dos regiones diferenciadas, con un valor de  $\log(\text{N}/\text{O})=-0.49$  para  $R_G < 6.1$  kpc y  $\log(\text{N}/\text{O})=-0.75$  para  $R_G > 6.1$  kpc indicando que N/O es menor en las zonas más externas de la Galaxia que en las internas. Este resultado fue confirmado posteriormente por Vílchez & Esteban (1996) que en su estudio del anticentro Galáctico obtienen una pendiente de N/O mucho más suave (prácticamente nula) que Shaver et al. (1983) en las zonas centrales. Al comparar nuestro ajuste con los resultados de Rudolph et al. (2006) observamos que

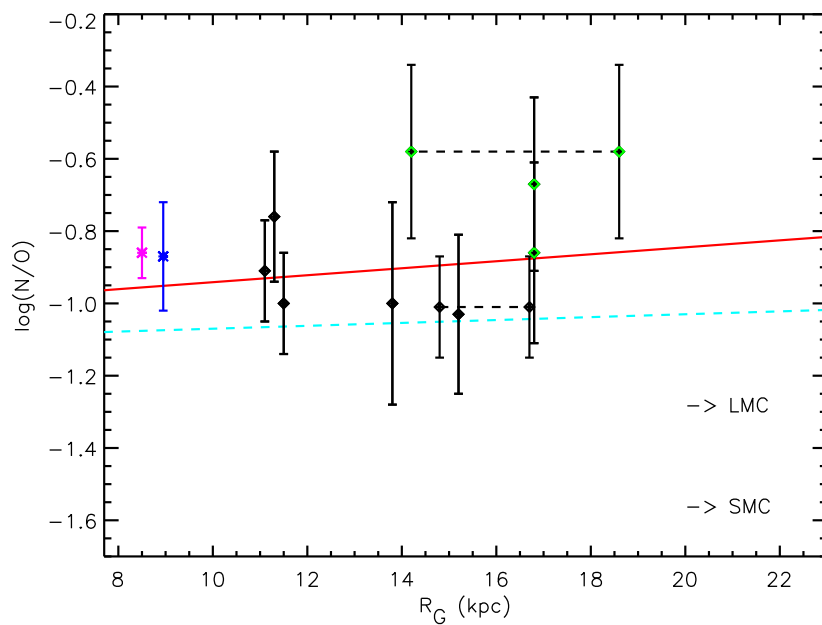


Figura 7.7: Distribución radial de N/O. Mismo código de colores que en la figura 7.4.

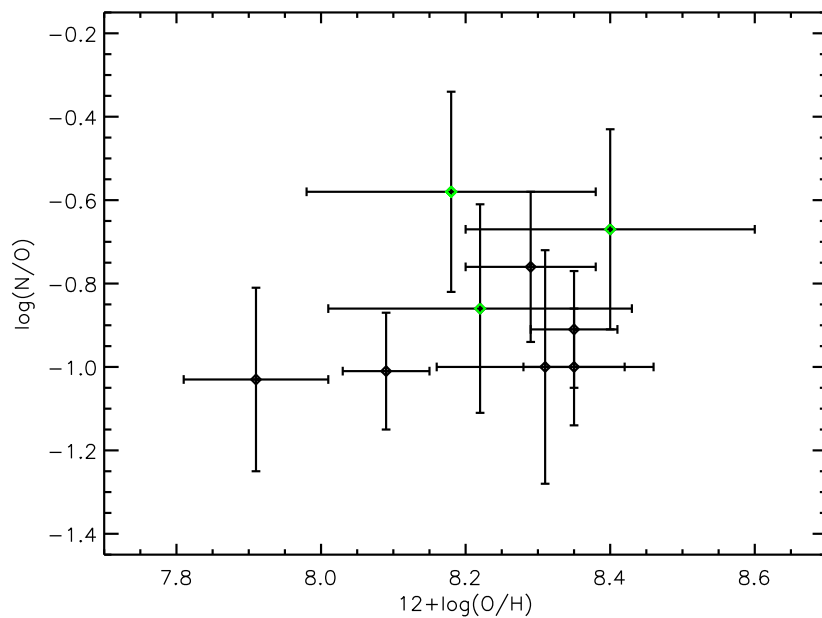


Figura 7.8: Variación de N/O con O/H. Los rombos negros representan todos los objetos de la muestra; las abundancias estimadas por métodos empíricos están bordeadas en color verde.

ambas pendientes son prácticamente idénticas, de modo que, teniendo en cuenta los rangos de distancias Galácticas de ambos estudios deducimos que no hay variación de N/O a lo largo del disco de la MW, obteniendo un valor medio de  $\log(N/O) \sim -1.0$  en el rango  $11 \text{ kpc} < R_G < 19 \text{ kpc}$ .

Antes de interpretar el gradiente de N/O obtenido vamos a analizar brevemente la variación de N/O con la metalicidad y sus posibles implicaciones. Parte de la problemática existente reside en determinar la fracción de nitrógeno observado con origen primario (y en ese caso debería seguir al O) y con un origen secundario (aumentaría respecto al O). Se ha observado que en galaxias de metalicidad baja, N/O es constante frente a O/H, implicando que el nitrógeno en estas galaxias es fundamentalmente primario y que se generó a partir de la combustión de hidrógeno. Sin embargo, las galaxias con metalicidad mayor muestran, en general, que N/O aumenta con O/H, implicando que su nitrógeno es de origen secundario y que se ha generado en estrellas formadas en un medio ya enriquecido. En este escenario, las variaciones de N/O informarían del último estallido de formación estelar respecto a las generaciones de estrellas anteriores, convirtiéndose en un indicador del estado evolutivo de la galaxia (Edmunds & Pagel, 1978). En la figura 7.8 mostramos la variación de N/O con O/H para los objetos de nuestra muestra, obteniendo que N/O permanece prácticamente constante con la metalicidad (nótese de nuevo la influencia de las abundancias empíricas sobreestimadas). Este hecho unido a la existencia de un escalón o aplanamiento en la variación radial de N/O, pero con valor de N/O constante en las zonas externas del disco, indicaría la presencia importante de estrellas jóvenes con edades similares y de formación estelar reciente.

El estudio de las variaciones radiales de las abundancias de argón, neón y hierro es mucho más complejo que los realizados con otros elementos debido a que las líneas de emisión son muy débiles y por tanto difíciles de detectar, obteniendo incertidumbres mayores en la determinación de las abundancias químicas.

En la figura 7.9 mostramos la variación de la abundancia de Ar/H con el radio Galactocéntrico que se ajusta a una recta de la forma:

$$12 + \log(\text{Ar}/\text{H}) = (7,810 \pm 0,714) + (-0,131 \pm 0,053) R_G. \quad (7.45)$$

Aunque tanto en la gráfica como en el ajuste se aprecia claramente un gradiente negativo de la abundancia, no nos aventuramos a realizar interpretaciones concluyentes en cuanto al aplanamiento debido a las incertidumbre asociadas a la medida de las líneas y a la dispersión de los puntos observada en la distribución. El único trabajo que presenta un estudio del gradiente de argón es el realizado por Shaver et al. (1983) en el rango  $3.5 < R_G < 13.7 \text{ kpc}$  obteniendo una pendiente de  $-0.06$ , mucho más suave que la nuestra.

A pesar de disponer de varias regiones con medidas de Ne/H, optamos por no realizar un estudio de su distribución radial en la Galaxia porque es posible que los valores obtenidos estén subestimados. El neón y el oxígeno son productos de la misma nucleosíntesis, por lo que es de esperar que el cociente relativo de sus abundancias sea constante; sin embargo en todas las regiones de la muestra, a excepción de S83, derivamos un valor de Ne/O mucho menor que el esperado en la MW ( $\log(\text{Ne}/\text{O}) \sim -0.70$ , Dors et al. 2013). La causa de esta “falta” de neón en nuestras estimaciones reside, probablemente, en el ICF utilizado, implicando que exista una fracción de neón neutro más alta que la considerada. Las regiones H II de la

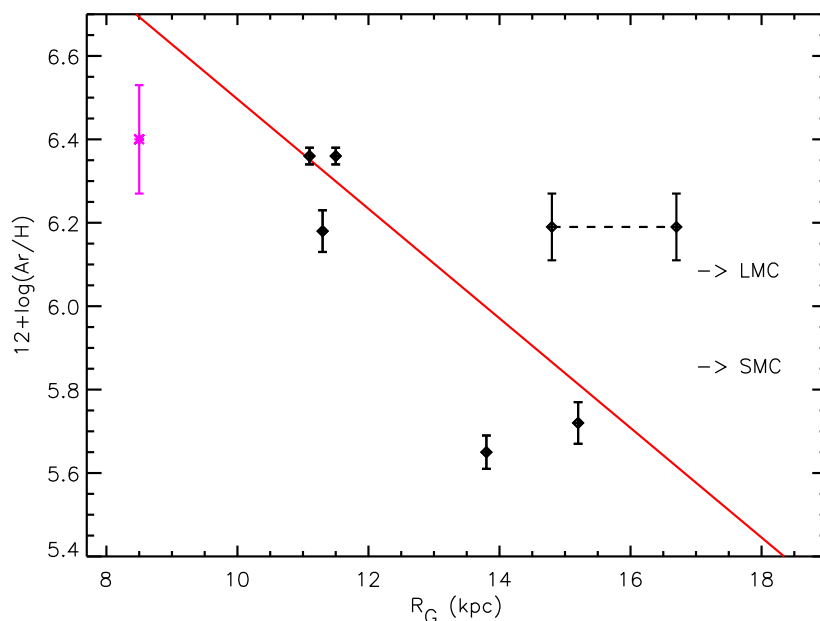


Figura 7.9: Distribución radial de Ar/H. Mismo código de colores que en la figura 7.4.

muestra (salvo S83) presentan un grado de excitación muy bajo y, por tanto, deducimos que no verifican la estructura de ionización canónica  $\text{Ne}/\text{O} \approx \text{Ne}^{2+}/\text{O}^{2+}$  ya que podemos apreciar que en todas las regiones  $\text{O}^+ \gg \text{O}^{2+}$ . Por lo tanto, antes de estudiar los gradientes, creemos conveniente realizar, en un futuro cercano, modelos de fotoionización individuales acordes a las propiedades de excitación de cada región para estimar la abundancia de Ne/H y poder analizar correctamente sus variaciones en el anticentro de la Galaxia.

Finalmente, en el caso del hierro se han estimado las abundancias totales de Fe/H a partir de la línea de  $[\text{Fe III}]\lambda 4658\text{\AA}$  obteniendo valores bastante bajos; no obstante, hay que tener en cuenta que la cantidad de hierro en regiones H II puede disminuir debido a la reducción por los granos de polvo (Rodríguez, 2002). Aunque la comparación de nuestros resultados con el valor solar parece indicar una disminución a distancias grandes, no realizamos el estudio de la variación ni obtenemos conclusiones ya que solo hemos derivado la abundancia total de Fe/H para dos regiones de la muestra (S156 y S162).

Como describimos en la introducción, existen diferencias en la forma de los gradientes de abundancias atendiendo al tipo de galaxia estudiado, por lo tanto, la comparación de los resultados obtenidos de este estudio en la MW con las variaciones derivadas en otras galaxias externas resulta clave en la mejora de los modelos de evolución química.

M 31, la galaxia más grande del Grupo Local y nuestra vecina más cercana de un tamaño similar al de la MW, es una galaxia espiral situada a unos 2.5 millones de años luz de la Tierra también conocida como galaxia de Andrómeda o NGC 224. Su evolución química ha sido estudiada en diversas ocasiones (Renda et al., 2005; Yin et al., 2009) encontrando características comunes con la MW, aunque con diferencias significativas en cuanto a la



formación, ya que los modelos realizados revelan que M31 tuvo que tener formación estelar más eficiente en el pasado que nuestra Galaxia. La distribución radial de las abundancias químicas ha sido estudiada recientemente por Zurita & Bresolin (2012) sobre una muestra de regiones H II, encontrando un gradiente negativo en la abundancia de O/H de la forma  $12+\log(\text{O}/\text{H}) = 8.72 - 0.028 R_{M31}$  y una distribución de N/O constante con el radio con  $\log(\text{N}/\text{O}) \sim -0.86$ , ambos resultados similares a los nuestros en la MW en cuanto a la interpretación del gradiente en el contexto de la evolución química de las galaxias, aunque teniendo en cuenta que su estudio está centrado en regiones H II mucho más internas en el disco que las nuestras.

Por otro lado también es muy interesante comparar con M33, la tercera galaxia más brillante del Grupo Local situada a unos 3 millones de años luz de la Tierra y conocida como la galaxia del Triángulo. Su gran tamaño angular e inclinación la convierten en una excelente candidata para estudiar la estructura de los brazos espirales, además, debido a que es una galaxia espiral de tipo tardío consta de una rica población de regiones H II. La distribución de abundancias en M33 ha sido estudiada en múltiples ocasiones (Vílchez et al., 1988; Willner & Nelson-Patel, 2002; Crockett et al., 2006) estableciéndose la existencia de un gradiente de abundancias pero con grandes incertidumbre en cuanto a su forma, magnitud y origen. Uno de los trabajos más completos es el presentado por Magrini et al. (2007) en un estudio realizado con regiones H II en un amplio rango espacial del disco. Sus resultados son muy similares a los nuestros en la MW, encontrando un gradiente negativo de O/H de la forma  $12+\log(\text{O}/\text{H}) = 8.53 - 0.054 R_{M33}$  y una distribución constante con el radio para N/O con valor medio  $\log(\text{N}/\text{O}) \sim -1.2$ , de modo que, como ocurre en nuestro caso, la abundancia de N/O no sigue a O/H como sería de esperar en caso de un enriquecimiento de nitrógeno puramente secundario.

El análisis de la distribución química de la Vía Láctea, presentado a lo largo de esta sección, ha permitido mejorar el conocimiento de las abundancias en el anticentro, aumentando la muestra en esta zona tan poco estudiada con anterioridad. Debido a que las regiones observadas han sido analizadas de forma muy consistente, obteniendo unos valores fiables de los parámetros físicos, este trabajo nos ha permitido establecer la existencia de un gradiente negativo para todos los elementos más pesados que el helio detectados, mostrando un posible aplanamiento de la metalicidad en los extremos del disco ( $R_G > 14$  kpc) o, como mínimo, afirmando que una única pendiente no satisface todas las medidas de regiones H II del disco Galáctico.

## Conclusiones generales

**E**n esta tesis doctoral se planteó como objetivo realizar un estudio exhaustivo de los parámetros físicos y abundancias químicas de una muestra de nebulosas Galácticas alrededor de estrellas masivas con distintos estados evolutivos. Los diferentes estudios desarrollados nos han permitido, por un lado, establecer conclusiones acerca de los procesos de formación de nebulosas ionizadas por estrellas masivas debido a la interacción de los vientos estelares con el ISM, y por otro, analizar su influencia en el enriquecimiento químico del ISM y su impacto en la formación y evolución de la Vía Láctea. Esta investigación se ha realizado mediante dos enfoques diferentes, ambos con el mismo objetivo común, pero con distintas técnicas observacionales: analizando la estructura bidimensional de dos nebulosas alrededor de estrellas WR mediante espectroscopía de campo integral y estudiando una muestra de regiones H II del anticentro Galáctico mediante espectroscopía clásica de rendija larga. A continuación se exponen los principales resultados obtenidos de dichos análisis y el trabajo futuro.

### 8.1. Principales resultados de la tesis

A lo largo de esta sección se describen las conclusiones y los principales resultados encontrados, tanto en lo referente a la metodología observacional como a las propiedades físicas y químicas derivadas y sus implicaciones en el marco general de la Galaxia. En primer lugar se expondrán los resultados obtenidos del estudio de la nebulosa NGC 6888 con espectroscopía de campo integral, a continuación, las conclusiones más relevantes derivadas del análisis de la nebulosa M 1-67, también con espectroscopía de campo integral, y, para terminar, los resultados del estudio químico del anticentro Galáctico realizado sobre la muestra de regiones H II con espectroscopía de rendija larga.

## Estudio de la nebulosa NGC 6888 con espectroscopía de campo integral

El análisis de las imágenes ópticas del INT de NGC 6888 nos permitió seleccionar cuatro zonas de la nebulosa, con diferente morfología y condiciones de ionización, que fueron observadas en el rango óptico mediante espectroscopía de campo integral con PPaK, desarrollando un detallado análisis de las propiedades bidimensionales y unidimensionales con resultados muy concluyentes sobre la evolución de la nebulosa que describimos a continuación:

- El estudio de las imágenes interpoladas en varias longitudes de onda de las cuatro zonas de NGC 6888 observadas revelaron dos patrones espaciales en la distribución de emisión para los iones de alta y baja ionización. Algunas de las estructuras solo son visibles en  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$ , indicando diferencias en las condiciones de excitación.
- Las observaciones realizadas con PPaK en la región emisora de rayos X se llevaron a cabo adoptando un esquema de *dithering* que permitió generar cubos de datos para realizar un estudio detallado de las propiedades bidimensionales de esta región:
  - Se ha generado un mapa del coeficiente de enrojecimiento,  $c(\text{H}\beta)$ , que presenta una estructura no uniforme con un valor medio de 0.57.
  - Al derivar el mapa de la densidad electrónica,  $n_e$ , se observa un pico de máxima densidad ( $\sim 400 \text{ cm}^{-3}$ ) espacialmente localizado en la misma región en que la intensidad de las líneas de emisión es máxima.
  - Se han realizado mapas de velocidad radial para diferentes líneas de emisión. El campo de velocidad obtenido para  $\text{H}\alpha$  revela que el gas situado en el centro y suroeste se mueve a mayor velocidad que en el resto de la nebulosa, mientras que el de  $[\text{O III}]$  presenta una distribución homogénea sin aparente relación con la morfología observada en las líneas de emisión.
  - Las condiciones de ionización fueron estudiadas representado todos los píxeles de los mapas de cocientes de líneas en tres diagramas de diagnóstico. Analizando su comportamiento se han definido dos zonas espacialmente delimitadas con diferentes propiedades: *Zona A* y *Zona B*. La *Zona A* presenta correlaciones entre los cocientes de líneas esperables teniendo en cuenta el grado de ionización de las especies representadas y es coincidente con la región en que los elementos de baja excitación presentan un máximo de intensidad. La *Zona B* muestra relaciones anómalas entre los cocientes de líneas, con gran dispersión de puntos en los diagramas de diagnóstico y se sitúa espacialmente en una región con un máximo de intensidad en la línea de emisión  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$ .
  - Al comparar las distribuciones estadísticas de las velocidades radiales para diferentes líneas de emisión, encontramos que el histograma de  $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$  muestra un único pico en las *Zonas A* y *B*, mientras que la distribución de  $[\text{N II}]\lambda 6584\text{\AA}$  presenta un pico desplazado al rojo en la *Zona A* y una distribución bimodal en la *Zona B*. Este último resultado puede deberse a la existencia de dos componentes de una capa fragmentada en expansión.

- Se ha investigado la posible presencia de choques, para explicar los comportamientos de la *Zona B*, recurriendo a los modelos del código MAPPINGS III, encontrando que los datos de esta zona están bien representados por un modelo de choque, asumiendo  $n=1000 \text{ cm}^{-3}$ , abundancia dos veces solar y velocidades de choque entre 250 y 400  $\text{km s}^{-1}$ .
- Extrajimos nueve espectros integrados de las cuatro zonas observadas de NGC 6888 en los que se midieron las intensidades de las líneas de emisión para obtener las propiedades físicas y químicas:
  - Se ha derivado la densidad electrónica encontrando diferencias de hasta  $350 \text{ cm}^{-3}$  entre las diferentes regiones estudiadas. La temperatura electrónica,  $T_e$  fue estimada utilizando el parámetro  $R_{N_2}$ , obteniendo valores que oscilan entre  $\sim 7700 \text{ K}$  y  $\sim 10200 \text{ K}$ .
  - El estudio de las abundancias químicas ha revelado que la mayoría de las regiones estudiadas son pobres en oxígeno (en comparación con el Sol). La abundancia de nitrógeno estimada es similar al valor solar en cinco de los espectros integrados, mientras que en las demás zonas aparece enriquecido en un factor 6 o incluso 9. La abundancia de helio presenta también un enriquecimiento en todas las regiones en que se ha detectado He I.
  - Hemos desarrollado modelos de fotoionización para comparar determinados cocientes de líneas de emisión mediante diagramas de diagnóstico. Los valores de  $\log(N/O)$  que predicen los modelos están en muy buena concordancia con las abundancias obtenidas de los datos observacionales. Las agrupaciones de regiones en función del parámetro de ionización  $U$ , obtenido de los modelos, coincide con otras posibles agrupaciones en base a parámetros como la temperatura electrónica o las abundancias, indicando diferencias en las condiciones de ionización de las distintas regiones estudiadas.
- Se ha propuesto un escenario para la evolución de la estrella WR central que explica las características observacionales de NGC 6888 obtenidas en este estudio. El esquema propuesto consiste en una estructura de múltiples capas, que pueden ser irregulares o estar fragmentadas, con diferentes propiedades físicas, químicas y cinemáticas:
  - Una capa interna y elíptica con un fuerte enriquecimiento en N/H y ligeramente deficiente en O/H. En base a sus propiedades observacionales, deducimos que el material de esta capa corresponde a los cascarones formados en las etapas RSG y WR chocados y expandiéndose en un medio de baja densidad.
  - Una capa externa y esférica con bajo brillo superficial en todas las líneas de emisión a excepción de [O III]. Presenta sobre-abundancia de He/H, mientras que N/H y O/H no están enriquecidos. Atendiendo a la evolución estelar, proponemos que esta capa sea la burbuja formada durante la MS que ha sido fragmentada debido a la colisión entre los cascarones de la WR y RSG.

→ Una capa circundante muy débil que rodea la nebulosa como si fuera una “piel”. Los flujos medidos en esta región son los más bajos pero con valores no despreciables, y sus abundancias muestran valores similares a los esperados para el ISM local. En nuestro esquema proponemos que esta región representa la interacción entre la burbuja de la MS y el ISM en una época muy temprana de la evolución de la estrella central.

- La región oscurecida observada en el centro de NGC 6888 parece estar asociada a la nebulosa y localizada, probablemente, en la capa más externa. Aunque son necesarios más estudios en otros rangos de observación, como IR o radio, posiblemente este objeto sea una condensación muy densa de material propulsado por los vientos de la estrella WR que cruza la nebulosa como si fuera una “bala”.

### Estudio de la nebulosa M 1-67 con espectroscopía de campo integral

Las observaciones ópticas de espectroscopía de campo integral realizadas con PPaK en M 1-67 nos han permitido llevar a cabo un exhaustivo estudio de la estructura bidimensional así como de las propiedades físicas y químicas. Además se ha complementado el estudio con observaciones en infrarrojo de *Spitzer*, mejorando la comprensión de la morfología y contenido químico de M 1-67. A continuación presentamos los resultados más relevantes:

- Generando mapas de las principales líneas de emisión hemos realizado un detallado estudio de la estructura bidimensional de la nebulosa:
  - Los mapas interpolados de las líneas de emisión muestran una estructura gruesa con condensaciones de alto brillo superficial alineadas a lo largo de la dirección noreste-suroeste. No se ha detectado emisión extendida de  $[\text{O III}]\lambda 5007$  en ningún área de la nebulosa.
  - El estudio de la distribución espacial de los mapas del coeficiente de enrojecimiento,  $c(\text{H}\beta)$ , revela ligeras variaciones entre los dos apuntados: en la región central oscila entre 1.3 y 2.5, con un valor medio de 1.9, mientras que en el apuntado lateral el valor medio es 2.1 oscilando entre 1.7 y 2.8.
  - Los mapas de la densidad electrónica,  $n_e$ , derivados a partir del cociente de las líneas de azufre, presentan una estructura no uniforme y relacionada con la morfología de la nebulosa: las condensaciones con mayor brillo superficial en  $\text{H}\alpha$  son más densas. El estudio de la variación espacial de  $n_e$  a lo largo de la dirección noreste-suroeste revela un gradiente simétrico, disminuyendo la densidad al alejarnos de la estrella central.
  - Se ha estudiado la estructura de ionización de M 1-67 mediante el análisis de mapas de cocientes de líneas de emisión. En particular, el mapa de  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$  en el apuntado lateral presenta un comportamiento que nos han permitido definir dos regiones espacialmente delimitadas: una al noreste con  $[\text{N II}] < \text{H}\alpha$  y otra cubriendo el resto del campo de visión con  $[\text{N II}] \geq \text{H}\alpha$ .

- La cinemática de la nebulosa ha sido analizada mediante mapas de velocidad radial en los dos apuntados. La velocidad heliocéntrica derivada, con un valor de  $\sim 139 \text{ km s}^{-1}$ , está en muy buena concordancia con trabajos anteriores. También se ha encontrado que la velocidad radial relativa disminuye según nos alejamos de la estrella a lo largo de un eje de preferencia.
- Se han derivado las propiedades físicas y las abundancias químicas de M 1-67 a partir de la creación de ocho espectros integrados:
  - La densidad electrónica estimada en las regiones centrales de la nebulosa presenta valores más altos que en los extremos ( $\sim 1500 \text{ cm}^{-3}$  y  $\sim 650 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente). Este resultado es coherente con la variación radial encontrada en el estudio 2D.
  - Únicamente se ha derivado la temperatura electrónica en la región R5, encontrando un valor de  $T_e([\text{N II}]) \sim 8200 \text{ K}$  con una medida fiable de la línea de emisión  $[\text{N II}]\lambda 5755 \text{ \AA}$ .
  - Las abundancias químicas obtenidas muestran que todas las regiones estudiadas son ricas en nitrógeno y pobres en oxígeno. El exceso de nitrógeno varía mucho entre las regiones, sugiriendo un enriquecimiento químico no homogéneo.
- La distribución de emisión a  $24 \mu\text{m}$  de M 1-67 muestra una estructura elíptica en la región interna de la nebulosa a lo largo de la dirección noreste-suroeste y una débil burbuja esférica externa. Se han analizado espectros de baja resolución en el infrarrojo medio, midiendo las principales líneas de emisión y estimando las abundancias químicas, verificando el bajo grado de ionización del gas.
- En conjunto (óptico e infrarrojo), este estudio revela que M 1-67 tiene una estructura grumosa con condensaciones alineadas a lo largo de un eje preferente y con huecos en la dirección perpendicular. El gas perteneciente al eje bipolar posee un bajo grado de ionización y se encuentra mezclado con polvo templado. El estudio óptico de las condensaciones muestra abundancias químicas típicas de material procesado en el ciclo CNO, indicando que es material originado en un estado evolucionado de la estrella central. Las variaciones de la densidad electrónica y de la velocidad radial sugieren que el gas de esta estructura bipolar fue expulsado durante una eyección de la estrella WR 124.
- Se ha identificado una región situada al noreste de la nebulosa con diferentes propiedades químicas, cinemáticas y morfológicas. Tras su estudio, y comparando con trabajos de otros autores, proponemos que esta región sea el remanente de un choque paraboloide causado por la interacción de la estrella, a gran velocidad, con el ISM y la burbuja creada en la MS.

- Basándonos en nuestros resultados observacionales se planteó un escenario que explicase las características detectadas. Este esquema parte de la hipótesis de suponer que la estrella central ha alcanzado la fase WR recientemente, de forma que la interacción de los vientos de esta fase con el material previo no es aún detectable. Comparando con modelos de evolución estelar y considerando una masa inicial estimada entre  $60 M_{\odot}$  y  $80 M_{\odot}$ , deducimos que la estrella central pasó por la fase LBV antes de convertirse en WR. La morfología, cinemática y composición química detectadas en la estructura bipolar indican que el gas de esta zona proviene de una eyección producida durante la fase LBV.

### Estudio de regiones HII del anticentro Galáctico con espectroscopía de rendija larga

Con el estudio espectroscópico realizado con ISIS sobre una muestra de regiones H II del anticentro Galáctico hemos determinado las propiedades físicas y químicas de cada uno de los objetos, analizando la variación radial de las abundancias químicas en las zonas más externas del disco Galáctico. A continuación se presentan las conclusiones y resultados más relevantes de este estudio:

- Realizamos una rigurosa selección de regiones H II de la Vía Láctea, obteniendo una muestra final de nueve regiones situadas en el anticentro Galáctico: S83, S132, S156, S162, S207, S208, S212, S228 y S270.
- Se estudiaron en profundidad las determinaciones de las distancias a las regiones H II derivadas en estudios previos, comparando las diferentes metodologías utilizadas y seleccionando unos valores de  $R_G$  autoconsistentes para nuestra muestra. Durante este proceso, hemos podido comprobar que las grandes incertidumbres asociadas a la determinación de las distancias pueden causar las discrepancias en los gradientes de abundancias presentados en trabajos previos, ya que modifican notablemente la distribución química.
- Al comparar los perfiles espaciales en diferentes longitudes de onda para cada región, seleccionamos las zonas con información más relevante para nuestro estudio, priorizando aquellas con emisión de las líneas implicadas en la estimación de la temperatura electrónica. En base a esta comparación extrajimos espectros unidimensionales sobre los que realizamos un detallado análisis de las propiedades físicas y químicas de las nueve regiones:
  - Se ha derivado el coeficiente de enrojecimiento  $c(H\beta)$  para todas las regiones de la muestra, estimando valores muy dispares entre los objetos, pero siempre con  $c(H\beta)$  superior a 0.6.

- Al estimar la densidad electrónica, se obtuvo que cuatro regiones se encuentran en el límite de baja densidad ( $n_e < 100 \text{ cm}^{-3}$ ), tres presentan valores medios entre  $300$  y  $700 \text{ cm}^{-3}$  y dos tienen densidades superiores a  $1000 \text{ cm}^{-3}$ .
  - Se han calculado las temperaturas electrónicas asociadas a diferentes iones por métodos directos o recurriendo a relaciones empíricas, obteniendo estimaciones de  $T_e([\text{N II}])$ ,  $T_e([\text{O III}])$ ,  $T_e([\text{O II}])$ ,  $T_e([\text{S III}])$  y  $T_e([\text{S II}])$  para seis de las regiones de la muestra.
  - Para mostrar las dependencias entre  $n_e$  y  $T_e$ , hemos realizado diagramas de diagnóstico para las seis regiones con estimaciones directas de  $T_e$ , analizando la estructura de temperaturas del gas ionizado de cada región.
  - Las abundancias iónicas fueron derivadas asociando a cada ion su temperatura electrónica correspondiente. La comparación de nuestros resultados con los realizados previamente revela, en general, una buena concordancia a pesar de los pocos trabajos previos encontrados sobre las regiones de nuestra muestra y de las diferencias en los rangos de observación y metodologías.
  - Se han estimado las abundancias totales de He/H, O/H, S/H, N/H, Ar/H, Ne/H y Fe/H en las seis regiones de la muestra con  $T_e$  derivadas por métodos directos, siguiendo una metodología autoconsistente. En las tres regiones sin temperatura electrónica disponible (S207, S208 y S270), se ha recurrido a los parámetros empíricos  $S_{23}$  y  $N_{2O2}$  para determinar las abundancias totales de O/H, S/H y N/O.
- Con los parámetros físicos y químicos derivados, y teniendo en cuenta que las regiones de la muestra están localizadas en el extremo del disco Galáctico ( $11 \text{ kpc} < R_G < 19 \text{ kpc}$ ), analizamos la variación de la temperatura electrónica y de las abundancias químicas con el radio Galactocéntrico:
- Considerando únicamente las temperaturas electrónicas derivadas por métodos directos, se ha analizado la variación radial de  $T_e([\text{N II}])$  y  $T_e([\text{O III}])$  en el rango de distancias Galactocéntricas de la muestra, encontrando un gradiente positivo con una pendiente de  $dT_e/dR_G = 440 \text{ K/kpc}$  para  $T_e([\text{N II}])$  y  $dT_e/dR_G = 360 \text{ K/kpc}$  para  $T_e([\text{O III}])$ .
  - Se ha analizado la distribución de las abundancias totales de diversos elementos químicos en el rango  $11 \text{ kpc} < R_G < 19 \text{ kpc}$ . El estudio de la variación radial de O/H, S/H, N/H y Ar/H revela un gradiente negativo de abundancias, disminuyendo según nos acercamos al extremo del disco, mientras que las abundancias obtenidas para He/H y N/O presentan una distribución prácticamente constante con la distancia. La comparación de los gradientes obtenidos con los propuestos por otros trabajos en zonas más internas de la Galaxia apunta a un posible aplanamiento en la abundancia de O/H para las regiones situadas a  $R_G > 14 \text{ kpc}$  o, como mínimo, a que una única pendiente no satisface todas las medidas de regiones H II del disco Galáctico.



## 8.2. Trabajo futuro

*Uno nunca se da cuenta de lo que ha conseguido llevar a cabo, sólo ve todo lo que le queda todavía por hacer (Marie Curie).*

Gracias a los resultados obtenidos en esta tesis se ha mejorado notablemente el conocimiento de NGC 6888 y M 1-67, tanto de su estructura morfológica y composición química, como de su relación con la evolución de sus estrellas centrales. Al profundizar más en estos objetos se han identificado nuevas características que no pueden ser analizadas en detalle con las observaciones de esta tesis, siendo necesario un amplio trabajo futuro que a continuación resumimos.

En el caso de NGC 6888, estudios previos han demostrado la existencia de un desdoblamiento de las líneas debido a la expansión de la capa central; nuestras observaciones de PPaK no disponen de la resolución suficiente para detectar estas componentes, pero la distribución estadística de la velocidad radial reveló la presencia de, al menos, dos componentes en velocidad en la región emisora de rayos X. Por tanto, sería muy conveniente realizar un estudio detallado de las diferentes componentes cinemáticas de esta nebulosa; para ello disponemos de observaciones de espectroscopía Echelle de muy alta resolución tomadas con el telescopio TNG (*Telescopio Nazionale Galileo Galilei*) de 3.5 m de la Palma. Por otro lado, las dos zonas encontradas con diferentes propiedades físicas, químicas y cinemáticas (denominadas A y B), han sido observadas con el espectrógrafo Albireo en el telescopio de 1.52 m del Observatorio de Sierra Nevada (OSN) con espectroscopía de rendija larga, lo que nos permitirá estudiar en detalle la presencia de choques en estas regiones, así como verificar las propiedades físicas con modelos de fotoionización.

Debido a la extensión de NGC 6888, la zona estudiada con PPaK se ha limitado a cuatro regiones muy alejadas una de la otra cubriendo un área total muy pequeña del objeto. Por lo tanto, como proyecto futuro sería muy adecuado realizar observaciones de IFS en otras regiones de la nebulosa, especialmente en el extremo suroeste del eje mayor de NGC 6888 para comprobar si hay signos espectrales de choques y así confirmar observacionalmente que la capa interna de la nebulosa presenta material proveniente del choque de los cascarones de las fases RSG y WR.

El estudio de la región denominada “Bala” reveló que es un objeto asociado a NGC 6888 situado en sus capas más externas, sin poder obtener muchos más resultados concluyentes debido a la escasez de líneas de emisión ópticas detectadas. Una línea de investigación muy conveniente e interesante sería estudiar esta región en otros rangos espectrales, como infrarrojo o radio, para determinar su naturaleza y verificar si algunas de las hipótesis propuestas (condensación de material de la colisión de la MS con el ISM o acumulación de polvo en la fase RSG) son válidas.

En el caso de M 1-67 uno de los resultados más destacados es la presencia de un eje de preferencia en la dirección noreste-suroeste a lo largo del cual aparecen alineadas las condensaciones más brillantes y densas de la nebulosa. Las observaciones de imagen profunda del INT únicamente fueron utilizadas para seleccionar las regiones a observar con PPaK, un análisis detallado de estas imágenes nos permitirá determinar las zonas de M 1-67 con dife-

rentes condiciones de ionización mediante, por ejemplo, diagramas de diagnóstico, así como estudiar las propiedades físicas del halo de esta nebulosa.

La extensión de M 1-67 es del orden del campo de visión de PPaK, de modo que con los dos apuntados realizados hemos analizado prácticamente todas las características morfológicas, sin embargo, existen aún diferentes regiones no muestreadas que merecen un especial interés. En concreto, estudiar con IFS el extremo suroeste nos permitiría obtener las propiedades de este lateral del eje de bipolaridad, no estudiado en esta tesis, y comparar con los resultados obtenidos en el lado opuesto.

Como ya se discutió, el trabajo realizado y la comparación con modelos estelares e hidrodinámicos apuntan a que el estado evolutivo previo a la fase WR para M 1-67 fue la inestable fase LBV, proponiendo, en base a los resultados, que el gas del eje de preferencia corresponde a material expulsado por la estrella en dicha fase. En el futuro, se podría estudiar esta nebulosa con espectroscopía de alta resolución espectral que nos permitiera analizar la cinemática con precisión para determinar si la velocidad radial disminuye al alejarnos de la estrella en las dos direcciones del eje preferente. Este estudio cinemático también nos permitiría verificar si existen diferencias en velocidad (tanto en la dirección como en el valor) entre la región de la eyección de la estrella y su eje perpendicular.

Finalmente, el descubrimiento de la región peculiar situada en el extremo noroeste con diferentes propiedades físicas, químicas y cinemáticas induce a muchos posibles campos de actuación que no se han podido realizar con los datos de esta tesis. En concreto, un análisis detallado de las líneas de emisión y de las componentes cinemáticas, complementado con modelos hidrodinámicos, nos permitiría verificar la hipótesis de un arco de colisión producido por la alta velocidad de la estrella central al chocar con la burbuja creada durante la MS.

El trabajo realizado con las regiones H II del anticentro Galáctico es, sin duda, la parte de la tesis que abre más proyectos de futuro, ya que abarca tanto el estudio de las nueve regiones individuales como el de la variación radial de las abundancias en el contexto general de la evolución química de la Galaxia.

En este trabajo se optó por extraer únicamente un espectro de cada región observada con ISIS, pero teniendo en cuenta que los espectros son 2D y que el análisis de los perfiles espaciales obtenidos para diferentes longitudes de onda reveló que hay variaciones en las condiciones físicas y de excitación dentro de una misma región, sería muy conveniente realizar un estudio detallado cada región H II, extrayendo espectros unidimensionales en diferentes zonas de las regiones para analizar la estructura de ionización y las variaciones espaciales de los parámetros físicos y de las abundancias químicas.

Tanto al analizar los gradientes de abundancias como al comparar nuestros resultados con los obtenidos en trabajos previos, dedujimos que las abundancias estimadas por métodos empíricos podían estar sobreestimadas, por lo tanto, este proyecto se complementaría con modelos de fotoionización para cada región realizados a partir de las propiedades conocidas de las estrellas ionizantes que permitan derivar con precisión aquellos parámetros que observacionalmente no fue posible estimar, ampliando así el conocimiento individual de cada región y el estudio global de los gradientes de temperaturas y abundancias.

Como se ha comentado, uno de los factores que más afecta a la forma de los gradientes, modificando drásticamente la interpretación de los resultados, es la elección de la distancia Galactocéntrica a las estrellas ionizantes de las regiones, por lo tanto, para mejorar este

trabajo (y en general todos los realizados sobre gradientes de metalicidad) es necesaria una nueva fuente bibliográfica que provea de estimaciones de las distancias mejores que las que existen en la actualidad. En concreto nos referimos al próximo lanzamiento de la misión espacial *Gaia*, cuyo objetivo es observar miles de millones de estrellas de la Vía Láctea para realizar astrometría, que permitiría completar la información de las regiones observadas con valores precisos de las distancias obteniendo una muestra autoconsistente.

Finalmente, existen diversas líneas de investigación sobre el análisis de las variaciones de abundancias con el radio Galactocéntrico que realizaremos para mejorar la muestra y solucionar los problemas descritos, obteniendo así resultados más concluyentes. Uno de los primeros objetivos para el futuro, es ampliar la muestra de regiones H II del anticentro Galáctico con observaciones previas realizadas por otros autores, recalculando las abundancias con los mismos métodos que en esta tesis y utilizando las mismas referencias bibliográficas para las distancias, para obtener una muestra más completa que la actual que nos permita verificar la variación de abundancias obtenida en este trabajo. A continuación realizaremos el mismo proceso con otras regiones situadas en un amplio rango de distancias para poder analizar las posibles diferencias entre zonas de la Galaxia, detectando, o no, las rupturas del gradiente propuestas en otros trabajos y obteniendo una evidencia observacional acerca de la controversia existente sobre el posible aplanamiento de las abundancias en el extremo del disco Galáctico. Esta muestra ampliada también nos permitirá analizar la relación entre las temperaturas de radio y las ópticas para obtener una útil herramienta a la hora de realizar estudios ópticos en donde la estimación de la temperatura se ve fuertemente afectada por la detección de líneas aurales.





## Glosario de términos: acrónimos

### **EVOLUCIÓN ESTELAR Y NEBULOSAS:**

AGB: Asymptotic Giant Branch  
GRB: Gamma-Ray Burst  
LBV: Luminous Blue Variable  
LBVN: Luminous Blue Variable Nebula  
MS: Main Sequence  
PN: Planetary Nebula  
RN: Ring Nebula  
RSG: Red SuperGiant  
SN: SuperNova  
WBB: Wind-Blown Bubble  
WR: Wolf-Rayet  
ZAMS: Zero-Age Main Sequence

### **TELESCOPIOS E INSTRUMENTACIÓN:**

CFHT: Canada France Hawaii Telescope  
GMOS: Gemini MultiObject Spectrograph  
GNIRS: Gemini Near InfraRed Spectrograph  
HST: Hubble Space Telescope  
INT: Isaac Newton Telescope  
IRS: InfraRed Spectrograph  
ISIS: Intermediate dispersion Spectrograph and Imaging System  
JKT: Jacobus Kapteyn Telescope  
MIPS: Multiband Imaging Photometer  
PMAS: Potsdam Multi-Aperture Spectrophotometer  
PPaK: PMAS fiber package  
RSS: Robert Stobie Spectrograph  
SALT: Southern African Large Telescope

SAURON: Spectrographic Areal Unit for Research on Optical Nebulae  
SINFONI: Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared  
TIGER: Traitement Intégral des Galaxies par l'Etude de leurs Raies  
TNG: Telescopio Nazionale Galileo Galilei  
VIMOS: VISIBLE MultiObject Spectrograph  
VLT: Very Large Telescope  
WFC: Wide Field Camera  
WHT: William Herschel Telescope  
WISE: Wide-field Infrared Survey Explorer  
WIYN: Wisconsin-Indiana-Yale-NOAO telescope

#### **CENTROS ASTRONÓMICOS:**

AIP: Leibniz Institute for Astrophysics Potsdam  
CAHA: Centro Astronómico Hispano Alemán  
CSIC: Consejo Superior de Investigaciones Científicas  
CTIO: Cerro Tololo Inter-American Observatory  
IAA: Instituto de Astrofísica de Andalucía  
IAC: Instituto de Astrofísica de Canarias  
ING: Isaac Newton Group  
MPIA: Max-Planck-Institut für Astronomie  
NWO: Nederlandse Organisatie Voor Wetenschappelijk Onderzoek  
ORM: Observatorio del Roque de los Muchachos  
OSN: Observatorio de Sierra Nevada  
PPARC: Particle Physics and Astronomy Research Council  
RGO: Royal Greenwich Observatory

#### **DEFINICIONES GENERALES:**

ADF: Abundance Discrepancy Factor  
CCD: Charge-Coupled Device  
CEL: Collisionally Excited Line  
CNO: Carbon-Nitrogen-Oxygen cycle  
DAR: Differential Atmospheric Refraction  
DSS: Digitized Sky Survey  
E3D: Euro 3D package  
FWHM: Full Width at Half Maximum  
IAU: International Astronomical Union  
ICF: Ionization Correction Factor  
IDL: Interactive Data Language  
IFS: Integral Field Spectroscopy  
IFU: Integral Field Unit  
IMF: Initial Mass Function

---

IRAF: Image Reduction and Analysis Facility  
ISM: Interstellar Medium  
LMC: Large Magellanic Cloud  
LSR: Local Standard of Rest  
LTE: Local Thermodynamic Equilibrium  
MOS: Multi-Object Spectrograph  
MW: Milky Way  
POSS-II: second Palomar Observatory Sky Survey  
RMS: Root Mean Square  
RRL: Radio Recombination Line  
RSS: Row-Stacked-Spectrum  
SFR: Star Formation Rate  
SMC: Small Magellanic Cloud  
S/N: Signal-to-Noise  
ULTROS: ULTRadeep Optical Spectroscopy with PMAS





# Apéndice B

## Atlas de espectros integrados de NGC 6888

Compendio de todos los espectros integrados extraídos en NGC 6888 sobre los que realizamos el estudio unidimensional para obtener las propiedades físicas y químicas.

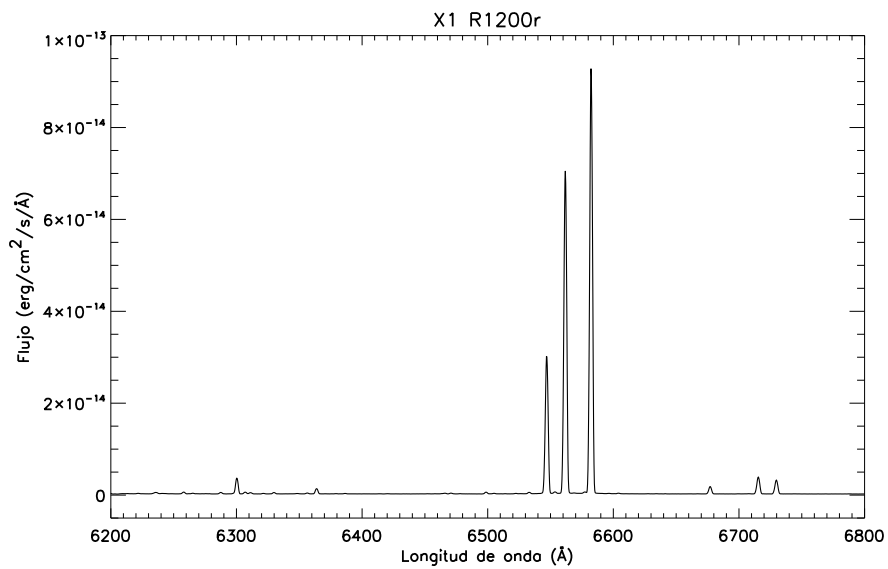


Figura B.1: Espectro X1 de la región de rayos X con la red R1200r (rango espectral: 6220 Å-6870 Å).

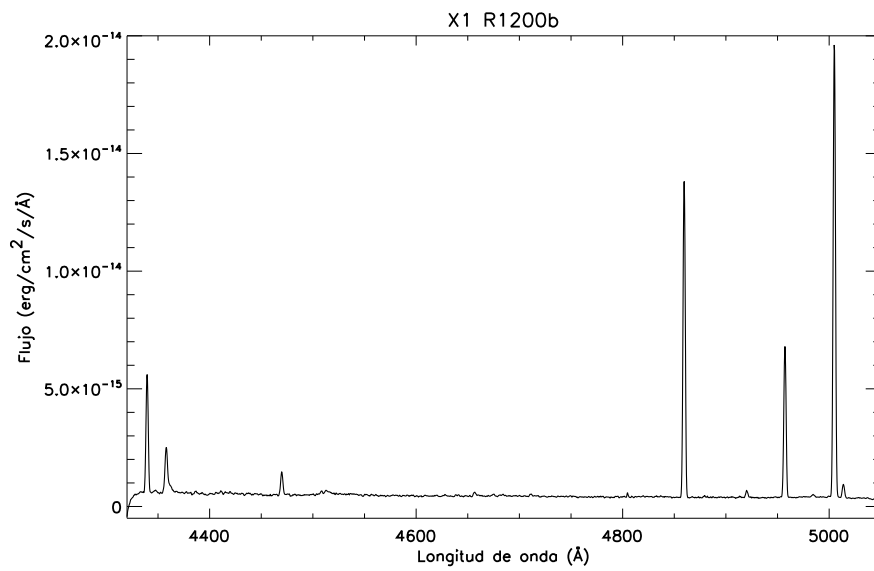


Figura B.2: Espectro X1 de la región de rayos X con la red R1200b (rango espectral: 4320 Å-5060 Å).

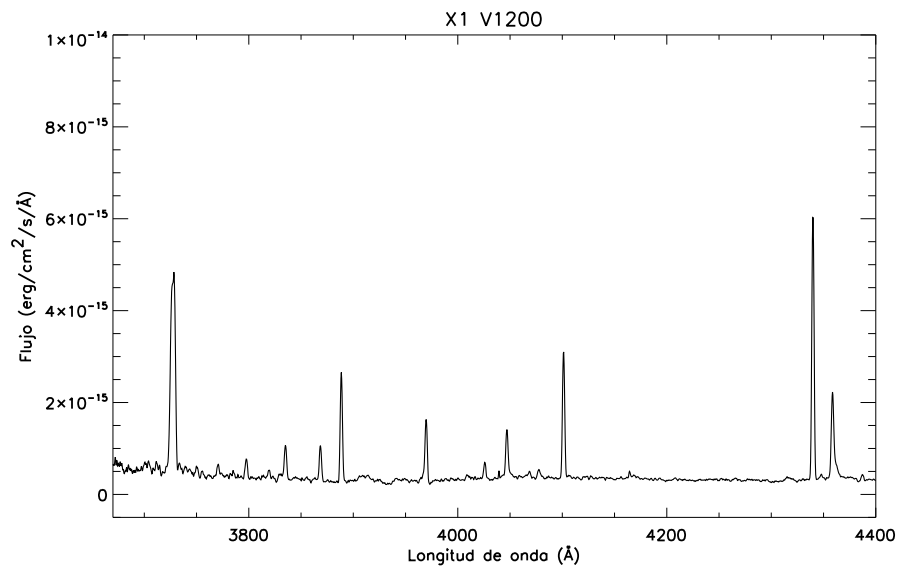


Figura B.3: Espectro X1 de la región de rayos X con la red V1200 (rango espectral: 3660 Å-4430 Å).

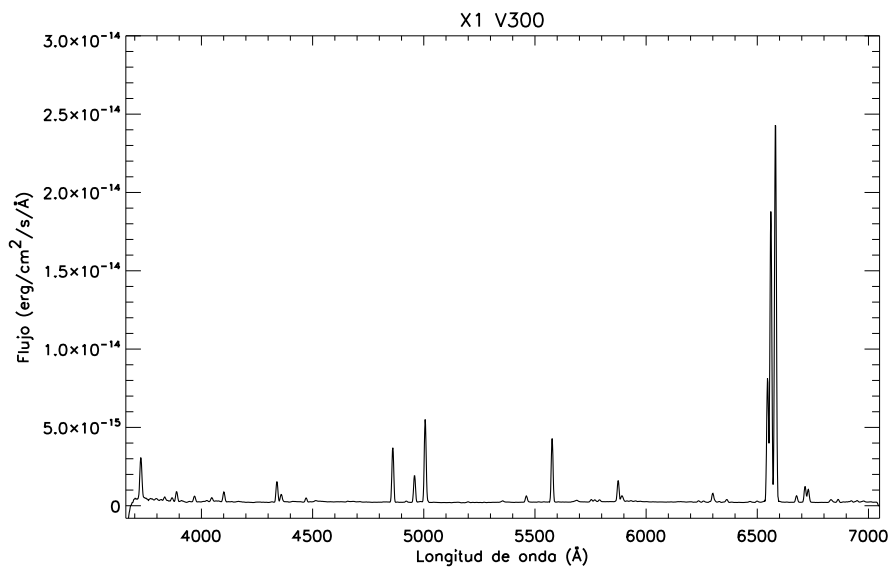


Figura B.4: Espectro X1 de la región de rayos X con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

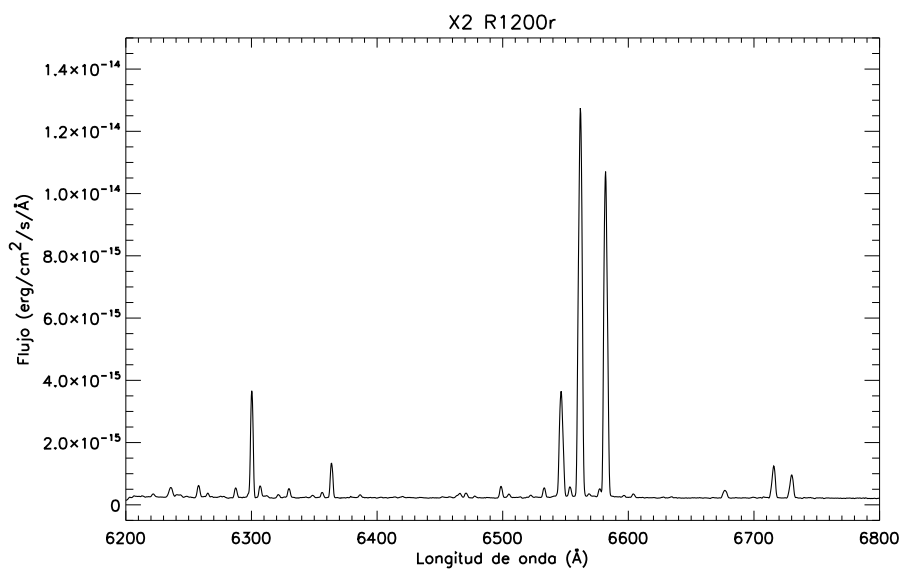


Figura B.5: Espectro X2 de la región de rayos X con la red R1200r (rango espectral: 6220 Å-6870 Å).

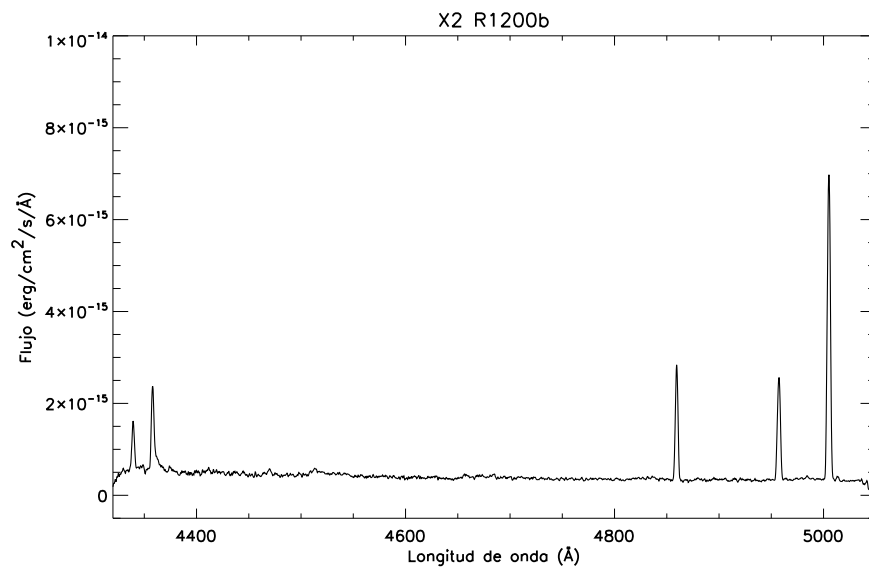


Figura B.6: Espectro X2 de la región de rayos X con la red R1200b (rango espectral: 4320 Å-5060 Å).

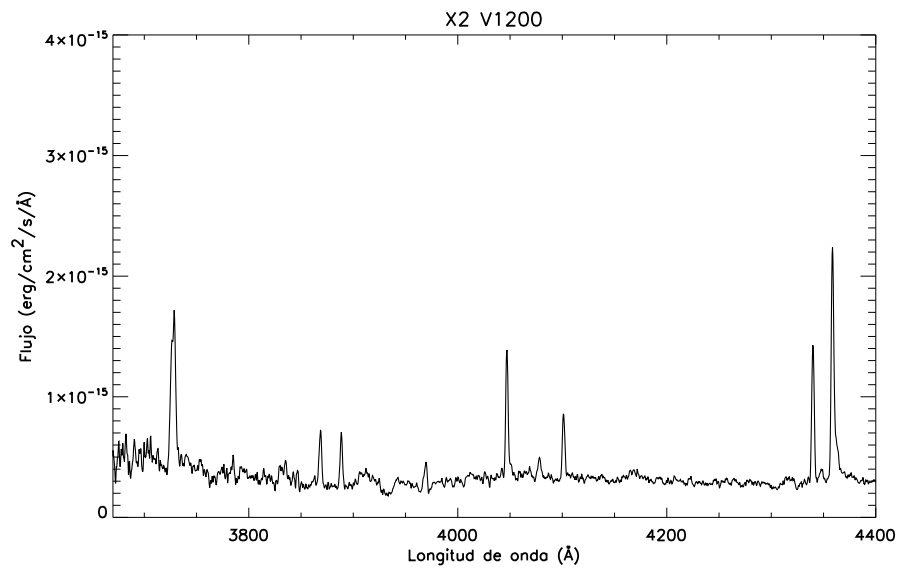


Figura B.7: Espectro X2 de la región de rayos X con la red V1200 (rango espectral: 3660 Å-4430 Å).

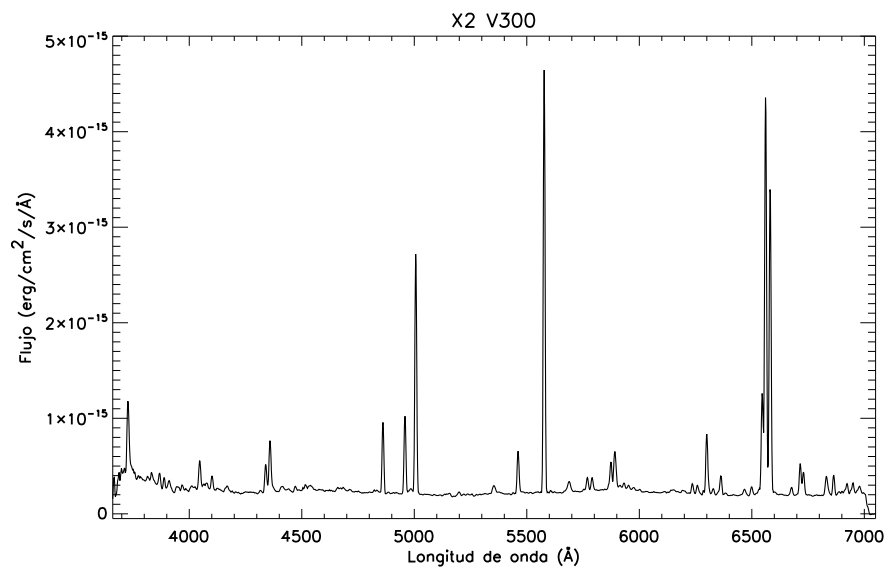


Figura B.8: Espectro X2 de la región de rayos X con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

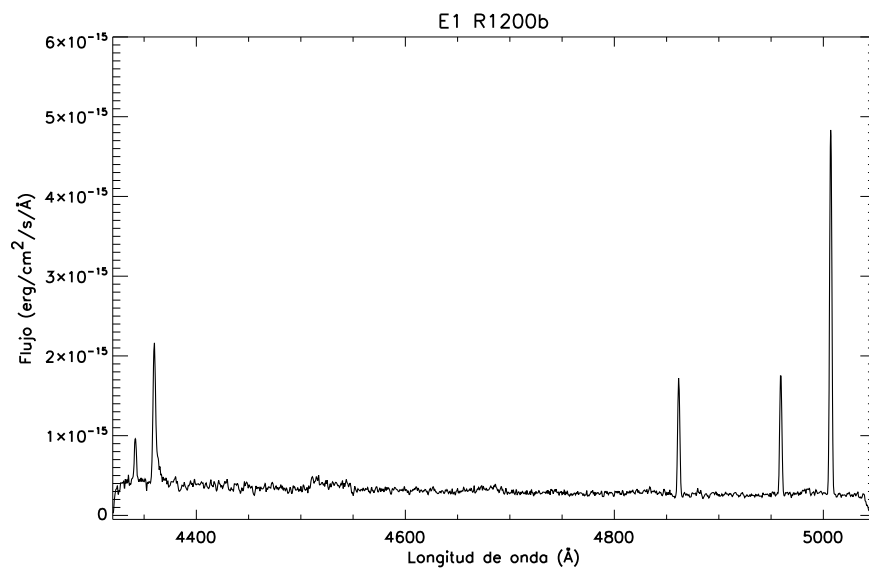


Figura B.9: Espectro E1 de la región Lateral con la red R1200b (rango espectral: 4320 Å-5060 Å).

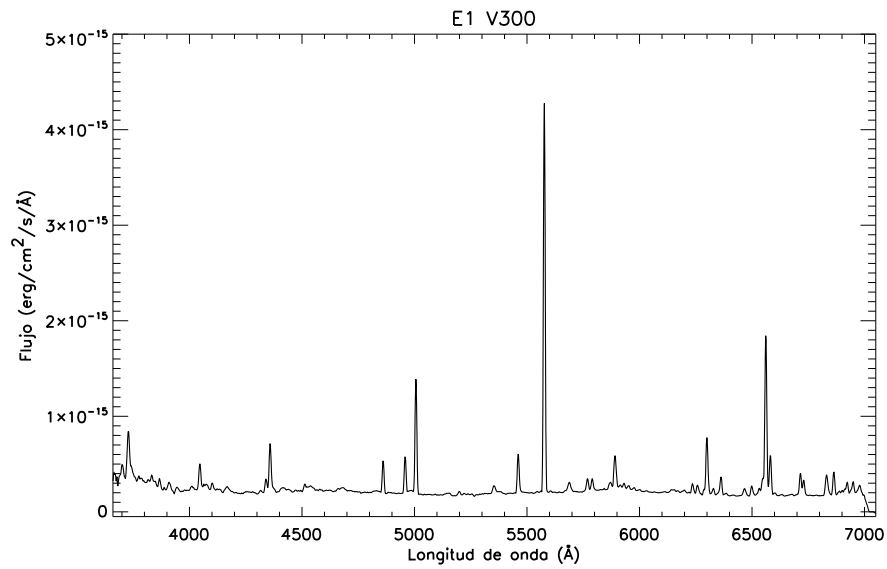


Figura B.10: Espectro E1 de la región Lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

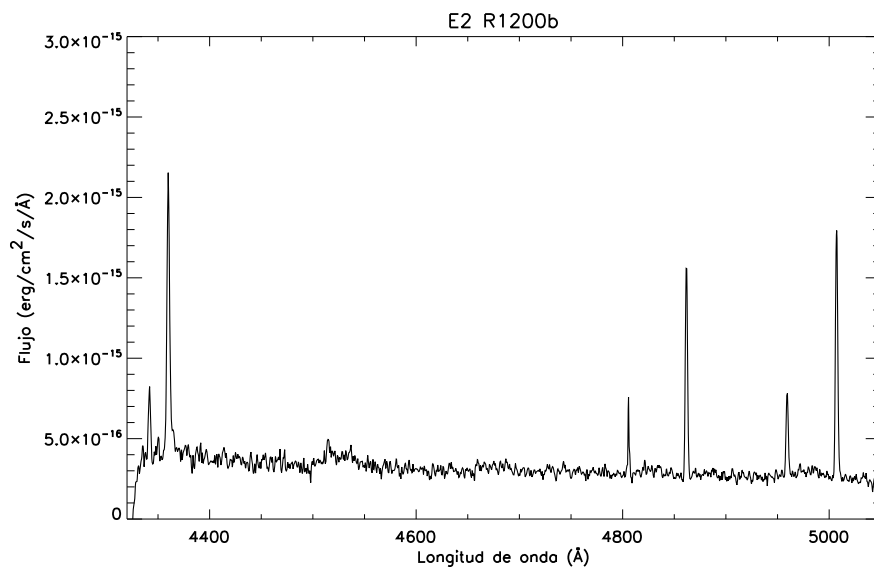


Figura B.11: Espectro E2 de la región Lateral con la red R1200b (rango espectral: 4320 Å-5060 Å).

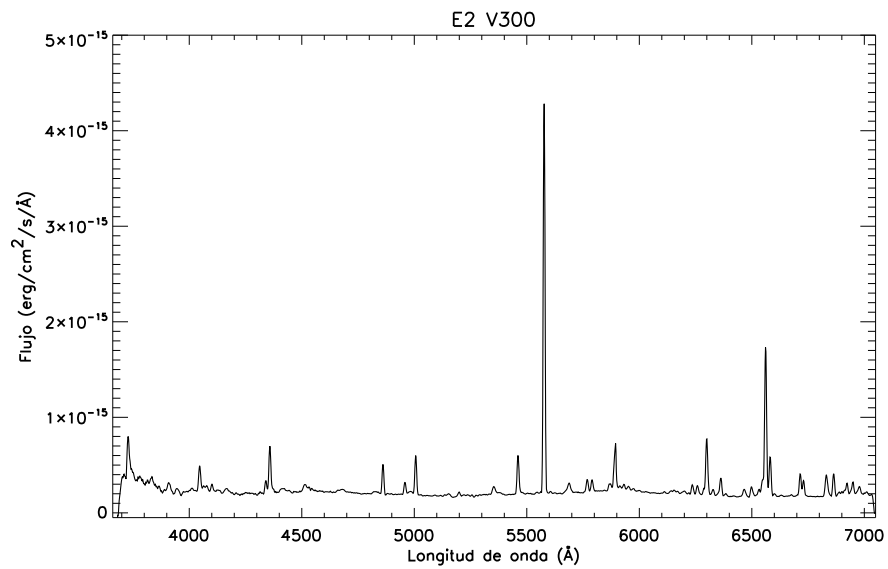


Figura B.12: Espectro E2 de la región Lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

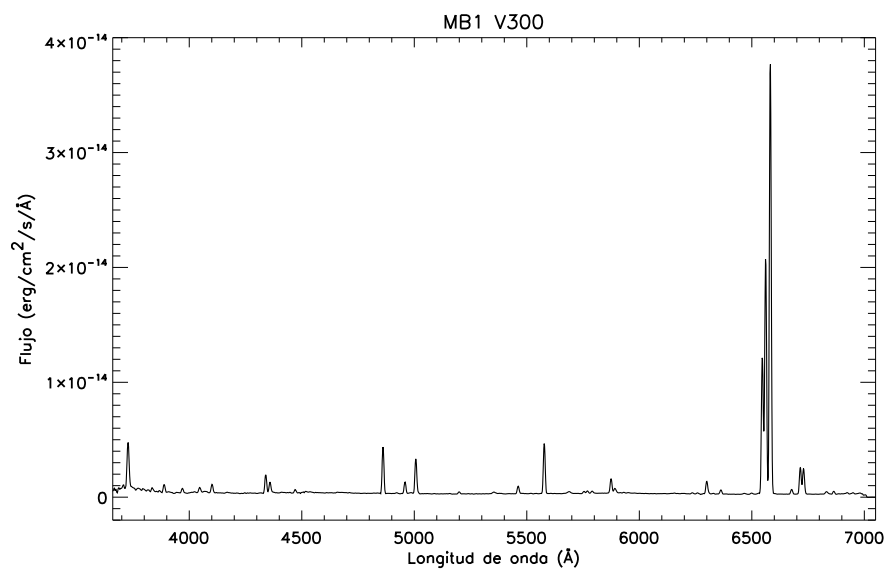


Figura B.13: Espectro MB1 de la región Mini-burbuja con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).



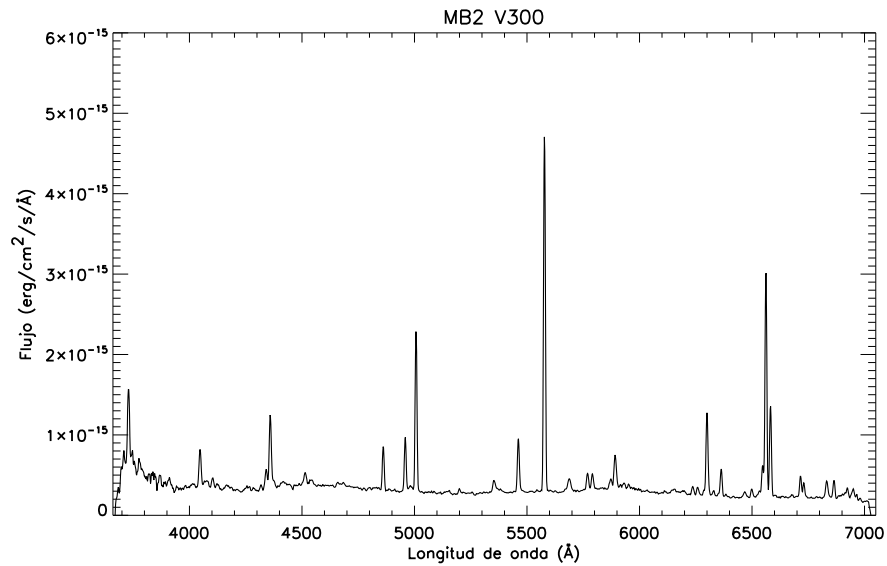


Figura B.14: Espectro MB2 de la región Mini-burbuja con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

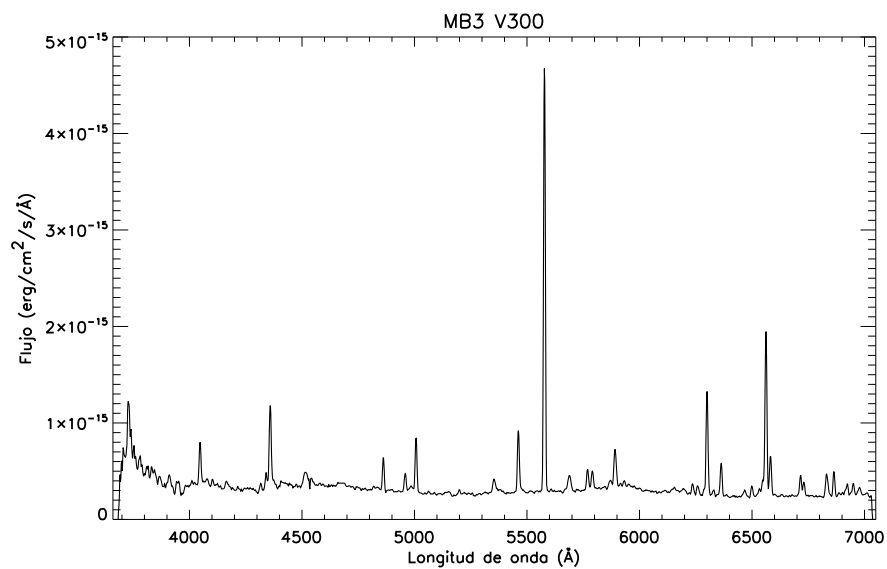


Figura B.15: Espectro MB3 de la región Mini-burbuja con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

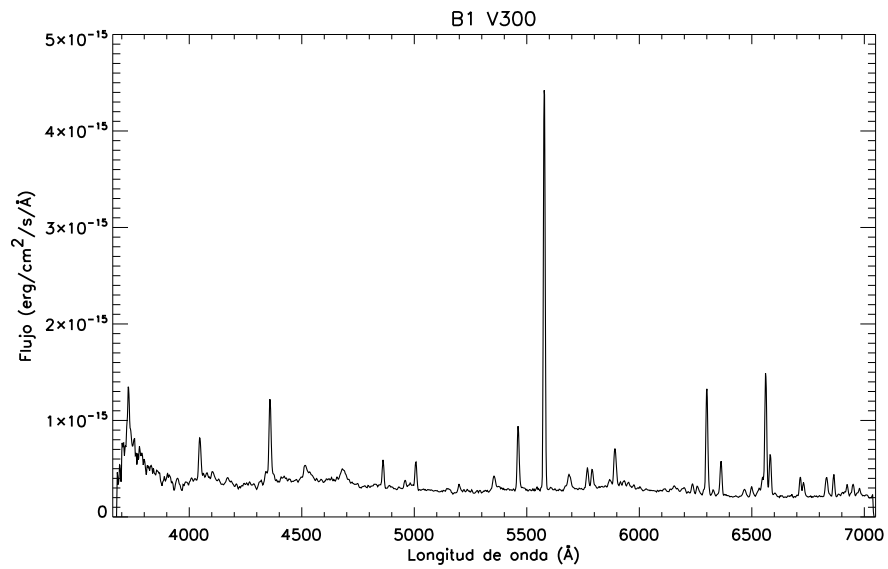


Figura B.16: Espectro B1 de la región “Bala” con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

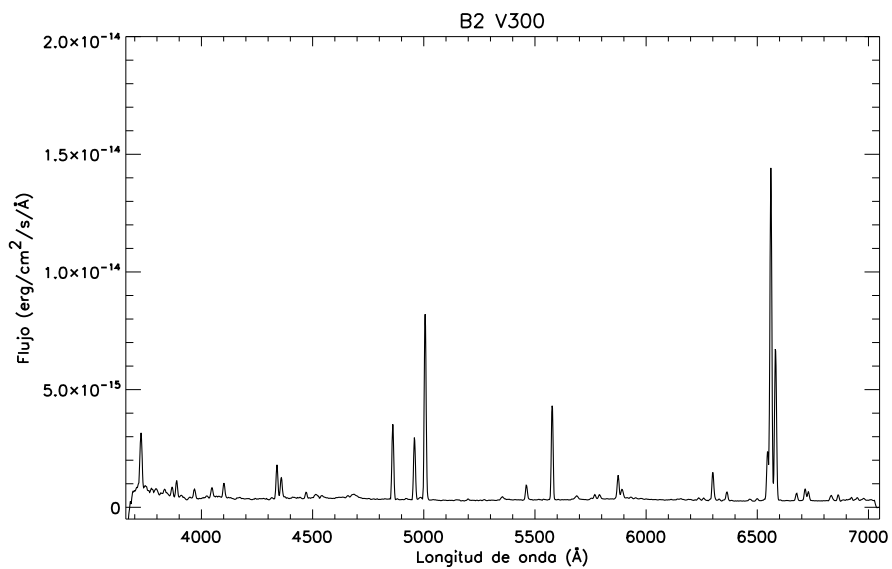


Figura B.17: Espectro B2 de la región “Bala” con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).



# Apéndice C

## Atlas de espectros integrados de M 1-67

Compendio de todos los espectros integrados extraídos en M 1-67 sobre los que realizamos el estudio unidimensional para obtener las propiedades físicas y químicas.

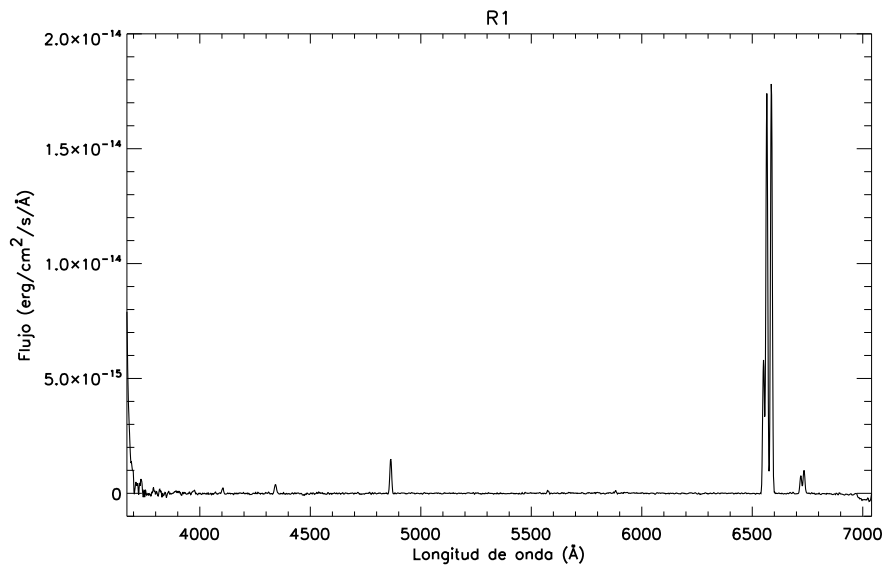


Figura C.1: Espectro R1 perteneciente al apuntado del centro con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

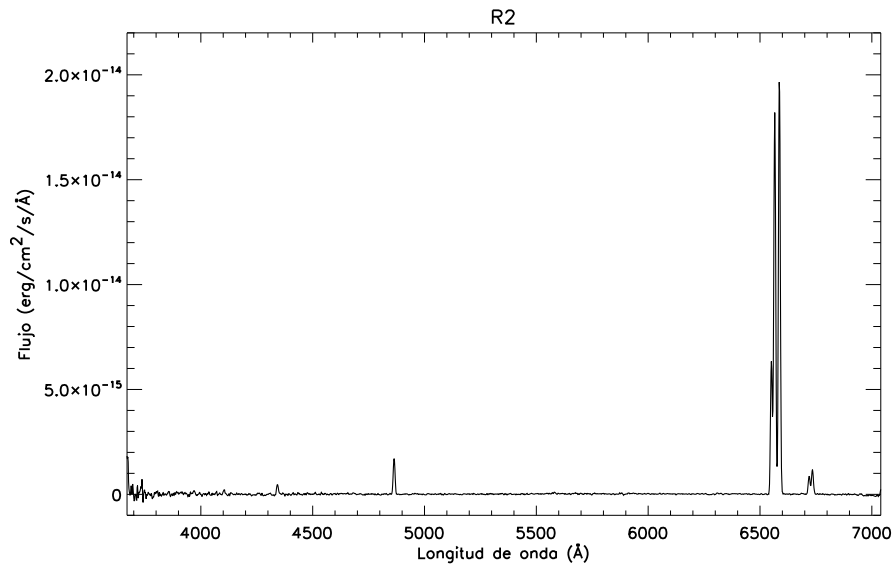


Figura C.2: Espectro R2 perteneciente al apuntado del centro con la red V300 (rango espectral:  $3660 \text{ \AA}$ - $7040 \text{ \AA}$ ).

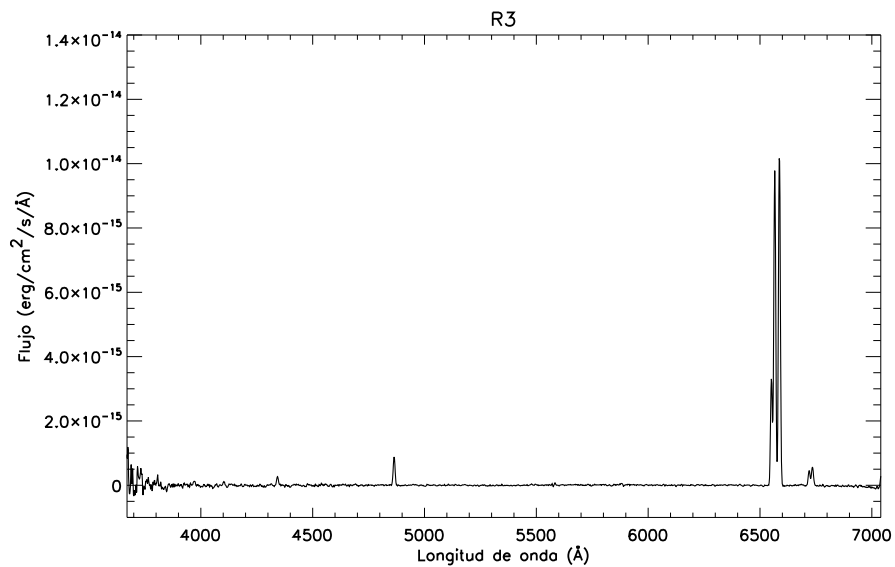


Figura C.3: Espectro R3 perteneciente al apuntado del centro con la red V300 (rango espectral:  $3660 \text{ \AA}$ - $7040 \text{ \AA}$ ).

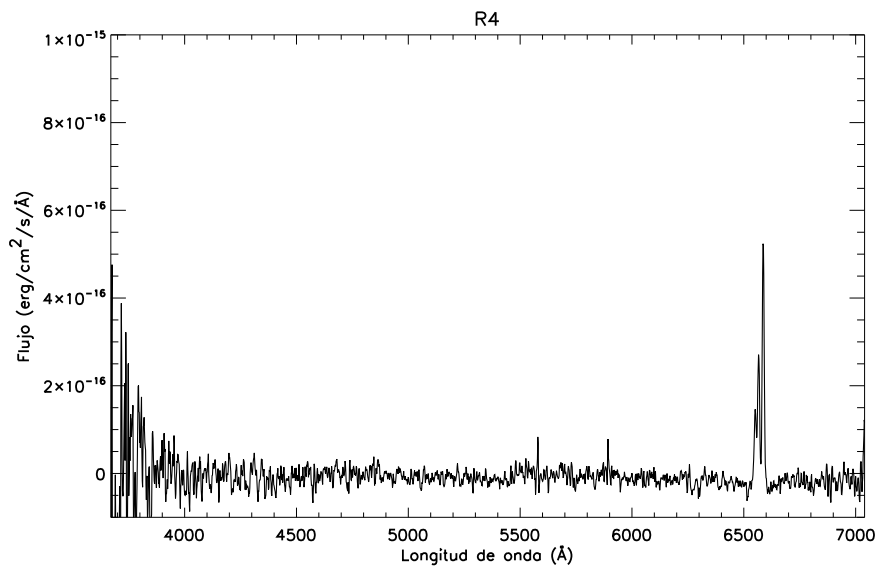


Figura C.4: Espectro R4 perteneciente al apuntado del centro con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

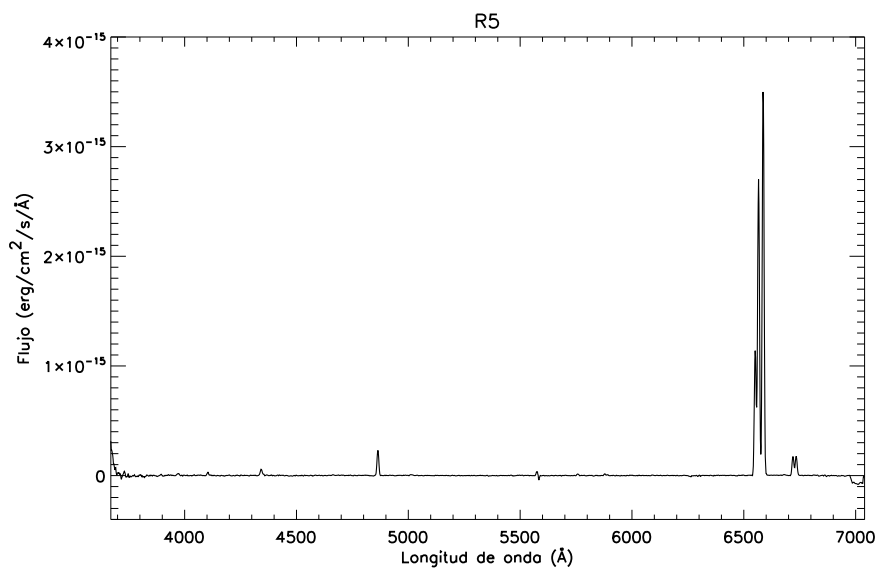


Figura C.5: Espectro R5 perteneciente al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

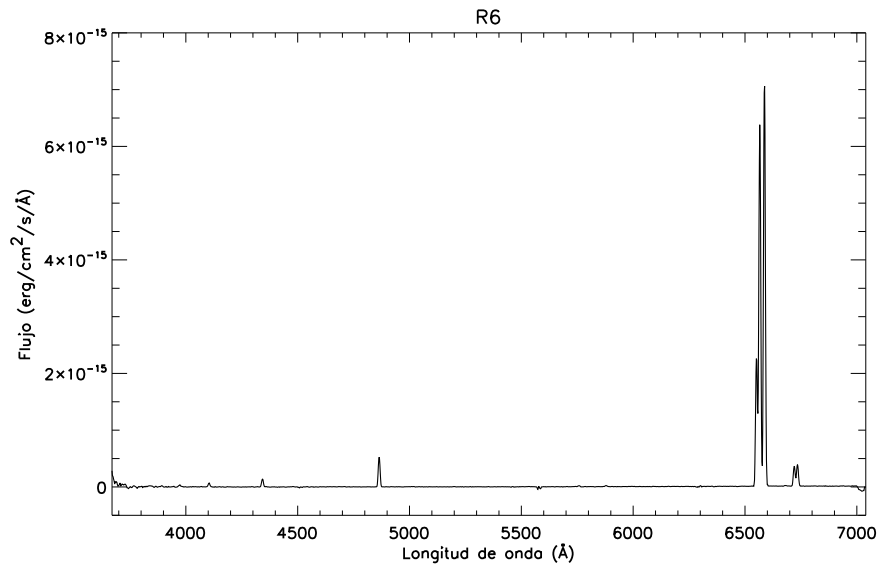


Figura C.6: Espectro R6 perteneciente al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

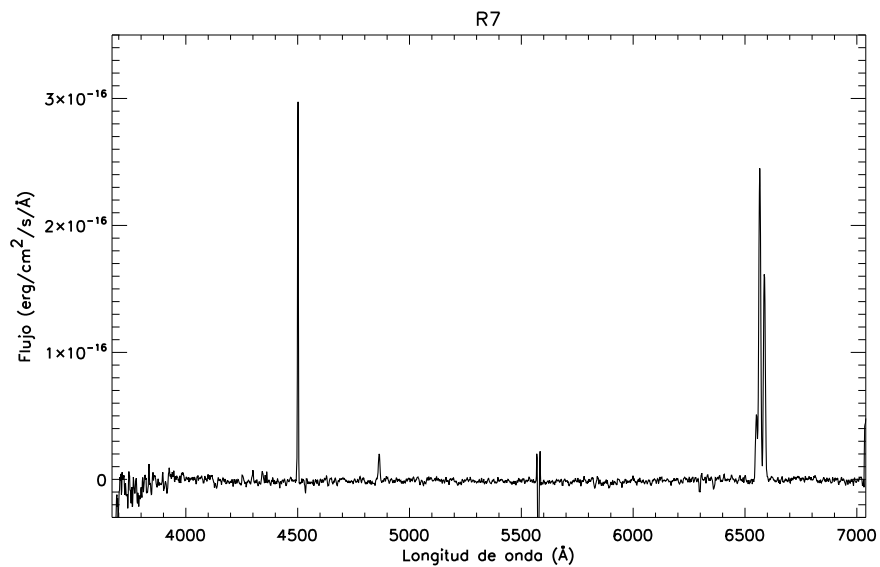


Figura C.7: Espectro R7 perteneciente al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

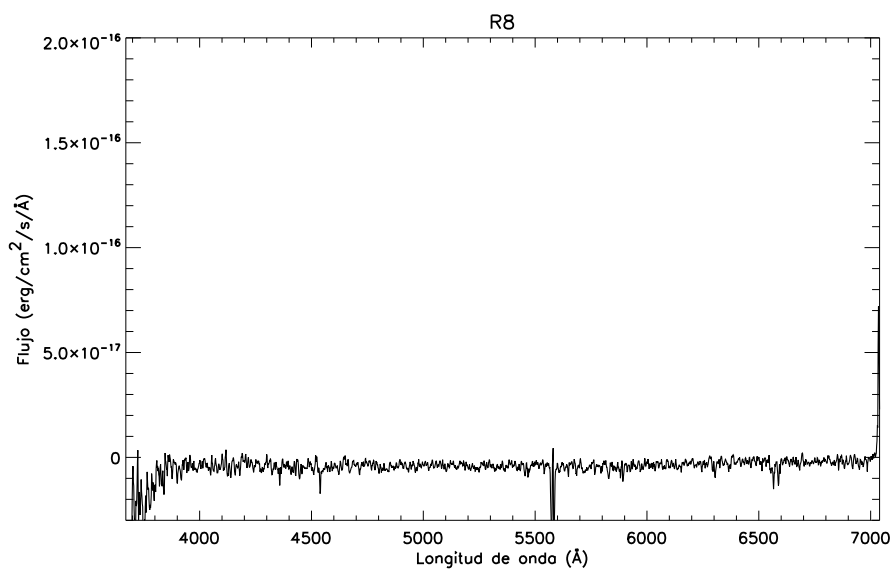


Figura C.8: Espectro R8 perteneciente al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

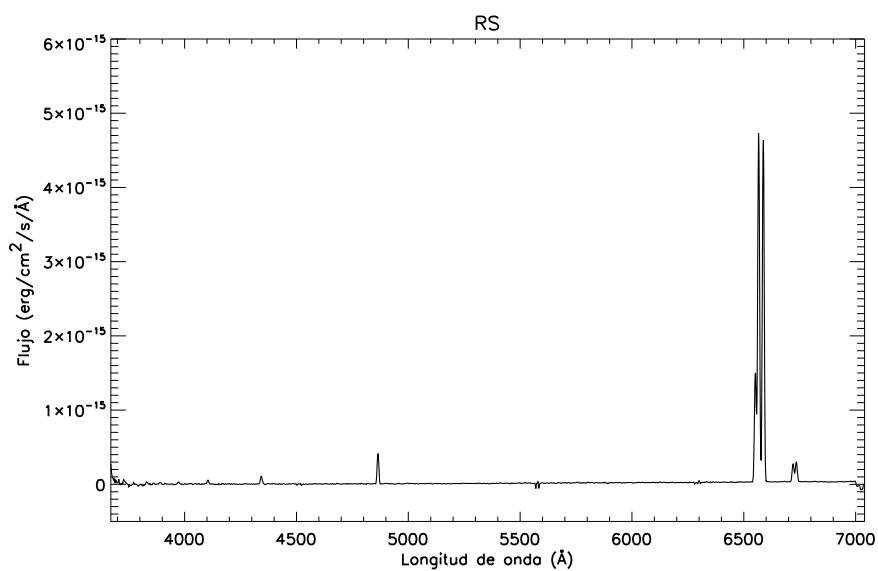


Figura C.9: Espectro S2 extraído para comprobar la presencia, o no, de [O III] detectada anteriormente por Chu (1981). Perteneciente al apuntado lateral con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).



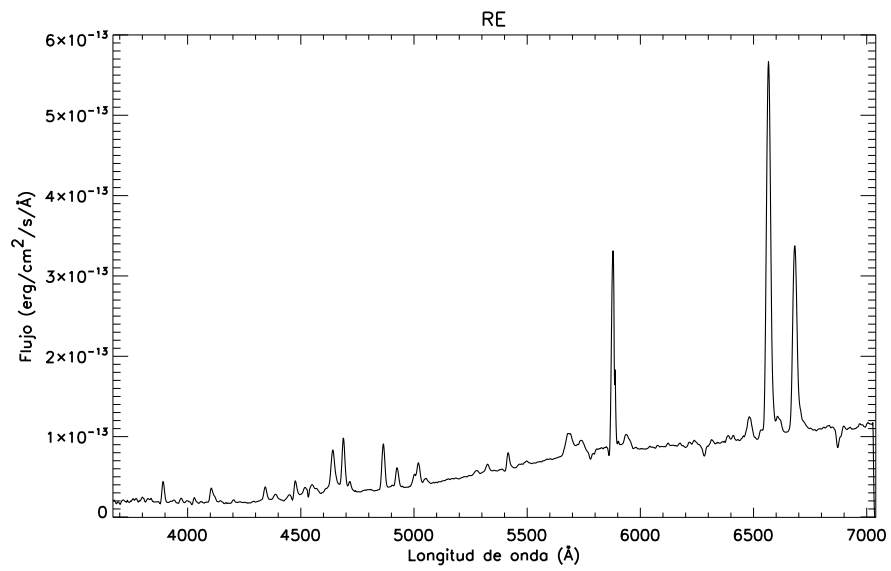


Figura C.10: Espectro de la estrella central WR124 extraído de apuntado central con la red V300 (rango espectral: 3660 Å-7040 Å).

# Apéndice D

## Atlas de espectros de las regiones HII

Compendio de todos los espectros unidimensionales extraídos de las nueve regiones HII del anticentro Galáctico para las dos redes de difracción utilizadas.

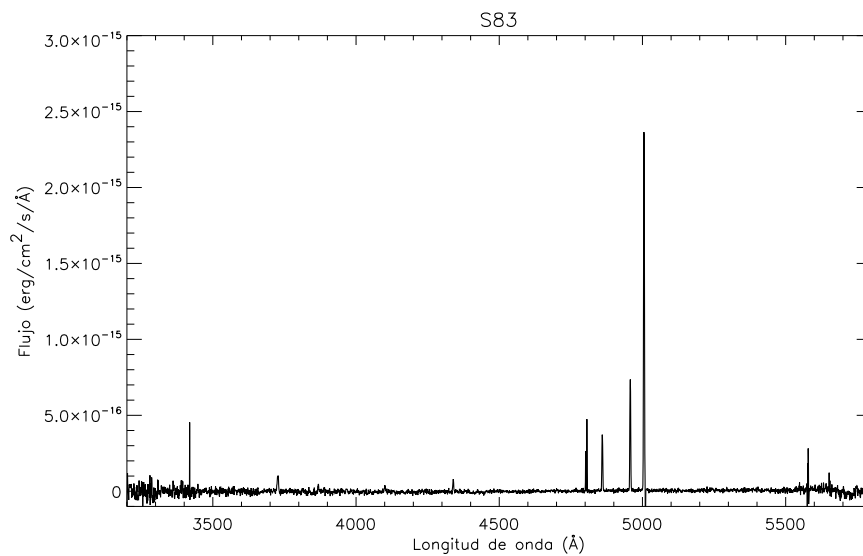


Figura D.1: Espectro de la región S83 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).

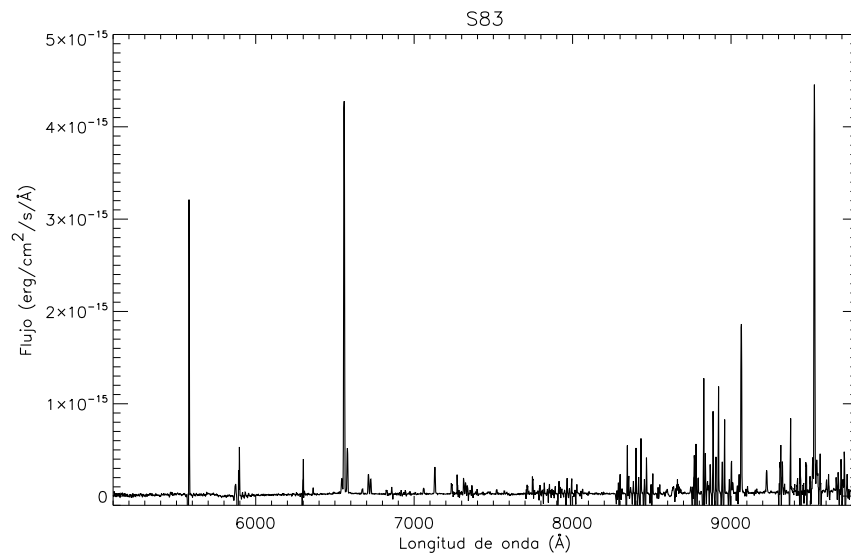


Figura D.2: Espectro de la región S83 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).

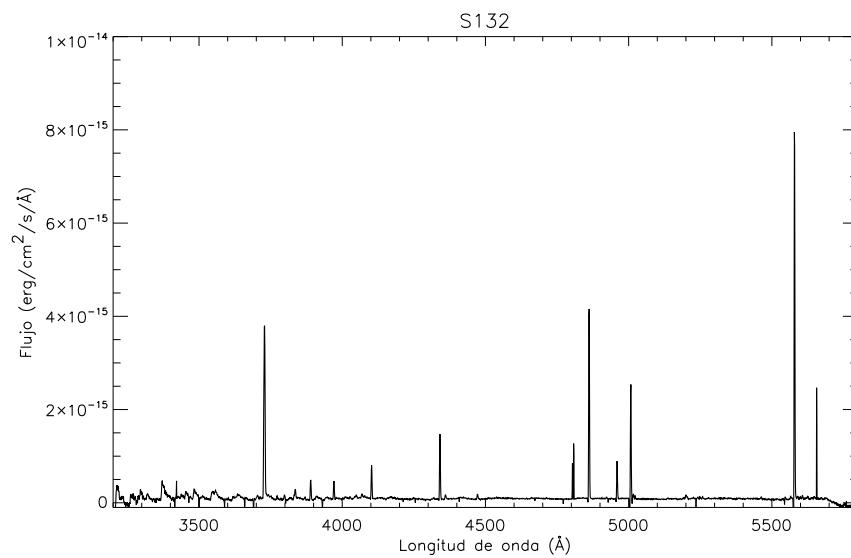


Figura D.3: Espectro de la región S132 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).

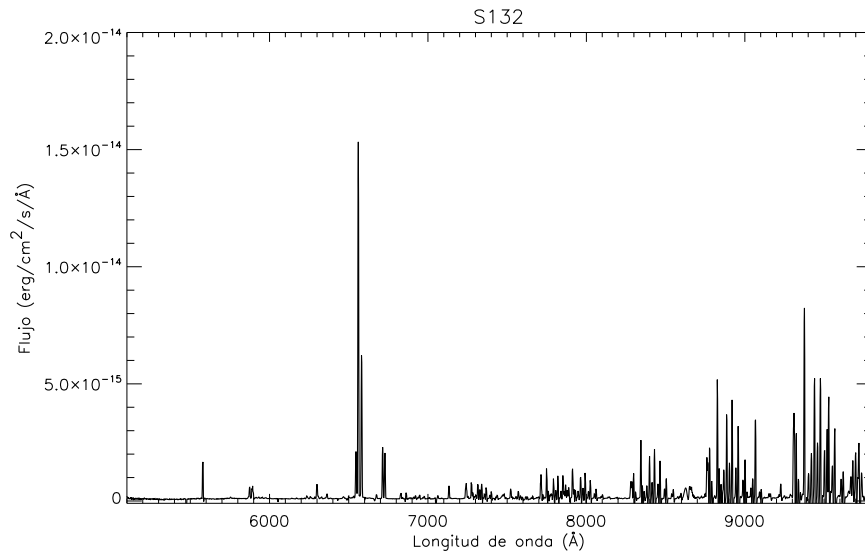


Figura D.4: Espectro de la región S132 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).

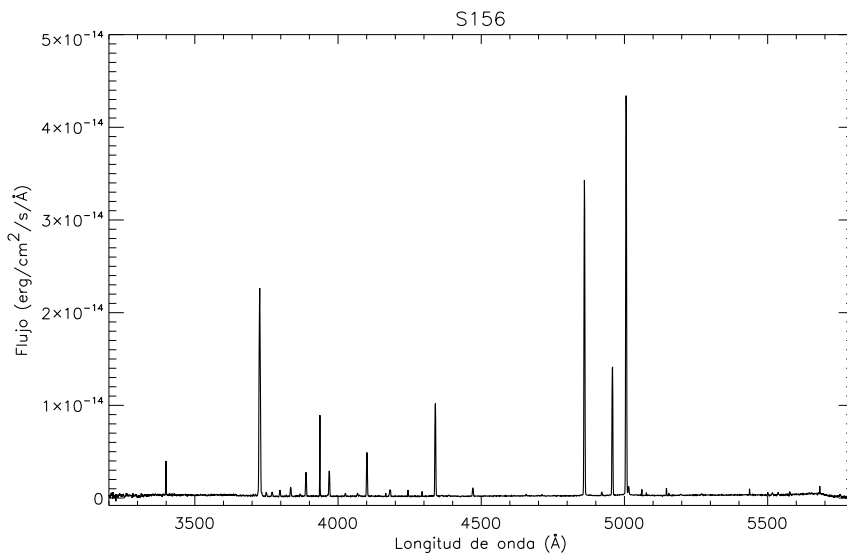


Figura D.5: Espectro de la región S156 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).

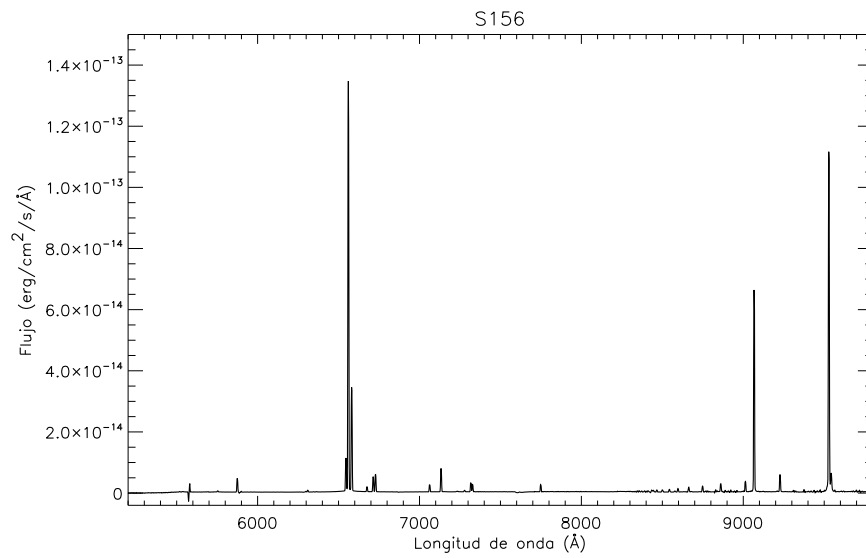


Figura D.6: Espectro de la región S156 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).

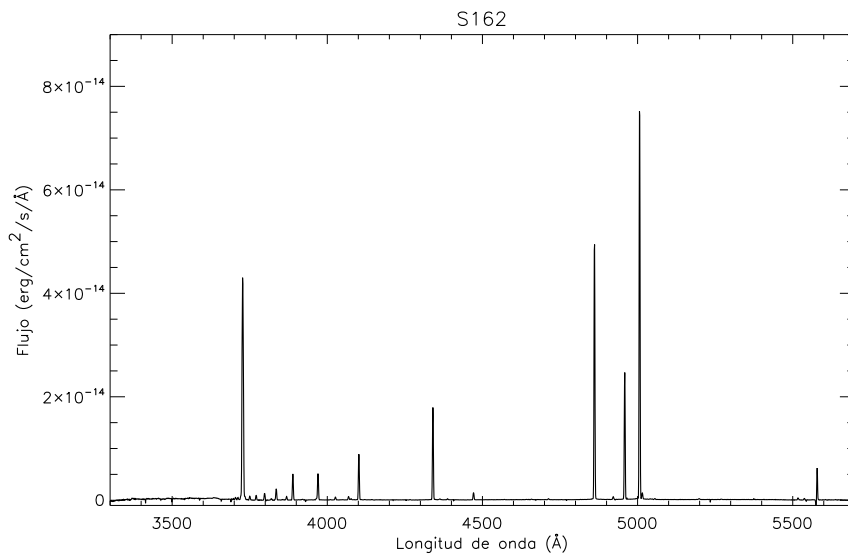


Figura D.7: Espectro de la región S162 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).

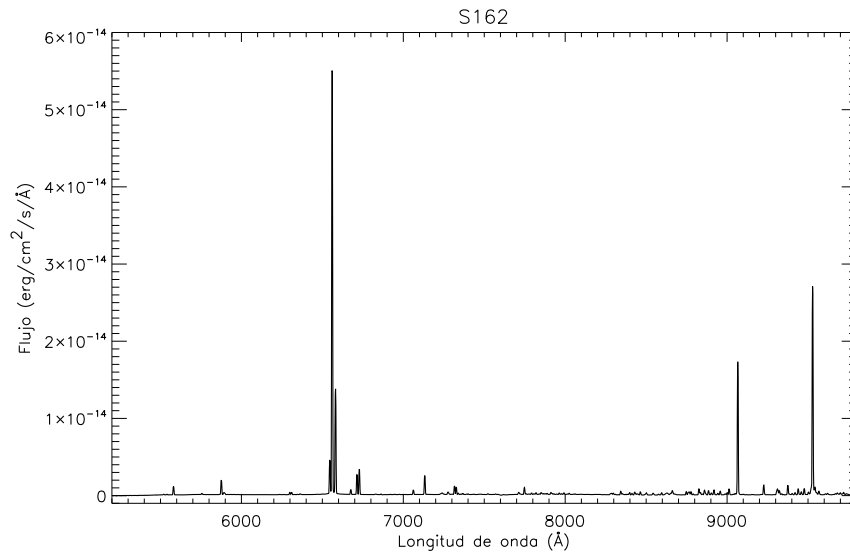


Figura D.8: Espectro de la región S162 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).

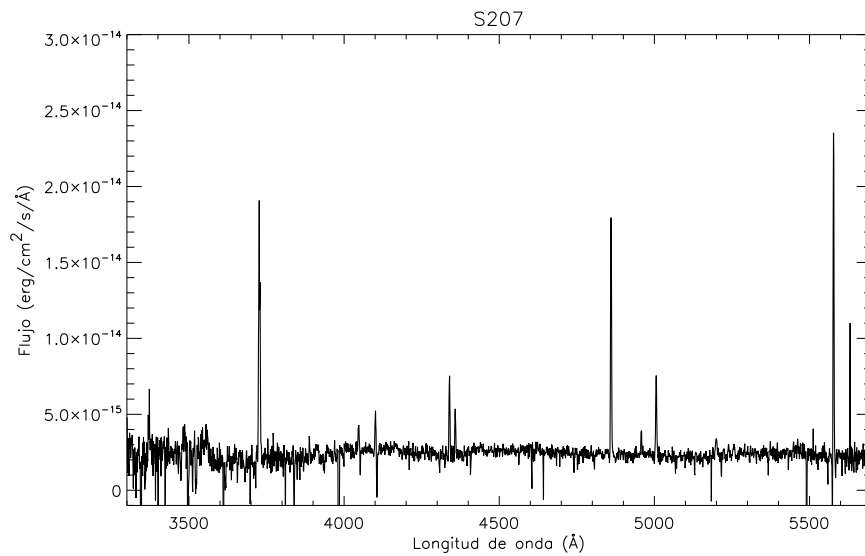


Figura D.9: Espectro de la región S207 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).

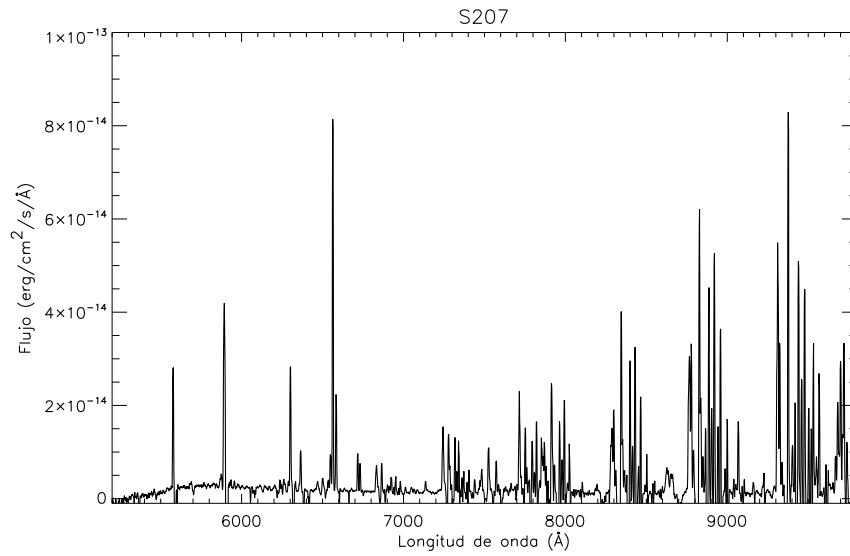


Figura D.10: Espectro de la región S207 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).

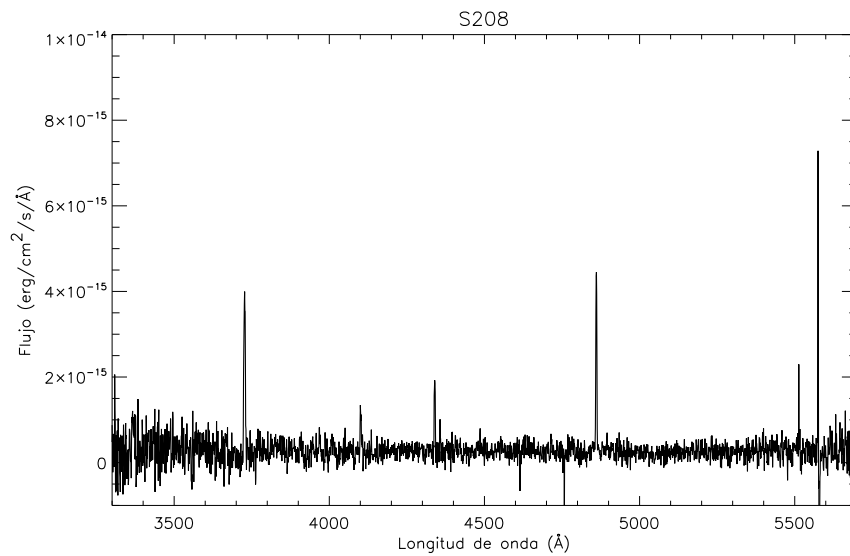


Figura D.11: Espectro de la región S208 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).

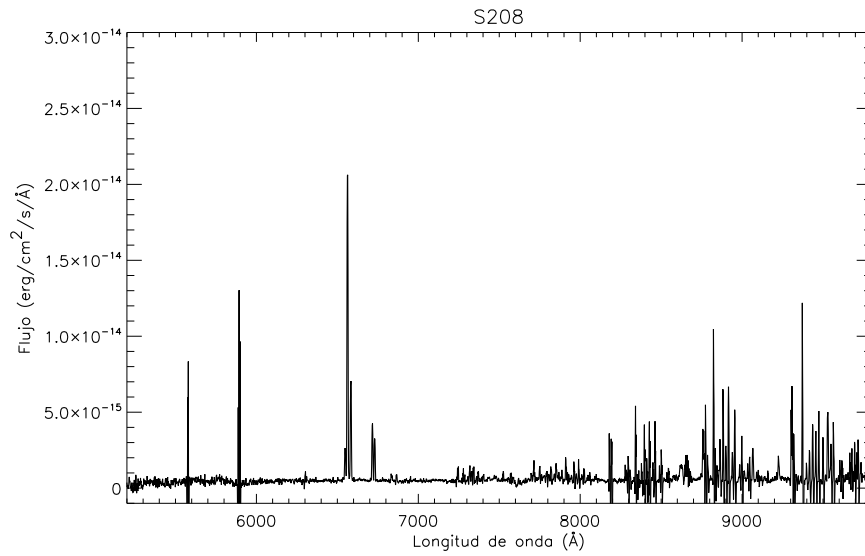


Figura D.12: Espectro de la región S208 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).

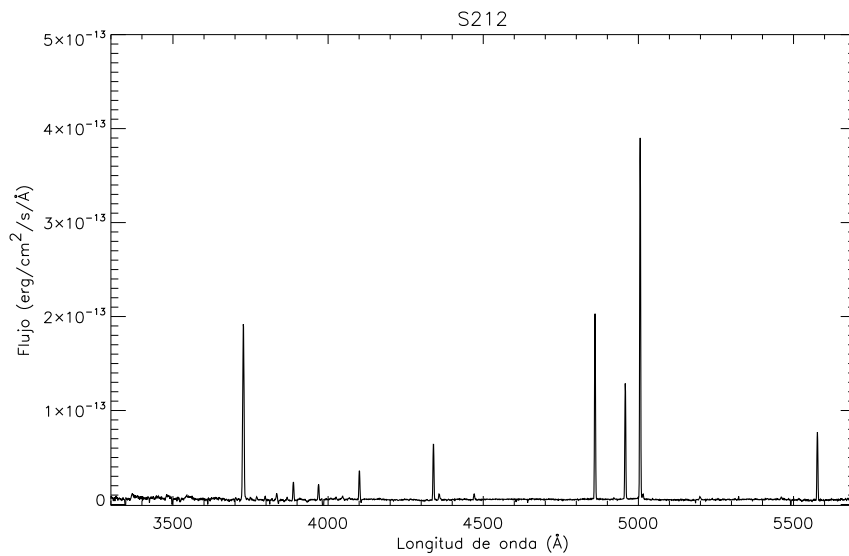


Figura D.13: Espectro de la región S212 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).



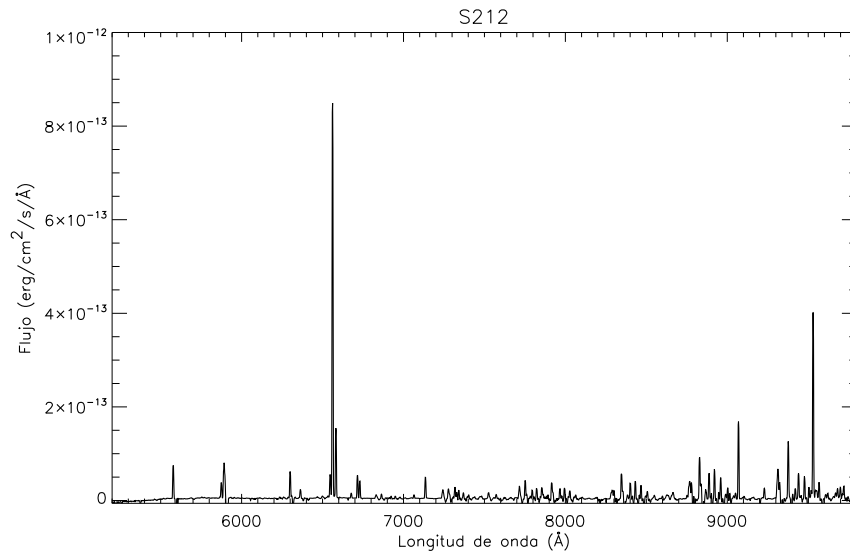


Figura D.14: Espectro de la región S212 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).

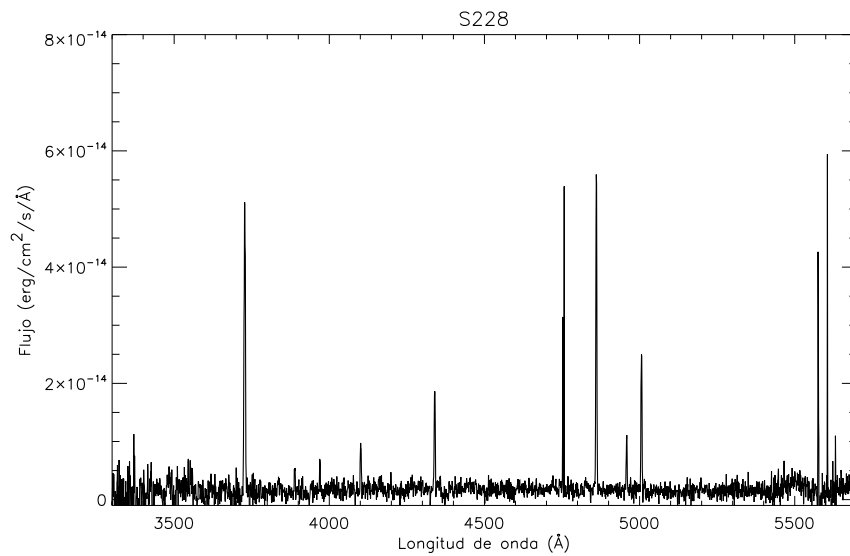


Figura D.15: Espectro de la región S228 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).

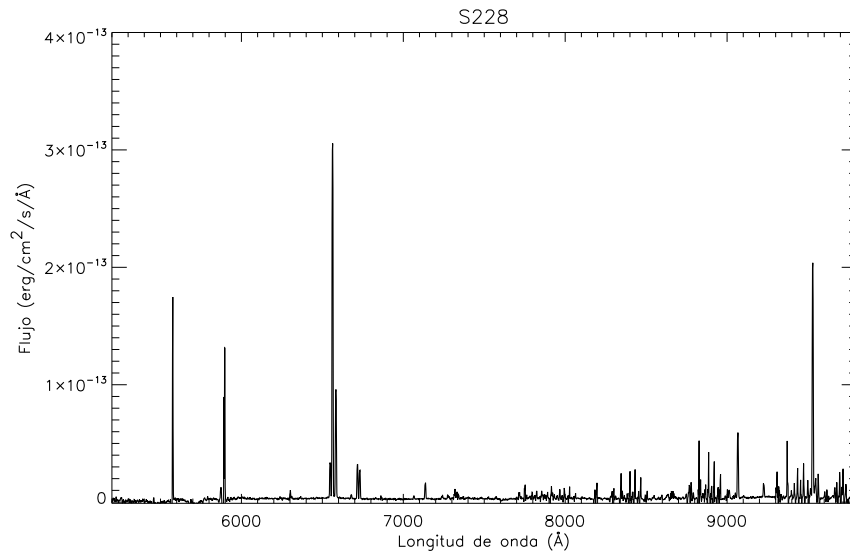


Figura D.16: Espectro de la región S228 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).

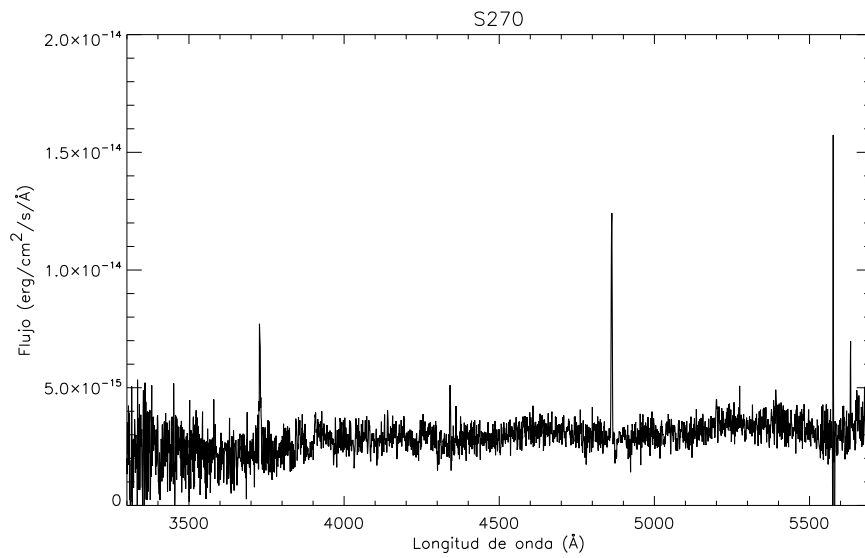


Figura D.17: Espectro de la región S270 con la red EEBV12 (rango espectral: 3200 Å- 5800 Å).

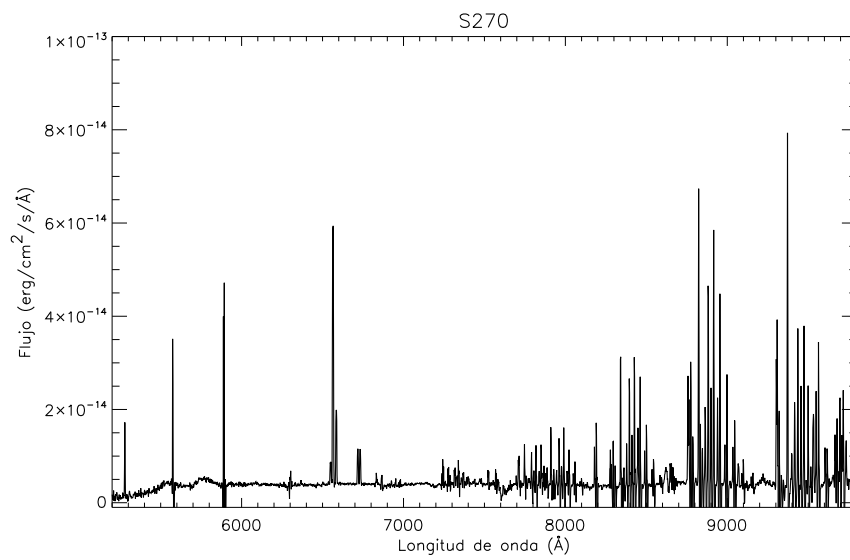


Figura D.18: Espectro de la región S70 con la red RED+ (rango espectral: 5300 Å- 9800 Å).





# Bibliografía

- Abbott, D. C. 1982, ApJ, 259, 282
- Abbott, D. C., & Conti, P. S. 1987, ARA&A, 25, 113
- Afflerbach, A., Churchwell, E., & Werner, M. W. 1997, ApJ, 478, 190
- Alibés, A., Labay, J., & Canal, R. 2001, A&A, 370, 1103
- Allen, M. G., Groves, B. A., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., & Kewley, L. J. 2008, ApJS, 178, 20
- Allington-Smith, J., Murray, G., Content, R., et al. 2002, PASP, 114, 892
- Anand, M. Y., Kagali, B. A., & Murthy, J. 2009, Bulletin of the Astronomical Society of India, 37, 1
- Andreuzzi, G., Bragaglia, A., Tosi, M., & Marconi, G. 2011, MNRAS, 412, 1265
- Arnett, W. D. 1978, ApJ, 219, 1008
- Arribas, S., Mediavilla, E., García-Lorenzo, B., del Burgo, C., & Fuensalida, J. J. 1999, A&AS, 136, 189
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, ARA&A, 47, 481
- Avedisova, V. S. 1972, Soviet Ast., 15, 708
- Bacon, R., Adam, G., Baranne, A., et al. 1995, A&AS, 113, 347
- Bacon, R., Copin, Y., Monnet, G., et al. 2001, MNRAS, 326, 23
- Baker, J. G., & Menzel, D. H. 1938, ApJ, 88, 52
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, PASP, 93, 5
- Balsler, D. S., Rood, R. T., Bania, T. M., & Anderson, L. D. 2011, ApJ, 738, 27

- Baranne, A. & Duchesne, M. 1972 Proceedings of ESO/CERN, Conference on *Auxiliary Instrumentation for Large Telescopes* ed. by A. Reiz & S. Laustsen, p.241, Genève
- Barden, S. C., & Wade, R. A. 1988, *Fiber Optics in Astronomy*, 3, 113
- Barker, T. 1978, *ApJ*, 219, 914
- Barker, T. 1980, *ApJ*, 240, 99
- Barlow, M. J., Cohen, M., & Gull, T. R. 1976, *MNRAS*, 176, 359
- Beals, C. S. 1940, *JRASC*, 34,169
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P., 1999, *ApJ*, 514, 307
- Bensby, T., Feltzing, S., & Lundström, I. 2004, *A&A*, 421, 969
- Bershady, M. A., Andersen, D. R., Harker, J., Ramsey, L. W., & Verheijen, M. A. W. 2004, *PASP*, 116, 565
- Bertola, F. 1964, *PASP*, 76, 241
- Bevington, P. R. 1969, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, New York: McGraw-Hill
- Binette, L., Dopita, M. A., Dodorico, S., & Benvenuti, P. 1982, *A&A*, 115, 315
- Blitz, L., Fich, M., & Stark, A. A. 1982, *ApJS*, 49, 183
- Bochkarev, N. G. 1988, *Nature*, 332, 518
- Boesgaard, A. M., & Steigman, G. 1985, *ARA&A*, 23, 319
- Bohannon, B., & Walborn, N. R. 1989, *PASP*, 101, 520
- Bouret, J.-C., Lanz, T., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 438, 301
- Brand, J., & Blitz, L. 1993, *A&A*, 275, 67
- Bresolin, F., Ryan-Weber, E., Kennicutt, R. C., & Goddard, Q. 2009, *ApJ*, 695, 580
- Bresolin, F., Kennicutt, R. C., & Ryan-Weber, E. 2012, *ApJ*, 750, 122
- Brott, I., Evans, C. J., Hunter, I., et al. 2011, *A&A*, 530, A116
- Bychkov, K. V., & Sitnik, T. G. 2004, *Astronomy Reports*, 48, 638
- Cahn, J. H., & Kaler, J. B. 1971, *ApJS*, 22, 319
- Caldwell, J. A. R., & Ostriker, J. P. 1981, *ApJ*, 251, 61
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682

- Caplan, J., Deharveng, L., Peña, M., Costero, R., & Blondel, C. 2000, *MNRAS*, 311, 317
- Cappa, C. E., Dubner, G. M., Rogers, C., & St-Louis, N. 1996, *AJ*, 112, 1104
- Cappa, C., Niemela, V. S., Martín, M. C., & McClure-Griffiths, N. M. 2005, *A&A*, 436, 155
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carigi, L., Peimbert, M., Esteban, C., & García-Rojas, J. 2005, *ApJ*, 623, 213
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975a, *ApJ*, 195, 157
- Castor, J., McCray, R., & Weaver, R. 1975b, *ApJ*, 200, L107
- Chini, R., & Wink, J. E. 1984, *A&A*, 139, L5
- Chiosi, C. 1998, *Stellar astrophysics for the local group: VIII Canary Islands Winter School of Astrophysics*, 1
- Chiosi, C., & Caimmi, R. 1979, *A&A*, 80, 234
- Chiosi, C., & Maeder, A. 1986, *ARA&A*, 24, 329
- Christopoulou, P. E., Goudis, C. D., Meaburn, J., Dyson, J. E., & Clayton, C. A. 1995, *A&A*, 295, 509
- Chu, Y.-H. 1981, *ApJ*, 249, 195
- Chu, Y.-H., & Treffers, R. R. 1981, *ApJ*, 249, 586
- Chu, Y.-H., Treffers, R. R., & Kwitter, K. B. 1983, *ApJS*, 53, 937
- Chu, Y.-H., Guerrero, M. A., Gruendl, R. A., García-Segura, G., & Wendker, H. J. 2003, *ApJ*, 599, 1189
- Churchwell, E., & Walmsley, C. M. 1975, *A&A*, 38, 451
- Cichowolski, S., Pineault, S., Arnal, E. M., & Cappa, C. E. 2008, *A&A*, 478, 443
- Clampin, M., Nota, A., Golimowski, D. A., Leitherer, C., & Durrance, S. T. 1993, *ApJ*, 410, L35
- Cohen, M., & Barlow, M. J. 1975, *Astrophys. Lett.*, 16, 165
- Conti, P. S., 1976, *MSRL*, 9, 173
- Conti, P. S. 1984, *Observational Tests of the Stellar Evolution Theory*, 105, 233
- Conti, P. S., & Leep, E. M. 1974, *ApJ*, 193, 113
- Conti, P. S., & Massey, P. 1989, *ApJ*, 337, 251



- Conti, P. S., Massey, P., & Vreux, J.-M. 1990, *ApJ*, 354, 359
- Costa, R. D. D., Uchida, M. M. M., & Maciel, W. J. 2004, *A&A*, 423, 199
- Crampton, D., & Fisher, W. A. 1974, *Publications of the Dominion Astrophysical Observatory Victoria*, 14, 283
- Crampton, D., Georgelin, Y. M., & Georgelin, Y. P. 1978, *A&A*, 66, 1
- Crawford, I. A., & Barlow, M. J. 1991, *A&A*, 249, 518
- Crockett, N. R., Garnett, D. R., Massey, P., & Jacoby, G. 2006, *ApJ*, 637, 741
- Crowther, P. A. 2007, *ARA&A*, 45, 177
- Crowther, P. A., Smith, L. J., & Willis, A. J. 1991, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, 143, 97
- Crowther, P. A., De Marco, O., & Barlow, M. J. 1998, *MNRAS*, 296, 367
- Crowther, P. A., Dessart, L., Hillier, D. J., Abbott, J. B., & Fullerton, A. W. 2002, *A&A*, 392, 653
- Daflon, S., & Cunha, K. 2004, *ApJ*, 617, 1115
- Davidson, K., & Humphreys, R. M. 1997, *ARA&A*, 35, 1
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., & van der Hucht, K. A. 1988, *A&AS*, 72, 259
- De Robertis, M. M., Dufour, R. J., & Hunt, R. W. 1987, *JRASC*, 81, 195
- Deharveng, L., Peña, M., Caplan, J., & Costero, R. 2000, *MNRAS*, 311, 329
- Deharveng, L., Lefloch, B., Kurtz, S., et al. 2008, *A&A*, 482, 585
- Dopita, M. A., Kewley, L. J., Heisler, C. A., & Sutherland, R. S. 2000, *ApJ*, 542, 224
- Dors, O. L., Jr., & Copetti, M. V. F. 2003, *A&A*, 404, 969
- Dors, O. L., Hägele, G. F., Cardaci, M. V., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 2512
- Dray, L. M., Tout, C. A., Karakas, A. I., & Lattanzio, J. C. 2003, *MNRAS*, 338, 973
- Dufour, R. J. 1989, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 18, 87
- Dyson, J. E., & de Vries, J. 1972, *A&A*, 20, 223
- Edmunds, M. G., & Pagel, B. E. J. 1978, *MNRAS*, 185, 77P
- Eggleton, P. P. 1971, *MNRAS*, 151, 351
- Eisenhauer, F., Abuter, R., Bickert, K., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4841, 1548

- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., et al. 2012, *A&A*, 537, A146
- Eldridge, J. J., & Tout, C. A. 2004, *MNRAS*, 353, 87
- Elias, J. H., Vukobratovich, D., Andrew, J. R., et al. 1998, *Proc. SPIE*, 3354, 555
- Ercolano, B., Dale, J. E., Gritschneider, M., & Westmoquette, M. 2011, *MNRAS*, 1984
- Esteban, C., & Peimbert, M. 1995, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 3, 133
- Esteban, C., & Vílchez, J. M. 1992, *ApJ*, 390, 536
- Esteban, C., Vílchez, J. M., Manchado, A., & Smith, L. J. 1991, *A&A*, 244, 205
- Esteban, C., Vílchez, J. M., Smith, L. J., & Clegg, R. E. S. 1992, *A&A*, 259, 629
- Esteban, C., Smith, L. J., Vílchez, J. M., & Clegg, R. E. S. 1993, *A&A*, 272, 299
- Esteban, C., García-Rojas, J., Peimbert, M., et al. 2005, *ApJ*, 618, L95
- Esteban, C., Carigi, L., Copetti, M. V. F., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 382
- Felli, M., & Perinotto, M. 1979, *A&A*, 76, 69
- Ferland, G. J., & Mushotzky, R. F. 1982, *ApJ*, 262, 564
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., Ferguson, J. W., Kingdon, J. B., & Verner, E. M. 1998, *PASP*, 110, 761
- Fernández-Martín, A., Martín-Gordón, D., Vílchez, J. M., et al. 2012, *A&A*, 541, A119
- Fernández-Martín, A., Vílchez, J. M., Pérez-Montero, E., et al. 2013, *A&A*, 554, A104
- Fich, M. 1993, *ApJS*, 86, 475
- Fich, M., & Blitz, L. 1984, *ApJ*, 279, 125
- Fich, M., & Silkey, M. 1991, *ApJ*, 366, 107
- Fich, M., Dahl, G. P., & Treffers, R. R. 1990, *AJ*, 99, 622
- Filippenko, A. V. 1982, *PASP*, 94, 715
- Filippenko, A. V. 1997, *ARA&A*, 35, 309
- Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. 2003, *ApJ*, 594, 888
- Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. 2006, *ApJ*, 638, 262
- Friel, E. D., Janes, K. A., Tavares, M., et al. 2002, *AJ*, 124, 2693

- Fu, J., Hou, J. L., Yin, J., & Chang, R. X. 2009, *ApJ*, 696, 668
- Fullerton, A. W., Massa, D. L., & Prinja, R. K. 2006, *ApJ*, 637, 1025
- Galarza, V. C., Walterbos, R. A. M., & Braun, R. 1999, *AJ*, 118, 2775
- Gamow, G. 1943, *ApJ*, 98, 500
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., et al. 2004, *ApJS*, 153, 501
- García-Segura, G., & Mac Low, M.-M. 1995a, *ApJ*, 455, 145
- García-Segura, G., & Mac Low, M.-M. 1995b, *ApJ*, 455, 160
- García-Segura, G., Mac Low, M.-M., & Langer, N. 1996a, *A&A*, 305, 229
- García-Segura, G., Langer, N., & Mac Low, M.-M. 1996b, *A&A*, 316, 133
- Garnett, D. R. 1989, *ApJ*, 345, 282
- Garnett, D. R. 1992, *AJ*, 103, 1330
- Garnett, D. R., Shields, G. A., Skillman, E. D., Sagan, S. P., & Dufour, R. J. 1997, *ApJ*, 489, 63
- Georgelin, Y. M., & Georgelin, Y. P. 1976, *A&A*, 49, 57
- Georgy, C., Meynet, G., & Maeder, A. 2011, *A&A*, 527, A52
- Goddard, Q. E., Bresolin, F., Kennicutt, R. C., Ryan-Weber, E. V., & Rosales-Ortega, F. F. 2011, *MNRAS*, 412, 1246
- Goss, W. M., & Lozinskaya, T. A. 1995, *ApJ*, 439, 637
- Groh, J. H., Meynet, G., & Ekström, S. 2013, *A&A*, 550, L7
- Grosdidier, Y., Moffat, A. F. J., Joncas, G., & Acker, A. 1998, *ApJ*, 506, L127
- Grosdidier, Y., Moffat, A. F. J., Blais-Ouellette, S., Joncas, G., & Acker, A. 2001, *ApJ*, 562, 753
- Gruendl, R. A., Chu, Y.-H., Dunne, B. C., & Points, S. D. 2000, *AJ*, 120, 2670
- Gvaramadze, V. V., Kniazev, A. Y., & Fabrika, S. 2010, *MNRAS*, 405, 1047
- Hadfield, L. J., van Dyk, S. D., Morris, P. W., et al. 2007, *MNRAS*, 376, 248
- Hägele, G. F., Díaz, Á. I., Terlevich, E., Terlevich, R., Pérez-Montero, E., & Cardaci, M. V. 2008, *MNRAS*, 383, 209
- Hamann, W.-R., Gräfener, G., & Liermann, A. 2006, *A&A*, 457, 1015

- Harris, D. E. 1962, *ApJ*, 135, 661
- Harten, R. H., Felli, M., & Tofani, G. 1978, *A&A*, 70, 205
- Hawley, S. A. 1978, *ApJ*, 224, 417
- Heckathorn, J. N., Bruhweiler, F. C., & Gull, T. R. 1982, *ApJ*, 252, 230
- Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., & Hartmann, D. H. 2003, *ApJ*, 591, 288
- Henry, R. B. C., Kwitter, K. B., Jaskot, A. E., et al. 2010, *ApJ*, 724, 748
- Henry, R. B. C., Speck, A., Karakas, A. I., Ferland, G. J., & Maguire, M. 2012, *ApJ*, 749, 61
- Hensler, G. 2008, *IAU Symposium*, 252, 309
- Hirschi, R., Meynet, G., & Maeder, A. 2004, *A&A*, 425, 649
- Hirschi, R., Meynet, G., & Maeder, A. 2005, *A&A*, 433, 1013
- Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P., et al. 2003, *Nature*, 423, 847
- Hou, J. L., Prantzos, N., & Boissier, S. 2000, *A&A*, 362, 921
- Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 18
- Howarth, I. D. 1983, *MNRAS*, 203, 301
- Howarth, I. D., Siebert, K. W., Hussain, G. A. J., & Prinja, R. K. 1997, *MNRAS*, 284, 265
- Humphreys, R. M. 2010, *ASP Conf. Ser.* 425, *Hot and Cool: Bridging Gaps in Massive Star Evolution*, ed. C. Lietherer, P. Bennett, P. Morris, & J. van Loon. (San Francisco, CA:ASP), 247
- Humphreys, R. M., & Davidson, K. 1979, *ApJ*, 232, 409
- Humphreys, R. M., & Davidson, K. 1994, *PASP*, 106, 1025
- Hunter, D. A. 1992, *ApJS*, 79, 469
- Hunter, D. A., & Massey, P. 1990, *AJ*, 99, 846
- Israel, F. P., & Felli, M. 1976, *A&A*, 50, 47
- Izotov, Y. I., Stasińska, G., Meynet, G., Guseva, N. G., & Thuan, T. X. 2006, *A&A*, 448, 955
- Izotov, Y. I., Thuan, T. X., & Stasińska, G. 2007, *ApJ*, 662, 15
- Janes, K. A. 1979, *ApJS*, 39, 135

- Jenkins, E. B., & Meloy, D. A. 1974, ApJ, 193, L121
- Johnson, H. M., & Hogg, D. E. 1965, ApJ, 142, 1033
- Johnson, P. G., & Songsathaporn, R. 1981, MNRAS, 195, 51
- Kahn, F. D. 1954, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 12, 187
- Kaufer, A., Szeifert, T., Krenzin, R., Baschek, B., & Wolf, B. 1994, A&A, 289, 740
- Kazès, I., Le Squeren, A. M., & Gadea, F. 1975, A&A, 42, 9
- Kelz, A., Verheijen, M. A. W., Roth, M. M., et al. 2006, PASP, 118, 129
- Kingsburgh, R. L., Barlow, M. J., & Storey, P. J. 1995, A&A, 295, 75
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, ApJ, 182, L85
- Kröger, D., Hensler, G., & Freyer, T. 2006, A&A, 450, L5
- Kroupa, P., Weidner, C., Pflamm-Altenburg, J., Thies, I., Dabringhausen, J., Marks, M., & Maschberger, T. 2012, *Stellar Systems and Galactic Structure, 2012, Vol. 5 of Planets, Stars & Stellar Systems*
- Kwitter, K. B. 1981, ApJ, 245, 154
- Lahulla, J. F. 1985, A&AS, 61, 537
- Lamers, H. J. G. L. M. 1987, *Instabilities in Luminous Early Type Stars*, 136, 99
- Lamers, H. J. G. L. M. 1989, IAU Colloq. 113: Physics of Luminous Blue Variables, 157, 135
- Lamers, H. J. G. L. M., Maeder, A., Schmutz, W., & Cassinelli, J. P. 1991, ApJ, 368, 538
- Lamers, H. J. G. L. M., Nota, A., Panagia, N., Smith, L. J., & Langer, N. 2001, ApJ, 551, 764
- Le Fèvre, O., Saisse, M., Mancini, D., et al. 2003, Proc. SPIE, 4841, 1670
- Lemasle, B., François, P., Bono, G., et al. 2007, A&A, 467, 283
- Lozinskaya, T. A. 1970, Soviet Ast., 14, 98
- Luck, R. E., Gieren, W. P., Andrievsky, S. M., et al. 2003, A&A, 401, 939
- Lucy, L. B., & Solomon, P. M. 1970, ApJ, 159, 879
- Lupie, O. L., & Nordsieck, K. H. 1987, AJ, 93, 214
- Maciel, W. J., & Koppen, J. 1994, A&A, 282, 436

- Maciel, W. J., & Quireza, C. 1999, *A&A*, 345, 629
- Maciel, W. J., Costa, R. D. D., & Uchida, M. M. M. 2003, *A&A*, 397, 667
- Maeder, A. 1990, *A&AS*, 84, 139
- Maeder, A. 1991, *A&A*, 242, 93
- Maeder, A. 1995, *IAU Colloq. 155: Astrophysical Applications of Stellar Pulsation*, 83, 1
- Maeder, A., & Meynet, G. 2001, *A&A*, 373, 555
- Magrini, L., Vílchez, J. M., Mampaso, A., Corradi, R. L. M., & Leisy, P. 2007, *A&A*, 470, 865
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., & Crowther, P. A. 2010, *ApJ*, 724, L90
- Marcon-Uchida, M. M., Matteucci, F., & Costa, R. D. D. 2010, *A&A*, 520, A35
- Marston, A. P. 1995, *AJ*, 109, 2257
- Marston, A. P. 1996, *AJ*, 112, 2828
- Marston, A. P., & Meaburn, J. 1988, *MNRAS*, 235, 391
- Massey, P. 1998, *The Stellar Initial Mass Function (38th Herstmonceux Conference)*, 142, 17
- Matheson, T., Garnavich, P. M., Stanek, K. Z., et al. 2003, *ApJ*, 599, 394-407
- Matteucci, F., & Francois, P. 1989, *MNRAS*, 239, 885
- Menten, K. M., Reid, M. J., Forbrich, J., & Brunthaler, A. 2007, *A&A*, 474, 515
- Merrill, P. W. 1938, *PASP*, 50, 350
- Mészáros, P. 2002, *ARA&A*, 40, 137
- Meynet, G., & Maeder, A. 2000, *A&A*, 361, 101
- Meynet, G., & Maeder, A. 2003, *A&A*, 404, 975
- Meynet, G., & Maeder, A. 2005, *A&A*, 429, 581
- Meynet, G., Georgy, C., Hirschi, R., et al. 2011, *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 80, 266
- Miller, G. J., & Chu, Y.-H. 1993, *ApJS*, 85, 137
- Minkowski, R. 1946, *PASP*, 58, 305
- Moffat, A. F. J., Jackson, P. D., & Fitzgerald, M. P. 1979, *A&AS*, 38, 197

- Moffat, A. F. J., Lamontagne, R., & Seggewiss, W. 1982, *A&A*, 114, 135
- Mollá, M., Ferrini, F., & Díaz, A. I. 1997, *ApJ*, 475, 519
- Monreal-Ibero, A., Walsh, J. R., Westmoquette, M. S., & Vílchez, J. M. 2013, *A&A*, 553, A57
- Moore, B. D., Hester, J. J., & Scowen, P. A. 2000, *AJ*, 119, 2991
- Moore, B. D., Hester, J. J., Scowen, P. A., & Walter, D. K. 2002, *AJ*, 124, 3305
- Nazé, Y., Chu, Y.-H., Points, S. D., et al. 2001, *AJ*, 122, 921
- Nichols-Bohlin, J., & Fesen, R. A. 1993, *AJ*, 105, 672
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
- Nota, A., Clampin, M., Sirianni, M., Greenfield, P., & Golimowski, D. A. 1995a, *Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution*, 163, 78
- Nota, A., Livio, M., Clampin, M., & Schulte-Ladbeck, R. 1995b, *ApJ*, 448, 788
- Nugis, T., & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *A&A*, 360, 227
- Nugis, T., Crowther, P. A., & Willis, A. J. 1998, *A&A*, 333, 956
- Oey, M. S., & Kennicutt, R. C., Jr. 1993, *ApJ*, 411, 137
- Olive, K. A., & Skillman, E. D. 2004, *ApJ*, 617, 29
- Oliveira, S., & Maciel, W. J. 1986, *Ap&SS*, 128, 421
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley & University Science Books
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., & Smith, G. 1980, *MNRAS*, 193, 219
- Paladini, R., Davies, R. D., & De Zotti, G. 2004, *MNRAS*, 347, 237
- Parker, R. A. R. 1964, *ApJ*, 139, 493
- Parker, R. A. R. 1978, *ApJ*, 224, 873
- Pasquini, L., Avila, G., Allaert, E., et al. 2000, *Proc. SPIE*, 4008, 129
- Pedicelli, S., Bono, G., Lemasle, B., et al. 2009, *A&A*, 504, 81
- Peimbert, M. 1967, *ApJ*, 150, 825
- Peimbert, M., & Costero, R. 1969, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 3

- Peimbert, M., & Peimbert, A. 2002, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 14, 47
- Peimbert, M., Rayo, J. F., & Torres-Peimbert, S. 1978, *ApJ*, 220, 516
- Pérez-Montero, E. 2003, Tesis doctoral: *Diagnóstico de galaxias HII en el rojo lejano*, Universidad Autónoma de Madrid, Febrero 2003
- Pérez-Montero, E., & Contini, T. 2009, *MNRAS*, 398, 949
- Pérez-Montero, E., & Díaz, A. I. 2003, *MNRAS*, 346, 105
- Pérez-Montero, E., & Díaz, A. I. 2005, *MNRAS*, 361, 1063
- Pérez-Montero, E., Díaz, A. I., Vílchez, J. M., & Kehrig, C. 2006, *A&A*, 449, 193
- Pérez-Montero, E., Hägele, G. F., Contini, T., & Díaz, A. I. 2007, *MNRAS*, 381, 125
- Perryman, M. A. C., & ESA 1997, *ESA Special Publication*, 1200,
- Petrovic, J., Langer, N., Yoon, S.-C., & Heger, A. 2005, *A&A*, 435, 247
- Pikel’Ner, S. B. 1968, *Astrophys. Lett.*, 2, 97
- Pikel’Ner, S. B., & Shcheglov, P. V. 1969, *Soviet Ast.*, 12, 757
- Pilyugin, L. S. 2005, *A&A*, 436, L1
- Pilyugin, L. S. 2007, *MNRAS*, 375, 685
- Pilyugin, L. S., Thuan, T. X., & Vílchez, J. M. 2006, *MNRAS*, 367, 1139
- Pilyugin, L. S., Mattsson, L., Vílchez, J. M., & Cedrés, B. 2009, *MNRAS*, 398, 485
- Pismis, P., & Recillas-Cruz, E. 1979, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 4, 271
- Pismis, P., Moreno, M. A., & Hasse, I. 1983, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 8, 51
- Pismis, P., Hasse, I., & Quintero, A. 1991, *PASP*, 103, 843
- Pols, O. R., Tout, C. A., Eggleton, P. P., & Han, Z. 1995, *MNRAS*, 274, 964
- Porter, R. L., Ferland, G. J., Storey, P. J., & Detisch, M. J. 2012, *MNRAS*, 425, L28
- Porter, R. L., Ferland, G. J., Storey, P. J., & Detisch, M. J. 2013, *MNRAS*, L91
- Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., et al. 1996, *A&A*, 305, 171
- Quireza, C., Rood, R. T., Bania, T. M., Balser, D. S., & Maciel, W. J. 2006, *ApJ*, 653, 1226
- Renda, A., Kawata, D., Fenner, Y., & Gibson, B. K. 2005, *MNRAS*, 356, 1071



- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *ApJS*, 154, 25
- Rivero González, J. G., Puls, J., Najarro, F., & Brott, I. 2012, *A&A*, 537, A79
- Rodríguez, M. 2002, *A&A*, 389, 556
- Rodríguez, M., & Rubin, R. H. 2004, *Recycling Intergalactic and Interstellar Matter*, 217, 188
- Rolleston, W. R. J., Smartt, S. J., Dufton, P. L., & Ryans, R. S. I. 2000, *A&A*, 363, 537
- Rosa, M. R., & Mathis, J. S. 1990, *Properties of Hot Luminous Stars*, 7, 135
- Roth, M. M., Kelz, A., Fechner, T., et al. 2005, *PASP*, 117, 620
- Rubin, R. H. 1985, *ApJS*, 57, 349
- Rudolph, A. L., Brand, J., de Geus, E. J., & Wouterloot, J. G. A. 1996, *ApJ*, 458, 653
- Rudolph, A. L., Simpson, J. P., Haas, M. R., Erickson, E. F., & Fich, M. 1997, *ApJ*, 489, 94
- Rudolph, A. L., Fich, M., Bell, G. R., et al. 2006, *ApJS*, 162, 346
- Russeil, D., Adami, C., & Georgelin, Y. M. 2007, *A&A*, 470, 161
- Russell, S. C., & Dopita, M. A. 1990, *ApJS*, 74, 93
- Sabbadin, F., Minello, S., & Bianchini, A. 1977, *A&A*, 60, 147
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Samland, M., Hensler, G., & Theis, C. 1997, *ApJ*, 476, 544
- Sánchez, S. F. 2004, *Astronomische Nachrichten*, 325, 167
- Sánchez, S. F. 2006, *Astronomische Nachrichten*, 327, 850
- Sánchez, S. F., Cardiel, N., Verheijen, M. A. W., et al. 2007, *A&A*, 465, 207
- Searle, L. 1971, *ApJ*, 168, 327
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Sestito, P., Bragaglia, A., Randich, S., et al. 2008, *A&A*, 488, 943
- Sharpless, S. 1959, *ApJS*, 4, 257
- Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., Danks, A. C., & Pottasch, S. R. 1983, *MNRAS*, 204, 53
- Shaw, R. A., & Dufour, R. J. 1995, *PASP*, 107, 896

- Shields, G. A. 1974, *ApJ*, 193, 335
- Shields, J. C., & Kennicutt, R. C., Jr. 1995, *ApJ*, 454, 807
- Simpson, J. P., Colgan, S. W. J., Rubin, R. H., Erickson, E. F., & Haas, M. R. 1995, *ApJ*, 444, 721
- Sirianni, M., Nota, A., Pasquali, A., & Clampin, M. 1998, *A&A*, 335, 1029
- Smartt, S. J., Dufton, P. L., & Rolleston, W. R. J. 1996, *A&AS*, 116, 483
- Smith, H. E. 1975, *ApJ*, 199, 591
- Smith, J. D. T., Draine, B. T., Dale, D. A., et al. 2007, *ApJ*, 656, 770
- Smith, L. F. 1968a, *MNRAS*, 138, 109
- Smith, L. F. 1968b, *MNRAS*, 140, 409
- Smith, L. F., & Aller, L. H. 1969, *ApJ*, 157, 1245
- Smith, L. J., Crowther, P. A., & Prinja, R. K. 1994, *A&A*, 281, 833
- Smith, L. J., Nota, A., Pasquali, A., et al. 1998, *ApJ*, 503, 278
- Smith, L. J., Norris, R. P. F., & Crowther, P. A. 2002, *MNRAS*, 337, 1309
- Smith, N., & Owocki, S. P. 2006, *ApJ*, 645, L45
- Smith, N., Humphreys, R. M., Davidson, K., et al. 2001, *AJ*, 121, 1111
- Solf, J., & Carsenty, U. 1982, *A&A*, 116, 54
- Stasińska, G. 1978, *A&A*, 66, 257
- Stasińska, G., & Schaerer, D. 1997, *A&A*, 322, 615
- Stasińska, G., Prantzos, N., Meynet, G., et al. 2012, *EAS Publications Series*, 54,
- Steigman, G. 2007, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57, 463
- Storey, P. J., & Hummer, D. G. 1995, *MNRAS*, 272, 41
- Strömgren, B. 1939, *ApJ*, 89, 526
- Talbot, R. J., Jr., & Arnett, W. D. 1973, *ApJ*, 186, 51
- Talent, D. L., & Dufour, R. J. 1979, *ApJ*, 233, 888
- Taylor, J. H., & Cordes, J. M. 1993, *ApJ*, 411, 674

- Thronson, H. A., Jr., Lada, C. J., Harvey, P. M., & Werner, M. W. 1982, *MNRAS*, 201, 429
- Toalá, J. A., & Arthur, S. J. 2011, *ApJ*, 737, 100
- Toalá, J. A., Guerrero, M. A., Chu, Y.-H., et al. 2012, *ApJ*, 755, 77
- Torres, A. V., Conti, P. S., & Massey, P. 1986, *ApJ*, 300, 379
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Daltabuit, E. 1980, *ApJ*, 238, 133
- Treffers, R. R., & Chu, Y.-H. 1982, *ApJ*, 254, 569
- Trundle, C., Dufton, P. L., Lennon, D. J., Smartt, S. J., & Urbaneja, M. A. 2002, *A&A*, 395, 519
- Tsamis, Y. G., & Péquignot, D. 2005, *MNRAS*, 364, 687
- Tsamis, Y. G., Walsh, J. R., Vílchez, J. M., & Péquignot, D. 2011, *MNRAS*, 412, 1367
- Twarog, B. A., Ashman, K. M., & Anthony-Twarog, B. J. 1997, *AJ*, 114, 2556
- van der Hucht, K. A. 2001, *New A Rev.*, 45, 135
- van der Hucht, K. A. 2006, *A&A*, 458, 453
- van der Hucht, K. A., Jurriens, T. A., Wesselius, P. R., et al. 1985, *A&A*, 145, L13
- van der Sluys, M. V., & Lamers, H. J. G. L. M. 2003, *A&A*, 398, 181
- van Genderen, A. M. 1989, *A&A*, 208, 135
- van Loon, J. T., Cioni, M.-R. L., Zijlstra, A. A., & Loup, C. 2005, *A&A*, 438, 273
- Vanderriest, C. 1980, *PASP*, 92, 858
- Vasquez, J., Cappa, C. E., Pineault, S., & Duronea, N. U. 2010, *MNRAS*, 405, 1976
- Veltz, L., Bienaymé, O., Freeman, K. C., et al. 2008, *A&A*, 480, 753
- Vila-Costas, M. B., & Edmunds, M. G. 1992, *MNRAS*, 259, 121
- Vílchez, J. M., & Esteban, C. 1996, *MNRAS*, 280, 720
- Vílchez, J. M., Pagel, B. E. J., Díaz, A. I., Terlevich, E., & Edmunds, M. G. 1988, *MNRAS*, 235, 633
- Vink, J. S., & Gräfener, G. 2012, *ApJ*, 751, L34
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *A&A*, 362, 295
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2001, *A&A*, 369, 574

- Vishniac, E. T. 1983, *ApJ*, 274, 152
- Wachter, S., Cohen, M., & Leisawitz, D. 2011, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 43, 333.10
- Walborn, N. R. 1976, *ApJ*, 205, 419
- Walborn, N. R. 1988, *IAU Colloq. 108: Atmospheric Diagnostics of Stellar Evolution*, 305, 70
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, *ApJ*, 218, 377
- Weis, K. 2001, *Reviews in Modern Astronomy*, 14, 261
- Weis, K. 2011, *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 80, 440
- Weis, K., & Duschl, W. J. 2002, *A&A*, 393, 503
- Wendker, H. J., Smith, L. F., Israel, F. P., Habing, H. J., & Dickel, H. R. 1975, *A&A*, 42, 173
- Werk, J. K., Putman, M. E., Meurer, G. R., & Santiago-Figueroa, N. 2011, *ApJ*, 735, 71
- Whitford, A. E. 1958, *AJ*, 63, 201
- Williams, R. E. 1995, *PASP*, 107, 152
- Willner, S. P., & Nelson-Patel, K. 2002, *ApJ*, 568, 679
- Wilson, T. L., & Rood, R. 1994, *ARA&A*, 32, 191
- Woosley, S., & Janka, T. 2005, *Nature Physics*, 1, 147
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273
- Woosley, S. E., & Bloom, J. S. 2006, *ARA&A*, 44, 507
- Wrigge, M. 1999, *A&A*, 343, 599
- Wrigge, M., & Wendker, H. J. 2002, *A&A*, 391, 287
- Wrigge, M., Wendker, H. J., & Wisotzki, L. 1994, *A&A*, 286, 219
- Wrigge, M., Chu, Y.-H., Magnier, E. A., & Wendker, H. J. 2005, *ApJ*, 633, 248
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868
- Yin, J., Hou, J. L., Prantzos, N., et al. 2009, *A&A*, 505, 497
- Yong, D., Carney, B. W., & Friel, E. D. 2012, *AJ*, 144, 95
- Yu, Y. W., & Dai, Z. G. 2007, *A&A*, 470, 119

Zhekov, S. A., & Park, S. 2011, ApJ, 728, 135

Zurita, A., & Bresolin, F. 2012, MNRAS, 427, 1463