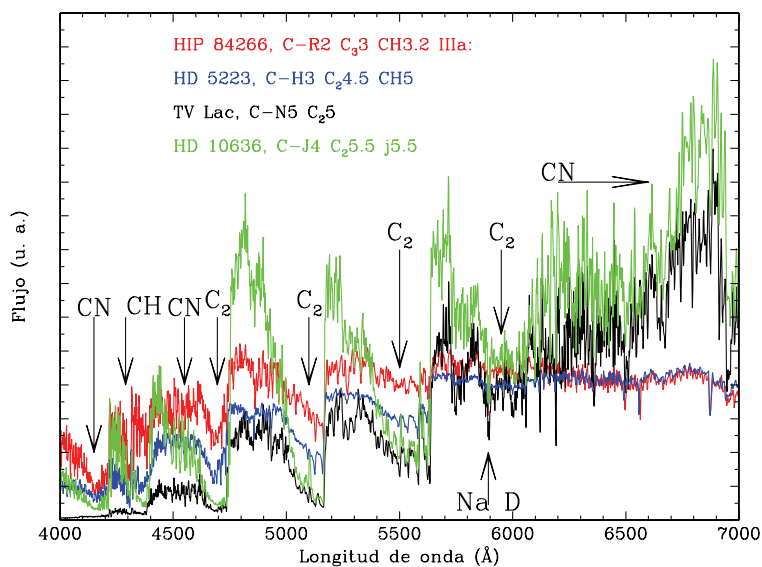


Departamento de Física Teórica y del Cosmos  
Universidad de Granada

# COMPOSICIÓN QUÍMICA Y ESTADO EVOLUTIVO DE LAS ESTRELLAS DE CARBONO DE TIPO ESPECTRAL R

Memoria que presenta  
Doña **Olga María Zamora Sánchez**  
para optar al grado de  
Doctor Europeo en Ciencias Físicas

Directores: Carlos Antonio Abia Ladrón de Guevara  
Inmaculada Domínguez Aguilera



Granada, febrero de 2009

Editor: Editorial de la Universidad de Granada  
Autor: Olga María Zamora Sánchez  
D.L.: GR. 1930-2009  
ISBN: 978-84-692-2247-8



# Composición química y estado evolutivo de las estrellas de carbono de tipo espectral R

Memoria presentada por la licenciada en Ciencias Físicas, Olga María Zamora Sánchez,  
para optar al título de Doctor Europeo en Ciencias Físicas.

La Doctoranda,

**Olga María Zamora Sánchez**

V<sup>o</sup> B<sup>o</sup> de los directores del Trabajo,

**Carlos Abia Ladrón de Guevara**

**Inmaculada Domínguez Aguilera**

Este trabajo ha sido financiado parcialmente mediante una beca de Formación de Personal Investigador (FPI) del Ministerio de Ciencia y Tecnología asociada al proyecto de investigación AYA2002-04094-C03-03.

## Agradecimientos

La parte más gratificante de escribir una tesis es poder hacer este pequeño homenaje a todas aquellas personas sin las que este texto no hubiera sido posible. Tan importantes son aquellos que me ayudaron a nivel científico como los que me arroparon a nivel personal durante todo este tiempo.

En primer lugar quiero dar las gracias a mis directores de tesis, Carlos Abia e Inmaculada Domínguez, por su dedicación y gran ayuda en el transcurso de estos años. Gracias por estar siempre disponibles cuando tuve dificultades y por todo lo que me habéis enseñado.

Agradezco enormemente a Bertrand Plez que me haya proporcionado todas las herramientas necesarias para el análisis espectral realizado en este trabajo. No puedo olvidar dar las gracias a Thomas Masseron y Andrea Chiavassa por su acogida y ayuda durante mi estancia en el GRAAL de Montpellier. De igual manera, quiero agradecer a Oscar Straniero, Sergio Cristallo y Luciano Piersanti que me hicieran sentir en Teramo igual que en casa, las valiosas discusiones sobre evolución estelar y la ayuda en las *peleas* con *FRANEC*. Merecen una mención especial Rubén Cabezón y Domingo García por el gran esfuerzo realizado en las simulaciones con *SPH*. Quiero agradecer también a Maurizio Busso y a Alejandra Recio-Blanco que hayan sido los primeros en leer este trabajo y que me hayan proporcionado los informes necesarios para depositar la tesis.

Gracias a mis compañeros de despacho, Diego Tuccillo y Mashhoor Al-Wardat, y a mis compañeros “adoptivos” del Departamento de Microbiología por todos los buenos ratos y risas compartidos, que me ayudaron a mantener la salud mental en épocas difíciles.

Quiero dar las gracias de corazón a mi familia y amigos por todo el cariño, comprensión y apoyo recibido. No hubiera podido lograrlo sin vosotros:

Adela, gracias por divertirme con tus peculiares historias “neoyorquinas”; Marina, gracias por aguantarme desde los 15 años, ¡tú sí que eres una amiga!; Núria, gracias por ser mi compañera de batallas y por tu amistad sincera; Petri, gracias por tu amistad incondicional y tu buen corazón; Paco y Pedro, gracias por los buenos ratos compartidos en Valdepeñas; Toñi, gracias por tu sentido del humor y por acordarte siempre de “tus niñas”; Rosi y Josete, gracias a los dos por cuidarme tan bien, sois mis hermanos; Rosa, gracias porque en los momentos más difíciles has estado conmigo y porque contigo se me ha olvidado siempre el “estrés”.

Y para terminar, dar las mayores gracias a mi familia por apoyarme en la distancia y por el gran esfuerzo que han hecho para que yo pudiese estudiar y sacar adelante esta tesis: a mis primas Alba y Silvia; a mi tía Pili y mi tío Luis; a mis hermanos, José Luis y Nuria, y sobretodo a mis padres José Luis y Paqui. A vosotros sólo os puedo decir una cosa: OS QUIERO.

Olga Zamora  
Granada, febrero de 2009.

A mis padres

---

## Abstract

In this work we have performed a detailed study of 23 galactic early and late-type R carbon stars. The sample was selected from the *Hipparcos* catalogue of cool stars with reprocessed parallaxes according to Knapp et al. (2001). We have analysed their kinematics, photometric and chemical properties, this later based on high-resolution ( $R \sim 20,000$ – $40,000$ ), high signal-to-noise ratio spectra. For the chemical analysis we use the spectral synthesis technique in the one-dimensional LTE approximation and the state of the art of carbon-rich spherical model atmospheres. Their location in the Galaxy and kinematics properties show that the late-type R stars belong to the galactic thin disk, while the early-type to the thick disk. This implies that the two types of R stars constitute different stellar populations, the late-type being typically more massive and younger than the early-type ones. In the chemical analysis, we derive the C/O and  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  ratios, average metallicity, lithium and  $s$ -element abundances (including technetium) and, in some stars, the absolute carbon, nitrogen and oxygen abundances, independently. From the abundance patterns obtained, kinematics and photometric characteristics we conclude that i) the late-type R stars are identical to the normal (N-type) AGB carbon stars, ii) a significant number of the early-type R stars are misclassified K giants or carbon stars of CH-type and, iii) for the remaining *true* early-type R stars, our chemical analysis confirms the previous by Dominy (1984), i.e.: they have near solar metallicity, N enhanced, C/O ratios slightly larger than one, low  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  ratios and no  $s$ -element enhancements. We suggest, despite that our stellar sample is small, that the fraction of the real R-type stars among all giant carbon stars types seems to be significantly lower than previously thought and, thus, that they do not constitute a frequent stage during the evolution of low mass stars. The observed characteristics of the early-type R are discussed in the framework of the proposed scenarios for their formation: pollution of primordial origin and non-standard carbon mixing triggered by an anomalous He-*flash*, whether as single stars or as a consequence of the coalescence of two degenerate He cores in a binary system. While the observational evidence clearly discard the former scenario, our preliminary smooth particle hydrodynamic simulations of the merging and one dimension hydrostatic calculations, do not result in such carbon mixing. This still keeps the origin of the early-type R stars both a mystery and a challenge for modern stellar evolution.

Complementary, we study the chemical composition of three galactic carbon stars of SC-type. We find a good agreement with previous chemical analysis by Abia & Wallerstein (1998) except in the average metallicity, which is  $\sim 0.4$  dex lower on average in the present analysis. For the stars in the sample with some  $s$ -element enhancements (late-R and the reclassified stars as CH-type), the abundance patterns nicely agree with the theoretical  $s$ -process nucleosynthesis predictions in low-mass AGB stars where the  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reaction is the main source of neutrons. Nevertheless, the  $s$ -process abun-



dance pattern derived in the SC stars put some doubts on their location in the spectral sequence  $M \rightarrow MS \rightarrow S \rightarrow SC \rightarrow C(N)$  along the AGB phase. We suggest that SC stars are intermediate-mass stars ( $M > 3 M_{\odot}$ ) in the later stages of the AGB phase that become carbon rich for a short period of time. Detailed nucleosynthesis calculations in intermediate-mass stars are needed to confirm such hypothesis.

# Índice

<b>Agradecimientos</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>xiv</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>xvii</b>
<b>Introducción</b>	<b>xix</b>
<b>1 Evolución y nucleosíntesis en estrellas de baja masa e intermedia</b>	<b>1</b>
1.1 Evolución . . . . .	1
1.1.1 Evolución previa a la fase AGB . . . . .	1
1.1.2 La fase AGB . . . . .	5
1.2 Nucleosíntesis . . . . .	8
1.2.1 <i>Primer dragado</i> . . . . .	9
1.2.2 <i>Segundo dragado</i> . . . . .	11
1.2.3 <i>Tercer dragado</i> . . . . .	11
<b>2 Clasificación y propiedades de las estrellas de carbono</b>	<b>17</b>
2.1 Clasificación espectral de las estrellas de carbono . . . . .	17
2.2 Las estrellas de carbono de tipo espectral N . . . . .	22
2.3 Las estrellas de carbono de tipo espectral SC . . . . .	24
2.4 Las estrellas de carbono de tipo espectral CH . . . . .	26
2.5 Las estrellas de carbono de tipo espectral J . . . . .	26
2.6 Las estrellas de carbono de tipo espectral R . . . . .	28
2.6.1 Distribución en la Galaxia . . . . .	28
2.6.2 Cinemática . . . . .	30
2.6.3 Luminosidad . . . . .	32
2.6.4 Binariedad . . . . .	35

---

2.6.5	Composición química . . . . .	36
2.6.6	El problema de las estrellas de tipo espectral-R . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Observaciones, reducción de datos y características de las estrellas obser- vadas</b>	<b>39</b>
3.1	Observaciones . . . . .	39
3.2	Reducción de datos . . . . .	41
3.2.1	Procedimiento . . . . .	43
3.3	Características de las estrellas de la muestra . . . . .	45
3.3.1	Distribución en la Vía Láctea . . . . .	48
3.3.2	Cinemática . . . . .	50
3.3.3	Binariedad . . . . .	51
3.3.4	Fotometría . . . . .	53
3.3.5	Variabilidad . . . . .	58
3.3.6	Determinación de las luminosidades . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Derivación de los parámetros atmosféricos y análisis espectral</b>	<b>65</b>
4.1	Estimación de los parámetros atmosféricos . . . . .	65
4.1.1	Temperatura efectiva . . . . .	65
4.1.2	Gravedad superficial . . . . .	72
4.1.3	Metalicidad . . . . .	74
4.1.4	Microturbulencia y macroturbulencia . . . . .	74
4.2	Modelos de atmósfera . . . . .	76
4.3	El código de síntesis espectral <i>TurboSpectrum</i> . . . . .	78
4.3.1	Lista de líneas atómicas y moleculares . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Análisis químico</b>	<b>87</b>
5.1	Regiones espectrales seleccionadas . . . . .	87
5.1.1	Razones C/O y $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ . . . . .	88
5.1.2	Metalicidad . . . . .	90
5.1.3	Litio . . . . .	92
5.1.4	Elementos- <i>s</i> . . . . .	94
5.2	Abundancias . . . . .	96
5.2.1	Abundancias derivadas en el análisis químico . . . . .	96
5.2.2	Estimación de errores . . . . .	97
<b>6</b>	<b>Resultados y discusión</b>	<b>103</b>
6.1	Resultados . . . . .	103
6.1.1	Abundancias derivadas en las estrellas R-calientes . . . . .	103
6.1.2	Abundancias derivadas en las estrellas R-frías . . . . .	112

---

6.1.3	Abundancias derivadas en las estrellas SC . . . . .	114
6.2	Posibles envolturas circumestelares . . . . .	115
6.3	Discusión . . . . .	117
6.3.1	Abundancias de C, N y O . . . . .	118
6.3.2	Abundancias de litio . . . . .	120
6.3.3	Abundancias de elementos- <i>s</i> . . . . .	125
6.4	Escenarios evolutivos para las estrellas R-calientes . . . . .	141
6.4.1	Algunas ideas propuestas . . . . .	141
6.4.2	Posible contrapartida de las CEMP-no a metalicidad solar . . . . .	143
6.4.3	Posible contaminación inicial en carbono . . . . .	146
6.4.4	Posible origen <i>extrínseco</i> . . . . .	149
6.4.5	Posible origen <i>intrínseco</i> de las estrellas R-calientes: fusión de un sistema binario . . . . .	150
<b>7</b>	<b>Conclusions and future work</b>	<b>163</b>
7.1	Conclusions . . . . .	163
7.2	Future work . . . . .	166
<b>8</b>	<b>Bibliografía</b>	<b>167</b>
<b>A</b>	<b>Líneas utilizadas en el análisis químico</b>	<b>189</b>
<b>B</b>	<b>Ejemplos de ajustes teóricos, mediante síntesis espectral, a espectros observados</b>	<b>197</b>
<b>C</b>	<b>Publicaciones que se derivan de este trabajo</b>	<b>205</b>



# Lista de Tablas

2.1	Propiedades químicas de los diferentes tipos de estrellas gigantes de carbono de la Galaxia . . . . .	37
3.1	Estrellas observadas, coordenadas galácticas, fecha de observación, tiempo de exposición y razón señal-ruido a 8000 y 4800 Å. . . . .	40
3.2	Elementos utilizados en <i>FOCES</i> . . . . .	42
3.3	Paralajes, distancias, grupos fotométricos y clasificación espectral de las estrellas de la muestra . . . . .	46
3.4	Binariedad y velocidades radiales de las estrellas de la muestra . . . . .	52
3.5	Fotometría de la muestra . . . . .	55
3.6	Estrellas variables de la muestra . . . . .	59
3.7	Magnitudes absolutas y magnitud bolométrica absoluta para las estrellas de la muestra . . . . .	61
4.1	Temperaturas efectivas estimadas . . . . .	70
4.2	Gravedades estimadas, gravedades adoptadas y microturbulencia . . . . .	73
4.3	Parámetros atmosféricos adoptados en el análisis químico de las estrellas de la muestra. . . . .	75
4.4	Parámetros atmosféricos adoptados en el análisis de $\alpha$ Boo. . . . .	80
5.1	Abundancias y razones de abundancias derivadas . . . . .	99
5.2	Abundancias de elementos— <i>s</i> derivadas . . . . .	100
5.3	Dependencia de las abundancias derivadas en los parámetros atmosféricos . . . . .	101
6.1	Abundancias y razones de abundancias derivadas- <i>bis</i> . . . . .	110
6.2	Abundancias de elementos— <i>s</i> derivadas- <i>bis</i> . . . . .	111
6.3	Clasificación espectral final propuesta . . . . .	118
6.4	Valores medios de las abundancias derivadas en las estrellas de la muestra en comparación con anteriores determinaciones de la bibliografía . . . . .	119

---

6.5	Predicción de la razón C/O en el último <i>TDU</i> de una estrella primaria AGB y factor de dilución $f$ necesario para formar una estrella de carbono <i>extrínseca</i> en función de la masa de la primaria y metalicidad del sistema binario . . .	136
6.6	Razones C/O, $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ y $[s/M]$ observadas comparadas con las predicciones de los modelos <i>TP-AGB</i> de baja masa (Cristallo et al. 2009) . . . . .	140
6.7	Comparación de las abundancias derivadas en las estrellas R-calientes y en las estrellas CEMP-no . . . . .	146
6.8	Abundancias obtenidas en la superficie, <i>Pre-SP</i> y <i>FDU</i> , para los modelos enriquecidos inicialmente en carbono . . . . .	147
6.9	Masas y separación adoptadas para las componentes del sistema binario simulado, correspondientes al canal R3 . . . . .	155
A.1	Abundancias absolutas de C, N, O y razón $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ derivada en las estrellas de la muestra . . . . .	190
A.2	Abundancias químicas absolutas en las estrellas R-calientes. . . . .	191
A.3	Abundancias químicas absolutas en las estrellas R-frías . . . . .	193
A.4	Abundancias químicas absolutas en las estrellas SC. . . . .	194
A.5	Detección de Tc en las estrellas de la muestra . . . . .	195

# Lista de Figuras

1.1 Diagrama HR correspondiente a la evolución de una estrella de $1 M_{\odot}$ y $5 M_{\odot}$ con $Z = Z_{\odot}$ . . . . .	2
1.2 Estructura de una estrella en la RGB durante el <i>primer dragado</i> . . . . .	3
1.3 Evolución de la luminosidad en la superficie, luminosidad asociada a la reacción $3\alpha$ y luminosidad asociada al ciclo CNO durante el <i>flash</i> del He en nuestro modelo del Sol . . . . .	4
1.4 Estructura de una estrella de masa intermedia en la fase AGB-temprana y en la fase <i>TP-AGB</i> . . . . .	5
1.5 Variación de la estructura de una estrella en la fase <i>TP-AGB</i> a lo largo del tiempo . . . . .	6
1.6 Variación de la luminosidad durante la fase AGB para una estrella de $2 M_{\odot}$ y metalicidad solar. . . . .	7
1.7 Variación de las abundancias en la superficie en el modelo de $1 M_{\odot}$ y $Z = Z_{\odot}$ tras el <i>primer dragado</i> . . . . .	9
1.8 Representación de la tabla de núcleos en la región correspondiente a la ramificación del proceso- <i>s</i> para el núcleo $^{85}\text{Kr}$ . . . . .	13
1.9 Producción de elementos- <i>s</i> en función de la metalicidad . . . . .	15
2.1 Comparación de los espectros en el óptico de varias estrellas de carbono de distintos tipos espectrales . . . . .	21
2.2 Diagrama color-color 2MASS de las estrellas de tipo espectral R de <i>Hipparcos</i>	34
2.3 Distribución de la luminosidad de las estrellas de los grupos HC y CV de tipo espectral R . . . . .	35
3.1 Esquema del espectrógrafo <i>échelle FOCES</i> . . . . .	41
3.2 Una porción del espectro de HIP 85750 en torno a $\lambda 4800 \text{ \AA}$ . . . . .	43
3.3 Comparación de los espectros de las estrellas R-frías frente a las estrellas R-calientes en la región espectral del sistema <i>rojo</i> de CN a $\lambda 8000\text{--}8035 \text{ \AA}$ . . . . .	47
3.4 Distribución galáctica de las estrellas R, N, J y CH . . . . .	49



3.5	Diagramas color-color infrarrojo de las estrellas de la muestra . . . . .	54
3.6	Diagrama color-color IRAS de las estrellas de la muestra . . . . .	56
4.1	Diagrama HR de las estrellas de tipo espectral R de la muestra . . . . .	71
4.2	Comparación entre espectros teóricos de distinta temperatura efectiva en la región espectral a $\lambda$ 4730–4850 Å . . . . .	77
4.3	Estrellas de referencia en la región a $\lambda$ 8015–8035 Å . . . . .	82
4.4	Estrellas de referencia en la región a $\lambda \sim 5300$ Å . . . . .	83
4.5	Espectro de $\alpha$ Boo alrededor de la línea de Tc I a $\lambda$ 5924 Å . . . . .	84
4.6	Espectro solar alrededor de la línea de Ba II a $\lambda$ 4934 Å . . . . .	85
4.7	Espectro de $\alpha$ Boo en la región a $\lambda$ 6496 Å y 4810 Å . . . . .	86
5.1	Espectro de las estrellas HIP 84266 y HIP 36623 en la región a $\lambda \sim 8015$ Å . . . . .	89
5.2	Espectros de las estrellas HIP 84266 y HIP 36623 en la región a $\lambda \sim 5300$ Å . . . . .	91
5.3	Espectros de las estrellas HIP 84266 y HIP 36623 en la región a $\lambda \sim 6700$ Å . . . . .	93
5.4	Espectros de las estrellas HIP 84266 y HIP 36623 en la región a $\lambda \sim 4810$ Å . . . . .	95
6.1	Detección de posibles envolturas circumestelares . . . . .	116
6.2	Razón C/O frente a la razón isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ en las estrellas de la muestra . . . . .	121
6.3	Abundancia de litio en función de la temperatura efectiva y magnitud bolométrica absoluta para las estrellas de la muestra . . . . .	123
6.4	Abundancia de litio frente a magnitud bolométrica absoluta en estrellas gigantes de diferentes tipos espectrales . . . . .	124
6.5	Abundancia promedio de elementos- <i>s</i> ligeros (Sr, Y, Zr) en función de la metalicidad . . . . .	127
6.6	Abundancia promedio de elementos- <i>s</i> pesados (Ba, La, Nd, Sm) en función de la metalicidad . . . . .	128
6.7	Enriquecimiento relativo de elementos- <i>s</i> pesados respecto a los elementos- <i>s</i> ligeros en función de la metalicidad . . . . .	130
6.8	Comparación de las sobreabundancias de elementos- <i>s</i> relativas al hierro observadas en las estrellas R-frías con las correspondientes a los modelos de estrellas en la fase AGB . . . . .	132
6.9	Reproducción de las razones [X/Fe] en HIP 36623 . . . . .	133
6.10	Comparación de las sobreabundancias de elementos- <i>s</i> relativas al hierro en las estrellas SC con las correspondientes a los modelos de estrellas en la fase AGB. . . . .	134
6.11	Comparación de las sobreabundancias de elementos- <i>s</i> relativas al hierro en las estrellas inicialmente clasificadas como R-calientes con las correspondientes a los modelos de estrellas en la fase AGB en el último pulso térmico . . . . .	138

---

6.12	Diagrama HR comparativo entre las estrellas CEMP-no y las estrellas R-calientes . . . . .	145
6.13	Diagrama HR comparativo entre los modelos inicialmente enriquecidos en carbono y las estrellas R-calientes de la muestra . . . . .	148
6.14	Evolución del sistema binario que daría lugar de una estrella R-caliente . . . . .	153
6.15	Evolución del sistema binario simulado en una dimensión mediante el código <i>FRANEC</i> . . . . .	156
6.16	Evolución hidrodinámica <i>SPH</i> del sistema binario compuesto por una enana blanca de He de $0.15 M_{\odot}$ y el núcleo de He de la estrella RG ( $0.20 M_{\odot}$ ) . . . . .	159
6.17	Distribución de la velocidad angular en el remanente respecto a la distancia al centro de masas y respecto a la masa . . . . .	161
6.18	Evolución de la temperatura y densidad máximas en el material acretado durante la fusión del sistema binario constituido por dos enanas blancas de He162	
B.1	Abundancias de C, N, O y razón $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ derivadas en HIP 84266 . . . . .	198
B.2	Metalicidad media derivada en HIP 69089 . . . . .	199
B.3	La estrella rica en litio HIP 62944 . . . . .	200
B.4	Determinación de la abundancia de rubidio en HIP 39118 . . . . .	201
B.5	Detección de tecnecio en la estrella de tipo espectral SC RR Her . . . . .	202
B.6	Abundancia de bario derivada en la estrella de tipo espectral CH HIP 53832 . . . . .	203
B.7	Enriquecimientos en elementos- <i>s</i> derivados en las estrella R-fría HIP 35810 . . . . .	204



# O

---

## Introducción

En el presente trabajo se realiza un estudio detallado de la composición química de las estrellas de carbono <sup>1</sup> de tipo espectral R, cuyo origen y estado evolutivo aún no han sido explicados satisfactoriamente. Las estrellas carbono de tipo R son estrellas gigantes que, aparentemente, constituyen  $\sim 30\%$  del total de estrellas gigantes de carbono observadas (Stephenson 1973). Según la apariencia de su espectro visible se clasifican en R-calientes o tempranas (R0–R4) y en R-frías o tardías (R5–R9) (Cannon & Pickering 1918). Además de las diferencias existentes en su espectro, las estrellas R-calientes y R-frías también difieren en propiedades observacionales fundamentales tales como temperatura, luminosidad, cinemática, distribución en la galaxia, etc.

Es bien sabido que el oxígeno es más abundante que el carbono en el Universo. Por lo tanto, la inmensa mayoría de las estrellas se forman con material interestelar donde la razón C/O es inferior a la unidad. Por ello, encontrar estrellas (objetos) con  $C/O > 1$  es una situación anómala que requiere una explicación detallada. En el marco de los actuales modelos de evolución estelar y nucleosíntesis, *las estrellas de carbono* pueden originarse, al menos, de tres maneras diferentes:

1.- A partir de material interestelar que estuviera enriquecido en carbono originariamente, de manera que la estrella “naciera” con una razón  $C/O > 1$ .

2.- En las denominadas estrellas de baja masa e intermedia ( $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 8$ ), durante la fase de evolución denominada AGB (*asymptotic giant branch* o rama asintótica de las gigantes). En la fase AGB, el carbono sintetizado en el interior de la estrella es transportado a la superficie de ésta mediante el denominado *tercer dragado* (*TDU*), mecanismo por el cual la envoltura convectiva penetra hacia el interior de la estrella alcanzando zonas que han experimentado la combustión de helio. De esta manera, la envoltura es enriquecida

---

<sup>1</sup>Una estrella de carbono se define cuando  $C/O > 1$ , i.e.,  $N(C)/N(O) > 1$  en la envoltura, donde  $N(X)$  indica el número de átomos de la especie X por elemento de volumen.

en elementos químicos producto de tal combustión, fundamentalmente de carbono, pero también de otros elementos químicos. Puesto que el enriquecimiento de carbono se debe a un fenómeno de mezcla y combustión que ocurre *in situ*, a las estrellas de carbono formadas de esta manera se las denomina estrellas de carbono *intrínsecas* (Jorissen et al. 1993).

3.- La tercera manera de obtener una estrella de carbono es mediante la transferencia de masa en un sistema binario. Si la estrella inicialmente más masiva (estrella primaria, en el presente una enana blanca), enriquecida en carbono durante la fase AGB mediante el mecanismo descrito arriba, cede una fracción de su envoltura a la estrella secundaria (menos masiva), puede obtenerse  $C/O > 1$  en la envoltura de ésta última. A las estrellas de carbono así formadas se las denomina *extrínsecas*. Este mecanismo extrínseco es más eficiente a medida que disminuye la metalicidad estelar, puesto que es más fácil formar una estrella de carbono al tener una menor abundancia inicial de oxígeno. Las estrellas de carbono representativas de este tercer mecanismo son las estrellas de tipo espectral CH.

Este trabajo se ha estructurado en 7 Capítulos. En el Capítulo 1 se resumen las predicciones más relevantes de los modelos de evolución estelar y nucleosíntesis para las estrellas de baja masa e intermedia  $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 8$ , con el objetivo de sentar las bases teóricas para la posterior discusión sobre el origen y estado evolutivo de las estrellas de carbono de tipo espectral R. En el Capítulo 2 se detallan las características y clasificación espectral de los diferentes tipos de estrellas de carbono, con especial atención a las estrellas de tipo espectral R. En la última Sección de este Capítulo (2.6.6) se argumenta por qué las estrellas R constituyen un problema a los modelos de evolución estelar y nucleosíntesis. En el Capítulo 3 se trata todo lo referente a las observaciones realizadas, a la reducción de los espectros obtenidos y a las propiedades de la muestra de estrellas estudiadas en este trabajo. El Capítulo 4 describe cómo se han estimado los parámetros atmosféricos necesarios para el análisis químico, las características de los modelos de atmósfera utilizados y el código de síntesis espectral *TurboSpectrum*. Al final de este capítulo se muestran algunos de los ajustes espectrales obtenidos en las estrellas de referencia (Sol y  $\alpha$  Boo). En el Capítulo 5 se muestran los resultados del análisis químico realizado sobre 23 estrellas galácticas de tipo espectral R (tanto frías como calientes) y 3 de tipo espectral SC. En el Capítulo 6 se discuten los resultados obtenidos en el análisis químico, se comparan con anteriores trabajos existentes en la bibliografía y con las predicciones de los modelos de nucleosíntesis en estrellas AGB con diferentes masas y metalicidades. En este capítulo se especula también con los posibles escenarios para explicar el origen y estado evolutivo de las estrellas de tipo espectral R y se muestran los resultados de las simulaciones numéricas realizadas para tal efecto. Finalmente, en el Capítulo 7, se indican las conclusiones más relevantes de este trabajo y los posibles proyectos como continuación del mismo.

# 1

---

## Evolución y nucleosíntesis en estrellas de baja masa e intermedia

### 1.1 Evolución

En esta sección vamos a describir brevemente la evolución de estrellas de baja masa e intermedia  $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 8$ . Para ilustrar las diferentes fases evolutivas por las que atraviesan las estrellas, haremos uso del diagrama Hertzsprung-Russell (HR), importante herramienta para el estudio de la evolución estelar. En la Figura 1.1 se muestran dos diagramas HR, distinguiendo entre una estrella representativa de baja masa ( $\lesssim 2.5 M_{\odot}$ ) y otra representativa de masa intermedia ( $> 2.5 M_{\odot}$ ). Veámos a continuación cómo tiene lugar esta evolución para ocuparnos, posteriormente, de la nucleosíntesis según las predicciones de los modelos de evolución estándar y su confrontación con las abundancias químicas determinadas observacionalmente.

#### 1.1.1 Evolución previa a la fase AGB

Una estrella *nace* cuando, tras el colapso gravitacional de una nube de polvo y gas interestelar, se alcanza una temperatura en el núcleo lo suficientemente alta ( $\sim 10^7$  K) para desencadenar la fusión nuclear del hidrógeno y producir helio ( $4 \text{ H} \rightarrow {}^4\text{He}$ ). A este instante se le denomina ZAMS (*Zero Age Main Sequence*) o edad cero de la secuencia principal. La secuencia principal, durante la cual las estrellas queman hidrógeno en el núcleo, es comparativamente la fase más larga de la evolución de las estrellas independientemente de la masa inicial.

La combustión del hidrógeno puede producirse de dos maneras diferentes: mediante las cadenas pp, denominadas así porque comienzan con la reacción protón-protón, y/o mediante el ciclo CNO o de Bethe, donde el carbono, nitrógeno y oxígeno actúan como catalizadores

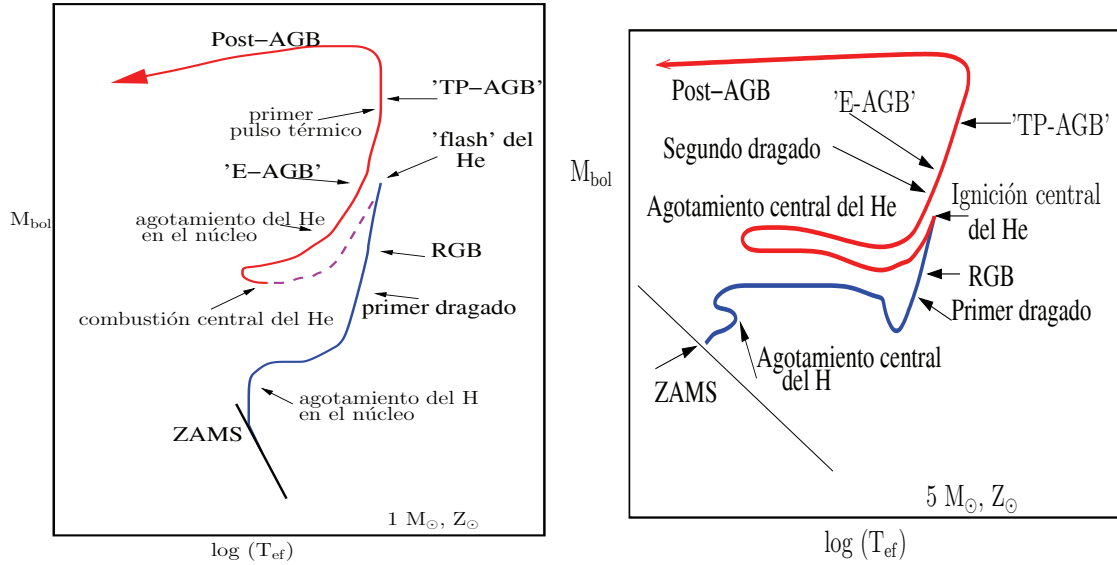


Figura 1.1: Evolución en el diagrama HR de una estrella de  $1 M_{\odot}$  (izquierda) y de  $5 M_{\odot}$  (derecha), ambas con  $Z = Z_{\odot}$ . Se ilustran las diferentes fases de la evolución estelar (ver texto para detalles): edad cero de la secuencia principal (ZAMS), agotamiento del H en el núcleo estelar, *primer dragado*, ascenso a la rama de las gigantes rojas (RGB), *flash* del He (sólo para la estrella de  $1 M_{\odot}$ ), combustión central del He, agotamiento central del He, *segundo dragado* (sólo para la estrella de  $5 M_{\odot}$ ), comienzo de la fase AGB temprana (E-AGB), primer pulso térmico, evolución en la fase AGB de los pulsos térmicos (*TP-AGB*) y evolución post-AGB.

del ciclo. Debido a la menor temperatura en el núcleo, en las estrellas de masa  $M \leq 1.5 M_{\odot}$ , es más eficiente la cadena pp mientras que para las estrellas de masa superior domina el ciclo CNO. El ciclo CNO se divide, a su vez, en otros dos ciclos según se produzca la reacción  $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$  ó  $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ . Estos dos ciclos funcionan simultáneamente, aunque la eficiencia de uno respecto a otro depende de la temperatura de combustión y, por tanto, de la masa de la estrella. Al primer ciclo se le denomina también ciclo CN mientras que al segundo se le domina ciclo ON. En el Sol, por ejemplo, la reacción  $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$  sucede  $\sim 10^4$  veces por cada vez que lo hace la  $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$  (Clayton 1983). Mientras que el número total de núcleos de C, N y O (catalizadores del ciclo) se conserva, la proporción relativa entre ellos varía. Cuando se alcanza el equilibrio del ciclo CNO, los ritmos de producción y destrucción de cualquier núcleo son similares, por lo que las abundancias de todos los núcleos permanecen constantes en el tiempo. En el equilibrio, las abundancias de  $^{14}\text{N}$  y  $^{13}\text{C}$  aumentan considerablemente respecto a sus valores iniciales: p.e. la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  disminuye desde un valor inicial  $\sim 90$  en la ZAMS hasta alcanzar un valor  $\sim 3.5$  (Iben 1967; Clayton 1983).

Una vez que la estrella ha agotado el hidrógeno en el núcleo, el  $^4\text{He}$  es el elemento químico más abundante. El cambio en la composición química del núcleo estelar rompe el equilibrio hidrostático entre presión y gravedad, lo que provoca que el núcleo de la estrella se contraiga

y, en consecuencia, su radio aumente. La estrella quema hidrógeno en una capa, aumenta su luminosidad, abandona la región del diagrama HR correspondiente a la secuencia principal y se sitúa en la región denominada RGB (rama de las gigantes rojas). Durante la evolución en la fase RGB, la estrella sigue quemando hidrógeno en una capa delgada exterior al núcleo de He y prácticamente toda la estrella se vuelve convectiva. Se produce entonces el fenómeno del *primer dragado*, mecanismo por el cual la envoltura convectiva penetra hasta las regiones donde se ha producido combustión de hidrógeno transportando los productos de ésta a la envoltura de la estrella (ver Figura 1.2). El *primer dragado* ocurre en todo el rango de masas,  $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 8$ .

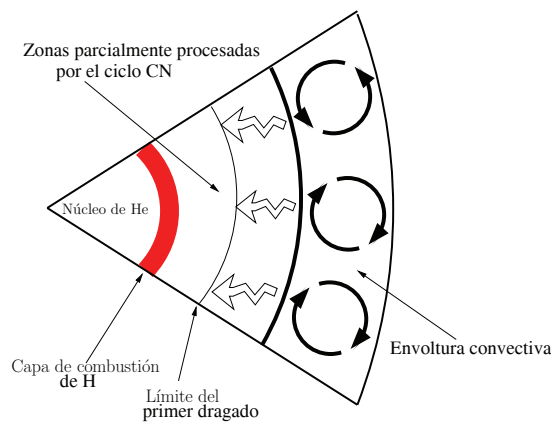


Figura 1.2: Representación de la estructura de una estrella RGB (no a escala) durante el *primer dragado*. Se distingue el núcleo inerte de He, la capa de combustión de H y la envoltura convectiva. Se indica también el límite aproximado que alcanzaría la envoltura convectiva al penetrar al interior de la estrella (límite del *primer dragado*).

A medida que el núcleo inerte de helio se contrae y se calienta, la envoltura se expande. En el diagrama HR, se observa como la estrella continua ascendiendo por la rama de las gigantes. Las estrellas con masa inferior a  $\sim 2.5 M_{\odot}$  (el límite depende de la metalicidad, e.g. Karakas 2003) desarrollan un núcleo en condiciones de degeneración electrónica por lo que la ignición del siguiente combustible nuclear, el helio, se produce de manera *explosiva*. La temperatura y densidad del núcleo alcanzan valores del orden de  $\sim 10^8$  K y  $10^7$  g/cm<sup>3</sup>, respectivamente. A la ignición del helio en condiciones degeneradas se le denomina *flash* del He. La luminosidad asociada a la reacción  ${}^4\text{He}(2\alpha, \gamma) {}^{12}\text{C}$ , denominada reacción  $3\alpha$  o triple- $\alpha$ , alcanza valores muy elevados mientras que la luminosidad superficial apenas varía (ver Figura 1.3). La ignición de la reacción triple- $\alpha$  tiene lugar desplazada con respecto del centro del núcleo estelar debido a que las pérdidas de energía por emisión de neutrinos hacen que el máximo en el perfil de temperatura esté algo desplazado hacia el exterior (e.g.  $m(r) \sim 0.17 M_{\odot}$  en nuestro modelo teórico del Sol). Tras unos cuantos *flashes* secundarios más débiles, y debido a la expansión de núcleo, la degeneración electrónica se elimina sin alteración de la composición química de la envoltura (e.g. Renzini & Fusi Pecci 1988). La



estrella comienza a quemar helio en su núcleo de manera quiescente. Para las estrellas con masa superior a  $\sim 2.5 M_{\odot}$  (el límite depende de la metalicidad), el núcleo de helio no llega a estar en condiciones degeneradas, por lo que la ignición del He ocurre de manera no *explosiva* (no hay *flash*, ver e.g. Domínguez et al. 1999). Los productos de la combustión central de helio son, principalmente, carbono y oxígeno, en una proporción que depende fuertemente del incierto ritmo de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  (e.g. Imbriani et al. 2001) y del tratamiento de la convección (Straniero et al. 2003b).

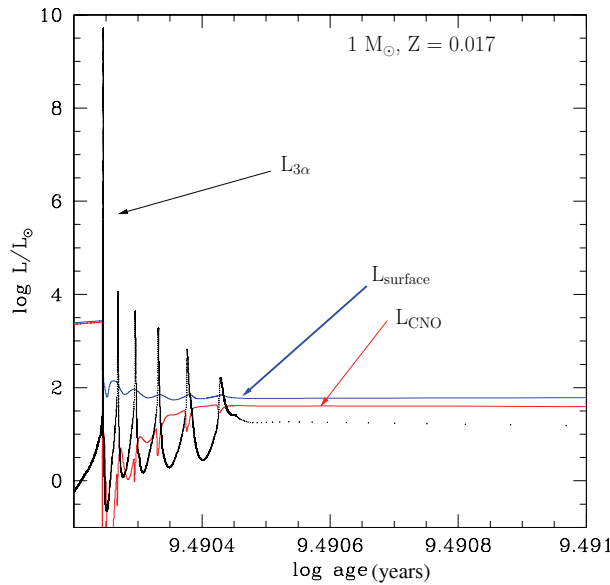


Figura 1.3: Evolución de la luminosidad en la superficie, luminosidad asociada a la reacción  $3\alpha$  y luminosidad asociada al ciclo CNO durante el *flash* del helio en nuestro modelo del Sol.

En el diagrama HR, se observa que las estrellas durante la combustión central del helio poseen menor luminosidad con respecto a las estrellas en la RGB, situándose a la izquierda de éstas o *azul*. En esta fase, las estrellas de metalicidad cercana a la solar se concentran en la región del diagrama HR denominada *red clump*, mientras que las estrellas pobres en metales ocupan la región denominada rama horizontal (HB) de las gigantes. La rama horizontal se identifica claramente en el diagrama HR de cúmulos globulares como una región más dispersa y más desplazada hacia el *azul* que la región correspondiente a las estrellas del *red clump*.

Cuando la estrella agota el helio en su núcleo, éste se contrae de nuevo y la combustión del He continúa en una capa delgada externa a éste. El núcleo está formado fundamentalmente por carbono y oxígeno. La estrella se sitúa entonces en el diagrama HR en la región de las gigantes rojas por segunda vez, i.e., la región correspondiente a las estrellas en la fase AGB.

## 1.1.2 La fase AGB

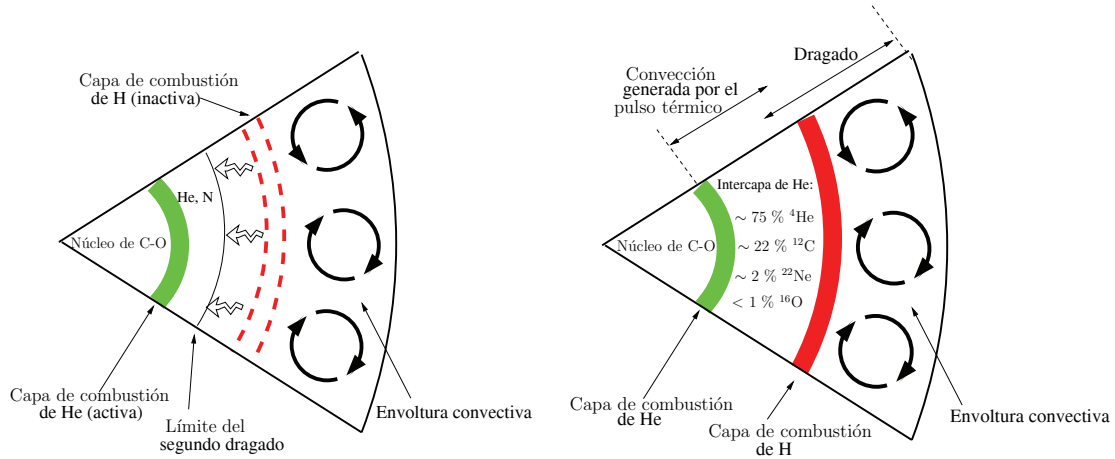


Figura 1.4: Izquierda: representación de la estructura de una estrella en la fase AGB-temprana (no a escala) cuando tiene lugar el *segundo dragado*. Se distingue el núcleo inerte de C–O, la capa de combustión de He (activa), la capa de combustión de H (inactiva) y la envoltura convectiva. Se indica la posición que ocuparía la envoltura convectiva tras penetrar al interior de la estrella (límite del *segundo dragado*). Derecha: lo mismo durante la fase TP–AGB. Se muestra la composición química aproximada de la intercapa de He (Karakas 2003) y se indica la extensión de la región convectiva generada por los pulsos térmicos y de la penetración de la envoltura convectiva (*dragado*). Las capas de combustión de H y He funcionan alternativamente (ver texto).

La fase AGB es la fase final en la evolución de las estrellas entre  $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 8$ . Una estrella AGB posee un núcleo inerte de carbono-oxígeno rodeado por una capa de combustión de helio y otra más externa de combustión de hidrógeno. Inicialmente, durante lo que se suele denominar como fase AGB temprana (*Early-AGB*), la capa de combustión de hidrógeno suministra casi la totalidad de la luminosidad de la estrella. Esta capa se mueve progresivamente hacia el exterior en masa. Simultáneamente, el núcleo de carbono-oxígeno crece en masa y se contrae hasta alcanzar densidades para las cuales los electrones se hacen degenerados. La capa de combustión de helio provoca la expansión de la envoltura de la estrella, de manera que la capa de combustión de hidrógeno se enfría y permanece inactiva en las estrellas de masa  $4 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 8$  (e.g. Karakas 2003). En estas estrellas, el límite inferior de la envoltura convectiva puede alcanzar las regiones donde ha habido combustión de hidrógeno y, por lo tanto, arrastrar estos productos a la superficie (esencialmente  $^4\text{He}$  y  $^{14}\text{N}$ ). A este fenómeno se le denomina *segundo dragado* (*SDU*). En las estrellas con masa inferior a  $\sim 4 M_{\odot}$ , la capa de combustión de hidrógeno no se enfría lo suficiente para que desaparezca la barrera de entropía que ésta constituye, lo que evita que penetre la envoltura convectiva (no hay *segundo dragado*). Este límite en masa, sin embargo, es muy incierto y depende críticamente del tratamiento de la convección (Boothroyd & Sackmann 1999).

El *segundo dragado* provoca que protones de la envoltura se transporten hacia zonas más calientes del interior, reactivándose así la capa de combustión de hidrógeno. Como

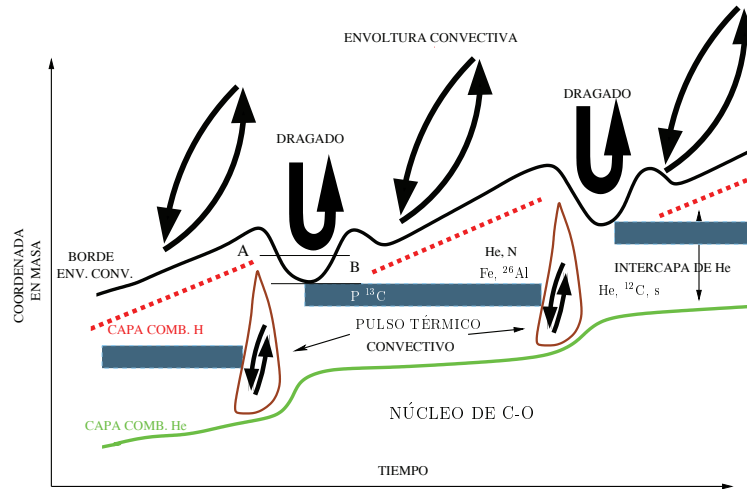


Figura 1.5: Representación de la variación de la estructura de una estrella en la fase *TP-AGB* a lo largo del tiempo. Se muestra el borde de la envoltura convectiva (línea negra), la capa de combustión de hidrógeno (línea roja discontinua) y la capa de combustión de helio (línea verde). Las franjas horizontales de color azul representan las zonas donde se inyectan protones para formar el denominado  $^{13}\text{C}$ -pocket. La región A (entre la capa de combustión de hidrógeno y el borde de la envoltura convectiva) y la región B (en la intercapa de helio) se mezclan dentro de la envoltura convectiva tras producirse el *TDU* (ver texto).

consecuencia de esta reactivación de la capa de combustión de hidrógeno, la penetración de la envoltura convectiva cesa, lo que supone el fin la fase AGB temprana. La capa de combustión de hidrógeno pasa a ser la principal fuente de energía de la estrella mientras que la capa de combustión de helio permanece prácticamente inactiva. Posteriormente, la capa de combustión de hidrógeno alimenta, en masa, la capa de helio, lo que provoca que la densidad y temperatura de ésta aumenten. Como consecuencia, la tasa de combustión de helio aumenta significativamente en un corto intervalo de tiempo, o lo que es lo mismo, se produce un *pulso térmico* (*TP*). Tras producirse el primer pulso térmico, se dice que la estrella se encuentra en la fase AGB de los pulsos térmicos (*TP-AGB*, ver Figura 1.5). La zona entre las capas de H y He, hasta entonces radiativa, se hace convectiva (ver e.g. Busso et al. 1999) y los productos de la combustión del helio (principalmente carbono) se transportan hasta cerca de la discontinuidad H/He. La estrella reajusta su estructura y se expande para radiar la energía producida temporalmente por la capa de combustión de helio. Esta expansión hace que la capa de combustión de hidrógeno se enfríe y pase a ser inactiva, mientras que la zona entre capas de combustión deja de ser convectiva. En estas condiciones, se favorece la penetración de la envoltura convectiva hacia el interior de la estrella produciéndose el *tercer dragado* (*TDU*). Si el dragado es lo suficientemente profundo para alcanzar la región convectiva generada anteriormente por el pulso térmico, helio, carbono y otros productos de la nucleosíntesis son transportados a la envoltura de la estrella. Los pulsos térmicos se suceden en el tiempo de manera que entre dos pulsos térmicos (fase de interpulso), la capa de combustión de hidrógeno vuelve a ser la fuente

dominante de energía de la estrella alimentando, de nuevo, la capa de helio. Este ciclo se repite una y otra vez debido a que la capa de combustión de helio es térmicamente inestable. Las estrellas AGB pueden llegar a realizar del orden de 10–100 pulsos térmicos dependiendo del ritmo de pérdida de masa durante esta fase. El periodo interpulso oscila típicamente entre  $10^4$ – $10^5$  años (Vassiliadis & Wood 1993; Busso et al. 1999). En la Figura 1.6 se representa la variación en el tiempo de la luminosidad durante la fase AGB, para una estrella de  $2 M_{\odot}$  y metalicidad solar. Se aprecia como la luminosidad total de la estrella va aumentando durante la fase AGB y que los máximos en luminosidad se obtienen durante los pulsos térmicos. Como puede apreciarse, el periodo de interpulso para esta estrella es  $\sim 2 \times 10^5$  años.

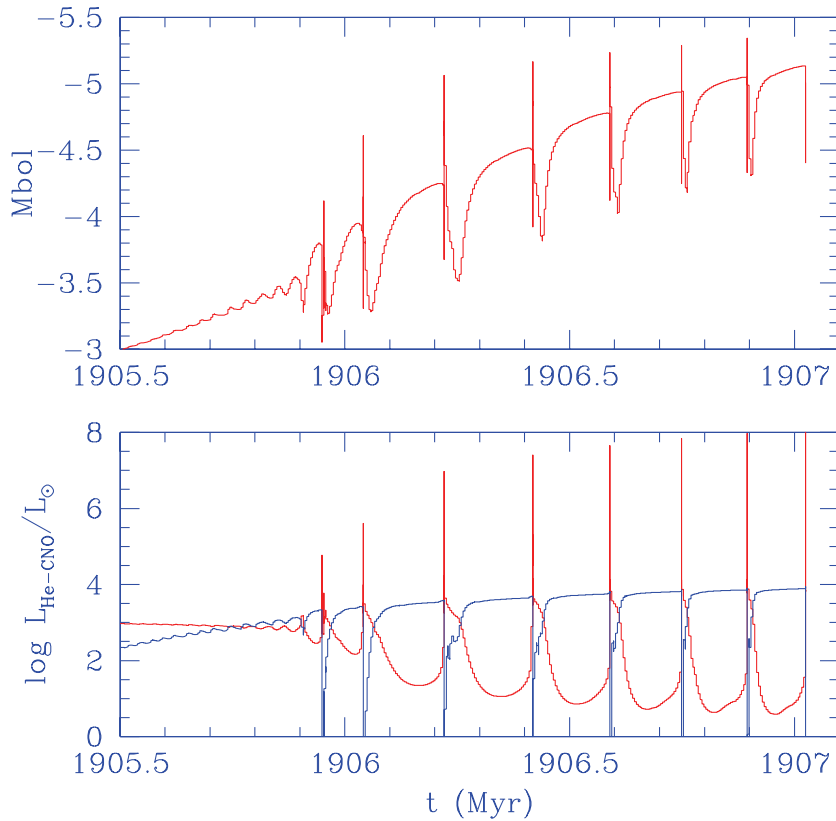


Figura 1.6: Arriba: variación en la fase AGB de la magnitud bolométrica absoluta ( $M_{\text{bol}}$ ) en función del tiempo (expresado en  $10^6$  años) para una estrella de  $2 M_{\odot}$  y metalicidad solar. Abajo: variación en la fase AGB de la luminosidad (expresada como  $\log L/L_{\odot}$ ) asociada a la capa de combustión de He ( $L_{\text{He}}$ , color rojo) y de la luminosidad asociada a la capa de combustión de H ( $L_{\text{CNO}}$ , color azul) para la misma estrella que la figura anterior.

Desde el punto de vista de la nucleosíntesis, uno de los fenómenos más interesantes de la fase AGB, es la posibilidad de que protones de la envoltura puedan alcanzar la zona

entre capas de combustión durante el periodo entre pulsos térmicos (Straniero et al. 1995). Si esto sucede, los protones son quemados en condiciones radiativas vía  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{C}$ , formándose lo que se ha denominado el  $^{13}\text{C}$  – *pocket* (regiones azules en la Figura 1.5) en la intercapa de He. A continuación, el  $^{13}\text{C}$  se quema también radiativamente ( $T < 10^8$  K) mediante la reacción  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , lo que origina la liberación de una gran cantidad de neutrones,  $N_n \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Otra posible fuente de neutrones es la reacción  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  que se activaría durante los pulsos térmicos. Esta segunda reacción es, sin embargo, una fuente de neutrones eficiente sólo a  $T > 3 \times 10^8$  K, originando densidades neutrónicas superiores,  $N_n \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Los neutrones liberados por una u otra reacción (o por ambas) pueden ser capturados por elementos del grupo del Fe (elementos *semilla*) una y otra vez, desencadenando el proceso de nucleosíntesis denominado proceso-*s* (e.g. Wallerstein et al. 1997; Busso et al. 1999). Los elementos-*s* ( $A > 70$ ) así producidos pueden ser transportados a la envoltura durante el siguiente *TDU* y, eventualmente, detectados en la superficie de la estrella mediante técnicas espectroscópicas. Dada la importancia de este proceso de nucleosíntesis como herramienta para determinar el estado evolutivo de las estrellas de carbono en general y las estrellas R en particular, éste se describirá más detalladamente en el siguiente apartado.

La evolución en la fase AGB está condicionada por la pérdida de masa ( $\sim 10^{-8}$ – $10^{-4}$   $M_{\odot}$ /año, ver Busso et al. 2007a). Los mecanismos que desencadenan esta pérdida de masa no son conocidos y constituyen una de las mayores incertidumbres en los modelos de evolución estelar de esta fase. La combinación de pulsación dinámica y presión de radiación parece ser suficiente para que las partículas de la envoltura de la estrella alcancen la velocidad de escape y, en consecuencia, la estrella pierda masa. Entonces las partículas (gas y granos de polvo) escapan en forma de viento originándose una envoltura de materia circumestelar que rodea la estrella. La pérdida de masa pone fin a la fase AGB y, por tanto, a la actividad termonuclear de las estrellas de masa baja e intermedia cuando la envoltura de la estrella se hace menor de  $\sim 0.01 M_{\odot}$  (e.g. Bloeker 1995). En un corto periodo de tiempo ( $\sim 10^3$  años) la estrella se convierte en una estrella post-AGB y, finalmente, en  $\sim 10^4$  años termina su vida como una nebulosa planetaria dejando un núcleo degenerado de C y O (dependiendo de la masa inicial de la estrella) como residuo, i.e., la futura enana blanca. Una descripción más detallada de esta fase de la evolución estelar puede verse en Iben & Renzini (1983) y/o Busso et al. (1999).

## 1.2 Nucleosíntesis

En la sección anterior hemos visto que durante la evolución de las estrellas de baja masa e intermedia hay momentos en los que la envoltura puede penetrar hacia el interior y alcanzar las regiones donde ha habido combustión nuclear. Los productos de esta combustión pueden ser transportados y mezclados en la envoltura, modificándose así la composición

química superficial de la estrella (dragados). Como consecuencia de estos dragados, circunstancialmente podemos inferir qué ha ocurrido en el interior de la estrella y comprobar si los modelos de nucleosíntesis reproducen las abundancias químicas observadas. Existen numerosos estudios detallados sobre nucleosíntesis en estrellas de baja masa e intermedia, entre los que podemos destacar El Eid (1994), Charbonnel (1994), Boothroyd & Sackmann (1999), Gallino et al. (1998, 2006), Busso et al. (2001), Karakas (2003), Cristallo (2006) y Cristallo et al. (2009). A continuación veremos cuales son las predicciones de estos modelos y su comparación con las abundancias químicas determinadas observacionalmente.

### 1.2.1 Primer dragado

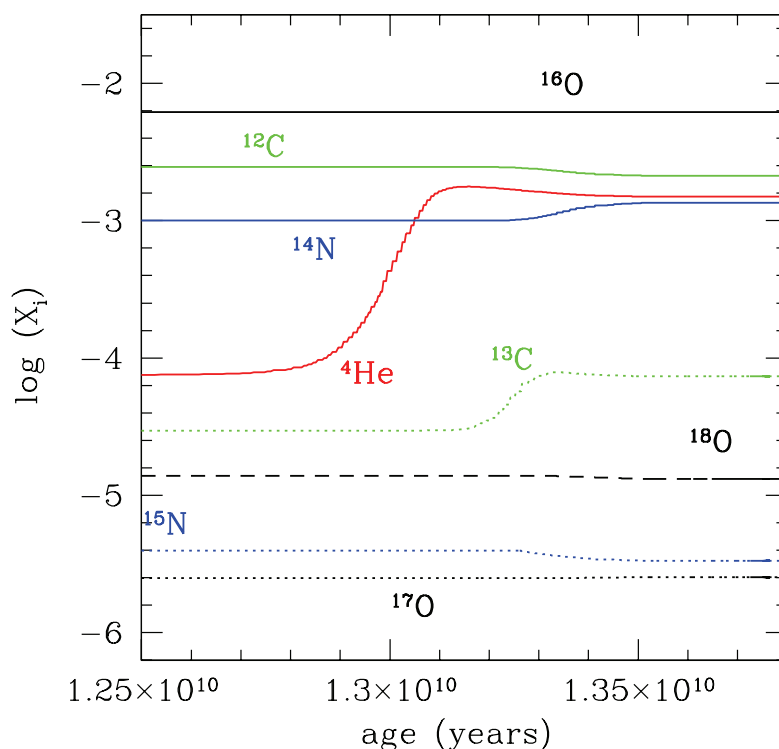


Figura 1.7: Variación de las abundancias en la superficie para un modelo de  $1 M_{\odot}$  y  $Z = Z_{\odot}$  (dadas por el logaritmo de la fracción de masa) después del *primer dragado*.

Como hemos visto en la Sección 1.1.1, durante la ascensión a lo largo de la RGB tiene lugar el *primer dragado*: la envoltura convectiva penetra hacia el interior y mezcla las capas externas con material que ha experimentado la combustión parcial de hidrógeno.

La superficie se ve enriquecida en  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{17}\text{O}$  y  $^{14}\text{N}$ , mientras que disminuyen las abundancias de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$  y  $^{18}\text{O}$  (ver Figura 1.7). La razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  desciende desde el valor inicial<sup>1</sup>, hasta un valor próximo a 20, mientras que la razón  $^{12}\text{C}/^{14}\text{N}$  desciende en un factor aproximado de 2.5. Los elementos ligeros, Li y Be, se destruyen prácticamente (e.g. Karakas 2003). En particular, el Li es un elemento bastante frágil y se destruye durante la mayoría de las fases de la evolución estelar, incluso a temperaturas relativamente bajas ( $2.5 \times 10^6$  K) mediante la reacción  $^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$  (e.g. Bodenheimer 1965).

Las abundancias químicas determinadas en las observaciones de estrellas RGB están cualitativamente en acuerdo con las predicciones de los modelos tras el *primer dragado* para estrellas de masa  $M \geq 2.5 M_{\odot}$  (e.g. El Eid 1994; Charbonnel 1994; Boothroyd & Sackmann 1999). Por debajo de este límite de masa, hay importantes discrepancias (e.g. Gilroy 1989; Gilroy & Brown 1991; Charbonnel et al. 1998), en particular se encuentran frecuentemente razones  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \leq 20$ , inferiores a las predichas teóricamente. Lo mismo sucede con la razón  $^{12}\text{C}/^{14}\text{N}$ , que también es menor observacionalmente respecto a lo que predicen los modelos (e.g. Charbonnel 1994). La razón de esta discrepancia no se conoce bien aunque se admite que debe existir un mecanismo adicional de mezcla capaz de transportar material de la envoltura hacia el interior de la estrella, hasta la región que ha experimentado la combustión del H. Este mecanismo se ha denominado a veces como *cool bottom process* (Wasserburg et al. 1995; Boothroyd & Sackmann 1999; Weiss et al. 2000) o *extra-mixing*, aunque su naturaleza física es aún objeto de debate. Se suelen atribuir múltiples causas para generar esta mezcla: difusión turbulenta (Denissenkov & Weiss 1996), rotación (Sweigart & Mengel 1979; Zahn 1992), campos magnéticos (Busso et al. 2007), etc. No obstante, es posible que exista más de un mecanismo que provoque este *extra-mixing*, cada uno con diferentes consecuencias desde el punto de vista de la nucleosíntesis. Un ejemplo característico que evidencia la existencia de esta mezcla no estándar es el hecho de observarse un buen número de estrellas ( $\sim 2\%$ ) gigantes (RGB) de Población I ricas en Li <sup>2</sup> (e.g. Charbonnel & Balachandran 2000; de La Reza 2000). En principio, durante la ascensión de la estrella por la RGB y, tras experimentar el *primer dragado*, todo el Li original<sup>3</sup> de la estrella habría sido teóricamente destruido. Se han propuesto básicamente dos escenarios para explicar estas sobreabundancias de Li. Uno intrínseco, en el que el Li se produce mediante un proceso de mezcla no estándar tras el *primer dragado*, y otro extrínseco, en el que el enriquecimiento del Li se debe a contaminación por materia proveniente de una nova cercana (dentro de un sistema binario, Jose & Hernanz 1997), o por la ingestión de un planeta (e.g. Montalbán & Rebolo 2002). Hasta el momento, los análisis químicos

<sup>1</sup>La razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  actual promedio encontrada en el medio interestelar es  $\sim 90$ . En el Sol esta razón es 89 (Anders & Grevesse 1989), por lo que este valor se puede considerar como el valor inicial típico.

<sup>2</sup>Se acepta que una estrella es rica en litio cuando su abundancia es  $\epsilon(\text{Li}) \gtrsim 1.5$ , donde la abundancia de litio se expresa como  $\epsilon(\text{Li}) = 12 + \log \frac{N(\text{Li})}{N(\text{H})}$ . Por otro lado, una estrella es súper-rica en litio si  $\epsilon(\text{Li}) \gtrsim 4.0$  (ver e.g. Abia et al. 1993).

<sup>3</sup>La abundancia actual del Li en el medio interestelar es  $\epsilon(\text{Li}) \sim 3.3$ .

realizados en las estrellas RGB ricas en Li (Castilho et al. 1999; Melo et al. 2005) serían compatibles con el escenario intrínseco. En cualquier caso, el origen del Li en estrellas en la RGB es un problema no resuelto y se necesitan modelos teóricos nuevos en este sentido (e.g. Palacios et al. 2001; Guandalini et al. 2009).

### 1.2.2 Segundo dragado

El *segundo dragado*, como se indicó en la Sección 1.1.2, tiene lugar durante la fase AGB temprana para las estrellas de masa aproximadamente entre  $4 \leq M/M_{\odot} \leq 8$ . Cualitativamente, tanto el primer como el *segundo dragado* tienen el mismo efecto: mezclan con la envoltura de la estrella los productos de la combustión de H (principalmente, los productos del ciclo CNO). Sin embargo, en el *segundo dragado* se mezcla con la superficie una cantidad considerable de material que ha experimentado la combustión completa del H. En contraste, el primer dragado mezcla el material de regiones que sólo han experimentado combustión parcial de H.

La consecuencia principal del *segundo dragado* es el aumento significativo de la abundancia superficial de  $^4\text{He}$ , ya que la envoltura convectiva penetra más allá de la discontinuidad H/He y mezcla los productos de la combustión del H. También se tiene un aumento considerable de la abundancia de  $^{14}\text{N}$  (en un factor  $\sim 2$ , e.g. Karakas 2003) y de la razón  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ , que se incrementa hasta en un factor  $\sim 7$  (e.g. El Eid 1994; Boothroyd & Sackmann 1999; Karakas 2003). Por otro lado, se producen pequeños cambios en las razones  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  y en las razones isotópicas del oxígeno  $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  (ver Karakas 2003).

Es difícil determinar, a priori, cuando una estrella está en la fase AGB temprana, aunque se podría seleccionar un conjunto de candidatos en base a su luminosidad y la apariencia del espectro (i.e. espectro sin bandas moleculares de carbono y otros productos de la nucleosíntesis típicos de la fase *TP-AGB*). Sin embargo, en la bibliografía no existe ningún análisis químico específico de estrellas en esta fase de evolución ya que son difíciles de reconocer debido a la incertidumbre inherente en la determinación de la luminosidad (ver Guandalini & Busso 2008). Para las estrellas que no experimentan el *segundo dragado* ( $M \lesssim 4 M_{\odot}$ ), el problema es aún más complicado ya que la envoltura permanece inalterada respecto al *primer dragado* y es muy difícil saber si la estrella está o no en la fase AGB-temprana. Sólo existiría el siempre incierto criterio de la luminosidad estelar (e.g.  $M_{\text{bol}} \lesssim -4$  para  $1 M_{\odot}$  y metalicidad solar, Vassiliadis & Wood 1993).

### 1.2.3 Tercer dragado

El *tercer dragado* enriquece la envoltura de la estrella con los productos de la nucleosíntesis interna durante la fase *TP-AGB*. Como resultado de la acción repetida del tercer dragado, gran cantidad de carbono (producto de la reacción  $3\alpha$ ) puede ser transportado a la envoltura de la estrella, eventualmente transformando a ésta en una estrella de carbono ( $\text{C/O} > 1$ ).



La transformación en una estrella de carbono depende críticamente de la metalicidad de la estrella y del tratamiento de la convección. Así por ejemplo, para una estrella de masa  $\sim 1 M_{\odot}$  y metalicidad solar, la penetración de la envoltura convectiva no es lo suficientemente profunda para alcanzar la intercapa de He (cuya composición en  $^{12}\text{C}$  es  $\sim 22\%$ ) y no se produce el *tercer dragado* (Straniero et al. 2003a). A metalicidad solar, el *tercer dragado* sólo ocurre en estrellas cuya masa sea mayor de  $\sim 1.3\text{--}1.5 M_{\odot}$  (Bessell et al. 1983; Karakas 2003; Straniero et al. 2003a). A metalicidades inferiores, este límite en masa se reduce sustancialmente aunque no existe un amplio consenso en este sentido. Por otro lado, como se explicará más adelante, en estrellas con masa  $\gtrsim 4 M_{\odot}$ , la temperatura en la base de la envoltura convectiva es lo suficientemente alta como para quemar el carbono (mediante el ciclo CN) dragado durante el *TDU*, inhibiendo así la formación de una estrella de carbono.

Los procesos de nucleosíntesis más interesantes en la fase *TP-AGB* ocurren fundamentalmente en dos lugares: en la zona entre la capa de combustión de hidrógeno y helio y, en estrellas de masa  $M \gtrsim 4 M_{\odot}$ , en la base de la envoltura convectiva mediante el proceso denominado *Hot bottom burning*, *HBB*. La nucleosíntesis en la capa de combustión de H y capa de combustión de He se complementa, además, con un procesado posterior de los productos de la combustión del H (principalmente  $^4\text{He}$  y  $^{14}\text{N}$ ) y combustión de He (principalmente  $^{12}\text{C}$ ) debido a la acción repetida de los dragados. De esta manera, los productos de la capa de combustión de He pueden capturar parte de los protones existentes en la capa de combustión de hidrógeno dando lugar, por ejemplo, a la formación del ya mencionado  $^{13}\text{C}$  – *pocket*. Asimismo, los productos de la combustión del hidrógeno pueden sufrir un procesado posterior al capturar partículas  $\alpha$ . Este es el caso del  $^{14}\text{N}$ , que mediante capturas  $\alpha$  se transforma en  $^{22}\text{Ne}$ . Se piensa que esta clase de procesos termonucleares son responsables de la producción de especies químicas tales como  $^{19}\text{F}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Al}$  y  $^{27}\text{Al}$  (Forestini et al. 1992; Forestini & Charbonnel 1997; Mowlavi 1999) durante la fase *TP-AGB*.

Como se ha mencionado en la Sección 1.1.2, en la intercapa de He se liberan una gran cantidad de neutrones mediante las reacciones  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  (estrellas de baja masa) y  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  (estrellas de masa intermedia), esta última durante los pulsos térmicos. La captura de estos neutrones por los elementos del grupo del hierro (... Mn, Fe, Co, Ni ...) desencadena la nucleosíntesis de elementos-*s*. Un núcleo particular captura neutrones hasta que se transforma en un isótopo que sea inestable frente a la desintegración  $\beta^-$ , esto es, hasta que su vida media sea más corta que el ritmo de captura de neutrones. A densidades de neutrones relativamente bajas,  $\leq 10^8 \text{ cm}^{-3}$  (Busso et al. 1999), normalmente se tiene un tiempo característico de captura de neutrones  $\tau_n > \tau_{\beta^-}$ , por lo que el núcleo inestable (de número atómico  $Z$ ) decae y se convierte en el núcleo con número atómico superior ( $Z + 1$ ). A los elementos originados de esta manera se les denomina *elementos-s*. En contraposición, en el *proceso-r* (captura neutrónica rápida,  $\tau_n \ll \tau_{\beta^-}$ ), la densidad de neutrones es muy alta ( $\geq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) y se forman núcleos muy ricos en neutrones antes de

decaer mediante desintegración  $\beta^-$ . Mientras que el proceso- $s$  ocurre fundamentalmente en las estrellas AGB, el proceso- $r$  tiene lugar en condiciones muy distintas, como en supernovas gravitacionales, fusión de estrellas de neutrones, etc., y es el responsable de la formación de la mayoría de los elementos más allá del  $^{209}\text{Bi}$  (ver Clayton 1983).

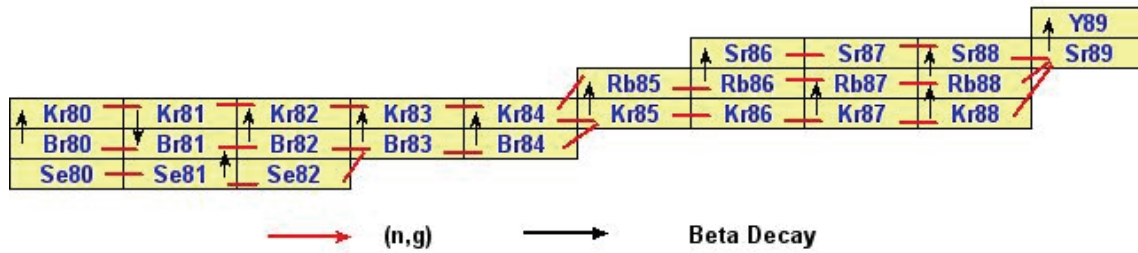


Figura 1.8: Representación de la tabla de núcleos en la región correspondiente a la ramificación del proceso- $s$  para el núcleo  $^{85}\text{Kr}$ . Las flechas de color negro indican los núcleos que decaen mediante desintegración  $\beta^-$ , las líneas de color rojo indican los núcleos que capturan neutrones.

El proceso- $s$  puede tener ramificaciones (*branchings*) cuando  $\tau_n \approx \tau_{\beta^-}$ . Este es el caso, por ejemplo, de los isótopos  $^{85}\text{Kr}$  y  $^{95}\text{Zr}$  (ver Figura 1.8). Estas ramificaciones pueden ser utilizadas observacionalmente para determinar las condiciones físicas del proceso- $s$  (temperatura, densidad y  $N_n$ ). De hecho, a través del estudio de las razones observadas  $[\text{Rb}/\text{Sr}, \text{Y}, \text{Zr}]$  en estrellas AGB de tipo MS, S (Lambert et al. 1995) y C (Abia et al. 2001) y su contraste con las predicciones teóricas, se ha concluido que el proceso- $s$  ocurre preferentemente en estrellas de masa baja ( $\lesssim 2.5 M_\odot$ ) siendo la principal fuente de neutrones la reacción  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ . En relación a la fuente de neutrones del proceso- $s$ , uno de los problemas más importantes en la actualidad es la formación del  $^{13}\text{C}$ -pocket. No se conoce todavía un mecanismo físico capaz de mezclar protones desde la envoltura hasta la zona entre la capa de H y He, lo que constituye uno de los problemas más interesantes en la fase AGB. Normalmente, la extensión en masa de este  $^{13}\text{C}$ -pocket se parametriza de manera que la distribución de elementos- $s$  resultante en un modelo de  $1.5 M_\odot$  y  $Z \sim 1/2 Z_\odot$  sea compatible con la distribución observada de la componente principal del proceso- $s$  en el Sistema Solar. Este ajuste corresponde a una masa de  $^{13}\text{C}$  de aproximadamente  $4 \times 10^{-6} M_\odot$  (ver Gallino et al. 1998), el cual ha sido denominado como el caso *estándar* (*ST*) en la elección de este parámetro. Sin embargo, las abundancias relativas de elementos- $s$  observadas en estrellas AGB y post-AGB tanto galácticas como extra-galácticas, muestran que es necesaria una dispersión en torno al caso *ST* en cuanto a la elección de la masa del  $^{13}\text{C}$ -pocket (Busso et al. 2001; Abia et al. 2002; de Laverny et al. 2006; Reyniers et al. 2004).

Es importante señalar, que el patrón de abundancias resultante del proceso- $s$  depende enormemente de la metalicidad inicial de la estrella (Busso et al. 1999; Gallino et al. 2006) sobre la base de que la reacción  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  es la principal fuente de neutrones. En las

estrellas pobres en metales, se tienen un mayor número de neutrones por núcleo *semilla*, lo que es equivalente a una mayor exposición neutrónica, por lo que el proceso-*s* produce fundamentalmente los elementos más pesados (Bi y Pb) en relación a los elementos-*s* del primer pico ( $Z \sim 40$ ) o del segundo ( $Z \sim 56$ ). A metalicidad solar, se forman predominantemente los elementos-*s* ligeros como Sr, Y y Zr. A metalicidades  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.5$ <sup>4</sup> los elementos-*s* del segundo pico (Ba, La, Ce, Nd y Sm) alcanzan su máximo enriquecimiento (ver Figura 1.9). Esta predicción concuerda de manera excelente con las abundancias observadas en estrellas AGB de diferentes tipos espectrales y metalicidad (e.g. Busso et al. 2001; Abia et al. 2002). No existen estudios detallados del proceso-*s* en estrellas de masa intermedia, aunque existe un amplio consenso en el sentido de que en estas estrellas, la reacción  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , activada durante los pulsos térmicos, sería la principal fuente de neutrones. La distribución de elementos-*s* esperada sería distinta a aquella obtenida en estrellas de baja masa dada la diferente densidad de neutrones originada por la anterior reacción. No está claro tampoco cuál sería el enriquecimiento ( $[\text{X}/\text{Fe}]$ ) de elementos-*s* de la envoltura puesto que la dilución (dado el enorme tamaño en masa de ésta) sería considerable.

Por último, nos ocuparemos de la nucleosíntesis en la base de la envoltura convectiva (*Hot Bottom Burning*, Iben 1973). En las estrellas de masa  $M \gtrsim 4 M_{\odot}$ , durante la fase AGB, la base de la envoltura convectiva puede alcanzar temperaturas lo suficientemente altas ( $> 3-4 \times 10^7$  K) para quemar el hidrógeno mediante el ciclo CN. Como consecuencia, a pesar del *TDU*, tales estrellas no se transformarían en un estrella de carbono. Durante la fase AGB serían pues, estrellas ricas en oxígeno ( $\text{C}/\text{O} < 1$ ), presentarían razones isotópicas  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  bajas y estarían enriquecidas en  $^{14}\text{N}$ . El litio puede ser producido también en las estrellas que experimentan *HBB* mediante el mecanismo de Cameron & Fowler (1971), a través de la reacción  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ , siempre que el  $^7\text{Be}$  se transporte rápidamente a zonas más frías de la envoltura donde decaería a través de  $^7\text{Be}(e^-, \nu)^7\text{Li}$ , evitándose que el Li producido sea destruido por reacciones de captura de protones y/o partículas alfa. Las estrellas AGB ricas en oxígeno y super-ricas en Li (Plez et al. 1993; Smith et al. 1995; García-Hernández et al. 2007) pueden ser explicadas mediante este mecanismo (e.g. Sackmann & Boothroyd 1991). Sin embargo, también se ha detectado la presencia de Li en estrellas AGB de carbono de baja masa (Abia et al. 1991, 1993, 1997; Uttenthaler et al. 2008) donde no funciona el *HBB*. En estas estrellas se requiere, de nuevo, la existencia de un mecanismo de mezcla no estándar, tipo *Cool Bottom Process*, que inicialmente lleve  $^3\text{He}$  hacia el interior donde pueda ser quemado mediante la cadena pp, y un posterior transporte lo suficientemente rápido del  $^7\text{Be}$  producido a capas más frías donde decaería en  $^7\text{Li}$ . La existencia de mecanismos de mezcla no estándar en las estrellas AGB de baja masa es necesario también para explicar algunas anomalías isotópicas encontradas en las observaciones de estas estrellas. Concretamente, en estrellas de tipo espectral N con  $\text{C}/\text{O} \sim 1$ , se han encontrado anomalías en las abundancias isotópicas de oxígeno ( $550 \leq ^{16}\text{O}/^{17}\text{O} \leq 4100$ ,  $700 \leq ^{16}\text{O}/^{18}\text{O} \leq 2400$ ) mucho mayores que

---

<sup>4</sup> $[\text{Fe}/\text{H}] = \log(\text{Fe}/\text{H})_* - \log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}$

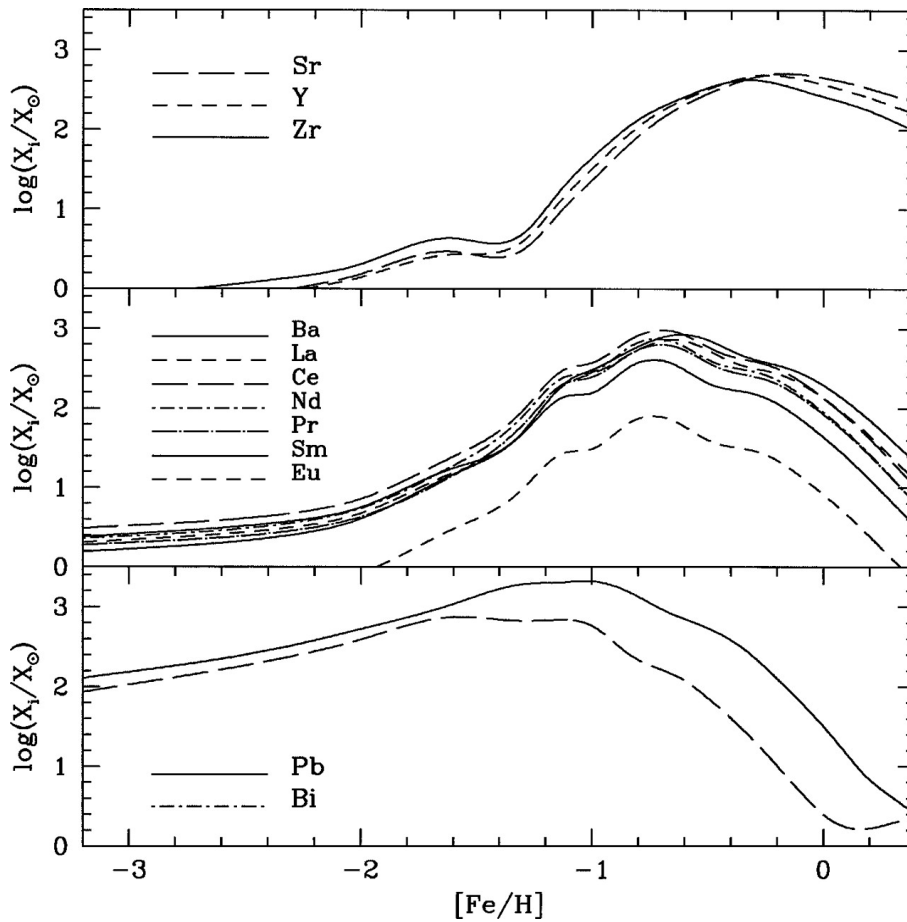


Figura 1.9: Logaritmo de la fracción en masa (relativo al Sol) correspondiente a la producción de distintos elementos-*s* en función de la metalicidad, según los modelos para una estrella en la fase AGB de  $2 M_\odot$ . Figura tomada de Busso et al. (1999).

las predicciones de los modelos (e.g. Harris et al. 1987), y en las razones isotópicas de carbono ( $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} < 30$ ) y nitrógeno ( $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} < 15$ ) tanto en estrellas (Ohnaka & Tuzji 1996; Abia et al. 2002) como en granos de SiC en meteoritos (e.g. Nittler et al. 1995; Amari et al. 1997).



# 2

---

## Clasificación y propiedades de las estrellas de carbono

**E**n este capítulo se resumen las características de los diferentes tipos de estrellas de carbono, con especial atención a las estrellas de tipo espectral R. Dentro de las poblaciones de estrellas gigantes de carbono se distinguen los tipos espectrales N, SC, R, J y CH. Existen además estrellas de carbono enanas, subenanas y estrellas ricas en carbono post-AGB. Los artículos de revisión de Wallerstein & Knapp (1998) y Abia et al. (2003) constituyen una excelente fuente de información acerca de este tipo de estrellas.

### 2.1 Clasificación espectral de las estrellas de carbono

La clasificación espectral clásica de las estrellas de carbono está basada en la apariencia de sus espectros en el visible. Clasificar las estrellas de carbono correctamente es una tarea complicada, debido a que sus espectros en el visible, al menos a baja resolución espectral, son bastante similares. Esto ha provocado que los criterios de clasificación se hayan modificado continuamente a lo largo de la historia, por lo que es frecuente encontrar que una misma estrella es clasificada de forma diferente según el autor considerado. Todavía no existe un sistema de clasificación plenamente satisfactorio, aunque es de esperar que el uso de alta resolución espectral sea la base para desarrollar métodos de clasificación computacional eficientes que nos ayuden a resolver el problema (como el desarrollado para clasificar las estrellas de tipo B-K por Bailer-Jones 1997) o, alternativamente, utilizar otras longitudes de onda como la clasificación espectral infrarroja desarrollada por el satélite IRAS (Helou & Walker 1988).

Las estrellas de carbono fueron reconocidas por primera vez por Secchi (1868) al observar espectros de estrellas gigantes rojas que poseían bandas peculiares en su espectro. Posteriormente, Rufus (1916), identificó estas bandas peculiares como debidas a la pre-

sencia de moléculas que contenían carbono ( $C_2$ , CN, CH, etc.). Pickering (1890) propuso la clasificación de las estrellas de carbono más frías como tipo espectral N, mientras que Fleming & Pickering (1908) clasificaron por primera vez las estrellas más azules y calientes como estrellas de tipo R.

La primera subdivisión real de las estrellas de carbono se produjo en el catálogo Henry Draper (Cannon & Pickering 1918) desarrollado en Harvard. En el catálogo Henry Draper, las estrellas de tipo espectral N fueron subdivididas en tipos Na, Nb y Nc en orden creciente según el enrojecimiento del espectro (la extensión del espectro de las estrellas de tipo Nc no llegaba más allá de la línea de  $H_\beta$ ), mientras que las estrellas de tipo espectral R se subdividieron en tipos R0, R3, R5 y R8 en orden decreciente según la extensión del espectro hacia el violeta. En aquel entonces, ya se puso de manifiesto la dificultad para distinguir el espectro de las estrellas R más frías y las estrellas de tipo N. El catálogo Henry Draper fue revisado por Shane (1928) quién dividió las estrellas de tipo R en subtipos R0-R4 para las estrellas más calientes o tempranas (con espectros equivalentes a las estrellas gigantes de tipo K), mientras que las estrellas R frías o tardías se subdividieron en los tipos R5-R8 (espectro equivalente a las estrellas de tipo M). De igual manera, las estrellas de tipo N se dividieron en subtipos N1-N9 en orden decreciente de temperatura efectiva.

Sin embargo, todas las estrellas de tipo R y N se unieron en una misma clase espectral, C, en la clasificación realizada por Keenan & Morgan (1941). En este sistema, las estrellas de carbono se clasificaban mediante un índice de temperatura (medido a partir de líneas atómicas y moleculares sensibles a variaciones de temperatura) y un índice de intensidad de las bandas moleculares Swan de  $C_2$  a  $\lambda$  5165 y  $\lambda$  5635 Å, como medida de la razón C/O de cada estrella, donde las estrellas más ricas en carbono tenían un mayor índice. Esta nueva clasificación demostró no ser adecuada, principalmente porque no se recogía la diferente naturaleza de las estrellas R y N, cuyas propiedades observacionales parecían ser diferentes (composición química, luminosidad, distribución en la Galaxia, cinemática, rango de temperaturas efectivas, etc.), lo que indicaría que las estrellas R y N constituían dos poblaciones estelares diferentes (nos extenderemos en estos detalles en la Sección 2.6). Sin embargo, debido a la gran similitud entre el espectro de las estrellas R-frías y N, Eggen (1972) reclasificó las estrellas R-frías como estrellas de tipo N y consideró las estrellas R-calientes como estrellas de distinta clase. De la misma manera, Lloyd-Evans (1986) reclasificó varias estrellas clasificadas como R-frías a tipo espectral N basándose en sus colores y en la intensidad de las bandas moleculares de su espectro.

Un tercer tipo de estrellas de carbono, caracterizadas por ser pobres en metales y situadas principalmente en el halo de la Galaxia, está constituido por las estrellas de tipo espectral CH. Se denominan así por la intensidad de las bandas moleculares de CH en la parte azul de su espectro, especialmente la banda G a unos 4300 Å (Keenan 1942). Yamashita (1975) utilizó el término *CH-like* para designar las estrellas con espectro de tipo CH pero con velocidades radiales relativamente bajas (unos 50 km/s frente a los 100–200

km/s para las estrellas CH del halo según Hartwick & Cowley 1985), aunque en una revisión reciente de su espectro, Keenan (1993) las clasificó simplemente como CH ya que la clasificación espectral debe ser independiente de la velocidad radial. Las estrellas CH poseen parámetros atmosféricos y luminosidades similares a las de las estrellas R-calientes, lo que las hace muy difícil de distinguir de éstas a baja resolución espectral. Además, algunas estrellas R-calientes también poseen la banda G muy intensa. La diferencia fundamental estriba en que el espectro de las estrellas CH refleja una menor metalicidad y la presencia de sobreabundancias de elementos-*s* (ver Goswami 2005 para más criterios sobre su distinción).

Bouigue (1954) acuñó el término J para designar a las estrellas de carbono que poseían bandas isotópicas  $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$  a  $\lambda$  6168 Å anormalmente intensas con respecto a  $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$  a  $\lambda$  6122 Å (la intensidad de las bandas a  $\lambda$  6168 Å era del orden de la mitad de la intensidad de las bandas a  $\lambda$  6122 Å), constituyendo otro tipo espectral de estrellas con propiedades muy similares a las estrellas R pero más frías y luminosas que éstas. En la actualidad se debate sobre la posibilidad de que las estrellas J sean las descendientes evolutivas de las estrellas R-calientes debido a su similitud en cuanto abundancias químicas se refiere (ver Sección 2.5).

La actual clasificación espectral de las estrellas de carbono en el visible se debe a Keenan (1993). En ella se indica la letra C que caracteriza al objeto como una estrella de carbono seguida del tipo correspondiente (R, N, CH, J o Hd para las estrellas de carbono deficientes en hidrógeno), un número (1-9 para las estrellas N y 0-6 para las R y CH) indicando su temperatura (más fría cuanto más alto el número), la clase de luminosidad (I-IV; en ocasiones acompañado de una letra 'a, b' que indica diferencias de luminosidad dentro de la misma clase, siendo las estrellas 'a' las más luminosas), un índice  $\text{C}_2$  (1-8) que es una medida de la razón C/O de la estrella (más rica en carbono cuanto más alto el número), y en el caso de las estrellas de tipo espectral J, un índice J (0-7) que indica la abundancia de  $^{13}\text{C}$  (más rica en  $^{13}\text{C}$  cuanto más alto el número). Una estrella de tipo R tiene típicamente un índice J = 2.5–4, una estrella de tipo N tiene un índice J = 1.5–3 mientras que una estrella de tipo espectral J tiene un índice J >4. La intensidad de las bandas de  $\text{C}_2$  suele medirse, como se ha dicho, mediante las bandas de Swan a  $\lambda$  5165 y  $\lambda$  5635 Å y mediante las bandas de Ballik-Ramsey en el infrarrojo (1.77  $\mu\text{m}$ ). La abundancia de  $^{13}\text{C}$  se mide usualmente a partir de la razón de la intensidad de las bandas  $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$   $\lambda$  4737 Å y  $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$   $\lambda$  4744 Å,  $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$   $\lambda$  6192 Å y  $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$   $\lambda$  6168 Å, y por último,  $^{12}\text{C}^{14}\text{N}$   $\lambda$  6206 Å y  $^{13}\text{C}^{14}\text{N}$   $\lambda$  6220 Å. En ocasiones se utilizan otros índices como el índice Li (referido a la abundancia de litio, utilizando usualmente la línea a  $\lambda$  6707 Å), el índice CH (referido a la intensidad de las bandas de CH, e.g.,  $\lambda$  4300 Å), el índice CN (referido a la intensidad de las bandas de CN, e.g.,  $3850 \leq \lambda \leq 4220$  Å;  $\lambda \geq 5800$  Å) o el índice MS (intensidad de las bandas de Merrill-Sanford asociadas a la molécula  $\text{SiC}_2$ , e.g.,  $\lambda$  4350, 4480, 4796 Å.), para estrellas con espectros peculiares.



Hay que señalar que en el sistema de Keenan, la clasificación como tipo espectral R únicamente se refiere a las estrellas R-calientes clásicas. Las estrellas designadas anteriormente como R-frías se han incluido en las estrellas de tipo espectral J o N, y a veces se las refiere también como la clase C-RN. De hecho, las estrellas R-frías son los objetos que presentan un mayor problema de clasificación en este sistema y el propio Keenan sugiere poner un símbolo de incertidumbre (:) en los tipos espectrales posteriores a R4.

En el atlas espectral de Barnbaum et al. (1996) pueden encontrarse ejemplos de estrellas de carbono clasificadas siguiendo este sistema propuesto por Keenan (1993). En la Figura 2.1 se compara el espectro en el óptico de varios tipos de estrellas de carbono pertenecientes a este atlas espectral. Se observa que las estrella de tipo J (HD 10636) y la de tipo N (TV Lac) presentan un flujo mayor en la parte roja del espectro que la estrella de tipo R (HIP 8 4266, incluida en nuestro análisis) ó CH (HD 5223). En la parte azul del espectro se aprecia como en la estrella de tipo N apenas existe flujo debido a la absorción molecular (bandas de CN y CH, y posiblemente también de  $C_3$ ) y a las bajas temperaturas de su atmósfera ( $T_{ef} < 3500$  K). Obsérvese que los espectros de la estrella R y la estrella CH son muy parecidos a la resolución que posee este atlas ( $\sim 3 \text{ \AA}$ ). De la misma manera, los espectros de la estrella de tipo espectral J y de tipo N, son también similares.

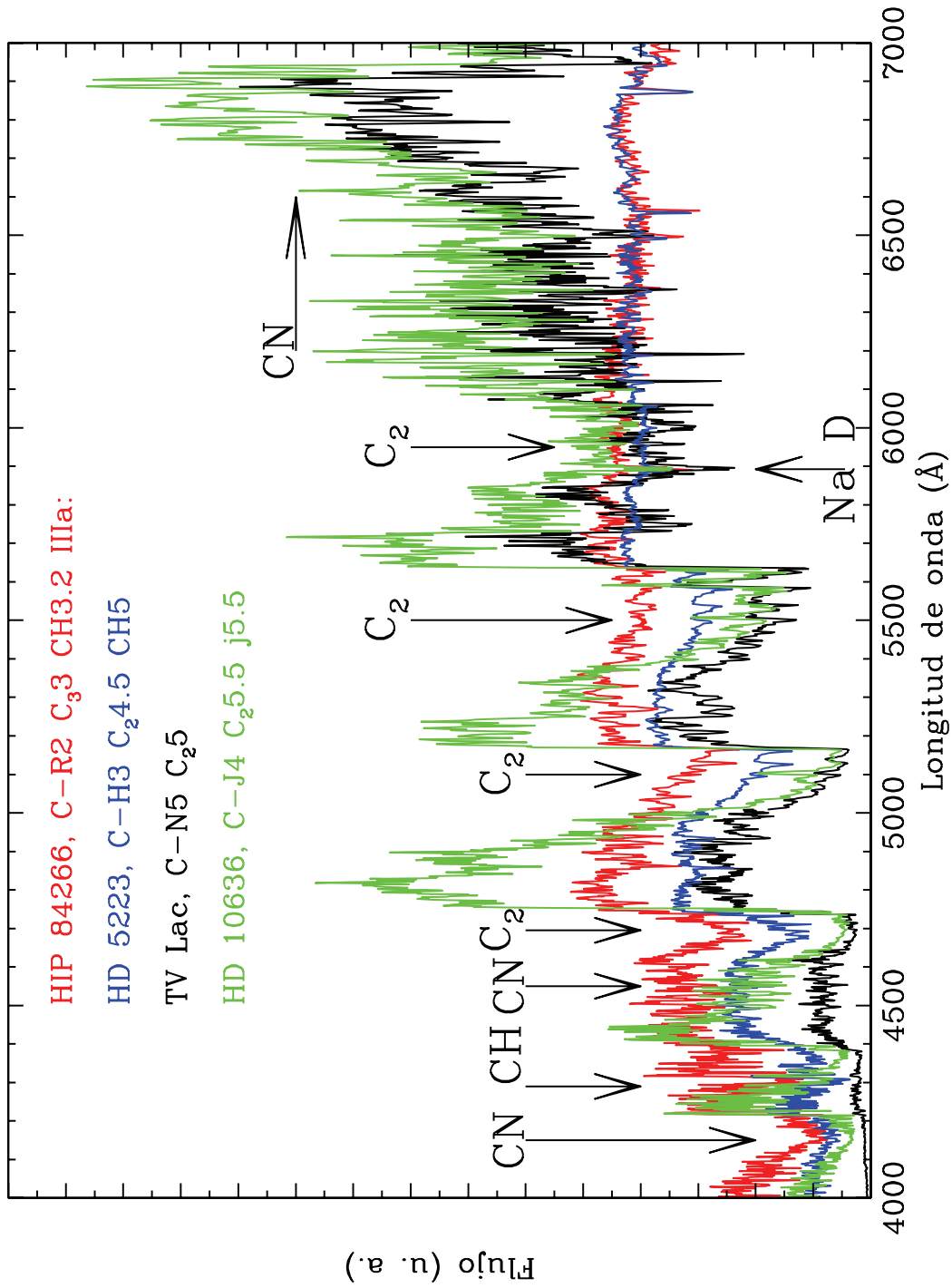


Figura 2.1: Comparación de los espectros en el óptico ( $\lambda$  4000–7000 Å) de varias estrellas de carbono de distintos tipos espectrales: HIP 84266 (R), HD 10636 (J), HD 5223 (CH) y TV Lac (N). Se indica la posición de las bandas moleculares más prominentes (CN, C<sub>2</sub> y CH) y del doblete de Na I (Na D).

## 2.2 Las estrellas de carbono de tipo espectral N

Las estrellas de carbono normales, o de tipo espectral N, son el resultado natural de la mezcla de carbono en la envoltura estelar por la acción continuada del *TDU* y los pulsos térmicos durante la fase AGB. La razón C/O derivada en ellas (e.g. Lambert et al. 1986) no excede en mucho la unidad, típicamente  $C/O \leq 1.6$ . Teóricamente, en las estrellas AGB de carbono, la razón C/O puede ser muy superior a la unidad. Esta aparente contradicción puede explicarse debido a que la intensa pérdida de masa durante la fase AGB frecuentemente reviste a la estrella con una envoltura circumestelar de polvo que es opaca a las longitudes de onda del visible. Por ello es difícil “ver” estrellas de carbono con una razón C/O mucho mayor que la unidad.

En cuanto a su composición química, los análisis pioneros de Utsumi (1970, 1985) encontraron que las estrellas N poseían, típicamente, metalicidad solar y abundancias de elementos-*s* enriquecidas en un factor 10 con respecto al Sol. Recordemos que el enriquecimiento de un elemento X con respecto a un elemento Y, referido al Sol, suele notarse mediante  $[X/Y]^1$ . Así los enriquecimientos de elementos-*s* suelen expresarse como  $[ls/Fe]$  y  $[hs/Fe]$ , donde *ls* hace referencia a los elementos-*s* ligeros (Sr, Y y Zr) y *hs* hace referencia a los elementos-*s* pesados (Ba, Nd, La, Sm) respectivamente. Estudios más recientes como el realizado por Abia et al. (2001, 2002) sobre una amplia muestra de estrellas N han confirmado que las estrellas N, tienen metalicidad solar pero un promedio  $\langle [ls/Fe] \rangle = 0.67 \pm 0.10$  y  $\langle [hs/Fe] \rangle = 0.52 \pm 0.29$ , valores bastante menores que los derivados por Utsumi. Estos enriquecimientos están en mejor acuerdo con las predicciones de los modelos (ver e.g. Gallino et al. 1998; Busso et al. 2001 y Cristallo 2006). En lo referente a la masa de las estrellas N, Abia et al. (2001) estudiaron el patrón de abundancias de elementos-*s* y su relación con la fuente de neutrones dominante en el proceso-*s* para razones C/O no muy superiores a 1, tal y como se observa, mostrando que tienen una masa típica  $M \leq 3 M_{\odot}$ , por lo que pueden considerarse como estrellas de baja masa.

Otra magnitud de especial relevancia en la caracterización de las estrellas de carbono es la razón isotópica  $^{12}C/^{13}C$ . En las estrellas N, las razones  $^{12}C/^{13}C$  observadas presentan bastante dispersión. Algunos autores dan un valor medio de 60 (e.g. Lambert et al. 1986; de Laverny & Gustafsson 1998, 1999) sin embargo, un número significativo de estrellas N tienen  $^{12}C/^{13}C < 25$  (ver e.g. Abia et al. 2002; Ohnaka & Tsuji 1996). Como se dijo en la Sección 1.2.1, en las estrellas de baja masa en la fase RGB también se encuentran razones bajas  $^{12}C/^{13}C \sim 5-10$ , que no pueden explicarse mediante los modelos de evolución estelar estándar. Estas razones bajas son interpretadas como evidencia de la existencia de algún fenómeno de mezcla peculiar. Aún teniendo en cuenta este proceso en la fase RGB, durante la evolución en la fase AGB, la razón  $^{12}C/^{13}C$  debería aumentar progresivamente debido a la acción del *tercer dragado* y, por lo tanto observarse  $^{12}C/^{13}C \gg 25$ . Por ello se piensa que

---

<sup>1</sup> $[X/Y] = \log(X/Y)_{estrella} - \log(X/Y)_{\odot}$

esta discrepancia podría ser consecuencia de un proceso similar de mezcla no estándar que afectaría principalmente a las estrellas AGB de baja masa (Wasserburg et al. 1995). Otro argumento a favor de la existencia de mecanismos de mezcla no estándar en las estrellas AGB es la detección de litio en un número considerable de ellas. Es bien conocido que las estrellas diluyen/destruyen su contenido superficial en Li conforme la envoltura se extiende hacia el interior estelar. Cálculos de esta dilución (e.g. Deliyannis et al. 1990) muestran que una estrella de baja masa ( $\lesssim 2 M_{\odot}$ ) destruye prácticamente todo su contenido en Li inicial al llegar a la fase AGB. Sin embargo, el litio puede producirse en las estrellas AGB más masivas ( $M \gtrsim 4 M_{\odot}$ ) mediante el mecanismo propuesto por Cameron & Fowler (1971). El 3% de las estrellas de carbono de tipo N observadas muestra sobreabundancias de litio ( $\epsilon(\text{Li}) \geq 1.5$ ), y unas pocas son super ricas en litio ( $\epsilon(\text{Li}) \geq 4.0$ ; Abia et al. 1993). Dado que las estrellas N poseen masas típicamente  $\lesssim 3 M_{\odot}$ , no producirían litio mediante el mecanismo de Cameron & Fowler asociado al *HBB*, por lo que se requiere la operación de nuevo, de un proceso de mezcla no estándar para explicar esta anomalía en la abundancia de Li (e.g. Abia & Isern 1997; Domínguez et al. 2004).

En cuanto a la posible binariedad (naturaleza extrínseca) de las estrellas N, Abia et al. (2002) demuestran que, para metalicidades próximas a la solar, es muy difícil obtener una estrella de carbono mediante transferencia de masa en un sistema binario (ver Capítulo 6, Tabla 6.5). Así, según estos autores, la metalicidad límite máxima para formar una estrella de carbono extrínseca sería  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.4$  a  $-0.3$ . El proceso está favorecido significativamente a metalicidades bajas, fundamentalmente porque el contenido inicial de O es menor (ver Capítulo 6). Observacionalmente, la forma más usual de determinar la binariedad o no de una estrella es estudiar las variaciones de su velocidad radial a lo largo del tiempo. Este método no es del todo fiable en nuestro caso, puesto que las estrellas AGB suelen ser variables de largo periodo y sufren movimientos atmosféricos debido a la pulsación estelar que podrían enmascarar variaciones radiales en la velocidad radial de la estrella.

Una alternativa más directa para dilucidar sobre la naturaleza intrínseca o extrínseca de una estrella de carbono es la detección de  $^{99}\text{Tc}$ . Este isótopo radiactivo tiene una vida media de  $2.1 \times 10^5$  años, inferior a la duración de la fase AGB. Por lo tanto, la detección de  $^{99}\text{Tc}$  es señal inequívoca de nucleosíntesis interna y mezcla en la estrella. Desafortunadamente, el problema de esta técnica es que en la región espectral donde se encuentran las líneas de Tc más intensas ( $\lambda \sim 4260 \text{ \AA}$ ), el espectro de las estrellas N suele ser muy débil y poblado de absorciones moleculares. Un método algo menos directo, originado por la pérdida de masa, es medir el exceso infrarrojo a fin de confirmar la existencia de una envoltura de polvo, característica de las estrellas AGB. En las estrellas N de Abia et al. (2001, 2002) se detectó Tc en el 60% de ellas, mientras que el 95% de las estrellas presentaban exceso infrarrojo. Estos porcentajes indican, claramente, que las estrellas N son probablemente intrínsecas.

Por último señalar que existe otro método para dilucidar esta cuestión. Éste consiste en estudiar la razón  $[\text{Zr}/\text{Nb}]$ . El único isótopo estable de Nb ( $^{93}\text{Nb}$ ) tiene su origen en la

desintegración del isótopo  $^{93}\text{Zr}$  ( $\tau_{1/2} = 1.5 \times 10^6$  años), producido durante el proceso-*s*. De esta manera, si en una estrella encontramos una razón  $[\text{Zr}/\text{Nb}]$  alta ( $\geq 0.5$ ), significa que las sobreabundancias de los elementos-*s* observadas se habrían producido de una manera intrínseca, mientras que si encontramos  $[\text{Zr}/\text{Nb}] \sim 0$  o inferior, significaría que el  $^{93}\text{Zr}$  ha tenido suficiente tiempo de decaer en Nb sin ser reemplazado y que, por lo tanto, no existiría una producción *in situ* de elementos-*s* y, en definitiva, la estrella sería extrínseca (ver e.g. Ivans et al. 2005).

### 2.3 Las estrellas de carbono de tipo espectral SC

Las estrellas de tipo SC son estrellas AGB con una razón C/O muy próxima a la unidad (dentro del 1% o incluso menos). Son poco numerosas y se distinguen de las estrellas N por la gran intensidad de las líneas del doblete del sodio NaD a  $\lambda$  5889.97 y  $\lambda$  5895.94 Å (Keenan & Boeshaar 1980). Como la razón C/O está muy próxima a uno, el equilibrio químico entre oxígeno y carbono en la atmósfera hace que las bandas moleculares de óxidos metálicos y las moléculas de carbono sean relativamente débiles, lo que permite la detección de una gran cantidad de líneas atómicas.

En cuanto a la secuencia de evolución espectral, se piensa las estrellas SC se encuentran en la fase AGB pero que están menos evolucionadas, en general, que las estrellas N. Es ampliamente aceptado que el contenido en carbono de la envoltura aumenta en la secuencia espectral  $\text{M} \rightarrow \text{MS} \rightarrow \text{S} \rightarrow \text{SC} \rightarrow \text{N}$  (Iben & Renzini 1983), donde las estrellas de tipo espectral N tienen una razón de abundancias C/O  $> 1$ , mientras que las estrellas M tienen, típicamente, una razón solar C/O  $\sim 0.5$ . En esta secuencia las estrellas tipo SC tendrían C/O  $\approx 1$ . Por otra parte, las estrellas de tipo espectral SC presentan razones isotópicas  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  inferiores en media que las de las estrellas N (ver e.g. Ohnaka & Tsuji 1996), algunas tienen incluso valores próximos al de equilibrio del ciclo CNO ( $\sim 4$ ). En cuanto a los elementos-*s*, éstas muestran un enriquecimiento medio  $\langle [s/\text{Fe}] \rangle = 1.06 \pm 0.27$  (Abia & Wallerstein 1998), un factor 2-3 mayor que las estrellas N. Este resultado podría estar en contradicción con el hecho de que, aparentemente, las estrellas SC se encuentren en un estado evolutivo anterior a las estrellas N. Abia et al. (2001) mostraron que el enriquecimiento de elementos-*s* de las estrellas SC y N podría reconciliarse (dentro de los errores), cuando ambos tipos de estrellas se analizan de manera homogénea, en particular respecto a la elección de los modelos de atmósfera. Hay que notar, que cuando la razón C/O es muy cercana a la unidad, la estructura del modelo de atmósfera cambia enormemente dependiendo de las aproximaciones realizadas en su construcción; elección de opacidades del continuo, moléculas consideradas en el equilibrio químico etc., por lo que la elección del modelo de atmósfera en el análisis es crítica. Este hecho se pone de manifiesto en la alta sensibilidad de las abundancias derivadas de cualquier especie a cambios mínimos en los parámetros atmosféricos. En el Capítulo 5 se comprobará este hecho con las estrellas SC

analizadas aquí.

Bergeat et al. (2002a) estudiaron la función de luminosidad de las estrellas de carbono de la Galaxia y encontraron que las estrellas SC de su muestra (5 estrellas) están entre las estrellas más brillantes, con una magnitud bolométrica  $-7.0 \leq M_{\text{bol}} \leq -5.5$ . Si comparamos con los modelos de evolución estelar, tales magnitudes corresponden a estrellas de masa  $M \gtrsim 4 M_{\odot}$  con metalicidad solar durante la fase AGB. Recientemente, Guandalini & Busso (2008) han derivado la función de luminosidad de estrellas de tipo espectral S y SC, encontrando que las estrellas SC efectivamente están entre las estrellas AGB más brillantes ( $-6.0 \leq M_{\text{bol}} \leq -5.0$ ). Guandalini & Busso sugieren entonces que la secuencia  $M \rightarrow MS \rightarrow S \rightarrow SC \rightarrow N$  puede no ser adecuada para estas estrellas. De hecho, estos autores proponen que las estrellas SC podrían ser objetos más masivos ( $M \gtrsim 4 M_{\odot}$ ) con  $C/O \sim 1$  por un breve intervalo de tiempo en la fase AGB. Sin embargo, utilizando las paralajes de *Hipparcos* reprocesadas por Knapp et al. (2003) en estas estrellas, se obtienen luminosidades similares a las de las estrellas de tipo N (ver Capítulo 3). La cuestión pues, está bastante abierta.

Ahondando sobre la posibilidad que las estrellas SC sean objetos relativamente masivos, es conocido que las estrellas de masa  $M \gtrsim 4 M_{\odot}$  experimentan el *HBB*, cuya principal consecuencia es la disminución de la razones  $C/O$  y  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  en la envoltura. Las estrellas AGB que experimentan *HBB* son, por lo tanto, ricas en oxígeno aunque pueden transformarse en estrellas de carbono por un corto periodo de tiempo durante la fase avanzada de la AGB (Frost et al. 1998). Una vez que la pérdida de masa ha reducido significativamente la masa de la envoltura, la temperatura en la zona inferior de ésta se reduce considerablemente (ver págs. 75–76 de Habing & Olofsson 2003), por lo que el *HBB* queda inhibido o funciona menos eficientemente. Esto significa una reducción del ritmo de combustión de  $^{12}\text{C}$  mediante el ciclo CNO y, por lo tanto, la posibilidad que la razón  $C/O$  supere la unidad en la envoltura dado que el *tercer dragado* y los pulsos térmicos seguirían operando. Cuando la masa de la envoltura se reduce aún más al final de la AGB, el *tercer dragado* y los pulsos térmicos cesan y la estrella volvería convertirse en una estrella AGB rica en oxígeno. Si identificamos las estrellas SC con estos objetos, se podría entender la mayor sobreabundancia ( $[X/Fe]$ ) de elementos  $s$  en ellas con respecto a las estrellas N. Sin embargo, si esto fuese así, estas estrellas deberían presentar evidencia de una fuerte pérdida de masa. En este sentido, Abia et al. (2003) estimaron las pérdidas de masa en 20 estrellas SC utilizando el exceso infrarrojo  $K-[12]$  y encontraron valores similares a los derivados en las estrellas N, no particularmente intensos. En cualquier caso, el hecho de que estas estrellas pudieran ser relativamente masivas con  $C/O \sim 1$  por un breve intervalo de tiempo, es compatible con el escaso número de estrellas de carbono que han sido clasificadas como de tipo SC hasta el momento.

La determinación del estado evolutivo de las estrellas de tipo espectral SC, por tanto, es un problema que aún permanece abierto. En este trabajo, se han analizado 3 estrellas

SC. Los resultados obtenidos se discuten en el Capítulo 6.

## 2.4 Las estrellas de carbono de tipo espectral CH

Las estrellas de tipo CH tienen un espectro caracterizado por líneas atómicas poco intensas debido a que son pobres en metales, típicamente  $-2.0 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.5$ . Su cinemática indica que pertenecen a una población estelar vieja y suelen mostrar una dispersión de velocidades espaciales alta, característica de las estrellas pertenecientes al halo galáctico (e.g. Bergeat et al. 2002b). El análisis de las paralajes de *Hipparcos* ha mostrado que las estrellas CH están situadas mayoritariamente en la rama horizontal de las gigantes (Knapp et al. 2001, 2003). McClure (1997a, 1984) demostró, mediante el estudio de las variaciones de la velocidad radial, que las estrellas CH (tanto gigantes como subgigantes) se encuentran en un sistema binario, por lo que se las considera como el paradigma de las estrellas de carbono *extrínsecas*.

Respecto a su composición química, las estrellas CH están enriquecidas en un factor 10-100 en elementos-*s* respecto al Sol (e.g. Vanture 1992b; Kipper & Jorgensen 1994; Kipper et al. 1996), siendo los elementos *hs* más abundantes que los *ls*,  $[\text{hs}/\text{ls}] > 0$ , hecho que está de acuerdo con la dependencia del proceso-*s* con la metalicidad (Gallino et al. 1998; Busso et al. 2001; Gallino et al. 2006; Cristallo 2006). Las razones  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  derivadas en estrellas CH varían desde valores de 3 hasta más de 100 (Vanture 1992a; Vanture 1992b; Aoki & Tsuji 1997). Las estrellas con razones isotópicas  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  más pequeñas podrían explicarse si asumimos que, después de la acreción de materia desde la compañera, la estrella sufre algún mecanismo de mezcla que expone su envoltura al ciclo CN. Este mecanismo podría ser el denominado *cool bottom process*, que además es más eficiente al disminuir la metalicidad de la estrella (Boothroyd & Sackmann 1999). Razones isotópicas de carbono bajas también podrían explicarse si la estrella secundaria hubiera experimentado el *primer dragado* durante la evolución en la fase RGB. Por otro lado, las estrellas CH con una razón isotópica grande quedarían descritas por el simple dragado de  $^{12}\text{C}$  dentro de la envoltura, de manera similar a lo que ocurre en las estrellas N. En estrellas de población II, el *tercer dragado* es mucho más eficiente (Cristallo 2006), lo que puede explicar razones muy altas de C/O y  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  incluso después de la transferencia de masa (Abia et al. 2003).

## 2.5 Las estrellas de carbono de tipo espectral J

Las estrellas de tipo J presentan un espectro con bandas muy intensas de CN y  $\text{C}_2$ . Se reconocen fácilmente por la intensidad de dichas bandas formadas con átomos de  $^{13}\text{C}$ , ya que su propiedad principal es una razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  muy baja ( $< 10$ ). La apariencia de su espectro es similar al de las estrellas R-tardías. Son de hecho, estrellas frías con una temperatura efectiva inferior a  $\sim 3500$  K.

El análisis químico (e.g. Abia & Isern 1997, 2000) revela que las estrellas J tienen metalicidad típicamente solar y un patrón de abundancias similar al de las estrellas R-calientes (ver Sección 2.6.5) a excepción del litio. Es muy frecuente encontrar sobreabundancias de litio en las estrellas J ( $\sim 85\%$ ), e incluso algunas son super-ricas en litio ( $\epsilon(Li) \geq 4$ ). Respecto a los elementos-*s*, Abia & Isern (2000) encontraron un enriquecimiento mínimo en elementos-*s*,  $\langle [s/Fe] \rangle = 0.13 \pm 0.12$ , y ausencia de tecnecio. Este resultado contrasta con lo obtenido anteriormente por Barnbaum et al. (1991) quienes detectaron la presencia débil de tecnecio en dos estrellas de tipo J, EU And y BM Gem<sup>2</sup>, ésta última en común con la muestra de Abia & Isern (2000).

Dadas las características químicas similares, se piensa que las estrellas J pudieran ser las descendientes de las estrellas R-calientes (e.g. Evans 1986) que han alcanzado la fase AGB sin sufrir la acción del *tercer dragado* debido a su baja masa ( $< 1.5 M_{\odot}$ ). Sin embargo, las estrellas de tipo espectral J, al igual que las estrellas de tipo N, están situadas principalmente en el disco delgado de la Galaxia (ver e.g. Bergeat et al. 2002b y Sección 3.3.1) mientras que las estrellas R-calientes están situadas en el disco grueso, hecho que estaría en contra de esta hipótesis.

Además de las estrellas J galácticas, se conocen también estrellas J en la Gran Nube de Magallanes (Morgan et al. 2003) con una luminosidad similar a la de las estrellas N, aunque algo menor en promedio (tanto en estrellas J galácticas como las estrellas J de la Gran Nube de Magallanes). Recientemente Chen et al. (2007) estudiaron las propiedades en el infrarrojo de una muestra de 113 estrellas de tipo J, no encontrando diferencias con respecto a las estrellas de tipo N excepto para las estrellas que presentan emisión de silicato (SiO). La presencia de líneas de emisión de silicato en el espectro de algunas estrellas J se descubrió gracias a los espectros a baja resolución tomados por IRAS, donde se reconocen como una emisión procedente de polvo de silicato amorfo a 10 y 18  $\mu\text{m}$ . Este tipo de emisión es característico de un entorno rico en oxígeno y es difícil explicar su presencia en estrellas ricas en carbono, como las estrellas J. El escenario más plausible podría ser la evolución en un sistema binario en el que la estrella primaria eyecta material rico en oxígeno durante o tras el *flash* del helio, que queda alrededor de la estrella secundaria menos evolucionada en forma de disco de acreción estable. Posteriormente, cuando la estrella secundaria aumentase suficientemente su luminosidad, ésta podría calentar el disco de acreción produciéndose la emisión de SiO (Lambert et al. 1990; Yamamura et al. 2000). Chen et al. (2007) arguyen que las estrellas de carbono que presentan emisiones de silicato sólo pueden ser estrellas de tipo espectral J. Incluso van un poco más allá y especulan con la posibilidad de que todas las estrellas de tipo J sean binarias, tanto si presentan emisión de SiO o no, y que sus peculiaridades químicas se deben a algún tipo de mezcla inducida por dicha binariedad. Obviamente, es necesario un estudio exhaustivo sobre variaciones de velocidad radial en una muestra de estrellas de tipo espectral J para verificar este escenario. De hecho, ya se

<sup>2</sup>Esta estrella presenta variaciones de velocidad radial compatibles con binariedad.



conocen estrellas J binarias con emisión de silicatos como BM Gem y EU And (Barnbaum et al. 1991), y sin emisión, UV Aur y UKS-Ce1 (Belczyński et al. 2000).

## 2.6 Las estrellas de carbono de tipo espectral R

El mayor problema a la hora de estudiar las características de las estrellas de tipo R reside en su propia definición, i.e., su clasificación espectral, por lo que es muy difícil seleccionar una muestra de estrellas R totalmente *pura*. Es frecuente que las muestras de los estudios sobre estrellas R-calientes estén contaminadas con estrellas de otros tipos espectrales. Por otro lado, como ya se ha mencionado, la definición de las estrellas R-frías nunca ha estado del todo clara y la mayoría de las estrellas de tipo R5–R8 conocidas se han clasificado también como tipo N, J, ó CH, etc. (ver e.g. Eggen 1972). Otro punto a tener en cuenta es que muchos estudios no distinguen explícitamente entre estrellas R-calientes y R-frías. Cuando este es el caso, los resultados se refieren principalmente a las estrellas R-calientes, ya que son bastante más numerosas que las estrellas R-frías (en una relación 1 a 3, según Knapp et al. 2001). Teniendo en cuenta estas ambigüedades, veamos sus características principales.

### 2.6.1 Distribución en la Galaxia

El estudio pionero de Sanford (1944) consideró una muestra constituida por 283 estrellas R (tipos R0–R8, aunque la inmensa mayoría eran estrellas R-calientes) y N, con el objeto de estudiar su distribución en la Galaxia, cinemática y luminosidad. Sus resultados muestran que las estrellas de tipo N están más concentradas en el plano galáctico (el 90 % posee un valor de latitud galáctica  $|b| < 30^\circ$ ) que las de tipo espectral R. Sanford no distinguió, específicamente, entre R-calientes y R-frías a la hora de hacer el análisis de su distribución, aunque consideró un primer subgrupo de estrellas R poco luminosas ( $m_V > 9$ ) y otro de estrellas R más luminosas ( $m_V < 9$ ). No encontró diferencia significativa, en la distribución sobre el plano galáctico, entre estos dos subgrupos de estrellas de tipo R.

Ishida (1960), basándose en la muestra de Sanford (1944), concluyó de nuevo que las estrellas N están más concentradas en el plano galáctico que las estrellas R (sin distinguir entre R-frías y R-calientes), obteniendo una distancia media al plano de la Galaxia <sup>3</sup> de 218 pc para las estrellas N y 400 pc para las estrellas de tipo R. Eggen (1972) fue el primero en asociar a las estrellas R como objetos pertenecientes al disco *grueso* de la Galaxia, conclusión que fue apoyada también por Barbaro & Dallaporta (1974), quienes identificaron a las estrellas R-calientes como una población vieja del disco. Asimismo, Barbaro & Dallaporta interpretaron que las estrellas de tipo R (entiéndase R-calientes) constituyen una población más vieja y menos masiva (1–2  $M_\odot$ ) que las estrellas de tipo espectral N. Por otro lado,

<sup>3</sup>La distancia al plano galáctico se define como  $|z| = |\text{sen } b|/\pi$ , donde b es la latitud galáctica y  $\pi$  la paralaje de la estrella.

Rybski (1972) encontró que la distribución galáctica de las estrellas R-frías era muy similar a las de las estrellas de tipo espectral N.

Bergeat et al. (2002b) han realizado el estudio más reciente sobre la distribución y cinemática de las estrellas de carbono del catálogo *Hipparcos* (Perryman & ESA 1997). En este trabajo, Bergeat et al. estudian las propiedades de las estrellas de carbono atendiendo a su clasificación en catorce grupos fotométricos, en lugar de utilizar la clasificación espectral clásica. Los grupos fotométricos fueron introducidos por Knapik & Bergeat (1997), Bergeat et al. (1999) y Knapik et al. (1999) con el objetivo de que las estrellas de carbono estuvieran distribuidas en clases lo más homogéneas posibles. La clasificación en estos grupos fotométricos se basa en la distribución espectral de energía de las estrellas de carbono desde el ultravioleta hasta el infrarrojo ( $\lambda \sim 0.36$  a  $25 \mu\text{m}$ ). La clasificación correla bien con la temperatura efectiva de la estrella y también, en menor medida, con su luminosidad (ver Bergeat et al. 2001, 2002a). De esta manera, las estrellas más calientes ( $\langle T_{\text{ef}} \rangle = 3480\text{--}5620$  K, Bergeat et al. 2001) se clasificaron en los grupos fotométricos  $\text{HC}_i$  (*hot carbon*) con  $i = 0\text{--}5$ , mientras que las más frías ( $\langle T_{\text{ef}} \rangle = 1955\text{--}3285$  K, Bergeat et al. 2001) se clasificaron en los grupos fotométricos  $\text{CV}_j$  (*cool variables*) con  $j = 1\text{--}7$ . El último grupo fotométrico lo constituyen las estrellas SCV, que corresponde a las estrellas variables de tipo espectral SC. Los grupos HC están constituidos, fundamentalmente, por estrellas R-tempranas y algunas estrellas de tipo espectral CH. Los grupos CV están constituidos principalmente por las estrellas de tipo espectral N y por unas pocas estrellas de tipo R-tardías (R5–R9). Según Bergeat et al. (2002b), las estrellas de los grupos HC están tres veces más lejos del plano de la Galaxia que las estrellas de los grupos CV, lo que confirma los resultados anteriores sobre las diferencias en la distribución entre las estrellas de tipo espectral R-calientes y las estrellas R-frías/N ( $\langle |z| \rangle_{\text{HC}} = 0.50 \pm 0.06$  kpc frente a  $\langle |z| \rangle_{\text{CV}} = 0.16 \pm 0.03$  kpc).

En cuanto al número de estrellas R existentes en la Galaxia, Blanco (1965) estimó la razón entre el número de estrellas R y de tipo N,  $R/N \sim 10$ , aunque hay que tener en cuenta que este valor puede tener una importante variación dependiendo de la latitud galáctica considerada. Según el catálogo de Stephenson (1973), *las estrellas de tipo espectral R constituyen  $\sim 30$  % del total de estrellas gigantes de carbono*. Bergeat et al. (2002b) sugieren que esta cantidad puede ser incluso mayor:  $\sim 50$  % del total de estrellas de carbono, ya que su muestra contiene 195 estrellas pertenecientes a grupos CV frente a 104 pertenecientes a grupos HC.

Knapp et al. (2001) estimaron la densidad espacial de las estrellas R-calientes tomando una muestra del catálogo *Hipparcos* (ver detalles en la Sección 3.3), asumiendo una distribución uniforme en el plano galáctico y una distribución exponencial en la dirección perpendicular a éste. La escala de altura derivada para esta exponencial <sup>4</sup> fue  $z_0 = 300$  pc y, a partir de la distribución acumulativa de frecuencias, se encontró que la distribución de

---

<sup>4</sup> $N(|z|) = N_0 e^{-\frac{|z|}{z_0}}$ , donde  $N_0$  es la densidad en el plano galáctico,  $z$  es la distancia al plano galáctico y  $z_0$  es la escala de altura.

las estrellas R-calientes está bien descrita por este modelo exponencial hasta una distancia al plano galáctico de  $\sim 600$  pc (conteniendo al 60 % de estrellas de la muestra). La densidad espacial derivada en el plano galáctico para las estrellas R-calientes resultó ser  $4.5\text{--}15 \times 10^{-8} \text{ pc}^{-3}$ , lo que representa un 0.04–0.14 % de las estrellas del *red clump*. Bergeat et al. (2002b) calcularon también esta densidad en el plano galáctico, obteniendo un valor significativamente menor,  $1.06 \times 10^{-8} \text{ pc}^{-3}$ , que contrasta con la densidad en el plano galáctico de las estrellas N,  $13.4 \times 10^{-8} \text{ pc}^{-3}$ . Bergeat et al. derivaron una escala de altura  $z_0 = 0.95$  kpc, en el caso de las estrellas de los grupos HC, y  $z_0 = 0.16$  kpc para las estrellas de los grupos CV. Este valor de  $z_0$  de las estrellas HC está en perfecto acuerdo con los valores de escala de altura derivados para el disco *grueso* por diferentes autores (ver Bergeat et al. 2002b y referencias allí) que oscilan entre  $z_0 \sim 0.60\text{--}1.45$  kpc. Para el disco delgado, la escala de altura que se obtiene es mucho menor,  $z_0 \sim 0.10\text{--}0.34$  kpc. Como vemos, hay diferencias significativas entre las densidades y escalas de altura estimadas por Knapp et al. (2001) y Bergeat et al. (2002b). Estas diferencias se trasladan también a la determinación de las luminosidades de las estrellas de tipo espectral R y se deben, fundamentalmente, a la diferencia de paralajes adoptadas por estos autores (ver discusión en la Sección 3.3.6).

Por último hay que señalar que aunque las estrellas de tipo espectral R están localizadas fundamentalmente en el disco *grueso* de nuestra Galaxia, también se han encontrado algunas de ellas en el halo galáctico (Christlieb et al. 2001; Goswami 2005) y en el bulbo (Azzopardi et al. 1985). En cuanto a la existencia de estrellas de tipo espectral R en otras galaxias, en un muestreo realizado por Westerlund et al. (1995) en la Pequeña Nube de Magallanes (SMC), se identificaron una decena de estrellas de carbono que podrían corresponderse con estrellas R-calientes, en base a su baja luminosidad ( $M_{\text{bol}} > -3.0$ ) y la detección de líneas prominentes del doblete del sodio en espectros tomados a baja resolución. Respecto a la Gran Nube de Magallanes (LMC), no hay información detallada acerca de la existencia o no de las estrellas de tipo espectral R. Sin embargo, entre las estrellas de carbono en LMC del catálogo de Kontizas et al. (2001), es muy probable que existan también estrellas de tipo espectral R. En particular, en este catálogo, existen 164 estrellas de carbono que poseen un color  $(R-I) < 0.5$  que es, aproximadamente, el límite superior en el color  $(R-I)$  que presentan las estrellas R-calientes de nuestra Galaxia (ver Sección 2.6.3).

### 2.6.2 Cinemática

Wilson (1939, 1953), Sanford (1924, 1935, 1944) y Vandervort (1958) realizaron los primeros estudios relevantes sobre la cinemática de las estrellas de tipo espectral R mediante el análisis de sus velocidades radiales y movimientos propios. Los resultados de estos primeros trabajos sugirieron que las estrellas R eran objetos del disco de la Galaxia. Wilson encontró que la velocidad radial media (corregida del movimiento solar) de las estrellas R era de 17.7 km/s. Sanford puso de manifiesto la dificultad de distinguir entre las estrellas de tipo espectral R y de tipo N en base a su velocidad radial media corregida del movimiento

solar, ya que obtuvo (en ambos casos) un valor medio inferior a 20 km/s. Como excepción, Sanford descubrió en su muestra unas pocas estrellas con velocidad radial superior a 100 km/s, que probablemente pertenecían al halo galáctico. Vandervort estudió una amplia muestra de 97 estrellas de tipo espectral R, que clasificó en los subtipos R0, R2, R5 y R8, y confirmó los hallazgos anteriores.

McLeod (1947) determinó el elipsoide de velocidades<sup>5</sup> de una muestra de estrellas de tipo R (no distinguió entre frías y calientes, aunque sí las estrellas con presencia de la banda G de CH intensa y líneas atómicas débiles). Las dispersiones de velocidades obtenidas fueron de 48.8 km/s en la dirección del centro galáctico, 22.7 km/s en la dirección del polo norte galáctico y de 15.5 km/s en la dirección perpendicular a las anteriores. Según los resultados de McLeod, las estrellas de tipo R normales (i.e. excluyendo las estrellas con banda G intensa y pobres en metales, que presentaban una dispersión de velocidades significativamente mayor) presentaban una dispersión de velocidad espacial similar a la de las estrellas enanas de tipo espectral G. Por otra parte, Dahn (1964) derivó mediante métodos diferentes el elipsoide de velocidades de las estrellas R y también de una muestra de estrellas de tipo N, con el objetivo de compararlos entre sí. Dahn encontró que el elipsoide de velocidades de las estrellas de tipo espectral N es significativamente más plano que el de las estrellas R, concluyendo que la distribución de velocidades espaciales de estos dos grupos de estrellas son diferentes. Como ya se ha mencionado, Eggen (1972) identificó los movimientos espaciales de las estrellas de tipo espectral R-calientes como pertenecientes a una población del disco *grueso*. Eggen también mostró que las estrellas clasificadas inicialmente como R5–R8 se reclasificaron en otros estudios, como tipo espectral N. Dean (1972) realizó un estudio cinemático completo sobre una amplia muestra de estrellas de carbono clasificadas según el sistema de Keenan & Morgan (1941), encontrando que la dispersión de velocidades en la dirección del centro galáctico, para las estrellas de tipo espectral C0–C4 (i.e. estrellas R-tempranas), era aproximadamente el doble que en las estrellas más tardías C5, C6 (41.4 frente a 23.8 km/s). Dean interpretó estas diferencias como una evidencia clara de la existencia de dos poblaciones estelares diferentes dentro de las estrellas R.

El análisis cinemático más reciente de los movimientos de las estrellas de tipo espectral R (R-calientes incluidas en los grupos fotométricos HC y R-frías incluidas en los grupos fotométricos CV) ha sido realizado por Bergeat et al. (2002b). Bergeat et al. encuentran que la dispersión de velocidades espaciales de las estrellas de los grupos HC es aproximadamente el doble que el de los grupos CV:  $\sigma_{u,v,w}(\text{HC}) = 59.0, 57.8, 42.1$  km/s frente a  $\sigma_{u,v,w}(\text{CV}) = 30.1, 22.2, 23.4$  km/s. Comparando estos valores con los valores obtenidos para el disco *grueso* de la Galaxia (40–50 km/s, Gilmore et al. 1989), Bergeat et al. confirman nuevamente que las estrellas HC (R-calientes) pertenecen al disco *grueso*. En contraste, las

---

<sup>5</sup>Elipsoide cuyos ejes principales representan la dispersión de velocidades espaciales de un grupo de estrellas. Usualmente los ejes del elipsoide se definen en la dirección del anticentro galáctico (u), en la dirección de la rotación galáctica (v) y en la dirección del polo norte galáctico (w).

estrellas del disco delgado presentan una dispersión de velocidades  $\sim 20$  km/s (Gilmore et al. 1989), lo que está de acuerdo con los valores derivados para las estrellas CV. Según las dispersiones de velocidades obtenidas, las estrellas de tipo espectral R-calientes tendrían una edad superior a 10 Gaños (Wielen et al. 1992), o en términos de masa,  $0.8\text{--}1.5 M_{\odot}$ . Por otro lado, haciendo uso de la relación edad-metalicidad propuesta por Bensby et al. (2004) para las estrellas del disco *grueso* de la Galaxia, se obtiene que el límite inferior en la edad estimada para las estrellas R-calientes es  $\sim 7.60$  Gaños, para una metalicidad típica  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.3$  (ver Capítulos 5 y 6).

### 2.6.3 Luminosidad

Desde los primeros estudios, quedó claro que las estrellas de carbono de tipo R-calientes eran significativamente menos luminosas que las estrellas de carbono normales o de tipo N. Wilson (1939) y Sanford (1944) fueron los primeros en estimar la magnitud absoluta en el visible de las estrellas de tipo espectral R (no distinguieron entre frías y calientes) mediante métodos de paralaje estadística. Wilson obtuvo  $\langle M_V \rangle = -0.5$  para las estrellas de tipo R frente a  $-1.9$  para las estrellas de tipo N, mientras que Sanford obtuvo valores similares,  $\langle M_V \rangle = -0.4$  y  $-2.3$ , para las estrellas de tipo R y N, respectivamente. Estos resultados fueron confirmados también por los trabajos de Vandervort (1958), Gordon (1968) y Baumert (1974). Asimismo, Vandervort (1958) encontró diferencias entre la luminosidad de las estrellas R-calientes (los tipos R0, R2 poseían  $M_V = +0.44$ , i.e.,  $100 L_{\odot}$ ) y de las R-frías (los tipos R5, R8 poseían  $M_V = -1.10$ , i.e.,  $1000 L_{\odot}$ ). De igual modo este autor encontró que el promedio del color (B–V) era mayor para las estrellas R-tardías que para las estrellas R-tempranas (1.22 para el tipo espectral R2 frente a 2.46 para el tipo R8), lo que sugiere un mayor enrojecimiento del espectro en las estrellas R-tardías. Eggen (1972), por otro lado, estimó que el color (R–I) para las estrellas de tipo R (entiéndase R-calientes) estaba comprendido entre 0.2 y 0.5, mientras que para las estrellas de tipo N estaba mucho más enrojecido,  $0.8 < (R-I) < 1.1$ .

Con la llegada del satélite *Hipparcos* se consiguieron mejores estimaciones de distancia mediante el uso de la paralaje trigonométrica, que se ha traducido en nuevas estimaciones de la luminosidad para las estrellas de tipo espectral R. Por ejemplo, Alksnis et al. (1998) determinan las magnitudes absolutas para algunas estrellas de carbono en el catálogo *Hipparcos*. Estos autores situaron a las estrellas de tipo espectral R y CH en la rama de las estrellas gigantes y estrellas subgigantes en el diagrama HR, con una luminosidad de varios cientos de veces la luminosidad del Sol. Sin embargo, esta localización es bastante incierta dado los errores de la paralaje (superiores al 50 %) y el reducido número de estrellas R de su muestra (5).

Los estudios más recientes (y más fiables) sobre la luminosidad de las estrellas de tipo espectral R han sido realizados por Knapp et al. (2001) y Bergeat et al. (2002a). Knapp et al. reprocesaron las paralajes originales de *Hipparcos* imponiendo la condición de que

fueran siempre positivas (ver Sección 3.3). Como resultado, estos autores sitúan las estrellas R-calientes en el diagrama HR en una localización similar a la que ocupan las estrellas del *red clump* en los cúmulos globulares,  $-2.5 \leq M_{K_0} \leq -0.5$  y  $2 \leq (V-K)_0 \leq 3$ , lo que significa que son estrellas que están quemando helio en su núcleo. Las estrellas R-frías presentan una magnitud absoluta en K significativamente menor,  $M_{K_0} < -4$ , un color  $(V-K)_0 > 4$ , y la mayoría de ellas ocupan la región del diagrama HR donde se sitúan las estrellas de tipo espectral N (ver Figura 1 de su artículo). Además de esto, Knapp et al. sugieren que las estrellas R-frías son en realidad estrellas de tipo espectral N, debido a que la mayoría de ellas son variables y poseen exceso infrarrojo, a diferencia de las estrellas R-calientes.

En contraste con las luminosidades obtenidas por Knapp et al., Bergeat et al. (2002a) obtienen que las estrellas de tipo R son significativamente más luminosas que lo estimado por los primeros (1–1.5 magnitudes más luminosas). La muestra de Bergeat et al. está constituida también por estrellas de carbono del catálogo *Hipparcos* pero, a diferencia de Knapp et al., estos autores utilizaron las paralajes originales corregidas de los sesgos observacionales correspondientes (ver discusión en Sección 3.3.6). Bergeat et al. obtienen un valor promedio  $\langle M_{K_0} \rangle = -3.0$  para las estrellas de los grupos HC0–HC2 (que se corresponden con estrellas de tipo espectral R0–R3) y un valor aún más pequeño  $\langle M_{K_0} \rangle = -4.4$ , para las estrellas del grupo HC3.

En la Figura 2.2 se muestra el diagrama color-color 2MASS (Cutri et al. 2003) de la muestra de estrellas de tipo espectral R (círculos rojos  $\equiv$  R-calientes, círculos azules  $\equiv$  R-frías) estudiadas por Knapp et al. (2001). También se incluye las estrellas de tipo espectral N (triángulos negros) de la muestra de Abia et al. (2001), las estrellas de tipo espectral J (pentágonos verdes) estudiadas por Abia & Isern (2000) y las estrellas de la muestra de Bergeat et al. (2002a) que poseen tipo espectral CH (cuadrados abiertos), según la base de datos *SIMBAD*. Como se observa, las estrellas R-calientes y CH comparten una región común del diagrama color-color, aunque la región que delimita la situación de las estrellas CH (Totten et al. 2000) está más desplazada hacia el azul debido a su menor metalicidad en promedio. Podemos distinguir dos grupos de estrellas CH, un grupo menos enrojecido, situado a  $J-H = 0.5$ , y otro próximo a la frontera ( $J-H = 1$ ) de la región que pueblan las estrellas de tipo N. Unas pocas estrellas R-calientes se separan del resto aunque, si consideramos los errores típicos en la fotometría 2MASS para estas estrellas ( $\sim 0.2$  mag), sus colores son compatibles con los del resto. Las estrellas R-frías están claramente más enrojecidas que las R-calientes y comparten una región común con las estrellas de tipo N. Como puede apreciarse, unas pocas R-frías están por debajo de la región delimitada por Totten et al. para las estrellas N, pero es posible que este efecto también sea consecuencia de los errores en la fotometría sumado, además, a su variabilidad. Otra posibilidad es que estas estrellas estén mal clasificadas, y sean en realidad estrellas R-calientes o estrellas CH frías (ver Kipper et al. 1996). Por último, se observa que las estrellas de tipo J se sitúan también en la región ocupada por las estrellas de tipo espectral N, pero están algo menos

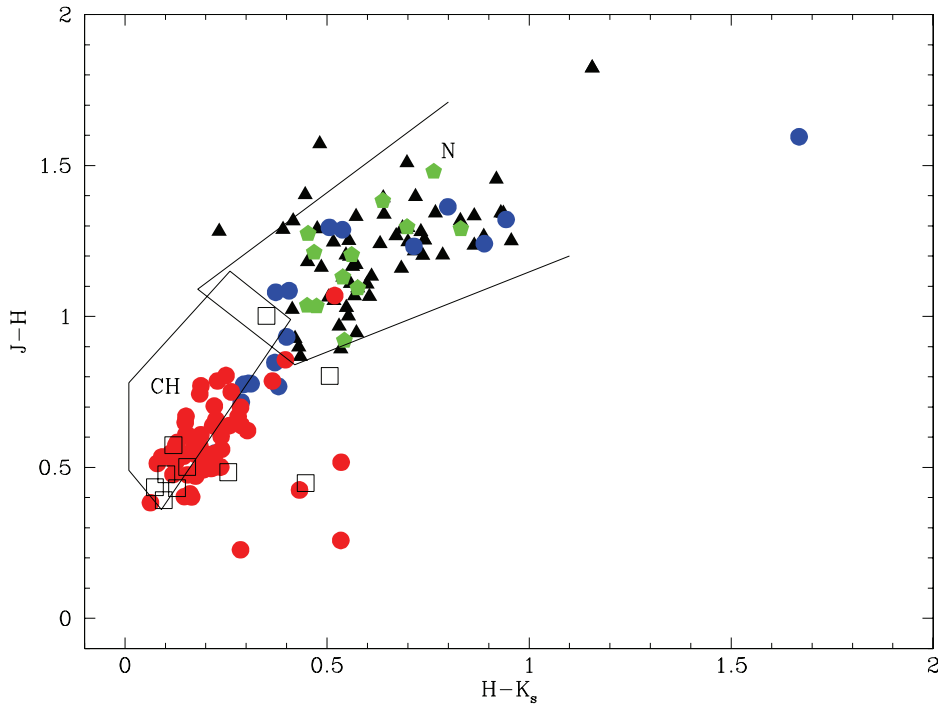


Figura 2.2: Diagrama color-color 2MASS de las estrellas de tipo espectral R de *Hipparcos*: las estrellas R-calientes se representan por los círculos rojos, las R-frías por los círculos azules. Se muestran también las estrellas de tipo N (triángulos negros) de Abia et al. (2001), las estrellas de tipo J (pentágonos verdes) de Abia et al. (2000) y las estrellas de la muestra de Bergeat et al. (2002a) que poseen tipo espectral CH (cuadrados abiertos) según la base de datos *SIMBAD*. Se indican las regiones donde se localizan mayoritariamente las estrellas de tipo espectral CH y N según Totten et al. (2000).

enrojecidas en promedio que éstas.

En la Figura 2.3 se muestra la distribución de luminosidad para las estrellas de tipo espectral R (según la base de datos *SIMBAD*) incluidas en los grupos HC y CV según Bergeat et al. (2002a). Aunque el número de estrellas R-frías (i.e. del grupo CV, de tipo R) es pequeño, puede apreciarse claramente la diferencia en la distribución de la magnitud bolométrica absoluta respecto a las estrellas R-calientes (i.e. del grupo HC, de tipo R). Para las estrellas R-calientes, hay dos máximos pronunciados: el primero se tiene para un intervalo  $-2.5 \leq M_{\text{bol}} \leq -1.0$  y el segundo para  $M_{\text{bol}} \sim -3.3$ . Por otro lado, el 90 % de las estrellas R-frías posee  $M_{\text{bol}} \leq -3.5$ . Si comparamos este límite con la evolución de la magnitud bolométrica absoluta durante la fase AGB (Figura 1.6) para una estrella de  $2 M_{\odot}$  y metalicidad solar,  $M_{\text{bol}} \sim -3.5$  se correspondería con el valor predicho por los modelos justo al comienzo de la fase TP-AGB. La formación de una estrella de carbono requiere sin embargo que la estrella evolucione durante algún tiempo en la fase TP-AGB, para que el *tercer dragado* transporte suficiente cantidad de carbono a la envoltura tal que  $C/O > 1$ . Así, la magnitud bolométrica absoluta límite para la formación de una estrella de

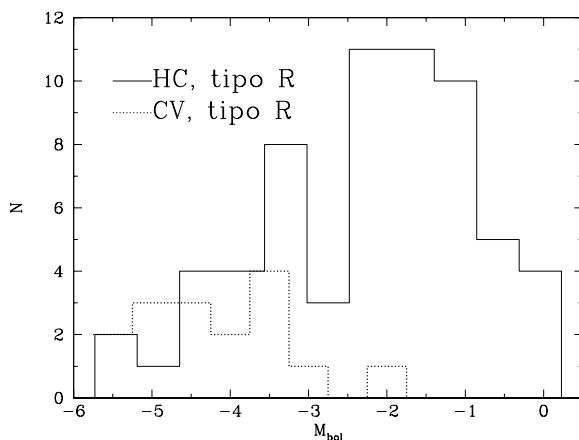


Figura 2.3: Distribución de la luminosidad de las estrellas de los grupos HC y CV (Bergeat et al. 2002a) que poseen tipo espectral R según la base de datos *SIMBAD*.

carbono se estima en  $M_{\text{bol}} \lesssim -4.5$  (Straniero et al. 2003a), aunque este valor depende de la metalicidad y de la parametrización de la pérdida de masa. De nuevo, hay que señalar aquí la notable incertidumbre en la luminosidad (1–1.5 mag) para las estrellas de tipo R debido a la incertidumbre en las paralajes. Como muestra de ésto, pueden compararse las magnitudes bolométricas absolutas obtenidas en las estrellas de nuestra muestra (ver Tabla 3.7). La diferencia media entre las magnitudes bolométricas absolutas derivadas según Knapp et al. (2001) y Bergeat et al. (2002a) para las estrellas R-frías de la muestra es  $\sim 1.3$  magnitudes. Como ya se ha mencionado, Knapp et al. obtuvieron luminosidades sistemáticamente más bajas que Bergeat et al. para las estrellas de tipo espectral R. Teniendo en cuenta estas incertidumbres, la luminosidad de las estrellas R-frías sería compatible con la de las estrellas de tipo espectral N mientras que las estrellas R-calientes serían menos luminosas que estas, i.e., la luminosidad de las estrellas R-calientes no sería compatible con la luminosidad típica de una estrella en la fase AGB.

#### 2.6.4 Binariedad

El trabajo de McClure (1997b) proporcionó una información muy valiosa a la hora de intentar entender el origen de las estrellas R. McClure (1997b) estudió las variaciones a lo largo del tiempo de la velocidad radial de una muestra de 22 estrellas R-calientes durante 16 años, con la intención de encontrar alguna evidencia de binariedad. Los resultados fueron negativos en todos los casos. Ya que al menos  $\sim 20\%$  (quizás el 30 ó 40 %) de las estrellas de una población estelar nacen en sistemas binarios, McClure concluyó que todas las estrellas R-calientes debían proceder de un sistema binario que se fusionó en el pasado. Asimismo, McClure estudió también unas pocas estrellas R-frías. Entre éstas tampoco se encontró ninguna binaria pero se observaron pequeñas variaciones de la velocidad radial típicas de



estrellas evolucionadas que están sufriendo algún tipo de pulsación en su atmósfera, tal como sucede en las estrellas de tipo espectral N.

### 2.6.5 Composición química

El análisis químico más importante hasta la fecha fue realizado por Dominy (1984), en una muestra de 11 estrellas R-calientes (tipos R0–R5). Sus resultados muestran que las estrellas R-calientes son estrellas ricas en carbono, con una razón C/O entre 0.9–3.3, una baja razón isotópica  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 4\text{--}14$ , nitrógeno enriquecido respecto al Sol  $[\text{N}/\text{H}] = +0.44$  a  $+0.82$ , abundancia de oxígeno y metalicidad promedio cercanas a la solar. El litio no fue detectado (aunque estableció un posible límite superior  $\epsilon(\text{Li}) \leq 1.2$ ). Las abundancias de elementos- $\alpha$  derivadas son prácticamente solares, e.g.,  $[\text{Ti}/\text{Fe}] \sim 0.0$ . Las razones isotópicas del Mg y del O presentaron, asimismo, valores próximos a los solares. Las líneas de la serie de Balmer del H, presentes en el espectro de las estrellas estudiadas se mostraron normales, lo que en principio descartaría cualquier posible deficiencia en hidrógeno. Como hecho más relevante, el enriquecimiento de elementos- $s$  derivado por Dominy fue mínimo ( $\langle [s/\text{Fe}] \rangle = +0.27$ ), en comparación con los enriquecimientos encontrados en otros tipos de estrellas como las estrellas bario (Ba) y CH (que poseen  $\langle [s/\text{Fe}] \rangle = +0.6$  a  $+1.3$ , Smiljanic et al. 2007; Vanture 1992b, respectivamente).

Por otro lado, no existe un análisis químico en una muestra significativa de estrellas R-frías, aunque se ha constatado que poseen líneas de elementos- $s$  de mayor intensidad respecto a las estrellas R-calientes (Gordon 1968; Keenan 1993), lo que puede indicar un posible enriquecimiento de éstos. Esta fue una de las motivaciones principales del presente trabajo en el que analizamos químicamente una muestra de estrellas R-frías y R-calientes.

### 2.6.6 El problema de las estrellas de tipo espectral-R

Una vez descritas todas las características de las estrellas de tipo espectral R, estamos en condiciones de entender por qué representan un problema dentro de la evolución estelar. Aunque vamos a avanzar aquí algunos de los puntos claves, ésto se profundizará en la discusión en el Capítulo 6.

Las estrellas R-calientes son poco luminosas para ser estrellas de carbono originadas en la fase AGB. Si este fuera el caso, además del enriquecimiento en carbono en su envoltura deberían presentar también enriquecimientos en otros elementos, como los elementos- $s$ , pero tales enriquecimientos, de momento, no se han detectado. Por otro lado, las estrellas R-calientes no parecen haberse formado originalmente en una nube con una composición rica en carbono. Si esto fuera así, deberían observarse estrellas de carbono similares a las estrellas de tipo R-caliente en estados evolutivos anteriores, es decir, deberíamos observar una secuencia principal de estrellas de carbono con características (e.g. composición química) muy parecidas a las estrellas de tipo R-calientes, algo que tampoco se ha observado. No

obstante, existen unas estrellas pobres en metales, enriquecidas en carbono y sin enriquecimientos en elementos-*s* (las denominadas *Carbon Enhanced Metal Poor Stars-no*, i.e., CEMP-no) que podrían ser la contrapartida de las estrellas R-calientes a baja metalicidad. En el Capítulo 6 se discutirá esta posibilidad.

Por último, las estrellas R-calientes, aparentemente, no son estrellas extrínsecas ya que no se ha detectado ninguna binaria entre ellas. De ahí que McClure (1997b) propusiera que las estrellas R-calientes se originaron en sistemas binarios cuyos componentes se fusionaron completamente. Izzard et al. (2007) exploró los posibles precursores de las estrellas R-calientes en el marco de este escenario, intentando reproducir la estadística derivada por Knapp et al. (2001). Sin embargo, estos autores no discuten qué mecanismo es el responsable último del enriquecimiento de carbono de la envoltura tras la fusión. Un *flash del helio* anómalo provocado de alguna manera por la fusión permitiría, supuestamente, la contaminación de la envoltura en carbono. En el Capítulo 6 se discutirán algunas simulaciones realizadas para ver la viabilidad de este escenario.

En cuanto a las estrellas R-frías, el problema consiste únicamente en la falta de información acerca de su composición química y en la ambigüedad en su clasificación espectral. Hemos visto que todas sus características son compatibles con las de las estrellas de carbono de tipo espectral N. No obstante, hemos de esperar a los resultados del análisis químico realizado en el Capítulo 5 para establecer su estado evolutivo.

A modo de resumen de este capítulo, en la Tabla 2.1 pueden encontrarse las características y propiedades químicas de los diferentes tipos de estrellas de carbono gigantes de la Galaxia.

Tabla 2.1: Propiedades químicas de los diferentes tipos de estrellas gigantes de carbono de la Galaxia

Tipo Espectral	Estatus	Binariedad	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	Li	elementos- <i>s</i>	Masa	Mezcla no estándar	[Fe/H]
R caliente	HB	?	< 15	No?	No	~1	Sí	~ 0
R fría	?	?	?	?	?	?	?	~ 0
J	?	?	< 15	Sí	No	?	Sí	~ 0
SC	TP-AGB	I	10 – 50	?	Sí	≥ 4?	No	~ 0
N	TP-AGB	I	10–100	2%	Sí	≤ 3	Sí	~ 0
CH	HB	E	< 15	No	Sí	≤ 2	Sí	-0.5 a -2.0
	TP-AGB	I	> 100	No	Sí	< 2	No	-0.5 a -2.0



# 3

---

## Observaciones, reducción de datos y características de las estrellas observadas

**E**n este capítulo se describen las características observacionales más importantes de las estrellas seleccionadas, se indica como se efectuaron las observaciones y el procedimiento de reducción de datos a fin de obtener los espectros correspondientes.

### 3.1 Observaciones

La muestra está compuesta por estrellas brillantes ( $V < 12$ ) galácticas, de las cuales 23 han sido clasificadas como estrellas de tipo espectral R (Knapp et al. 2001) y 3 de tipo SC (Ohnaka & Tsuji 1996). Se intentó que las estrellas seleccionadas tuvieran medidas de paralaje con el fin de determinar sus distancias y propiedades físicas (luminosidad, gravedad, etc.) de manera precisa. Excepto las estrellas de tipo R, HIP 94049 y HIP 113150, y las clasificadas SC, BD+10°3764 y RR Her, todas las estrellas de la muestra disponen de medidas de paralaje trigonométrica (ver Tabla 3.3). Las observaciones se realizaron con el telescopio óptico de 2.2 m de diámetro en el *Centro Astronómico Hispano-Alemán (CAHA)*, Calar Alto (España). En el foco Cassegrain se situó el espectrógrafo *échelle FOCES (Fibre Optics Cassegrain Échelle Spectrograph)* alimentado por fibras ópticas de 100  $\mu\text{m}$  de diámetro. Este instrumento sigue un diseño de pupila blanca (ver Baranne 1988) que consiste en que la imagen de la pupila del sistema (elemento dispersivo) se lleva sobre una posición fija (entrada de la cámara) independientemente de la longitud de onda. En *FOCES* el haz de 15 cm de diámetro se colima fuera del eje con dos espejos paraboloides. Tras abandonar la red *échelle*, el haz se refocaliza en la vecindad de la imagen intermedia de ésta con un pequeño espejo plano que permite eliminar de manera eficiente la luz dispersada por la red y otras superficies. La dispersión cruzada se consigue con un prisma montado en tándem y, mediante una cámara de transmisión  $f/3$ , la imagen final del haz se sitúa

Tabla 3.1: Estrellas observadas, coordenadas galácticas, fecha de observación, tiempo de exposición y razón señal-ruido a 8000 y 4800 Å.

HIP	Nombre			l (°)	b (°)	Fecha (*)	Exp. (s)	S/N	
	BD	HD	GCVS					8000 Å	4800 Å
<b>ESTRELLAS R</b>									
35810	-03°1873	57884	V758 Mon	220.32	5.09	1	3000	354	32
36623	+24°1686	59643	NQ Gem	194.63	19.35	1	3600	550	50
39118	-	-	-	225.26	12.96	1	3600	63	17
44812	-	78278	-	206.30	39.20	1	3600	125	51
53832	+41°2150	-	-	175.00	63.51	1	3600	30	12
58786	+71°600	-	-	128.70	46.15	1	3600	100	30
62401	+04°2651a	111166	RU Vir	300.30	67.00	1	3600	40	4
62944	-	112127	-	0.97	89.34	1	2400	280	18
69089	-	123821	-	97.46	61.56	1	3600	80	40
74826	+30°2637	-	-	46.10	57.90	1	2700	40	28
82184	+23°2998	-	-	42.65	36.95	3	3600	200	100
84266	+42°2811	156074	-	67.00	35.40	2	2400	140	87
85750	+02°3336	-	-	25.33	18.67	3	3600	280	90
86927	+17°3325	-	-	41.63	22.05	2	3000	95	38
87603	+17°3325	-	-	93.56	30.47	3	5400	155	67
88887	+09°3576	166097	-	36.64	13.74	2	3600	125	35
91929	-13°5083	173138	RV Sct	20.36	-4.46	3	3600	320	54
94049	-17°5492	178316	-	19.29	-11.52	3	5400	175	25
95422	-	-	-	63.87	7.01	3	5400	175	60
98223	-00°3883	188934	-	40.87	-14.57	3	7200	352	70
108205	+49°3673	208512	LW Cyg	96.64	-3.16	3	4200	350	25
109158	-	-	CT Lac	96.88	-5.91	3	5400	300	1
113150	-	216649	-	63.64	-55.76	3	3300	90	15
<b>ESTRELLAS SC</b>									
-	+10°3764	-	-	43.27	2.28	3	5400	550	45
78721	+50°2251	144578	RR Her	79.07	46.82	3	3600	450	86
99653	+38°1989	192443	RS Cyg	75.93	2.42	3	3000	-	80

(\*) 1: 12-13/3/2003; 2: 9-10/8/2003; 3: 1-4/7/2004.

sobre un CCD Tektronix (Site#1d 2048 x 2048 en nuestro caso, con un diámetro de pixel de 24  $\mu\text{m}$ ). En la Figura 3.1 y en la Tabla 3.2 puede verse un esquema del montaje del espectrógrafo y sus características principales (ver Pfeiffer et al. 1998, para más detalles). La imagen *échelle* cubre la región del espectro visible y parte del infrarrojo cercano ( $\lambda\lambda$  4000–10700 Å) en 90 órdenes espectrales con cobertura espectral completa.

Las estrellas se observaron en tres periodos diferentes: 1) 12-13 de Marzo de 2003, 2) 9-10 de Agosto de 2003 y 3) 1-4 de Julio de 2004. Con el objetivo de aumentar la razón señal/ruido (S/N) en los objetos más débiles, en el último periodo de observación se realizó un *binning* del CCD de 2x2 pixeles, lo cual mejoró la señal-ruido a costa de reducir la resolución espectral. Ésta resultó ser  $\Delta\lambda \sim 0.10$  Å para los periodos de observación 1 y 2 y  $\Delta\lambda \sim 0.20$  Å para el periodo 3. El poder resolutivo que se consigue con un elemento

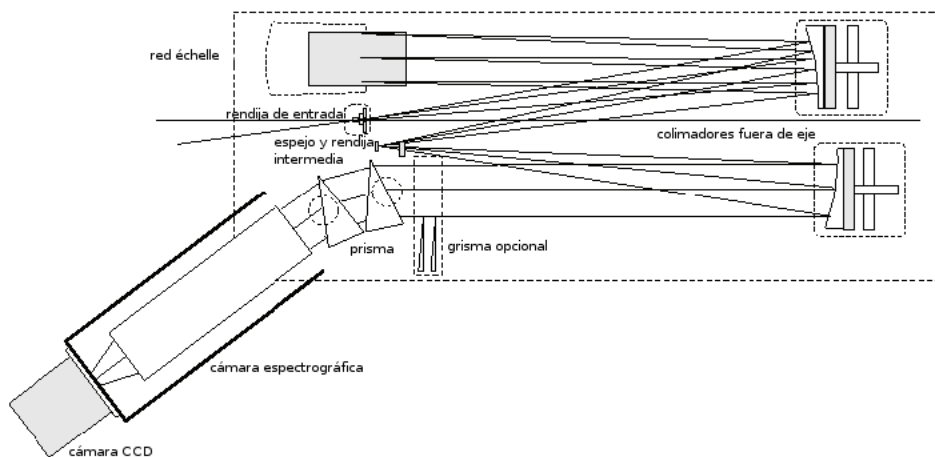


Figura 3.1: Esquema del espectrógrafo *échelle* FOCES

de resolución  $\Delta\lambda$  pixel–pixel (para un tamaño de pixel de  $24\mu\text{m}$ ) es  $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 40000$  (periodos 1 y 2) y  $R \sim 20000$  (periodo 3).

En la Figura 3.2 se muestra el espectro de estrella HIP 85750, con y sin *binning*, en la región de  $4800 \text{ \AA}$ . En esta estrella, pasamos de  $S/N \sim 45$  sin *binning* a tener  $S/N \sim 90$  con *binning* con similares tiempos de exposición.

En la Tabla 3.1 se muestran los nombres de las estrellas observadas en diferentes catálogos, su posición en la Galaxia en coordenadas galácticas, tiempos de exposición y razón señal-ruido (S/N) del espectro obtenido a  $8000$  y  $4800 \text{ \AA}$ . La importante diferencia de la S/N a  $4800$  y  $8000 \text{ \AA}$  se debe a que las estrellas de la muestra son relativamente frías ( $T_{\text{ef}} \sim 3000\text{--}4750 \text{ K}$ ), por lo que emiten más radiación a longitudes de onda largas. Además, el poco flujo de estas estrellas a  $\lambda < 4500 \text{ \AA}$  es debido a la fuerte absorción como consecuencia de la presencia de intensas bandas moleculares de  $\text{C}_2$ ,  $\text{C}_3$ ,  $\text{CH}$  y  $\text{CN}$  por debajo de esta longitud de onda. Por otro lado, el detector CCD es más sensible en la región del *rojo*  $\sim 8000 \text{ \AA}$  del espectro visible. La región del *azul*  $\sim 4200\text{--}4900 \text{ \AA}$  del espectro de las estrellas de carbono está poblada de líneas de elementos-*s* (Y, Sr, Zr, Ba, La, Tc... como se verá más adelante en el Capítulo 5), por lo que la baja S/N a estas longitudes de onda supondrá, desafortunadamente, una dificultad añadida en el análisis químico.

### 3.2 Reducción de datos

En esta sección se describe brevemente la reducción de los espectros *échelle* y se explica el procedimiento que se ha seguido. Para una información más extensa puede consultarse las guías *A User's Guide to Reducing Echelle Spectra With IRAF* (Willmarth & Barnes 1994),

Tabla 3.2: Elementos utilizados en *FOCES*

Banco óptico		2400 x 900 x 203 mm
Rendija	tamaño	130 $\mu\text{m}$ (12-13/Mar/2003)
		200 $\mu\text{m}$ (9-10/Ago/2003 y 1-4/Jul/2004)
Colimador	distancia focal	1524 mm
	diámetro	254 mm
Red <i>échelle</i>	tamaño	165 x 320 x 50 mm
	ángulo de <i>blaze</i>	65°
	constante de la red	31.6 líneas/mm
Dispensor cruzado	tamaño	190 x 160 x 112.6 mm
	ángulo de desviación	$\approx 42^\circ$
Camara	distancia focal	455 mm (f/3)
CCD Site#1d	dimensiones	2048 x 2048
	tamaño de pixel	24 $\mu\text{m}$
	ganancia	20 e-/ND
	ruido de lectura	5.06 e-
	sensibilidad	2.3 e-/ND
	límite de linealidad	65553 ND

*Guía IRAF para la reducción de espectros échelle* (López-Santiago et al. <sup>1</sup>), *Introduction to Echelle Data Reduction Using the Image Reduction Analysis Facility* (Churchill 1995).

Dado que no existe traducción española para algunos términos utilizados en la jerga de reducción de datos astronómicos, se hará referencia a dichos términos en inglés. De esta manera, nos referiremos a *overscan* como la medida del nivel de cero electrónico del CCD que indica, físicamente, cero fotones contados. Para sustraer el *overscan* se utiliza una región en el borde del CCD que no contiene información. Sin embargo, el *bias* es una fuente de ruido que se debe a ciertos procesos que aumentan/disminuyen el voltaje, durante la lectura del CCD, lo cual puede introducir una estructura sobre nuestros datos sistemáticamente. Para eliminarlo se toman exposiciones de 0 s que se promedian y se sustraen de las imágenes. Por último, denotaremos por lámparas de *flatfield* a las imágenes de las lámparas de calibración sin líneas espectrales que se utilizan para corregir las variaciones de la ganancia pixel a pixel. Para ello, se construye una imagen de *flatfield* normalizada por la que se dividen las imágenes de nuestras estrellas.

La reducción de las imágenes astronómicas se realizó con el paquete *echelle* del programa IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*). Se siguió el procedimiento estándar de reducción de datos indicado para este tipo de espectroscopía: 1) sustracción del *overscan* y *bias*, 2) normalización de *flatfield*, 3) sustracción de la luz residual dispersada por el espectrógrafo y fondo del cielo, 4) extracción de los espectros, 5) calibración en longitud de onda mediante una lámpara de referencia, 6) corrección de rayos cósmicos en las regiones de interés y 7) normalización *al continuo*. A continuación se describe brevemente

<sup>1</sup>[http://www.ucm.es/info/Astrof/software/guiaIRAF/IRAF\\_intro.html](http://www.ucm.es/info/Astrof/software/guiaIRAF/IRAF_intro.html)

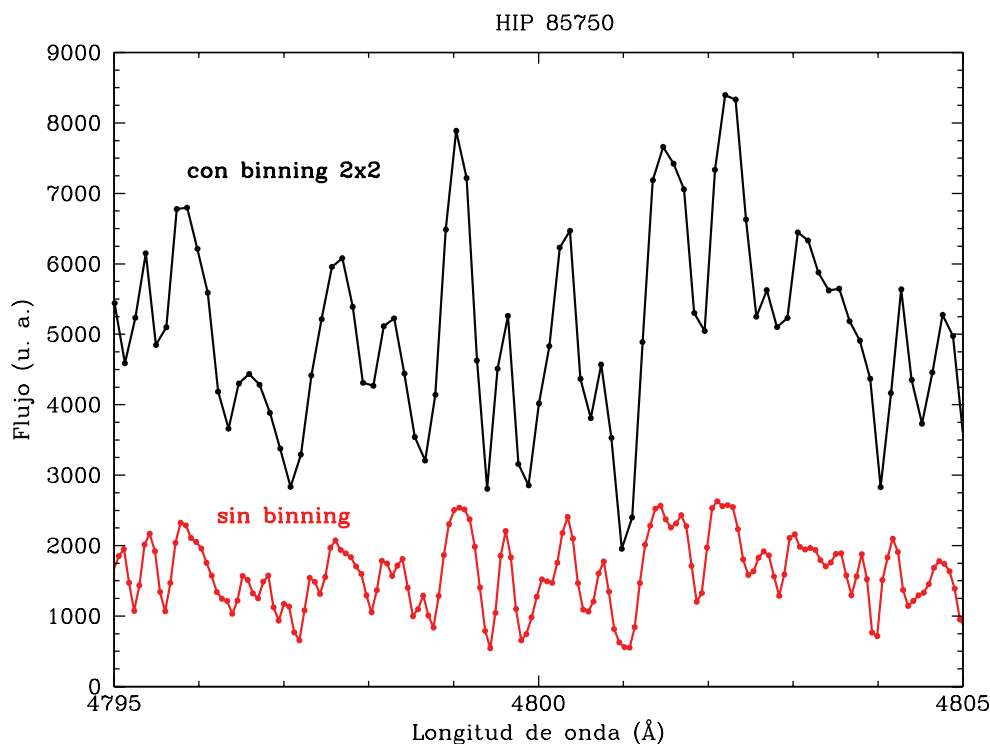


Figura 3.2: Una porción del espectro de HIP 85750 en torno a 4800 Å. Se observa que tras el *binning* 2x2 la señal mejora en un factor  $\sim 3-4$  pero la resolución espectral se reduce a aproximadamente la mitad.

el procedimiento seguido y las herramientas utilizadas en *IRAF*.

### 3.2.1 Procedimiento

Se tomaron varias exposiciones de *bias* y lámparas de *flatfield* al principio y final de cada noche, dividiendo así la reducción de los datos en dos mitades independientes por noche. Para las lámparas de *flatfield*, se tomaron dos tipos de exposiciones: una de tiempo de exposición 15 s (0.5 s en la observación con *binning* 2x2 de Julio de 2004) en el rango espectral del *rojo* y otra de mayor tiempo de exposición 30 s (2 s en Julio de 2004) en el rango espectral del *azul* (donde el detector es menos sensible) para una mejor normalización de *flatfield* en este rango espectral. En la práctica, la diferencia tras hacer la normalización de *flatfield* con mayor y menor tiempo de exposición es pequeña ( $\sim 5\%$ ) cuidando, obviamente, que las regiones no estén saturadas. Por otro lado, se tomaron exposiciones de 35 s (7 s en Julio de 2004) de la lámpara de referencia de Th-Ar, antes y después de observar cada objeto, para tener en cuenta los posibles movimientos de la rendija y/o detector durante las observaciones que pudieran afectar a una calibración precisa en longitud de onda.

La reducción se llevó a cabo de la siguiente manera (en mayúscula se indican los nombres



de las herramientas utilizadas en IRAF):

- Se determinó la sección de *overscan* y la región con los datos de utilidad inspeccionando las imágenes con los programas *ds9* e *IMPLOT*, y se editaron las cabeceras correspondientes (*overscan*, *ccdsec* y *datasec*) mediante *CCDHEDIT*.
- Las imágenes de *bias* se combinaron mediante *ZEROCOMBINE*.
- Con *CCDPROC*, se recortaron todas las imágenes y se les sustrajo las imágenes de *overscan* y *bias* promedio obtenidos en el paso anterior.
- Se combinaron las imágenes de las lámparas de *flatfield* mediante *FLATCOMBINE*, agrupándolas por su tiempo de exposición.
- Se obtuvo el *flatfield* normalizado con *APFLATTEN* y se determinó la posición de las aperturas (90 en nuestro caso) que dividieron el espectro visible en intervalos de unos  $\sim 100 \text{ \AA}$  de anchura.
- Se utilizó de nuevo *CCDPROC* para hacer la corrección de *flatfield* (a las imágenes de nuestras estrellas) utilizando la imagen de *flatfield* normalizada del paso anterior.
- Mediante *APSCATTER* se eliminó la luz residual dispersada por el espectrógrafo (que es muy importante en el rojo) y la luz de fondo del cielo.
- Se extrajeron los espectros mediante *APALL* utilizando el conjunto de aperturas determinadas para la imagen de *flatfield*.
- Se calibraron las imágenes de referencia de Th-Ar, identificando las líneas del arco a partir de una lista de líneas conocidas mediante *ECIDENTIFY*. En este punto, es muy importante identificar un buen número de líneas a lo largo de todo el espectro para obtener una calibración fiable. En nuestro caso, los residuos de la calibración fueron inferiores a  $0.03 \text{ \AA}$ . Con *ECREIDENTIFY* se extrapoló la calibración obtenida para otras imágenes Th-Ar del mismo periodo de observación. Una vez calibradas las imágenes de Th-Ar, se utilizaron para calibrar los espectros de las estrellas mediante *REFSPECTRA* y *DISPCOR*.
- En las regiones espectrales de interés, se eliminaron manualmente los rayos cósmicos (observando las variaciones anómalas del flujo sobre posición del continuo en la apertura correspondiente) teniendo en cuenta que la corrección no afectase a ninguna línea espectral de interés. En caso de duda en la identificación de un posible rayo cósmico, no se efectuó ninguna corrección.
- Se combinaron las diferentes imágenes de una misma estrella con *SARITH*.

- Por último, mediante *CONTINUUM*, se normalizaron los espectros al continuo para poder comparar, posteriormente, con los espectros sintéticos generados por el código *Turbospectrum*. Este paso final es uno de los más delicados y es una fuente de error importante en el análisis químico. Para las estrellas ricas en carbono, la dificultad en la determinación de la posición del continuo es aún mayor dado que no existen regiones espectrales medianamente libres de absorciones. La posición del continuo se fijó uniendo los puntos de máximo flujo en la región espectral de interés. Si nuestra región espectral cae dentro de una banda molecular el problema se complica. En ese caso se utiliza el método del *pseudocontinuo* que consiste en tomar el espectro de la estrella en una región más amplia cercana a la región de interés (que no esté afectada por la banda molecular) y dividir por el máximo de cuentas en esta región. El error cometido en la determinación de la posición del continuo se estima en un 5 %, aunque en ocasiones puede ser superior.

### 3.3 Características de las estrellas de la muestra

Las estrellas R fueron seleccionadas de la muestra estudiada por Knapp et al. (2001), excepto HIP 88887, que fue seleccionada del catálogo *Hipparcos* (Perryman et al. 1997). Knapp et al. (2001) corrigieron las paralajes derivadas a partir de *Hipparcos*, descartaron los datos anómalos e impusieron que la paralaje derivada fuera siempre positiva (como se describe en detalle en Pourbaix & Jorissen 2000). Para ello, al igual que en la reducción estándar de los datos de *Hipparcos*, se minimizó la función  $\chi^2$  de los residuos de la abscisa de la estrella a lo largo de un gran círculo de referencia (abscisas recogidas en el IAD *Intermediate Astrometric Data*, van Leeuwen & Evans 1998). El modelo adoptado en la solución original de *Hipparcos* depende de cinco parámetros:  $\alpha_0$ ,  $\delta_0$  (ascensión recta y declinación, respectivamente, en el equinoccio 2000),  $\pi$  (paralaje),  $\mu_\alpha$  y  $\mu_\delta$  (movimientos propios en ascensión recta y declinación, respectivamente). Sin embargo, para asegurar que la paralaje fuera positiva, Knapp et al. (2001) tomaron como nuevo parámetro  $\pi' = \log \pi$  y lo introdujeron en la minimización de la  $\chi^2$ . Este cambio de parametrización implica que los errores de la paralaje  $\pi$  no sigan una distribución normal y su intervalo de confianza sea:  $10^{\pi' - \sigma} \leq \pi \leq 10^{\pi' + \sigma}$ . Knapp et al. (2001) rechazaron, por un lado, las observaciones que tuvieron un residuo del ajuste mayor que tres veces el promedio de los residuos y, por otro lado, aquellas observaciones comunes a los consorcios de reducción de datos de *Hipparcos FAST* (*Fundamental Astrometry by Space Techniques*) y *NDAC* (*Northern Data Analysis Consortium*) que proporcionasen una solución inconsistente entre ellos. A pesar del reanálisis de los datos de *Hipparcos*, los errores de la paralaje  $\pi$  derivada por Knapp et al. (2001) son grandes y sólo el 18% de las estrellas R de su muestra tienen  $\pi/\epsilon(\pi) > 2$ , donde  $\epsilon(\pi)$  es la incertidumbre en la paralaje. En términos de distancia, estos errores implican que  $\epsilon(d(\text{pc})) \geq 10^3/2\pi$  para la mayoría de las estrellas: tomando una paralaje típica  $\pi =$

$1.5 \times 10^{-3}''$  (si asumimos  $\epsilon(d) = 10^3/2\pi$ ) tendríamos una distancia  $d = 700 \pm 300$  pc. En la Tabla 3.3 se indican las paralajes derivadas por Knapp et al. (2001) para las estrellas R excepto la paralaje de HIP 88887, la cual junto al de la estrella SC RS Cyg, se tomó del catálogo *Hipparcos*. También se indican las distancias obtenidas, grupos fotométricos de Bergeat et al. (2002a) (ver Capítulo 2) y las clasificaciones espectrales disponibles en la bibliografía.

Tabla 3.3: Paralajes ( $\pi$   $\pi_{sup}$   $\pi_{inf}$ ), distancias, grupos fotométricos y clasificación espectral de las estrellas de la muestra. Ver texto para detalles.

Tipo R	$\pi$ (msa)	d (pc)	Grupo Fotométrico	Tipo Espectral
HIP 35810	1.26 $\begin{smallmatrix} 4.18 \\ 0.38 \end{smallmatrix}$	790	CV2, RF	N (12), R8 (15)
HIP 36623	1.36 $\begin{smallmatrix} 3.58 \\ 0.38 \end{smallmatrix}$	730	HC5, RF	R9 (15), R6 (12), R8 (18), C6, 2 (6)
HIP 39118	1.32 $\begin{smallmatrix} 7.23 \\ 0.06 \end{smallmatrix}$	760	HC2, RC	R2 (18)
HIP 44812	1.22 $\begin{smallmatrix} 4.72 \\ 0.21 \end{smallmatrix}$	820	HC4, RF	R6 (12), R5 (18)
HIP 53832	2.08 $\begin{smallmatrix} 4.52 \\ 0.96 \end{smallmatrix}$	480	HC2, RC	R0 (18), CH-like (19), CH (2)
HIP 58786	1.06 $\begin{smallmatrix} 4.20 \\ 0.26 \end{smallmatrix}$	940	HC2, RC	R2 (18), CH-like (20), CH (2)
HIP 62401	1.67 $\begin{smallmatrix} 11.75 \\ 0.24 \end{smallmatrix}$	600	CV6, RF	R3 (12), C0 (3), R3 (18)
HIP 62944	8.22 $\begin{smallmatrix} 9.12 \\ 7.41 \end{smallmatrix}$	120	-, RC	K0III (16), K1III (17), K2III (14, 8, 13), K3III (9), R3 (1)
HIP 69089	1.17 $\begin{smallmatrix} 2.59 \\ 0.53 \end{smallmatrix}$	860	-, RC	G9II (9), G8IIIp (14), C-R2IIIa C <sub>2</sub> 1.5 (5), R2 (1)
HIP 74826	1.55 $\begin{smallmatrix} 4.64 \\ 0.52 \end{smallmatrix}$	650	HC1, RC	R0 (15)
HIP 82184	1.74 $\begin{smallmatrix} 3.99 \\ 0.76 \end{smallmatrix}$	580	HC2, RC	R0 (18), R2 (1)
HIP 84266	2.89 $\begin{smallmatrix} 3.62 \\ 2.30 \end{smallmatrix}$	350	HC1, RC	R0(12, 18), R1 (6), C1.2 (3, 11), R2 (1)
HIP 85750	1.43 $\begin{smallmatrix} 4.00 \\ 0.39 \end{smallmatrix}$	700	HC4, RF	R2 (18), CH-like (20), C-N5III: C <sub>2</sub> 3 (5), C-N4: C <sub>2</sub> 3 CH 3 (1)
HIP 86927	4.78 $\begin{smallmatrix} 6.05 \\ 3.77 \end{smallmatrix}$	210	HC1, RC	R0 (15)
HIP 87603	1.05 $\begin{smallmatrix} 3.66 \\ 0.30 \end{smallmatrix}$	950	HC2, RC	R3 (12), R5(18)
HIP 88887	1.15	870	HC3,-	R4 (12), R5 (18)
HIP 91929	1.58 $\begin{smallmatrix} 5.62 \\ 0.37 \end{smallmatrix}$	630	HC4, RF	R3 (12), R3 (18), R4 (1)
HIP 94049	-	-	HC2, RF	R4 (15), R2(12)
HIP 95422	1.45 $\begin{smallmatrix} 5.69 \\ 0.37 \end{smallmatrix}$	690	HC2, RF	R5 (18)
HIP 98223	2.25 $\begin{smallmatrix} 6.10 \\ 0.83 \end{smallmatrix}$	440	HC4, RF	R8 (15), R4(12)
HIP 108205	1.03 $\begin{smallmatrix} 3.60 \\ 0.29 \end{smallmatrix}$	970	CV5, RF	R3 (12), R2 (18), R8 (4)
HIP 109158	1.55 $\begin{smallmatrix} 5.25 \\ 0.46 \end{smallmatrix}$	650	CV6, RF	R (7), N8 (4)
HIP 113150	-	-	CV5, RF	R3 (12), R5 (18)
Tipo SC	$\pi$ (msa)	d (pc)	Grupo Fotométrico	Tipo Espectral
BD+10° 3764	-	-	CV1	SC (10)
RR Her	-	-	CV2	SC (10)
RS Cyg	1.81	550	CV2	SC (10)

**Referencias de Grupos Fotométricos**

HC(1-5), CV(1-7) según Bergeat et al. (2002a); RF= R-fría, RC= R-caliente según Knapp et al. (2001).

**Referencias de Tipos Espectrales:**

RF= R-fría, RC= R-caliente según Knapp et al. (2001).

1: Barnbaum et al. (1996); 2: Bartkevicius (1996); 3: Bidelman (1954); 4: Eglitis et al. (2003); 5: Keenan (1993); 6: Keenan & Morgan (1941); 7: Lee & Bartlett (1944); 8: Morgan & Keenan (1973); 9: McClure (1970); 10: Ohnaka & Tsuji (1996); 11: Richer (1971) 12: Sanford (1944); 13: Schild (1973); 14: Schmitt (1971); 15: Shane (1928); 16: Stock & Welhau (1956); 17: Uppgren (1962); 18: Vandervort (1958); 19: Yamashita (1972); 20: Yamashita (1975).

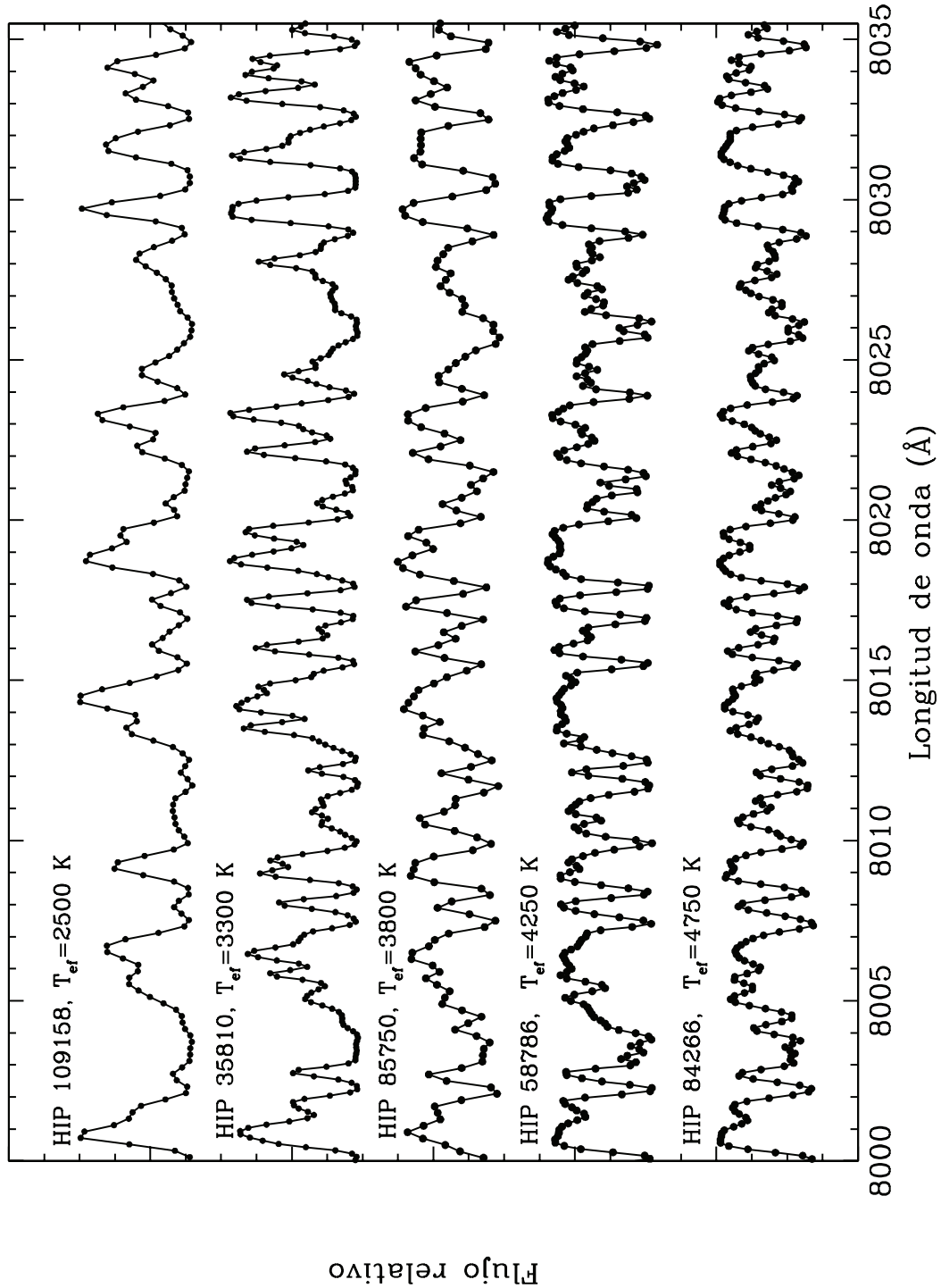


Figura 3.3: Comparación de los espectros de las estrellas que clasificamos como R-frías ( $T_{\text{ef}} < 3600$  K, HIP 109158, HIP 35810) frente a las estrellas que clasificamos como R-calientes ( $T_{\text{ef}} \geq 3600$  K, HIP 85750, HIP 58786, HIP 84266) en la región espectral del sistema *rojo* de CN a  $\lambda$  8000–8035 Å. Se indica la temperatura efectiva adoptada en el análisis químico para cada estrella (ver Capítulo 4).

Como muestra la Tabla 3.3, la clasificación espectral de la mayoría de las estrellas difiere significativamente dependiendo del autor. Como ya se indicó en el Capítulo 2, a baja resolución espectral, algunas zonas del espectro de estrellas de carbono de diferentes tipos (R, CH, J, N...) apenas muestran diferencias. Otro problema, referente al subtipo de temperatura, se debe a la variabilidad fotométrica que presentan algunas estrellas R y a las importantes incertidumbres en las calibraciones fotométricas que se utilizan para derivar la temperatura en las estrellas de carbono en general (ver capítulo siguiente). Como hemos dicho, Knapp et al. (2001) reprocesaron las paralajes originales de *Hipparcos* y recopilaron la fotometría *Johnson* VHJK disponible para su muestra de estrellas R, lo que les permitió situarlas con precisión en el diagrama color-color infrarrojo y, posteriormente, derivar sus magnitudes absolutas en K. De esta manera, según la posición de las estrellas R en el diagrama color-color infrarrojo, Knapp et al. (2001) establecieron el siguiente criterio fotométrico para distinguir entre estrellas R-calientes y frías: R-temprana o caliente, si  $(V-K)_0 < 4$  (y/o  $H-K < 0.3$ ) y R-tardía o fría, si  $(V-K)_0 > 4$  (y/o  $H-K \geq 0.3$ ).

En el presente trabajo, para establecer si una estrella se clasifica como R-fría o caliente, nos hemos basado en nuestra determinación de la  $T_{\text{ef}}$  a través del análisis químico. Obviamente, existe una relación entre el color  $(V-K)$  y  $T_{\text{ef}}$  por lo que el criterio de clasificación de Knapp et al. y el propuesto en este trabajo están relacionados. Sin embargo, dado que varias de las estrellas de la muestra son variables fotométricas, el índice  $(V-K)$  puede depender de la fase en la que se haya observado la estrella. Dado que la magnitud en V en estrellas en la fase AGB puede variar en más de 1 magnitud, es más adecuado utilizar la  $T_{\text{ef}}$  derivada a partir del análisis del espectro. La diferente intensidad entre las bandas moleculares (principalmente CN, CH y  $C_2$ ) y de algunas líneas atómicas del espectro, nos sugiere que una temperatura efectiva inferior o superior a  $T_{\text{ef}} \sim 3600$  K, es un buen criterio para clasificar las estrellas R en frías o calientes, respectivamente (ver Figura 3.3). En este trabajo consideraremos que una estrella de la muestra es R-fría si su  $T_{\text{ef}} < 3600$  K y, R-caliente, si  $T_{\text{ef}} \geq 3600$  K. De cualquier modo, nuestro criterio de temperatura coincide bien con el citado criterio fotométrico de Knapp et al. (2001), como se verá más adelante en la Sección 3.3.4.

Las 3 estrellas SC de la muestra (RR Her, BD+10°3764 y RS Cyg) se seleccionaron del trabajo de Ohnaka & Tsuji (1996).

A continuación se hace una recopilación de las características observacionales de las estrellas de la muestra y se compara con los datos disponibles en la bibliografía.

### 3.3.1 Distribución en la Vía Láctea

La Figura 3.4 muestra la distribución galáctica de las estrellas R observadas (círculos rellenos) junto con la de otras estrellas de tipo R (círculos vacíos) estudiadas por Knapp et al. (2001). También se muestran las estrellas N (cuadrados verdes) analizadas por Abia

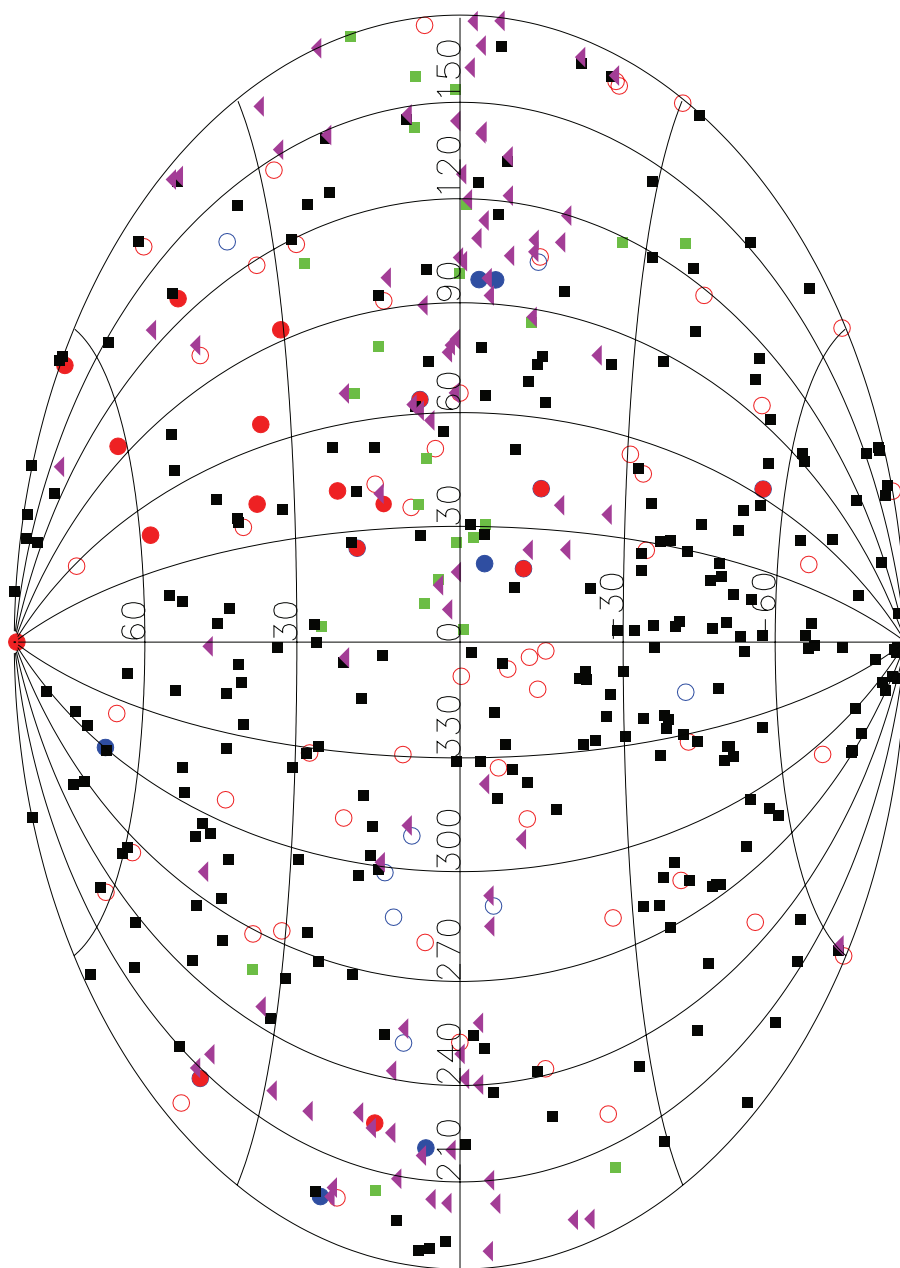


Figura 3.4: Distribución galáctica de las estrellas R, N, J y CH. Círculos rojos/azules: estrellas R-calientes/frías de Knapp et al. (2001); círculos rojos/azules rellenos: estrellas R-calientes/frías de la muestra; cuadrados negros: estrellas CH de Bartkevičius (1996); cuadrados verdes: estrellas N de Abia et al. (2001); triángulos violetas: estrellas J de Chen et al. (2007).

et al. (2001)<sup>2</sup>, las estrellas J (triángulos violetas) del trabajo de Chen et al. (2007) y las estrellas CH (cuadrados negros) de uno de los más recientes catálogos de este tipo de estrellas (Bartkevicius 1996).

En la figura se observa que la distribución de las estrellas R-frías es muy similar a la de las estrellas N y está concentrada en el plano galáctico, mientras que la distribución de las estrellas R-calientes se extiende hasta mayores latitudes. El mayor número de estrellas R-calientes se encuentra a latitudes intermedias, aunque también hay un número significativo de ellas con  $|b| > 30^\circ$ . De hecho, como se mencionó en el Capítulo 2, muchas estrellas CH se han clasificado por error como R-calientes (y viceversa) debido a la similitud de su espectro y a que ocupan un región común del diagrama HR, por lo que es posible que algunas estrellas R-calientes situadas a altas latitudes sean en realidad estrellas CH. Por otro lado, se observa que las estrellas de tipo J están distribuidas, fundamentalmente, en el plano galáctico. Sin embargo, el  $\sim 17\%$  de estas estrellas posee un valor de latitud galáctica  $|b| \geq 25^\circ$ , por lo que podríamos identificarlas como estrellas pertenecientes al disco *grueso* de la Galaxia.

Las diferencias en la distribución entre las estrellas R y N son conocidas (Sanford 1944; Ishida 1960; Stephenson 1973; Barbaro & Dallaporta 1974) y han sido confirmadas recientemente por Bergeat et al. (2002b). Según lo estimado por Bergeat et al. (2002b), las estrellas de las clases fotométricas HC (donde se incluyen estrellas CH, estrellas R-calientes y unas pocas R-frías) están a una distancia promedio del plano galáctico  $\langle |z| \rangle = 0.50 \pm 0.06$  kpc, mientras que las estrellas frías de clases CV (donde se incluyen la mayoría de las estrellas R-frías y las estrellas N) se encuentran a  $\langle |z| \rangle = 0.16 \pm 0.03$  kpc. Si calculamos estos mismos valores para las estrellas R de la muestra, se obtiene que  $\langle |z|_{RC} \rangle = 0.4 \pm 0.2$  kpc y  $\langle |z|_{RF} \rangle = 0.2 \pm 0.2$  kpc, lo que está de acuerdo con lo estimado por Bergeat et al. (2002b), teniendo en cuenta que en la clase HC se incluyen estrellas CH situadas a mayores distancias del plano galáctico, y que el conjunto de paralajes adoptadas por Knapp et al. (2001) y Bergeat et al. (2002b) es diferente (ver Sección 3.3.6). Estas diferencias en la distancia al plano galáctico  $z$  entre las estrellas R-frías y R-calientes indican que pertenecen a poblaciones estelares diferentes, al igual que las estrellas R-calientes y N.

### 3.3.2 Cinemática

Nuestra muestra es poco significativa estadísticamente para estudiar la cinemática de las estrellas R pero, como se dijo en el Capítulo 2, los análisis cinemáticos realizados sobre muestras extensas de ellas (McLeod 1947; Dean 1972; Bergeat et al. 2002b) indican que la dispersión  $\sigma$  de velocidades de las estrellas R es mayor que las de tipo N. Según Bergeat et al. (2002b), las estrellas R-calientes (incluidas en las clases fotométricas HC) poseen una dispersión de velocidades entre 42–54 km/s en la dirección del polo norte galáctico

<sup>2</sup>Las estrellas N analizadas en este trabajo se encuentran situadas exclusivamente en el cuadrante 1 y 2 de longitud galáctica:  $0^\circ < l < 180^\circ$  (ver Claussen et al. 1987).

mientras que las estrellas de tipo R-frías/N (incluidas en las clases CV) muestran 23 km/s en la dirección del polo norte galáctico. Esto indica que las estrellas R-calientes pertenecen a una población más antigua según la clásica relación edad-velocidad (e.g. Wielen et al. 1992), con una edad superior a 10 Gaños para las R-calientes frente a los  $\sim 3$  Gaños de las estrellas R-frías y N. Según modelos estándar de evolución estelar, las edades estimadas implican que la masa de las estrellas R-calientes está comprendida entre 0.7–1.3  $M_{\odot}$ , significativamente menor que la masa de las estrellas R-frías/N.

### 3.3.3 Binariedad

La manera usual de determinar si una estrella pertenece a un sistema binario consiste en estudiar las variaciones de la velocidad radial a lo largo del tiempo. En la Tabla 3.4 se recopilan las velocidades radiales determinadas por diferentes autores, y se indica si las estrellas tienen binariedad constatada mediante algún estudio específico (basado en velocidades radiales u otros métodos alternativos). En el caso de las estrellas en las que no existe un estudio específico sobre binariedad, comparar la velocidad radial obtenida en diferentes observaciones puede ser útil a la hora de descubrir algún signo de binariedad.

En la Tabla 3.4 se observa que la mayoría de las estrellas posee velocidades radiales bajas ( $\leq 50$  km/s) y que existe una estrella, HIP 39118, de velocidad radial alta ( $V_{rad} \sim 96$  km/s), similar a la velocidad encontrada en estrellas de tipo espectral CH (Hartwick & Cowley 1985). Nueve de nuestras estrellas R-calientes (HIP 39118, HIP 44812, HIP 58786, HIP 62944, HIP 69089, HIP 82184, HIP 84266, HIP 86927 y HIP 87603), no muestran evidencias de binariedad, lo que estaría de acuerdo con el estudio sobre binariedad realizado por McClure (1997b). De igual manera, la estrella R-fría HIP 35810 tampoco parece ser una estrella binaria. Por otro lado, dos R-calientes (HIP 53832 y HIP 85750) clasificadas también como *CH-like*, y las R-frías HIP 36623 y HIP 109158, presentan evidencias de binariedad, aunque en el caso de HIP 36623 el estudio de McClure (1997b) concluyó justo lo contrario y su posible binariedad se ha inferido de otro modo.

HIP 36623 es una conocida estrella simbiótica (Johnson et al. 1988; Belczyński et al. 2000; Munari & Zwitter 2002; Carquillat & Prieur 2008). Las estrellas simbióticas son sistemas binarios consistentes, en general, en una estrella gigante evolucionada que transfiere material a una compañera mucho más compacta y caliente (enana blanca o de la secuencia principal) por medio del viento estelar (Belczyński et al. 2000). Así, los espectros de estrellas simbióticas se caracterizan por la superposición aparente, en el espectro visible, de un espectro frío de absorción y un espectro de líneas de emisión, ya que la radiación ultravioleta que proviene de la estrella caliente ioniza el viento de la estrella gigante fría obteniéndose líneas de emisión similares a las de una nebulosa planetaria (Johnson et al. 1988). La binariedad de HIP 36623 se descubrió gracias a que su espectro presenta un continuo ultravioleta que varía en el tiempo y a la fuerte emisión en la línea semiprohibida C IV] a  $\lambda 1550 \text{ \AA}$ . En nuestro espectro de esta estrella no hemos detectado tal tipo de líneas



Tabla 3.4: Binariedad y velocidades radiales de las estrellas de la muestra

<b>R-frías</b>	Binariedad	$V_{rad}$ (km/s)
HIP 35810	No (4)	$55 \pm 0.5$ (10); $55 \pm 2.5$ (12); 44 (13)
HIP 36623	No (4), Sí (1)	43.2 (8); 43 (9); $41.0 \pm 0.5$ (10); $41.0 \pm 1.2$ (12)
HIP 62401	-	-1.0 (9); 2.0 (10); $2.0 \pm 1.2$ (12);
HIP 91929	-	$-4.0 \pm 2.5$ (10); $-4 \pm 5$ (12)
HIP 108205	-	-12.0 (9); $-18.0 \pm 1.2$ (10); $-18 \pm 2.5$ (12)
HIP 109158	Sí (3)	-4 (1)
<b>R-calientes</b>	Binariedad	$V_{rad}$ (km/s)
HIP 39118	No (5)	96.2, $95.5 \pm 0.7$ (6)
HIP 44812	No (5)	20.2, 20.1, $20.7 \pm 0.7$ (6)
HIP 53832	Sí (5)	3.0 (13); 3.4, 5.2, -12.1, -11.5, -8.4, -8.9, -6.4, -5.5, -3.1, $-2.8 \pm 0.7$ (6)
HIP 58786	No (5)	-21.2, -21.3, -21.4 (6)
HIP 62944	No (5)	7.3, 6.2, 6.7, 6.5, $8.5 \pm 0.7$ (6)
HIP 69089	No (5)	-20.9, -20.2, -21.4, -20.3, $-20.3 \pm 0.7$ (6)
HIP 74826	-	
HIP 82184	No (4)	
HIP 84266	No (4)	$-25.2 \pm 0.8$ (7); -11.1 (8); -11.0 (9); $-16 \pm 0.5$ (10); $-16.4 \pm 1.2$ (12); $-13.3 \pm 0.3$ (5)
HIP 85750	Sí (4)	-41.0 (1)
HIP 86927	No (4)	
HIP 87603	No (4)	-38 (2)
HIP 88887	-	-19.0 (10); $-19 \pm 2.5$ (12)
HIP 94049	-	-44.6 (8); -45 (9); $-42.0 \pm 2.5$ (12); $-42.0 \pm 2.5$ (10)
HIP 95422	-	
HIP 98223	-	56.6 (8); 56.0 (9); $57.0 \pm 2.5$ (10); $57 \pm 2.5$ (12)
HIP 113150	-	-42 (2)
<b>SC</b>	Binariedad	$V_{rad}$ (km/s)
BD+10°3764	-	
RR Her	-	-46.0 (9); $-37.0 \pm 0.5$ (10); -37.2 (11); $-37.2 \pm 0.5$ (12)
RS Cyg	-	-45 (3); -46 (9); $-50 \pm 0.5$ (10); $-50.0 \pm 1.2$ (12); -67.0 (4)

**Referencias de velocidades radiales:**

1: Dean (1972); 2: Duffot et al. (1995); 3: Moore (1922); 4: McKellar (1958); 5: Nordström et al. (2004); 6: Platais et al. (2003); 7: Rufus (1916); 8: Sanford (1924); 9: Sanford (1935); 10: Sanford (1944); 11: Sanford (1950); 12: Wilson (1953); 13: Yamashita (1972).

**Referencias de binariedad:**

1: Carquillat & Prieur (2008); 2: Greene & Wing (1971); 3: Makarov & Kaplan (2005); 4: McClure (1997b); 5: Platais et al. (2003).

de emisión dado que nuestro límite inferior en el *azul* está en  $\lambda \sim 4000 \text{ \AA}$ . Recientemente, Carquillat & Prieur (2008) han obtenido los parámetros orbitales del sistema, deduciendo que éste está compuesto por dos estrellas de masas  $M_1 = 2.5 M_\odot$  y  $M_2 > 0.6 M_\odot$ .

HIP 85750 es un sistema binario para el que McClure (1997b) determinó los siguientes parámetros orbitales: periodo  $P = 445.6 \pm 0.61$  días, velocidad radial media  $\gamma = -27.46 \pm 0.2$  km/s, semi-amplitud de la velocidad radial  $K = 10.54 \pm 0.29$  km/s, excentricidad  $e = 0.03 \pm 0.03$ , orientación de la órbita  $\omega = 162.1 \pm 41.0^\circ$  y función de masas  $f(m) = 0.0541$

$\pm 0.0045 M_{\odot}$ . Por su parte, HIP 109158 aparece en el catálogo de binarias astrométricas con movimientos propios acelerados de *Hipparcos* (Makarov & Kaplan 2005). En este catálogo se hace una recopilación de las variaciones en los movimientos propios  $\mu$  medidas por *Hipparcos* y *Tycho-2* (Høg et al. 2000), aceleraciones de los movimientos propios y segundas derivadas de éstos, con el objetivo de poder constreñir las órbitas y masas de los sistemas binarios involucrados. Las componentes de la aceleración del movimiento propio, en ascensión recta  $\alpha$  y declinación  $\delta$ , derivadas para HIP 109158 resultaron ser:  $\frac{d\mu\alpha}{dt} \cos\delta = (16.45 \pm 3.85) \text{ msa/año}^2$  y  $\frac{d\mu\delta}{dt} = (-2.54 \pm 3.44) \text{ msa/año}^2$ , que se interpretan como indicativas de binariedad.

Por último, para las estrellas de la muestra en las que no hay disponibles estudios específicos de binariedad, la comparación de la velocidad radial determinada por diferentes autores no muestra un signo claro de binariedad en ninguna de ellas. Por supuesto, sería necesario estudiarlas con más detalle (mayor resolución espectral y seguimiento durante varios años) para obtener mejores conclusiones al respecto.

### 3.3.4 Fotometría

La fotometría *Johnson* de la muestra aparece en la Tabla 3.5. Se utilizaron los valores VJHK recopilados por Knapp et al. (2001) cuando estuvieron disponibles o, en su defecto, se extrajo la fotometría V de *Hipparcos* y JHK<sub>s</sub> del *Two Micron All Sky Survey* (Cutri et al. 2003). Las diferencias entre fotometría *Johnson* y fotometría *2MASS* son poco significativas para las estrellas R de la muestra (compárese la Figura 2.2 con la Figura 3.5). Las diferencias existentes en la bibliografía en la fotometría de una misma estrella son inferiores a  $\sim 0.2$  mag en la mayoría de las R-calientes, mientras que para las R-frías y SC pueden ser mucho mayores, signo evidente de variabilidad fotométrica (ver Sección 3.3.5). En la Tabla 3.5 se muestran también el índice de color B–V, a partir de la magnitud B de la base de datos *SIMBAD*<sup>3</sup>, y el exceso de color E(B–V) derivado para cada estrella. E(B–V) se calculó mediante la relación  $E(B–V) = A_V/3.1$  (Cardelli et al. 1989), donde  $A_V$  es la absorción interestelar en la banda visible V definida por  $M_V = m_V + 5 - 5 \log d - A_V$ . Para calcular  $A_V$ , según la posición de cada estrella en la Galaxia, se utilizó el modelo tridimensional de extinción de Arenou et al. (1992), con un error típico  $\sigma(A_V) = \pm 0.15$  mag (o en términos del exceso de color  $\sigma[E(B–V)] = \pm 0.05$  mag).

Al final de la Tabla 3.5 se muestran los índices de color infrarrojos K–[12], definido como  $K + 2.5 \log (F_{12}/28.3)$  donde 28.3 es la densidad de flujo de la estrella de referencia a  $12 \mu\text{m}$ ,  $[12]–[25] = 2.5 \log (F_{25}/F_{12})$  y  $[25]–[60] = 2.5 \log (F_{60}/F_{25})$ , donde  $F_{\lambda}$  representa la densidad de flujo IRAS (Helou & Walker 1988) en Janskies para  $\lambda = 12, 25$  y  $60 \mu\text{m}$ , respectivamente.

En la Figura 3.5 (arriba) se muestra el diagrama color-color infrarrojo (J–H, H–K) de las

<sup>3</sup><http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

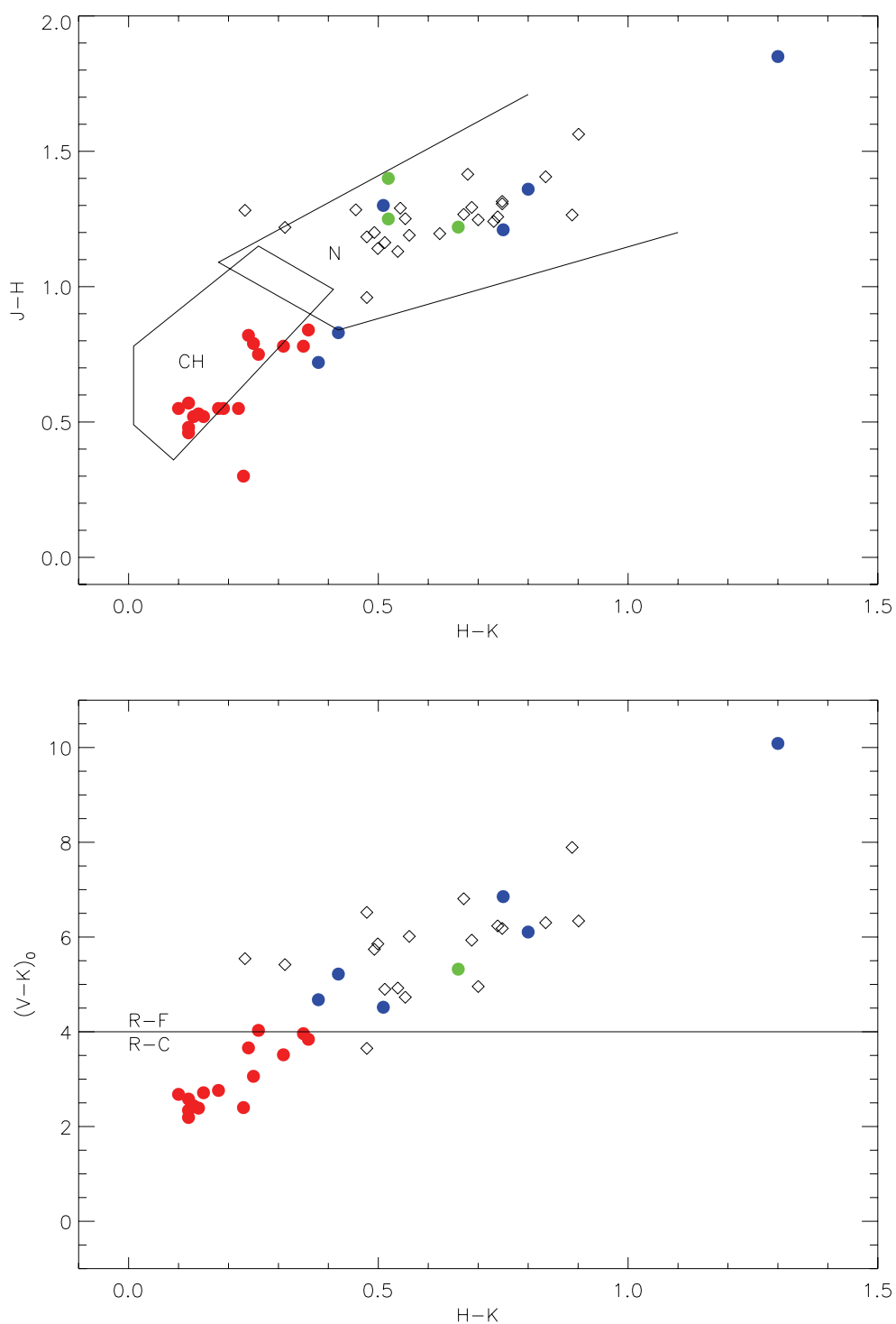


Figura 3.5: Diagramas color-color infrarrojo. Círculos rojos: estrellas R-calientes; círculos azules: estrellas R-frías; círculos verdes: estrellas SC; diamantes: estrellas N de Abia et al. (2001). La línea horizontal a  $(V-K)_0 = 4$  representa el criterio fotométrico de Knapp et al. (2001) para distinguir entre estrellas R-frías y R-calientes.

Tabla 3.5: Fotometría de la muestra

<b>R-frías</b>	V	K	J-H	H-K	B-V	E(B-V)	K-[12]	[12]-[25]	[25]-[60]	Ref
HIP 35810	9.01	3.67	0.83	0.42	2.69	0.05	1.5	-1.13	-0.91	1
HIP 36623	8.02	2.95	0.72	0.38	2.17	0.14	0.6	-1.48	< -0.81	5
HIP 62401	11.98	1.81	1.85	1.30	-	0.03	4.1	-1.30	-1.76	7
HIP 91929	9.75	3.41	1.30	0.51	2.62	0.66	1.5	-1.56	< 1.43	1
HIP 108205	9.23	1.71	1.36	0.80	4.16	0.51	1.5	-1.33	-1.37	2,1
HIP 109158	10.12	2.57	1.21	0.75	0.48	0.25	2.4	-1.04:	-1.28:	5,1
<b>R-calientes</b>	V	K	J-H	H-K	B-V	E(B-V)	K-[12]	[12]-[25]	[25]-[60]	Ref
HIP 39118	10.41	7.23	0.79	0.25	2.79	0.05	-	-	-	1
HIP 44812	10.61	6.50	0.78	0.35	1.50	0.05	-	-	-	1
HIP 53832	10.11	7.60	0.52	0.13	1.09	0.03	-	-	-	1
HIP 58786	10.27	7.51	0.52	0.15	1.13	0.02	-	-	-	1
HIP 62944	6.91	4.16	0.55	0.10	1.28	0.03	0.5	-1.48:	0.51:	4
HIP 69089	8.68	6.40	0.46	0.12	1.00	0.03	-	-	-	1
HIP 74826	9.78	7.39	0.48	0.12	1.00	0.02	-	-	-	1
HIP 82184	9.10	6.46	0.57	0.12	1.19	0.02	-	-	-	1
HIP 84266	7.60	5.11	0.30	0.23	1.16	0.03	0.7	< -0.71	< 0.89	5
HIP 85750	9.42	5.15	0.82	0.24	1.98	0.22	0.6	< -0.56	< 0.59	3,1
HIP 86927	8.71	6.14	0.53	0.14	1.18	0.07	-	-	-	3
HIP 87603	10.72	7.92	0.55	0.18	1.12	0.01	-	-	-	1
HIP 88887	9.78	5.13	0.84	0.36	1.42	0.29	1.1	< -1.09	< 0.51	1
HIP 94049	10.39	7.39	0.55	0.19	1.21	-	-	-	-	1
HIP 95422	11.01	6.74	0.75	0.26	1.05	0.09	-	-	-	1
HIP 98223	9.36	5.15	0.78	0.31	2.24	0.25	1.0	< -0.99	< 0.51	6,1
HIP 113150	10.75	7.97	0.55	0.22	1.21	-	-	-	-	1
<b>SC</b>	V	K	J-H	H-K	B-V	E(B-V)	K-[12]	[12]-[25]	[25]-[60]	Ref
BD +10°3764	8.60	2.02	1.40	0.52	-	-	1.0	-1.08	-1.15:	1
RR Her	8.70	3.44	1.25	0.52	2.80	-	1.5	-1.22	-1.81:	1
RS Cyg	7.61	1.32	1.22	0.66	3.19	0.35	1.2	-1.19	-1.05:	1

**Referencias de fotometría:**

1: 2MASS (Cutri et al. 2003); 2: Neugebauer & Leighton (1969); 3: Dominy et al. (1986); 4: Elias (1978); 5: Noguchi et al. (1981); 6: Mendoza & Johnson (1965); 7: Whitelock et al. (2000).

: significa valor incierto

estrellas R y SC de la muestra junto con las estrellas N de Abia et al. (2001). La distinción entre R-fría y R-caliente se ha hecho atendiendo al criterio mencionado al principio de esta sección (esto es  $T_{\text{ef}} \leq 3600$  K). Podemos observar que las estrellas R-calientes tienen índices de color típicos  $J - H \sim 0.6$  y  $H - K < 0.3$ , mientras que los colores de las R-frías son claramente más rojos, distinguiéndose dos grupos entre ellas: un grupo situado a  $0.8 < J - H < 1.0$ , y otro grupo de colores equiparables a las estrellas N y SC situado a  $J - H > 1.0$ . En la parte inferior de la Figura 3.5 se representa el diagrama color-color ( $H - K, (V - K)_0$ ). La línea a  $(V - K)_0 = 4$  representa el criterio fotométrico de Knapp et al. (2001) para distinguir entre R-frías y calientes y, como vemos, está en buen acuerdo con nuestra clasificación según la temperatura efectiva derivada en el análisis químico.

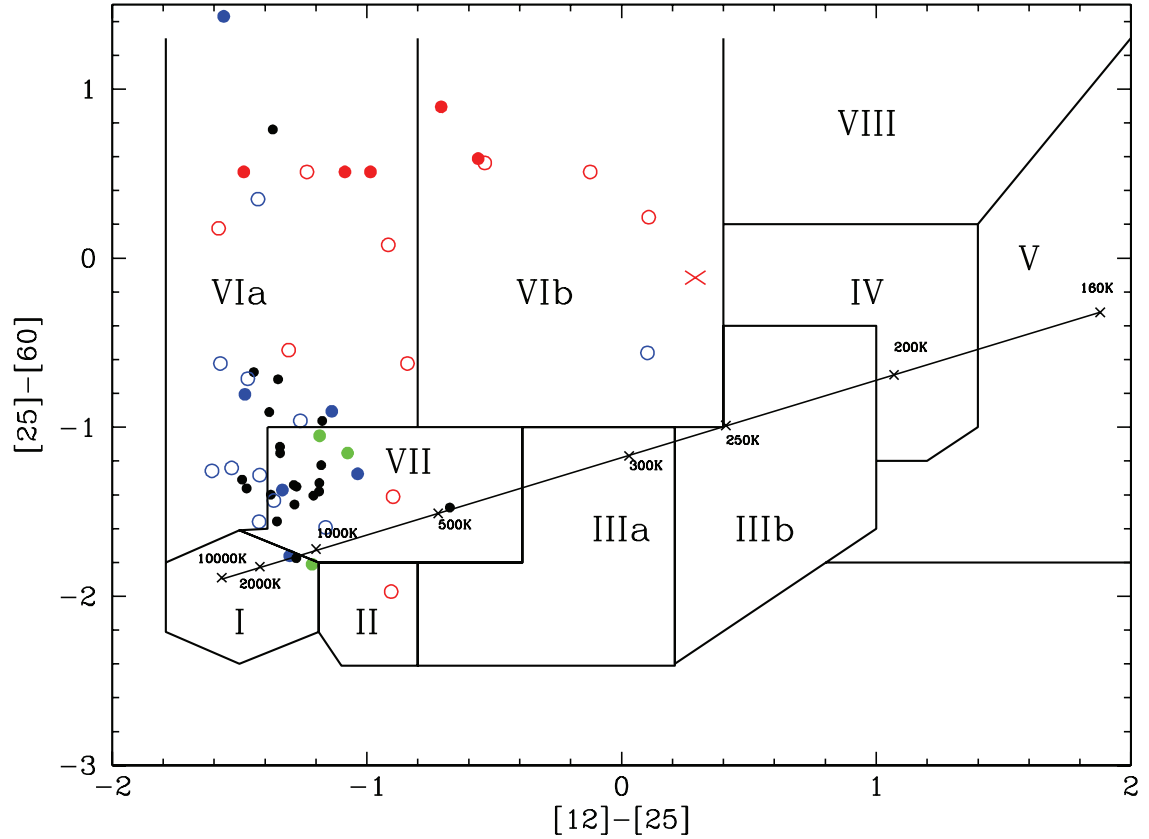


Figura 3.6: Diagrama color-color IRAS en el que se muestran las diferentes regiones evolutivas establecidas por van der Veen & Habing (1988) (ver texto para detalles). Los símbolos significan: círculos rojos rellenos = estrellas R-calientes de la muestra; círculos azules rellenos = estrellas R-frías de la muestra; círculos verdes = estrellas SC de la muestra; círculos rojos abiertos = estrellas R-calientes de Knapp et al. (2001); círculos azules abiertos = estrellas R-frías de Knapp et al. (2001); círculos negros = estrellas N de Abia et al. (2001). La cruz de color rojo representa a la estrella R-caliente HD 100764. La curva del cuerpo negro se representa por la línea continua, indicándose varias temperaturas sobre ella.

Por otra parte, el color  $K-[12]$  se considera un buen indicador de la profundidad óptica de la capa de polvo que rodea a una estrella (Jorissen & Knapp 1998) y, por tanto, se le asocia con la existencia de un ritmo elevado de pérdida de masa. Según Jorissen & Knapp (1998) (ver su Figura 21), las estrellas que no presentan una pérdida de masa significativa tienen  $K-[12] \leq 0.7$ , por lo que la mayoría de las estrellas R-frías de la muestra se corresponden con estrellas que tienen una pérdida de masa moderada:  $5 \times 10^{-8}$  a  $5 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$ , según estos autores, excepto HIP 62401 con un ritmo superior a  $10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$ . Estas estimaciones de pérdida de masa son similares a las estimadas recientemente en estrellas AGB (e.g. Busso et al. 2007a). De hecho Knapp et al. (2001) sugieren que las

estrellas R-frías probablemente podrían encontrarse también en la fase AGB. Por otro lado, las estrellas R-calientes de la muestra no presentarían pérdida de masa significativa. Como excepción, las estrellas R-calientes HIP 88887 y HIP 98223 poseen un color K-[12] algo superior al del resto (1.1 y 1.0, respectivamente). En el caso de HIP 98223, hemos confirmado que se trata de una estrella de tipo espectral CH (ver Capítulo 6), por lo que el exceso infrarrojo podría deberse a la existencia de una envoltura circumestelar y/o disco de acreción. Sin embargo, para HIP 88887, no hemos encontrado nada que la diferencie del resto de estrellas R-calientes.

En la Figura 3.6 se representa el diagrama color-color IRAS [12]–[25] frente a [25]–[60] para las estrellas que disponen de densidades de flujos IRAS a 12, 25 y 60  $\mu\text{m}$ . Se indican también las diferentes regiones establecidas por van der Veen & Habing (1988) para estudiar el estado evolutivo de estrellas con envolturas de polvo y gas. Según la interpretación de estos autores, las estrellas que se desvían de la curva del cuerpo negro (asumiendo que ésta representa la contribución de la fotosfera) presentan evidencias de la existencia de una o varias envolturas circumestelares. En el contexto evolutivo de la fase AGB, estos autores consideran que tales estrellas han sufrido recientemente uno o varios pulsos térmicos que ha suprimido durante un tiempo la pulsación dinámica y la pérdida de masa. Estas estrellas describen entonces un giro en el diagrama color-color IRAS cuyo radio depende de la masa de la envoltura circumestelar. Tras restablecerse la pulsación dinámica, las estrellas de carbono siguen un camino este diagrama color-color en el que se desplazan a mayores colores [25]–[60] (i.e. más positivos) que las estrellas ricas en O, debido a la mayor emisividad del polvo entre 40 y 80  $\mu\text{m}$  (Zuckerman 1993).

Van der Veen & Habing estudiaron una amplia muestra de los objetos observados por IRAS, para ver su distribución en el diagrama [12]–[25] vs. [25]–[60]. Encontraron que la región I corresponde, en general, a estrellas ricas en O no variables que no presentan envolturas circumestelares; la región II corresponde a estrellas variables con envolturas circumestelares ricas en O relativamente recientes; la región IIIa corresponde a estrellas variables con envolturas circumestelares ricas en O más evolucionadas que en el caso anterior; IIIb indica la posición de estrellas variables con envolturas circumestelares gruesas ricas en O; IV está poblada de estrellas variables con envolturas circumestelares ricas en O muy gruesas; V corresponde a la región poblada por nebulosas planetarias y estrellas no variables con envolturas circumestelares muy frías ( $T \sim 100$  K); VIa corresponde a estrellas no variables con polvo relativamente frío a largas distancias, conteniendo un  $\sim 20$  % de estrellas de carbono; VIb está poblada de estrellas variables con dos componentes de polvo: una componente caliente ( $T \sim 1000$  K) relativamente cercana a la estrella, y otra componente fría ( $T \leq 100$  K) mucho más alejada; VII corresponde a estrellas variables con envolturas circumestelares ricas en C y, por último, la región VIII contiene objetos muy fríos, como pueden ser nebulosas oscuras y algunas nebulosas planetarias.

Como se aprecia en la Figura 3.6, la mayoría de las estrellas R-frías se sitúan en la

regiones VIa y VII, donde se encuentran las estrellas de carbono normales. Respecto a las R-calientes, desafortunadamente hay pocas estrellas que dispongan de fotometría IRAS. En los casos disponibles, tan sólo es fiable la densidad de flujo a  $\lambda$  12  $\mu\text{m}$ , mientras que a  $\lambda$  25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  las densidades de flujo dadas por IRAS son un límite superior. La única estrella R-caliente que posee exceso infrarrojo a  $\lambda$  12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  es HD 100764 (no incluida en nuestra muestra, representada por una cruz en la Figura 3.6). En la Figura 3.6 se han incluido también las estrellas R-calientes de la muestra de Knapp et al. (2001) observadas por IRAS. Se observa que la mayoría de estas estrellas R-calientes se sitúan en las regiones VIa y VIb y parecen poseer un ligero exceso a 60  $\mu\text{m}$ . Este exceso podría sugerir la existencia de una envoltura circumestelar rica en C aunque, dado que sólo estamos considerando límites superiores en la fotometría IRAS, no puede afirmarse con total seguridad. Como hemos indicado, tan sólo la estrella R-caliente HD 100764 presenta un exceso infrarrojo indicativo de la existencia de un disco circumestelar (Dominy et al. 1986). Recientemente se ha demostrado que este disco tiene una composición rica en carbono, ya que se ha detectado la emisión de diferentes hidrocarburos en el infrarrojo (Sloan et al. 2007). Según Sloan et al., este tipo de emisión es similar a la encontrada en algunos objetos post-AGB, por lo que HD 100764 podría no ser en realidad una estrella de tipo espectral R.

### 3.3.5 Variabilidad

En la Tabla 3.6 aparecen las estrellas variables de la muestra, el tipo de variabilidad y su periodo según el Catálogo Combinado General de Estrellas Variables (Samus & Durlevich 2004). Todas las estrellas que presentan variabilidad confirmada son R-frías o estrellas SC. Las variables de la muestra son de largo periodo y sus tipos de variabilidad son irregulares (Lb), semirregulares (SRa, SRb) y Mira.

Las estrellas Mira son variables de largo periodo ( $\sim 300 - 500$  días) con una amplitud de variabilidad en V grande ( $\sim 2.5 - 7$  mag). Sus magnitudes bolométricas y magnitudes en K tienen una amplitud de variación mucho menor ( $\sim 1 - 1.5$  mag). Las grandes amplitudes de variabilidad en V se deben a que la absorción por parte de las moléculas de  $\text{C}_2$  y CN (en estrellas de C) y TiO y/o VO (en estrellas ricas en O) aumenta significativamente en el óptico a medida que la temperatura de la estrella disminuye (lo que favorece también la asociación de átomos en forma molecular). En nuestra muestra de estrellas R-frías encontramos una estrella Mira: HIP 62401.

Las estrellas semirregulares de tipo SRa tienen un rango más amplio de periodos de variabilidad que las Mira y su amplitud es menor que las de éstas (menor de 2.5 mag en V). Su comportamiento es bastante regular, tanto en amplitud como en los intervalos de tiempo entre los máximos (periodos). En la muestra encontramos dos estrellas SRa: la R-fría, HIP 109158, y la SC, RS Cyg.

Las estrellas semirregulares de tipo SRb tienen periodos (o intervalos entre máximos) no muy bien definidos. Sus amplitudes de variación en V son pequeñas y aún más pequeñas

en K. La estrella SC, RR Her, posee este tipo de variabilidad.

Las estrellas Lb son variables irregulares de tipo espectral K, M, S o C, con amplitud de variabilidad pequeña y no muestran un patrón de periodicidad. Un número significativo de estrellas de carbono son variables Lb. En la muestra encontramos 3 de ellas: HIP 35810, HIP 91929 y HIP 108205.

Como vemos, los tipos de variabilidad que presentan las estrellas R-frías son idénticos a los que poseen las estrellas N, lo que de nuevo vuelve a relacionarlas estrechamente con ellas.

Tabla 3.6: Estrellas variables de la muestra

<b>R-frías</b>	GCVS	Tipo	P(días)
HIP 35810	V758 Mon	Lb	-
HIP 36623	NQ Gem	SR	70
HIP 62401	RU Vir	Mira	433
HIP 91929	RV Sct	Lb	-
HIP 108205	LW Cyg	Lb	-
HIP 109158	CT Lac	SRa	555
<b>SC</b>	GCVS	Tipo	P(días)
RR Her	RR Her	SRb	239.7
RS Cyg	RS Cyg	SRa	417.4

### 3.3.6 Determinación de las luminosidades

Las magnitudes absolutas se calcularon mediante la relación usual,

$$M_{X_0} = m_X + 5 - 5 \log(d) - A(X) \quad (3.1)$$

donde X se refiere a la banda fotométrica de interés,  $m_X$  es la magnitud aparente en la banda X (ver Tabla 3.5), d es la distancia en pc (Tabla 3.3) y  $A(X)$  es la absorción interestelar en la banda X calculada mediante el exceso de color que aparece en la Tabla 3.5 y las calibraciones de Cardelli et al. (1989). No se ha corregido por extinción circumestelar ya que ésta es despreciable para las estrellas R (Knapp et al. 2001). La magnitud bolométrica absoluta ( $M_{bol}$ ) se calculó de dos maneras diferentes:

1) A partir de la magnitud absoluta en K,  $M_{bol} = M_K + BC_K$ , usando la corrección bolométrica  $BC_K$  según Costa & Frogel (1996) para estrellas galácticas de carbono:

$$BC_K = 1.09 + 1.69(J - K)_0 + 0.12(J - K)_0^2 - 0.34(J - K)_0^3 + 0.07(J - K)_0^4 \quad (3.2)$$

Para derivar esta relación, Frogel et al. (1980) integraron la distribución espectral de energía de estrellas de carbono de la Galaxia (entre las que también se encontraban estrellas de



tipo espectral R) basándose en la fotometría multicolor obtenida por Mendoza & Johnson (1965). La calibración puede aplicarse a todo el rango de colores característico de las estrellas de carbono ( $0.5 < (J-K)_0 < 2.5$ ), aunque para valores  $(J-K)_0$  inferiores a 0.95 (objetos menos enrojecidos, i.e., estrellas R-tempranas), ésta presenta una mayor dispersión. El error típico asociado a la corrección bolométrica  $BC_K$  es  $\sim 0.2$  mag. Para derivar la  $M_{bol}$  a partir de esta corrección, se adoptaron las distancias reprocesadas por Knapp et al. (2001), recogidas en la Tabla 3.3.

2) Utilizando la corrección bolométrica en K ( $BC_K$ ) en función del color  $K-[12.5]$  para estrellas galácticas ricas en carbono derivada por Guandalini et al. (2006):

$$BC_K = 3.0768 + 0.3753(K - [12.5]) - 0.1164(K - [12.5])^2 + 0.0033(K - [12.5])^3 \quad (3.3)$$

obtenida para estrellas de carbono AGB galácticas con distribución espectral de energía completa hasta  $45 \mu\text{m}$ . Esta corrección bolométrica es más fiable cuanto mayor sea el exceso infrarrojo del objeto (i.e. estrellas variable Mira y post-AGB), aunque también es aceptable para los objetos menos enrojecidos (i.e. variables irregulares y semirregulares), y es aplicable en el rango  $0.5 < K-[12.5] < 17$ . El error estimado por Guandalini et al. (2006) en la magnitud bolométrica absoluta oscila entre 0.4 mag (estrellas de su Tabla 1 con estimación de distancia más fiable) y 0.8–1.5 mag (estrellas de las Tablas 2–4, situadas a mayores distancias). Las luminosidades obtenidas por estos autores presentan un buen acuerdo con las estimaciones teóricas para estrellas AGB de baja masa  $M \lesssim 3 M_\odot$  (Straniero et al. 2003a). Dado que las estrellas R-calientes no presentan excesos infrarrojos significativos (ver Tabla 3.5), sólo se ha podido utilizar esta corrección para un número reducido de objetos de la muestra. En nuestro caso, se utilizó el color  $K-[12]$  (Tabla 3.5) en lugar de  $K-[12.5]$ , sin que ello constituya una fuente de error significativa<sup>4</sup>. En analogía con el procedimiento seguido por Guandalini et al., se han utilizado las distancias adoptadas por Bergeat et al. (2002a), obtenidas a partir de las paralajes originales de *Hipparcos*, en lugar de las paralajes reprocesadas por Knapp et al. (2001). Tres estrellas de nuestra muestra (HIP 62401, HIP 108205 y RS Cyg) son comunes a la muestra estudiada por Guandalini et al. (2006).

En la Tabla 3.7 se muestran las magnitudes absolutas corregidas de extinción interestelar en las diferentes bandas fotométricas BVHJK y la magnitud bolométrica absoluta ( $M_{bol}$ ) derivada mediante la corrección bolométrica de Costa & Frogel (1996) (Ec. 3.2) adoptando la distancia derivada a partir de las paralajes de Knapp et al. (2001) (Tabla 3.3). Se muestran también los valores de  $M_{bol}$  calculados por Bergeat et al. (2002a) obtenidos a partir del flujo espectrofotométrico integrado de cada estrella, utilizando las paralajes originales de *Hipparcos* (i.e. sin reprocesar), y, por último, la  $M_{bol}$  calculada a partir de la corrección

<sup>4</sup>Ver Figura 15 del artículo de Whitelock et al. (2006) donde se comparan las correcciones bolométricas en función de  $K-[12]$  frente a las calculadas en función de  $K-[12.5]$ , encontrándose una diferencia  $\sim 0.1$  mag.

Tabla 3.7: Magnitudes absolutas en BVJHK corregidas de extinción interestelar ( $M_{B_0}$ ,  $M_{V_0}$ ,  $M_{J_0}$ ,  $M_{H_0}$ ,  $M_{K_0}$ ) y magnitud bolométrica absoluta según la corrección bolométrica de Costa & Frogel (1996) ( $M_{bol}^{CF1996}$ ), utilizando las distancias derivadas por Knapp et al. (2001). Se muestra también la  $M_{bol}$  derivada por Bergeat et al. (2002a)  $\equiv$  (B2002a) y la  $M_{bol}$  derivada mediante la corrección bolométrica de Guandalini et al. (2006)  $\equiv$  (G2006), adoptando las distancias de Bergeat et al. (2002a).

<b>R-frías</b>	$M_{B_0}$	$M_{V_0}$	$M_{J_0}$	$M_{H_0}$	$M_{K_0}$	$M_{bol}^{CF1996}$	$M_{bol}^{B2002a}$	$M_{bol}^{G2006}$
HIP 35810	2.02	-0.63	-4.62	-5.43	-5.84	-2.97	-4.13	-3.40
HIP 36623	0.27	-1.76	-5.41	-6.07	-6.43	-3.77	-4.12	-4.20
HIP 62401	-	3.00	-3.95	-5.79	-7.09	-3.23	-5.23	-4.42*
HIP 91929	0.65	-1.31	-4.37	-5.48	-5.83	-2.75	-4.13	-3.50
HIP 108205	1.35	-2.30	-6.52	-7.73	-8.41	-5.10	-5.45	-4.89*
HIP 109158	0.51	0.29	-4.74	-5.88	-6.57	-3.28	-5.65	-5.20
Media $\pm \sigma$	$1.0 \pm 0.7$	$-1.0 \pm 2.0$	$-5.0 \pm 0.9$	$-6.0 \pm 0.9$	$-7.0 \pm 1.0$	$-3.5 \pm 0.9$	$-4.8 \pm 0.7$	$-4.3 \pm 0.7$
<b>R-calientes</b>	$M_{B_0}$	$M_{V_0}$	$M_{J_0}$	$M_{H_0}$	$M_{K_0}$	$M_{bol}^{CF1996}$	$M_{bol}^{B2002a}$	$M_{bol}^{G2006}$
HIP 39118	3.62	0.88	-1.17	-1.94	-2.18	0.47	-	-
HIP 44812	2.32	0.87	-1.99	-2.75	-3.09	-0.34	-2.02	-
HIP 53832	2.68	1.62	0.18	-0.70	-0.82	1.32	-0.81	-
HIP 58786	1.46	0.34	-1.71	-2.22	-2.37	-0.19	-1.02	-
HIP 62944	2.66	1.40	0.64	-1.18	-1.27	0.86	-	1.86
HIP 69089	-0.11	-1.08	-2.71	-3.16	-3.27	-1.24	-	-
HIP 74826	1.67	0.68	-1.40	-1.58	-1.66	-0.13	-1.38	-
HIP 82184	1.40	0.23	-1.67	-2.23	-2.35	-0.14	-1.04	-
HIP 84266	0.93	-0.20	-2.08	-2.37	-2.60	-0.65	-0.87	0.20
HIP 85750	1.27	-0.49	-3.21	-3.96	-4.15	-1.59	-3.25	-2.55
HIP 86927	3.02	1.90	0.15	-0.36	-0.49	1.65	0.22	-
HIP 87603	1.89	0.78	-1.26	-1.80	-1.98	0.29	-0.02	-
HIP 88887	0.30	-0.83	-3.62	-4.38	-4.67	-1.99	-3.14	-2.49
HIP 94049	-	-	-	-	-	-	-1.97	-
HIP 95422	2.51	1.55	-1.52	-2.24	-2.48	0.10	-2.57	-
HIP 98223	2.32	0.34	-2.22	-2.93	-3.18	-0.60	-3.78	-2.89
HIP 113150	-	-	-	-	-	-	-1.26	-
Media $\pm \sigma$	$2.0 \pm 1.0$	$0.5 \pm 0.9$	$-2.0 \pm 1.0$	$-2.0 \pm 1.0$	$-2.0 \pm 1.0$	$0.0 \pm 1.0$	$-2.0 \pm 1.0$	$-1.0 \pm 2.0$
<b>SC</b>	$M_{B_0}$	$M_{V_0}$	$M_{J_0}$	$M_{H_0}$	$M_{K_0}$	$M_{bol}^{CF1996}$	$M_{bol}^{B2002a}$	$M_{bol}^{G2006}$
BD +10°3764	-	-	-	-	-	-	-	-
RR Her	-	-	-	-	-	-	-3.36	-
RS Cyg	0.64	-2.30	-6.52	-7.73	-7.51	-4.29	-5.08	-4.39*

\* Valores originales derivados por Guandalini et al. (2006) para estrellas en común.

bolométrica de Guandalini et al. (2006) (Ec. 3.3), utilizando las distancias adoptadas por Bergeat et al. (2002a). El error asociado a la determinación de las magnitudes absolutas en BVHJK y la magnitud bolométrica absoluta (utilizando cualquiera de los métodos citados anteriormente) es, típicamente, de 1–1.5 mag, y está dominado por la gran incertidumbre en la paralaje (superior al 50% para la mayoría de estrellas R). De hecho, si consideramos las paralajes originales de *Hipparcos* en lugar de las paralajes reprocesados por Knapp et al. (2001), las estrellas de la muestra son, sistemáticamente,  $\sim 1$  mag más brillantes.

Al final de la Tabla 3.7 se indica el valor medio y la desviación típica en cada magnitud absoluta BVHJK y en la magnitud bolométrica absoluta, calculada según los diferentes métodos citados anteriormente en nuestra muestra de estrellas. Las magnitudes absolutas medias indicadas en la Tabla 3.7 son sólo una referencia ya que la muestra es poco significativa estadísticamente y es muy probable que esté afectada de sesgos observacionales. Los sesgos observacionales afectan al cálculo de la magnitud absoluta promedio real cuando ésta se deriva a partir de un conjunto de paralajes observadas (e.g. Arenou & Luri 1999). El sesgo de Malmquist (1936) provoca que las estrellas observadas en una muestra sean las más brillantes hasta alcanzar una cierta magnitud aparente límite, lo que conlleva a sobreestimar la magnitud absoluta media real. Por otro lado, el sesgo de Lutz & Kelker (1973) es fruto de los errores de observación en la paralaje y del hecho de que la densidad de estrellas aumenta hacia paralajes menores (es decir, la densidad de estrellas aumenta hacia mayores distancias). Para entender el efecto de este sesgo, supongamos un volumen en el espacio delimitado por una frontera de paralaje  $\pi$ . De las estrellas que tienen una paralaje observada igual a  $\pi$ , algunas tendrán una paralaje real mayor y otras tendrán una paralaje real menor. Si suponemos que las estrellas se distribuyen uniformemente en el espacio, el número de estrellas cuya paralaje real es menor que  $\pi$ , es más grande que el número de estrellas cuya paralaje real es mayor que  $\pi$ . Así, la paralaje media real, para estrellas cuya paralaje observada es igual a  $\pi$ , es menor que  $\pi$ , i.e., cualquier muestra seleccionada por la paralaje observada y su error incluye más estrellas lejanas que estrellas cercanas. Lutz & Kelker (1973) demostraron que el error debido a este efecto depende, para cada estrella, exclusivamente del cociente  $\sigma(\pi)/\pi$ , donde  $\pi$  la paralaje observada y  $\sigma(\pi)$  su desviación estándar. Este error es importante para valores  $\sigma(\pi)/\pi \gtrsim 0.5$ , lo que provoca que se subestimen las distancias.

A pesar de los errores y de los posibles sesgos observacionales, de la Tabla 3.7 se desprende que las magnitudes absolutas  $M_{K_0}$  obtenidas para las estrellas R-calientes son consistentes con la magnitud absoluta media real en K estimada por Knapp et al. (2001) (como era esperable ya que hemos utilizado sus paralajes). Estos autores asumieron, tras realizar varias simulaciones Montecarlo considerando diferentes distribuciones de los datos del IAD, que las magnitudes reales  $M_{K_0}$  de las estrellas R-calientes siguen una distribución gaussiana de media  $\langle M_{K_0} \rangle = -2.0 \pm 1.0$ . Este valor es similar al valor medio estimado por Alves (2000),  $M_{K_0} \sim -1.6$ , para 238 estrellas gigantes del *red clump* cercanas al Sol observadas por *Hipparcos*, con error en la paralaje inferior al 10 %.

Sin embargo, Bergeat et al. (2002a) obtienen un valor  $\langle M_{K_0} \rangle = -3.0$  para las estrellas de los grupos HC0–HC2 (que se corresponden con estrellas de tipo espectral R0–R3) y un valor aún más pequeño,  $\langle M_{K_0} \rangle = -4.4$ , para las estrellas del grupo HC3. Esta importante diferencia se reproduce también en el resto de magnitudes absolutas y en la magnitud bolométrica absoluta, sistemáticamente  $\sim 1$ – $2$  mag más pequeñas según Bergeat et al. (2002a). Este hecho se debe principalmente a las diferencias en las paralajes adop-

tadas por ambos autores, como ya hemos apuntado. Por otro lado, el tratamiento de los sesgos observacionales y su influencia en el cálculo de las magnitudes absolutas medias, también se realizó de manera diferente respecto a Knapp et al. (2001). Mientras que Knapp et al. (2001) asumieron una distribución gaussiana en la magnitud absoluta real en K ( $\langle M_{K_0} \rangle = -2.0$ ,  $\sigma = 1.0$ ), Bergeat et al. (2002a) consideraron (y corrigieron) la influencia de los diferentes sesgos observacionales a partir de los paralajes originales de *Hipparcos*. La incertidumbre en las magnitudes absolutas medias, debida a estos sesgos observacionales, es de 0.4 mag en el peor de los casos. Esto evidencia, de nuevo, que la causa fundamental de la discrepancia en las magnitudes absolutas reside en los paralajes adoptados por cada autor <sup>5</sup>.

Esta discrepancia es difícil de reconciliar en la actualidad y es necesario esperar a la llegada de nuevas misiones espaciales, como *GAIA*, para obtener paralajes de mejor calidad que nos permitan estimaciones de distancias más fiables y, como consecuencia, mejores estimaciones de la luminosidad estelar. Nosotros nos inclinamos a pensar que los paralajes según Bergeat et al. (2002a) están más próximas a la realidad que las derivadas por Knapp et al. (2001), debido a que los primeros utilizan la reducción original de *Hipparcos* corrigiendo cuidadosamente de todos los sesgos observacionales. Por otro lado, los paralajes derivadas por Knapp et al. presentan un sesgo evidente cuando  $K \gtrsim 8$ , cuyo efecto es sobreestimar la magnitud absoluta en K (ver Figura 2 de su artículo). Es posible que este sesgo también tenga alguna influencia para magnitudes  $K < 8$ , por lo que las magnitudes absolutas reales para las estrellas R-calientes serían inferiores a las estimadas por Knapp et al. (2001).

---

<sup>5</sup>Existe una nueva reducción de los datos de *Hipparcos* realizada por van Leeuwen (2007), pero la mayoría de los paralajes derivadas para las estrellas de tipo espectral R son negativas y, por tanto, no utilizables.



# 4

---

## Derivación de los parámetros atmosféricos y análisis espectral

**E**n este capítulo se describe la estimación de los parámetros de atmósfera, los modelos de atmósfera utilizados y el conjunto de listas de líneas atómicas y moleculares empleadas en el análisis químico de las estrellas R y SC de la muestra.

### 4.1 Estimación de los parámetros atmosféricos

La reproducción de la estructura de la atmósfera mediante un modelo de atmósfera adecuado es el primer paso necesario para derivar las abundancias químicas mediante el método de síntesis espectral. Los parámetros fundamentales para describir la atmósfera de una estrella son la temperatura efectiva, la gravedad, la metalicidad ( $[Fe/H]$ ) y la microturbulencia. Cuanto más próximos estén los parámetros atmosféricos derivados a la atmósfera real, menor será el error que cometamos en la determinación de las abundancias químicas. En el desarrollo de las siguientes secciones se detalla como se han estimado los parámetros atmosféricos para las estrellas de la muestra.

#### 4.1.1 Temperatura efectiva

La temperatura efectiva es uno de los parámetros atmosféricos más importantes a la hora de reproducir la estructura de la atmósfera debido a que condiciona sobremanera el coeficiente de absorción del continuo y, en particular, la opacidad molecular en estrellas frías como las estrellas observadas aquí. En general, para estimar la  $T_{ef}$  existen dos métodos diferentes:

- Método fotométrico, en el que se utiliza calibraciones de fotometría visible y/o infrarroja con la temperatura efectiva mediante un polinomio en un determinado color.
- Método espectroscópico, en el que se deriva la temperatura efectiva imponiendo que la

abundancia derivada de un mismo elemento químico (normalmente líneas de Fe I y Fe II) no dependa de la energía de excitación de la línea utilizada.

Dado que en las estrellas de carbono normalmente las líneas atómicas están solapadas con moléculas (i.e. C<sub>2</sub>, C<sub>3</sub>, CH y CN), la temperatura efectiva en nuestro caso se estimó mediante el primer método. Sin embargo, obtener calibraciones fiables “índices de color vs. temperatura efectiva” es una tarea difícil en las estrellas de carbono. Esta dificultad se debe a varios motivos. En primer lugar, debido a la variabilidad que poseen muchas estrellas de carbono, la temperatura efectiva depende de la fase en la que se encuentre la estrella. Según el tipo de variabilidad que presente la estrella (ver Sección 3.3.5), la temperatura efectiva podrá cambiar en mayor o menor medida. En este sentido, las estrellas variables de tipo Mira representan el caso más extremo, ya que la temperatura efectiva puede cambiar hasta en  $\sim 1000$  K al pasar del mínimo al máximo en su curva de luminosidad. En segundo lugar, otra dificultad en la obtención de calibraciones fotométricas fiables reside en el posible efecto de las absorciones moleculares en los colores. La absorción molecular, además de ser función de la temperatura efectiva de la estrella, también depende de la composición química de su atmósfera. Así, una estrella más enriquecida en carbono que otra de similar  $T_{\text{ef}}$ , presentará bandas moleculares más intensas que ésta última. Se tendrán, entonces, diferencias locales en las regiones afectadas de bandas moleculares aunque el flujo total de energía sea similar. De esta manera, es importante tomar un conjunto de índices de color que abarque la distribución espectral de energía de la estrella si queremos determinar su  $T_{\text{ef}}$  con alguna precisión. Por último, el enrojecimiento del espectro debido a la absorción interestelar y circumestelar puede afectar también a nuestra estimación de temperatura efectiva. Afortunadamente este efecto no es importante en las estrellas de la muestra, como se comentó en el capítulo anterior.

La escala de temperatura más reciente para las estrellas de carbono observadas por el satélite *Hipparcos* ha sido establecida por Bergeat et al. (2001). Estos autores pretendían afrontar los problemas mencionados anteriormente utilizando conjuntamente los flujos bolométricos e índices multicolor de las estrellas. Para ello calibraron las  $T_{\text{ef}}$ , calculadas por el método de diámetros angulares, en un conjunto de estrellas frías ( $1500 \leq T_{\text{ef}} \leq 3500$  K) de dos maneras diferentes:

1) A partir de las magnitudes bolométricas aparentes ( $m_{\text{bol}}$ ) y el denominado factor  $\langle k \rangle^{1/2}$ . El factor  $\langle k \rangle^{1/2}$  se define como  $\langle k \rangle^{1/2} = \langle k(\lambda_{i=1,n}) \rangle^{1/2}$  donde  $k$  es la razón del flujo neto corregido de extinción interestelar de la estrella a una  $\lambda$  determinada con respecto al flujo neto de una estrella de referencia a la misma  $\lambda$  y con la misma  $T_{\text{ef}}$  que tenga magnitud cero a  $1.08 \mu\text{m}$ . Estos factores  $\langle k \rangle^{1/2}$  fueron derivados por Bergeat et al. en una muestra de  $\sim 320$  estrellas de carbono. Conocidos  $m_{\text{bol}}$  y  $\langle k \rangle^{1/2}$ , la  $T_{\text{ef}}$  se calcula mediante el coeficiente  $C_{T_{\text{ef}}}$  (ver Sección 11 del artículo de Bergeat et al. 2001) definido como

$$C_{T_{\text{ef}}} = (\Phi_0/2)(T_{\text{ef}}/T_{\text{ef}\odot})^2 \equiv \frac{10^{-0.2(m_{\text{bol}} - M_{\text{bol}\odot}) + 2}}{214.94 \langle k \rangle^{1/2}} \quad (4.1)$$

donde  $\Phi_0$  representa el diámetro angular de la estrella si ésta tuviera una magnitud 0.0 a  $1.08 \mu\text{m}$ .

2) A partir de colores infrarrojos corregidos de extinción interestelar, i.e.:  $I_1 = (V-[1.08])_0$ ,  $I_2 = (V-K)_0$ ,  $I_3 = ([1.08]-K)_0$ ,  $I_4 = (J-K)_0$  e  $I_5 = (H-K)_0$ .

Ambas calibraciones son consistentes en general, con una diferencia media inferior a 100 K en la muestra analizada por Bergeat et al. La temperatura efectiva adoptada finalmente por estos autores para cada estrella es la media de la temperatura obtenida por los dos métodos. En el caso de estrellas con exceso infrarrojo indicativo de una emisión circumestelar, la temperatura calculada por el método 1 es inferior a la obtenida por el método 2. Sin embargo, en este caso, Bergeat et al. consideran correcta la temperatura efectiva calculada por el método 2, ya que éste no considera las bandas fotométricas contaminadas por emisión térmica del polvo. El caso contrario es menos frecuente aunque también posible. De hecho, esto sucede en la estrella R-caliente HD 100764 analizada por Dominy (1984) (en la Sección 3.3.4 ya se indicó que poseía un exceso infrarrojo típico de la presencia de un disco circumestelar) y en algunas estrellas variables RCB<sup>1</sup>. La interpretación de Bergeat et al. (2001) de esta discrepancia es que el flujo integrado y la luminosidad pueden ser sobreestimados si no existe geometría esférica, por ejemplo, por la existencia de un disco circumestelar inclinado sobre la línea de visión.

Para las estrellas de carbono más calientes ( $T_{\text{ef}} > 3500 \text{ K}$ ) no existen medidas disponibles de diámetros angulares por lo que las calibraciones para estas estrellas son una extrapolación de las obtenidas para las estrellas frías y, por tanto, más inciertas.

Si se comparan las  $T_{\text{ef}}$  obtenidas por Bergeat et al. (2001) con las  $T_{\text{ef}}$  derivadas a partir de diámetros angulares, los valores para estrellas individuales pueden diferir apreciablemente (ver Figura 12 de su artículo) aunque, como dijimos, en media son consistentes. Las temperaturas menos precisas (menos puntos disponibles para establecer la calibración de temperatura) se tienen para las estrellas que pertenecen a los grupos extremos HC0 ( $T_{\text{ef}} \sim 5600 \text{ K}$ ) y CV7 ( $T_{\text{ef}} \sim 1950 \text{ K}$ ), y también para las estrellas de la zona intermedia HC5 ( $T_{\text{ef}} \sim 3500 \text{ K}$ ). Como Bergeat et al. (2001) notan en su artículo, la escala de temperatura propuesta es consistente con la distribución espectral de energía obtenida mediante modelos de atmósfera con  $T_{\text{ef}} \geq 2800 \text{ K}$ , encontrándose un buen acuerdo con las  $T_{\text{ef}}$  derivadas alternativamente por el método de flujo infrarrojo (IRFM, e.g. Tsuji 1981) para  $T_{\text{ef}} > 3170 \text{ K}$ . A temperaturas inferiores, el IRFM es impreciso y Bergeat et al. recomiendan usar sus calibraciones para derivar la temperatura efectiva.

En este trabajo se ha utilizado la calibración 2) de Bergeat et al. (2001), en la que mediante una regresión lineal en cada uno de los colores  $I_{j=1,5}$  se obtiene una estimación

<sup>1</sup>Las estrellas RCB (R *Coronae Borealis*) son variables que disminuyen drásticamente su brillo (en un factor 1–1000) en cuestión de semanas recuperando su brillo original en los meses siguientes. Se piensa que son el remanente de estrellas evolucionadas, ya que son pobres en H y ricas en C y N, cuya disminución de brillo se debe a la formación de una envoltura de polvo ópticamente gruesa que posteriormente se disipa por la presión de la radiación emitida por la estrella central (ver e.g. de Laverny & Mékarnia 2004).



de la temperatura efectiva. La  $T_{\text{ef}}$  final se obtuvo como la media de las  $T_{\text{ef}}$  obtenidas individualmente para cada color  $I_{j=1,5}$ . Hay que notar que las 5 contribuciones individuales a la temperatura efectiva pueden diferir entre sí, especialmente en el caso de temperaturas altas típicas de las estrellas R-calientes, verificándose en general que  $(T_{\text{ef}})_{I_j} \geq (T_{\text{ef}})_{I_{j+1}}$ , con  $j = 1$  a  $4$ , debido a la distribución espectral de energía característica de las estrellas de carbono.

En nuestro caso, sólo se han utilizado tres índices por razones de disponibilidad en la fotometría:  $I_2 = (V - K)_0$ ,  $I_4 = (J - K)_0$  e  $I_5 = (H - K)_0$ . Para calcular estos índices de color, se utilizó la fotometría VJHK descrita en la Sección 3.3.4 y se calculó la absorción en el visible  $A(V)$  según el modelo de extinción interestelar de Arenou et al. (1992) (ver Sección 3.3.4). La extinción interestelar en las demás bandas se calculó mediante las relaciones de Cardelli et al. (1989):

$$\begin{aligned} A(J)/A(V) &= 0.282 \\ A(H)/A(V) &= 0.190 \\ A(K)/A(V) &= 0.114 \end{aligned} \quad (4.2)$$

válidas para  $R_V = A(V)/E(B - V) = 3.1$ , siendo  $E(B - V) = A(B) - A(V)$  el exceso de color (ver Tabla 3.5).

Una vez corregidos los índices de color de extinción interestelar, se aplicaron las relaciones de la calibración de Bergeat et al. (2001),

$$\text{Si } I_2 = (V - K)_0 \leq 7.0 \Rightarrow T_{\text{ef}} = -0.079(V - K)_0 + 3.91 \quad (4.3)$$

$$\text{Si } I_2 = (V - K)_0 \geq 7.0 \Rightarrow T_{\text{ef}} = -0.061(V - K)_0 + 3.79 \quad (4.4)$$

$$\text{Si } I_4 = (J - K)_0 \leq 2.1 \Rightarrow T_{\text{ef}} = -0.184(J - K)_0 + 3.74 \quad (4.5)$$

$$\text{Si } I_4 = (J - K)_0 \geq 2.1 \Rightarrow T_{\text{ef}} = -0.109(J - K)_0 + 3.59 \quad (4.6)$$

$$\text{Si } I_5 = (H - K)_0 \leq 0.86 \Rightarrow T_{\text{ef}} = -0.287(H - K)_0 + 3.60 \quad (4.7)$$

$$\text{Si } I_5 = (H - K)_0 \geq 0.86 \Rightarrow T_{\text{ef}} = -0.109(H - K)_0 + 3.50 \quad (4.8)$$

Se obtuvieron así las  $T_{\text{ef}}$  asociadas a los tres colores  $I_{2,4,5}$  y se calculó su valor medio y desviación estándar ( $\langle T_{\text{ef}}[I_{2,4,5}] \rangle \pm \sigma$ ) para cada estrella. En la Tabla 4.1, se comparan las  $T_{\text{ef}}$  así obtenidas ( $T_{\text{ef}}^{\text{est}}$ ) con las derivadas por Bergeat et al. (2001) para estrellas en común y con otros autores de la bibliografía ( $T_{\text{ef}}^{\text{ref}}$ ). En la última columna se muestran las  $T_{\text{ef}}$  finalmente adoptadas en el análisis químico ( $T_{\text{ef}}^{\text{adop}}$ ), **siendo ésta la temperatura del modelo de atmósfera con el que se sintetiza un espectro teórico que**

**proporciona el mejor ajuste del espectro en todos los rangos espectrales observados/analizados.**

Como se aprecia en la Tabla 4.1, la dispersión entre los valores de  $T_{\text{ef}}$  asociados a cada color  $I_{2,4,5}$  es considerable para las estrellas más calientes, lo que se traduce en un error importante en la estimación de la temperatura, como ya se había indicado. El valor de  $T_{\text{ef}}^{\text{est}}$  es menor que el tabulado por Bergeat et al. en algunas estrellas, debido a que no hemos usado en el promedio la temperatura asociada al color  $(V-[1.08])_0$ , que normalmente proporciona el valor más alto. En cualquier caso, los valores estimados  $T_{\text{ef}}^{\text{est}}$  son consistentes con los derivados por Bergeat et al. y también con los valores finalmente adoptados, con una diferencia media en ambos casos de  $\sim 200$  K (ver Tabla 4.1). Las diferencias entre nuestras estimaciones y las obtenidas previamente por Bergeat et al. se deben, fundamentalmente, a que sólo hemos utilizado su segunda calibración con tres índices de color y, en mucha menor medida, a que hemos corregido la extinción interestelar de manera diferente (ver Knapik & Bergeat 1997, para más información). En el caso de las estrellas variables de la muestra, obviamente, también influye las posibles diferencias en la fotometría adoptada con respecto a Bergeat et al. (2001), dependiendo del instante de observación.

Bergeat et al. (2001) dan un error típico para sus calibraciones de temperatura en las estrellas frías ( $< 3500$  K) de  $\sim 100$  K, pero este valor nos parece demasiado optimista para las estrellas de la muestra, que son en su mayoría más calientes (no hay más que ver la dispersión existente en la Tabla 4.1). Pensamos que una incertidumbre de al menos  $\sim 200$  K está más próxima a la realidad, cómo así se refleja en las diferencias medias obtenidas entre temperatura estimada aquí y aquella estimada por otros autores, y entre temperatura estimada y temperatura adoptada. Estas diferencias medias fueron para las estrellas frías  $\langle T_{\text{ef}}^{\text{ref}} - T_{\text{ef}}^{\text{est}} \rangle = 80 \pm 150$  K y  $\langle T_{\text{ef}}^{\text{adop}} - T_{\text{ef}}^{\text{est}} \rangle = 20 \pm 100$  K, y para las estrellas calientes  $\langle T_{\text{ef}}^{\text{ref}} - T_{\text{ef}}^{\text{est}} \rangle = 200 \pm 200$  K,  $\langle T_{\text{ef}}^{\text{adop}} - T_{\text{ef}}^{\text{est}} \rangle = 200 \pm 180$  K. Es decir, nuestra estimación de temperatura efectiva tiende a subestimar la temperatura efectiva derivada en el análisis químico y la temperatura efectiva derivada por Bergeat et al, ligeramente en las R-frías y de manera considerable en las estrellas R-calientes.

Una vez estimada la temperatura efectiva y determinada la luminosidad (ver Tabla 3.7), podemos construir el diagrama HR para las estrellas de la muestra. Como se discutió en la Sección 3.3.6, las magnitudes bolométricas absolutas ( $M_{\text{bol}}$ ) derivadas según las correcciones bolométricas de Costa & Frogel (1996) y Guandalini et al. (2006), por un lado, y a partir del flujo espectrofotométrico integrado (Bergeat et al. 2002a) por otro, difieren significativamente. Esto nos conduce a tres posibles diagramas HR para las estrellas R (ver Figura 4.1). Si consideramos las magnitudes bolométricas absolutas derivadas según Costa & Frogel (1996), sólo HIP 108205 excede la magnitud bolométrica absoluta límite,  $M_{\text{bol}} \sim -4.5$  (correspondiente a una masa inicial  $1.4 M_{\odot}$  y metalicidad  $Z = 0.003$ ) para ser una estrella AGB de carbono según los modelos para estrellas AGB de baja masa de

Tabla 4.1: Temperaturas efectivas asociadas a los colores  $I_2 = (V - K)_0$ ,  $I_4 = (J - K)_0$  e  $I_5 = (H - K)_0$  ( $T_{\text{ef}}[I_{2,4,5}]$ ) calculadas mediante las ecuaciones (4.3)–(4.8), temperaturas efectivas estimadas ( $T_{\text{ef}}^{\text{est}} = \langle T_{\text{ef}}[I_{2,4,5}] \rangle \pm \sigma$ ), temperaturas efectivas derivadas en otros trabajos de la bibliografía ( $T_{\text{ef}}^{\text{ref}}$ ) y temperaturas efectivas adoptadas finalmente en el análisis químico ( $T_{\text{ef}}^{\text{adop}}$ ), respectivamente. Las estrellas que no disponen de estimación de  $T_{\text{ef}}$  son aquellas sin medida de paralaje y, por tanto, no se pueden corregir los índices de color de extinción interestelar de manera adecuada.

<b>R-frías</b>	$T_{\text{ef}}[I_2]$	$T_{\text{ef}}[I_4]$	$T_{\text{ef}}[I_5]$	$T_{\text{ef}}^{\text{est}}$	$T_{\text{ef}}^{\text{ref}}(*)$	$T_{\text{ef}}^{\text{adop}}$
HIP 35810	3146	3268	3037	$3200 \pm 100$	3060	3300
HIP 36623	3472	3560	3168	$3400 \pm 200$	3440	3300
HIP 62401	1495	1772	2286	$1900 \pm 400$	2100	-
HIP 91929	3574	2958	3157	$3200 \pm 300$	3335	3300
HIP 108205	2677	2467	2546	$2600 \pm 100$	2580	2500
HIP 109158	2337	2534	2525	$2500 \pm 100$	2790	2500
<b>R-calientes</b>	$T_{\text{ef}}[I_2]$	$T_{\text{ef}}[I_4]$	$T_{\text{ef}}[I_5]$	$T_{\text{ef}}^{\text{est}}$	$T_{\text{ef}}^{\text{ref}}(*)$	$T_{\text{ef}}^{\text{adop}}$
HIP 39118	4659	3572	3398	$3900 \pm 700$	-	4250
HIP 44812	3955	3446	3186	$3500 \pm 400$	3940	3950
HIP 53832	5217	4197	3669	$4400 \pm 800$	4120	4500
HIP 58786	4962	4153	3615	$4200 \pm 700$	4160	4250
HIP 62944	4993	4197	3742	$4300 \pm 600$	4340 <sup>1</sup>	4300
HIP 69089	5456	4329	3696	$4500 \pm 900$	4900 <sup>2</sup>	4750
HIP 74826	5308	4920	3761	$4700 \pm 800$	4840	4750
HIP 82184	5085	4123	3691	$4300 \pm 700$	4525	4500
HIP 84266	5253	4422	3438	$4400 \pm 900$	4720	4750
HIP 85750	4177	3685	3519	$3800 \pm 300$	3740	3800
HIP 86927	5264	4199	3668	$4400 \pm 800$	4835	4700
HIP 87603	4918	4046	3542	$4200 \pm 700$	4365	4100
HIP 88887	4041	3529	3288	$3600 \pm 400$	3925	3950
HIP 94049	-	-	-	-	-	4100 <sup>a</sup>
HIP 95422	3906	3653	3399	$3700 \pm 300$	3905	3950
HIP 98223	4289	3663	3376	$3800 \pm 500$	3960	3800
HIP 113150	-	-	-	-	4360	4500 <sup>b</sup>
<b>SC</b>	$T_{\text{ef}}[I_2]$	$T_{\text{ef}}[I_4]$	$T_{\text{ef}}[I_5]$	$T_{\text{ef}}^{\text{est}}$	$T_{\text{ef}}^{\text{ref}}(*)$	$T_{\text{ef}}^{\text{adop}}$
BD +10° 3764	-	-	-	-	3265	3000 <sup>b</sup>
RR Her	-	-	-	-	3055	3000 <sup>b</sup>
RS Cyg	3088	2680	2722	$2800 \pm 200$	3100	3300

(\*)  $T_{\text{ef}}^{\text{ref}}$  derivadas por Bergeat et al. (2001) salvo que se indique expresamente otra referencia: <sup>1</sup>Brown et al. (1989);

<sup>2</sup>Luck & Challener (1995).

<sup>a</sup>  $T_{\text{ef}}^{\text{adop}}$  partiendo de la  $T_{\text{ef}}^{\text{est}}$  para estrellas con colores (J–H), (H–K) similares.

<sup>b</sup>  $T_{\text{ef}}^{\text{adop}}$  tomando  $T_{\text{ef}}^{\text{est}} = T_{\text{ef}}^{\text{ref}}$ .

Straniero et al. (2003a)<sup>2</sup>. Sin embargo, las  $M_{\text{bol}}$  derivadas por Bergeat et al. (2002a) para las estrellas variables R-frías (HIP 35810, HIP 36623, HIP 62401, HIP 91929, HIP 108205 y HIP 109158) son compatibles con las  $M_{\text{bol}}$  típicas de las estrellas AGB de carbono o están muy próximas a la magnitud teórica límite. La corrección bolométrica de Guandalini et al. (2006) nos proporciona, en general, una  $M_{\text{bol}}$  intermedia entre la de Costa & Frogel (1996)

<sup>2</sup>El límite exacto depende de la metalicidad de la estrella.

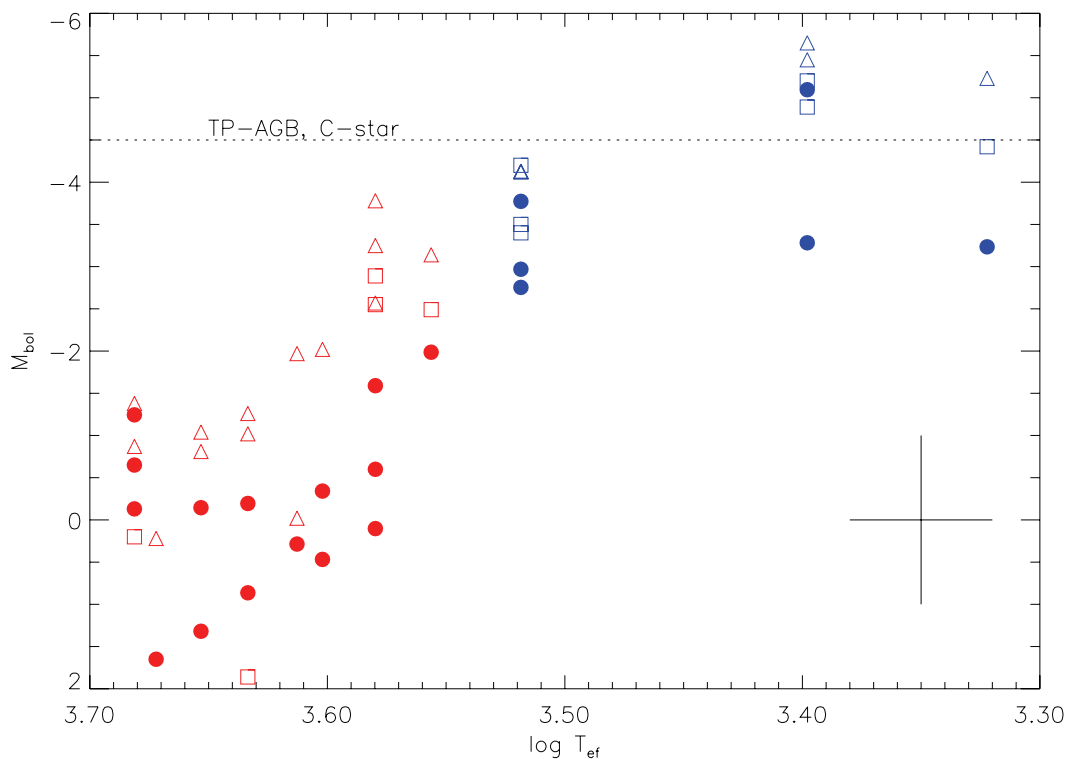


Figura 4.1: Diagrama HR construido a partir de las magnitudes bolométricas absolutas (ver Tabla 3.7) de Costa y Frogel (1996) (círculos), Bergeat et al. (2002a) (triángulos) y Guandalini et al. (2006) (cuadrados) y la temperatura efectiva adoptada (ver Tabla 4.1) para las estrellas R-frías (color azul) y R-calientes (color rojo) de la muestra. La línea discontinua a  $M_{\text{bol}} = -4.5$  indica, aproximadamente, la magnitud bolométrica absoluta límite de una estrella de carbono AGB de baja masa (con  $1.4 M_{\odot}$  y  $Z = 0.003$ ) según los modelos de Straniero et al. (2003a). La cruz en el extremo inferior derecho indica el error típico.

y Bergeat et al. (2002a). Esto podría parecer una contradicción con el hecho de que las  $M_{\text{bol}}$  derivadas por Guandalini et al. (2006) dan una luminosidad promedio superior a la obtenida por Bergeat et al. (2002a) para las estrellas AGB, pero hemos de recordar que Guandalini et al. incluyen mayoritariamente estrellas AGB relativamente evolucionadas, rodeadas de una importante envoltura de polvo, en cuyo caso la corrección bolométrica infrarroja de estos autores es más adecuada que la de Bergeat et al. (2002a). Las estrellas R de la muestra, tienen excesos infrarrojos relativamente pequeños, en consecuencia la corrección bolométrica de Guandalini et al. (2006) es menos precisa en este caso. De hecho, las correcciones bolométricas derivadas con este tipo de calibración para otro tipo de estrellas menos evolucionadas, como es el caso de las estrellas de tipo espectral S, pueden diferir sustancialmente ( $\sim 1$  mag; Guandalini, comunicación privada). En cualquier caso, hay que subrayar de nuevo la gran incertidumbre asociada a la determinación de la  $M_{\text{bol}}$ , por lo que es arriesgado afirmar el estado evolutivo de las estrellas de la muestra atendiendo sólo a su

luminosidad. Es necesario tener en cuenta el conjunto de las propiedades observacionales recopiladas en el Capítulo 3 y que, fundamentalmente, el análisis químico refrende cualquier escenario de formación y evolución propuesto para las estrellas R.

#### 4.1.2 Gravedad superficial

La gravedad superficial es otro de los parámetros fundamentales que determina la estructura de la atmósfera, aunque en nuestras estrellas, su efecto es menor comparado con el de la temperatura efectiva. El método clásico de determinar  $g$  mediante abundancias coherentes entre líneas espectrales de diferente grado de ionización (e.g. Fe I y Fe II) es poco recomendable en nuestro caso debido al solapamiento de estas líneas con las bandas moleculares de carbono. Por lo tanto, para calcular la gravedad superficial se ha utilizado la clásica relación

$$\log g = 4.44 + \log(M/M_{\odot}) + 4 \log(T_{\text{ef}}/T_{\text{ef}\odot}) - 0.4(M_{\text{bol}\odot} - M_{\text{bol}}) \quad (4.9)$$

donde  $M$  es la masa de la estrella,  $T_{\text{ef}}$  su temperatura efectiva y  $M_{\text{bol}}$  su magnitud bolométrica absoluta. Para el Sol se han adoptado los valores:  $T_{\text{ef}\odot} = 5777$  K y  $M_{\text{bol}\odot} = 4.75$  (correspondientes al modelo de atmósfera solar de Gustafsson et al. 2003).

Conocidas  $T_{\text{ef}}$  y  $M_{\text{bol}}$  del apartado anterior 4.1.1, podemos estimar la gravedad de cada estrella si conocemos la masa de las estrellas R. Según lo discutido en el Capítulo 2, la masa de las estrellas R-calientes estaría comprendida entre 0.7–1.3  $M_{\odot}$ , por lo que decidimos adoptar el valor intermedio  $M = 1 M_{\odot}$ . Como se ha dicho en la sección 3.3.2, hay evidencias de que la masa de las estrellas R-frías es superior, estando en torno a  $\sim 2 M_{\odot}$ . Así pues, si suponemos que nuestras estrellas tienen un rango de masas comprendido entre 0.5  $M_{\odot}$  y 2  $M_{\odot}$ , el error en la gravedad para 1  $M_{\odot}$  debido a incertidumbres en la masa estelar es  $\pm 0.3$  dex. Sin embargo, el error más importante que afecta al cálculo de la gravedad es la incertidumbre en la luminosidad debido a los errores que poseen los paralajes. Teniendo en cuenta todas las incertidumbres existentes, el error máximo en la determinación de la gravedad mediante la ecuación (4.9) se estima en  $\pm 0.9$  dex. Igual que en el caso de la temperatura efectiva, dada la considerable incertidumbre en la estimación de  $\log g$ , los valores así estimados sólo nos sirvieron como un valor de partida. El valor finalmente adoptado corresponde a la gravedad del modelo de atmósfera con el que generamos un espectro teórico que nos proporciona el mejor ajuste al espectro observado de cada estrella.

En la Tabla 4.2 se muestran las gravedades calculadas como se ha descrito anteriormente, y las gravedades finalmente adoptadas en el análisis químico. En algunos casos, especialmente para las estrellas R-frías, la gravedad adoptada fue condicionada por la disponibilidad en la red de modelos atmosféricos del modelo con la gravedad más cercana al valor estimado. Estos valores se han indicado en la Tabla 4.2 con un asterisco (\*). Las diferencias medias entre los valores estimados y adoptados para las estrellas R-frías y R-calientes, son respectivamente:  $\langle |\log g^{\text{est}} - \log g^{\text{adop}}| \rangle = 0.5 \pm 0.3$  dex y  $\langle |\log g^{\text{est}} - \log g^{\text{adop}}| \rangle = 0.1 \pm 0.1$

Tabla 4.2: Gravedades estimadas ( $\log g^{\text{est}}$ ), gravedades adoptadas ( $\log g^{\text{adop}}$ ) y microturbulencia  $\xi$  (km/s) derivada a 8000 y 4800 Å.

<b>R-frías</b>	$\log g^{\text{est}}$	$\log g^{\text{adop}}$	$\xi(8000 \text{ \AA})$	$\xi(4800 \text{ \AA})$
HIP 35810	0.3	0.0*	3.5	2.0
HIP 36623	0.1	0.0*	2.2	2.0
HIP 62401	-	-	-	-
HIP 91929	0.4	0.0*	3.0	2.0
HIP 108205	-0.9	0.0*	2.5	2.0
HIP 109158	-0.3	0.0*	3.0	2.0
<b>R-calientes</b>	$\log g^{\text{est}}$	$\log g^{\text{adop}}$	$\xi(8000 \text{ \AA})$	$\xi(4800 \text{ \AA})$
HIP 39118	2.0	2.0	1.8	1.8
HIP 44812	1.5	1.5	4.0	2.0
HIP 53832	2.6	2.5	2.5	2.0
HIP 58786	1.9	2.0	2.3	2.0
HIP 62944	2.4	2.4	2.0	2.0
HIP 69089	1.6	1.5	2.0	2.0
HIP 74826	2.1	2.0	1.5	1.5
HIP 82184	2.0	2.0	3.5	2.5
HIP 84266	1.8	2.0	2.8	2.0
HIP 85750	1.2	1.2	2.0	2.0
HIP 86927	2.7	2.4	2.5	2.0
HIP 87603	2.1	2.0	2.5	2.0
HIP 88887	0.9	1.5	4.0	2.0
HIP 94049	-	2.0 <sup>a</sup>	2.5	2.0
HIP 95422	1.8	2.0	4.0	2.0
HIP 98223	1.5	1.5	2.2	1.5
HIP 113150	-	2.0 <sup>a</sup>	3.0	1.8
<b>SC</b>	$\log g^{\text{est}}$	$\log g^{\text{adop}}$	$\xi(8000 \text{ \AA})$	$\xi(4800 \text{ \AA})$
BD +10°3764	-	0.0 <sup>a</sup>	2.0	2.0
RR Her	-	0.0 <sup>a</sup>	3.0	3.0
RS Cyg	-0.5	0.0*	3.5	2.5

\* Gravedad del modelo de atmósfera disponible más próxima a la gravedad estimada. Para una luminosidad  $\langle M_{\text{bol}} \rangle \sim -4$  de las estrellas frías, un valor  $\log g \sim 0.0$  es aceptable.

<sup>a</sup>En estas estrellas no pudo estimarse la gravedad al no disponer de paralaje, y se adoptó un valor típico  $\log g = 2.0$  para las estrellas R-calientes y  $\log g = 0.0$  para las estrellas SC (Dominy 1984; Abia & Wallerstein 1998, respectivamente).

dex. En las estrellas frías la diferencia media es mayor debido a la no disponibilidad de modelos de atmósfera con gravedad igual a la gravedad estimada.

Las gravedades obtenidas para las estrellas R-calientes se encuentran en torno a  $\log g \sim 2.0$ , valor que está de acuerdo con la gravedad promedio estimada por Dominy (1984) por otros métodos, mientras que para las estrellas R-frías y SC son inferiores, en torno a  $\log g \sim 0.0$ , lo cual coincide con la gravedad típica estimada en estrellas AGB (e.g. Lambert et al. 1986).

### 4.1.3 Metalicidad

El tercer parámetro fundamental de un modelo de atmósfera es la metalicidad global, que suele indicarse tomando como referencia la abundancia de hierro respecto al Sol ( $[\text{Fe}/\text{H}]$ ). En base al análisis químico de Dominy (1984) y Abia & Wallerstein (1998), adoptamos inicialmente una metalicidad solar  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$  en todas las estrellas, con las abundancias solares según Grevesse & Sauval (1998), excepto para los elementos C, N y O, cuyas abundancias solares se tomaron de Asplund et al. (2005). Aunque se parte de  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ , el análisis químico detallado (Capítulo 5) mostrará que debe modificarse la metalicidad del modelo inicial de atmósfera en algunas estrellas. Como se verá más adelante (Capítulo 5), el error en la determinación de la metalicidad tiene una influencia significativa en el error total estimado en la abundancia derivada de un determinado elemento químico. Para las estrellas R-calientes, el error en la metalicidad es relativamente pequeño,  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] \sim \pm 0.2$ , pero para las estrellas R-frías las líneas atómicas están muy solapadas con las bandas moleculares de carbono, por lo que la incertidumbre en la metalicidad es mayor,  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] \sim \pm 0.3$ , lo que se traduce en una mayor incertidumbre en las abundancias derivadas.

Es de vital importancia utilizar modelos de atmósfera con la metalicidad lo más próxima posible a la derivada en la síntesis espectral, ya que en caso contrario el cálculo de la opacidad del continuo puede verse seriamente afectado y conducirnos a errores sistemáticos en la abundancias determinadas. “Huelga decir, por lo tanto, que el proceso de determinación de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  fue iterativo de igual forma que la determinación de la temperatura efectiva y la gravedad”.

### 4.1.4 Microturbulencia y macroturbulencia

Por último, nos ocupamos de la velocidad de microturbulencia y de macroturbulencia. La velocidad de microturbulencia (o simplemente microturbulencia) es una manera de representar la convección a pequeña escala: tales movimientos convectivos tienen un tamaño menor que el recorrido medio de los fotones ( $l_\nu$ ) en la región donde se forman las líneas espectrales. La velocidad de microturbulencia afecta a todas las partículas de la misma forma, a diferencia del perfil Doppler que depende de la masa de la partícula, aunque la componente de velocidad de microturbulencia se incluye también como una contribución al perfil Doppler. La velocidad de microturbulencia se calcula espectroscópicamente requiriendo que no haya correlación entre la abundancia derivada de un determinado elemento a partir de líneas espectrales con diferente anchura equivalente. Realizar este tipo de determinación en nuestras estrellas también es muy incierto debido al solapamiento severo de las líneas atómicas en el espectro con las bandas moleculares de carbono. De esta manera, se adoptaron los valores de microturbulencia derivados en las estrellas R por Dominy (1984) (típicamente  $\xi \sim 2\text{--}3$  km/s) a partir de unas pocas líneas de Fe I aparentemente libres de absorciones moleculares. Por otro lado, para las estrellas SC, se adoptó igualmente  $\xi \sim 2\text{--}3$  km/s ya

Tabla 4.3: Parámetros atmosféricos adoptados en el análisis químico de las estrellas de la muestra.

<b>R-frías</b>	$T_{\text{ef}}$ (K)	$\log g$	$\xi$ (km/s)	[M/H]
HIP 35810	3300	0.0	2.8	-0.38
HIP 36623	3300	0.0	2.1	-0.27
HIP 62401	-	-	-	-
HIP 91929	3300	0.0	2.5	0.00
HIP 108205	2500	0.0	2.3	0.00
HIP 109158	2500	0.0	2.5	-0.02
<b>R-calientes</b>	$T_{\text{ef}}$ (K)	$\log g$	$\xi$ (km/s)	[M/H]
HIP 39118	4250	2.0	1.8	-0.29
HIP 44812	3950	1.5	3.0	-0.03
HIP 53832	4500	2.5	2.3	-0.77
HIP 58786	4250	2.0	2.2	-0.29
HIP 62944	4300	2.4	2.0	0.12
HIP 69089	4750	1.5	2.0	-0.17
HIP 74826	4750	2.0	1.5	-0.30
HIP 82184	4500	2.0	3.0	-0.15
HIP 84266	4750	2.0	2.4	-0.10
HIP 85750	3800	1.2	2.0	-0.48
HIP 86927	4700	2.4	2.3	-0.05
HIP 87603	4100	2.0	2.3	-0.52
HIP 88887	3950	1.5	3.0	-0.09
HIP 94049	4100	2.0	2.3	-0.62
HIP 95422	3950	2.0	3.0	-0.26
HIP 98223	3800	1.5	1.9	-0.79
HIP 113150	4500	2.0	2.4	-0.47
<b>SC</b>	$T_{\text{ef}}$ (K)	$\log g$	$\xi$ (km/s)	[M/H]
BD +10°3764	3000	0.0	2.0	-0.02
RR Her	3000	0.0	3.0	-0.09
RS Cyg	3300	0.0	3.0	-0.48



que estos valores son los comunes en este tipo de estrellas gigantes (e.g. Abia & Wallerstein 1998). Aunque estos son los valores típicos adoptados, la microturbulencia puede cambiar con la profundidad óptica en la atmósfera de la estrella y la longitud de onda del espectro, por lo que en ocasiones puede ser necesario modificarla dependiendo de la profundidad a la que se formen las líneas en la región espectral analizada. Los valores de microturbulencia adoptados en el análisis químico de las estrellas de la muestra se recogen en la Tabla 4.2

La velocidad de macroturbulencia hace referencia a movimientos convectivos ordenados a mucha mayor escala ( $H \gg l_\nu$ ). La velocidad de macroturbulencia se determinó a posteriori en el ajuste espectral y se consideró conjuntamente con el perfil dominante a la hora de reproducir el espectro observado: el perfil instrumental (ver Sección 4.3). Los valores típicos de FWHM correspondiente al perfil gaussiano utilizado para reproducir la macroturbulencia y perfil instrumental fueron  $\sim 200\text{--}400$  mÅ. En la Tabla 4.3 se indican los parámetros atmosféricos finalmente adoptados en el análisis químico.

## 4.2 Modelos de atmósfera

Antes de proceder con el método de síntesis espectral, y una vez estimados los parámetros atmosféricos fundamentales, ha de escogerse un modelo de atmósfera que reproduzca la estructura de ésta en cada estrella. Para ello se han utilizado modelos de atmósfera de tipo MARCS con geometría esférica que cubren el rango de parámetros atmosféricos estimados para nuestras estrellas. Los modelos MARCS utilizados en este trabajo provienen de dos fuentes distintas: para las estrellas con  $T_{\text{ef}} < 4500$  K, se usaron modelos específicos ricos en carbono calculados por B. Plez (comunicación privada) y, para las estrellas con  $T_{\text{ef}} > 4500$  K, se utilizaron los actuales modelos publicados MARCS<sup>3</sup> (Gustafsson et al. 2003) ricos en O, modificando la abundancia de C adecuadamente. Recientemente, Gustafsson et al. (2008) han actualizado y extendido la red de modelos MARCS a un mayor rango de temperaturas efectivas, gravedades y composición química.

El empleo de modelos ricos en O en el análisis químico de estrellas ricas en C es lícito para estrellas lo suficientemente calientes. En la Figura 4.2 se comparan espectros teóricos de distinta  $T_{\text{ef}}$  calculados a partir de modelos de atmósfera MARCS ricos en C proporcionados por B. Plez (línea azul), con espectros sintetizados a partir de modelos MARCS ricos en O, con la abundancia de C enriquecida a posteriori (línea roja). Los parámetros atmosféricos adoptados son los mismos para ambos conjuntos de modelos de atmósfera y son representativos de los valores típicos en una estrella R-caliente. Como se observa en la Figura 4.2, las diferencias en el espectro teórico calculado para ambos tipos de modelos de atmósfera son importantes para  $T_{\text{ef}} \sim 4000$  K, aunque disminuyen significativamente a medida que aumenta la temperatura efectiva de la estrella. Así, para  $T_{\text{ef}} \sim 4000$  K, las diferencias entre los espectros teóricos en la región  $\lambda$  4730–4850 Å son  $> 10$  %, para 4250 K

<sup>3</sup><http://marcs.astro.uu.se/>

las diferencias son  $\sim 7\%$ , para 4500 K la diferencia es  $< 5\%$  y para  $T_{\text{ef}} = 4750$  K inferiores al 2%. Las diferencias obtenidas entre los espectros teóricos en otros rangos espectrales fueron similares, por lo que se decidió utilizar los modelos ricos en O sólo para temperaturas efectivas  $T_{\text{ef}} \geq 4500$  K.

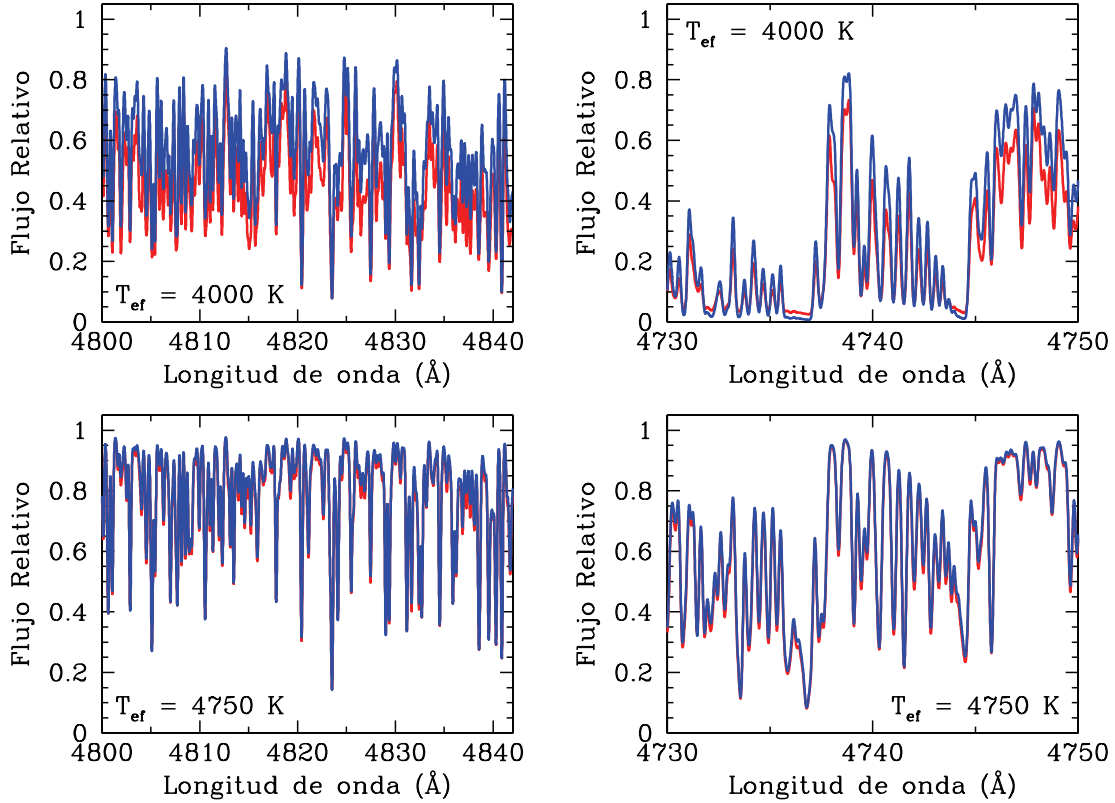


Figura 4.2: Comparación entre espectros teóricos de distinta temperatura efectiva en la región espectral  $\lambda$  4730–4850 Å calculados mediante modelos de atmósfera ricos en carbono (línea azul) y modelos ricos en oxígeno (línea roja) con la abundancia de carbono enriquecida a posteriori. Todos los espectros teóricos que se muestran, tanto para modelos de atmósfera ricos en C como ricos en O modificados a posteriori, están calculados con los siguientes parámetros atmosféricos:  $C/O = 1.4$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 9$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.1$ ,  $\log g = 2.0$ ,  $\xi = 2.6$  km/s y  $\text{FWHM} = 170$  mÅ.

Las hipótesis básicas sobre las que se construyen los modelos de atmósfera MARCS son:

- 1) Equilibrio termodinámico local, es decir, las densidades de población de los niveles atómicos y moleculares obedecen las leyes del equilibrio térmico, ecuación de Saha para el equilibrio de ionización y ecuación de equilibrio químico para las moléculas. De igual manera, las ecuaciones de equilibrio de excitación se calculan adoptando la distribución de Boltzmann.
- 2) Equilibrio hidrostático, que puede expresarse como  $-\rho GM/r^2 = \Delta P_g + \Delta P_{\text{rad}} + \Delta P_{\text{turb}}$ , donde  $\rho$  es la densidad de materia,  $G$  la constante de la gravitación universal,  $M$  la masa de la estrella,  $r$  la distancia al centro de la estrella ( $\sim R$ ),  $P_g$  la presión del gas,  $P_{\text{rad}}$  la

presión de la radiación y  $P_{turb}$  la presión de turbulencia. Para simplificar, los modelos se han calculado con velocidad de turbulencia cero (cancelándose así el último término), aunque se pueden reproducir los efectos de una velocidad de turbulencia distinta de cero utilizando un gravedad efectiva modificada en lugar de la gravedad original (ver detalles en Gustafsson et al. 2008).

3) Estratificación en capas esféricas homogéneas y estáticas.

4) Conservación de la energía para el flujo radiativo y convectivo ( $F_{conv} + F_{rad} = L/4\pi r^2$ ). La convección se trata en los modelos mediante la teoría de la longitud de mezcla en la forma descrita por Henyey et al. (1965).

Los modelos MARCS muestran un acuerdo aceptable con otro tipo de modelos de atmósfera ampliamente utilizados, como son los modelos plano-paralelos de Kurucz <sup>4</sup>, y un acuerdo muy bueno con los modelos con simetría esférica tipo PHOENIX (Hauschildt et al. 1999) más recientes (PHOENIX-ACES-2008), tanto en la estructura de temperatura como en la presión del gas y densidad en función de la profundidad óptica. Los modelos MARCS, sin embargo, han sido construidos expresamente para el estudio de estrellas frías, como las que tratamos aquí.

### 4.3 El código de síntesis espectral *TurboSpectrum*

Para determinar las abundancias químicas de las estrellas de la muestra hemos utilizado un código de síntesis espectral que nos permite generar espectros teóricos en equilibrio termodinámico local (LTE). En nuestro caso particular se ha utilizado el código *TurboSpectrum* actualizado hasta la versión 7.3 por B. Plez. *TurboSpectrum* es la versión mejorada del paquete de análisis espectral desarrollado originalmente en el observatorio de Uppsala (Gustafsson et al. 1975) y comparte la mayor parte de las rutinas con el programa para generar modelos de atmósfera *SOSMARCS* (Plez et al. 1992) como, por ejemplo, las rutinas relativas al cálculo de las opacidades del continuo y solución de las ecuaciones de transferencia radiativa. *TurboSpectrum* opera en una dimensión bajo las mismas hipótesis que citamos en el apartado anterior: estratificación esférica en capas estacionarias homogéneas, equilibrio hidrostático, equilibrio termodinámico local y conservación de la energía para el flujo radiativo y convectivo. Para más información sobre *TurboSpectrum* puede consultarse Plez et al. (1992) y Alvarez & Plez (1998).

La cantidad de datos atómicos involucrados en el cálculo de un modelo de atmósfera estelar y posterior síntesis espectral es considerable: composición química, energías de ionización, energías de disociación molecular, funciones de partición atómicas y moleculares, coeficientes de absorción del continuo, coeficientes de dispersión, etc. Tal conjunto de datos se ha implementado en el código *TurboSpectrum* por B. Plez y colaboradores teniendo en cuenta los más recientes resultados experimentales obtenidos en laboratorio (si disponibles)

---

<sup>4</sup><http://kurucz.harvard.edu/>

o cálculos teóricos. En Gustafsson et al. (2008) puede encontrarse una lista exhaustiva y detallada de referencias para todo este conjunto de datos atómicos. *TurboSpectrum* incluye casi todos los elementos de la tabla periódica y considera las principales fuentes de opacidad del continuo, tratadas con el método *opacity sampling* (Snedden et al. 1976) existentes en las estrellas frías: CaH, C<sub>2</sub>, CH, CN, CO, H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, HCN, MgH, N<sub>2</sub>, NH, O<sub>2</sub>, OH, SiH, SiO, TiO, VO, ZrO, H<sup>-</sup>, H I, C I, Mg I, Al I, Si I, Fe I, He<sup>-</sup> y He I.

La síntesis espectral mediante *Turbospectrum* hace uso de tres programas principales: BABSMA, BSYN y FALTBO. El programa BABSMA calcula los coeficientes de absorción del continuo y requiere como fichero de entrada el modelo de atmósfera (Sección 4.2) de la estrella que queramos estudiar. En este modelo debe especificarse la temperatura efectiva, presión del gas, presión de electrones y microturbulencia en función de la profundidad óptica a una longitud de onda específica (o una profundidad óptica media, e.g. la de Rosseland). BABSMA produce un fichero de salida que es utilizado por el programa BSYN, que sintetiza las líneas espectrales a partir de una lista de líneas que contiene las transiciones atómicas y moleculares en el rango espectral considerado (ver Sección 4.3.1). Por último, el programa FALTBO convolucionada el espectro sintetizado anteriormente con un perfil a elección del usuario. Para reproducir el espectro observado lo más fielmente posible, los espectros sintéticos se han convolucionado con un perfil gaussiano, que considera el perfil instrumental asociado al espectrógrafo y la macroturbulencia. Este perfil gaussiano viene definido típicamente por una anchura a mitad de altura FWHM  $\sim 2.3 \times disp$ , donde *disp* se refiere a la dispersión (Å/pixel) en la región espectral considerada. Para las estrellas de la muestra, las FWHM adoptadas oscilan entre 400 mÅ en la región espectral del *rojo* ( $\sim 8000$  Å) y 150 mÅ en la región espectral de *azul* ( $\sim 4700$  Å), dependiendo obviamente, de la resolución que posea el espectro considerado.

#### 4.3.1 Lista de líneas atómicas y moleculares

Las características de las líneas espectrales se incluyen en el código de síntesis espectral mediante un fichero de líneas atómicas y moleculares que especifica la longitud de onda de la transición (Å), la energía de excitación del nivel inferior de la transición (eV), el logaritmo de la intensidad de oscilador (log gf), número de multiplete y las constantes de amortiguamiento radiativo y colisional (i.e. constantes de Stark y Van der Waals, si disponibles).

Las listas de líneas atómicas más utilizadas corresponden a las bases de datos de Kurucz<sup>5</sup> y VALD-2 (*Vienna Atomic Line Database*, Kupka et al. 1999). Ésta última fue la elegida en nuestro caso aunque se consultó también la base de datos de Kurucz para detectar posibles inconsistencias. En cuanto a las transiciones moleculares, se ha incluido el siguiente conjunto de listas de líneas proporcionadas amablemente por B. Plez: <sup>14</sup>NH, <sup>15</sup>NH, <sup>16</sup>OH, <sup>18</sup>OH,

---

<sup>5</sup><http://kurucz.harvard.edu/>

$^{24}\text{MgH}$ ,  $^{25}\text{MgH}$ ,  $^{26}\text{MgH}$ ,  $^{26}\text{CO}$ ,  $^{27}\text{CO}$ ,  $^{28}\text{CO}$ ,  $^{28}\text{SiH}$ ,  $^{29}\text{SiH}$ ,  $^{30}\text{SiH}$ ,  $^{36}\text{CO}$ ,  $^{37}\text{CO}$ ,  $^{38}\text{CO}$ ,  $^{46}\text{CO}$ ,  $^{90}\text{ZrO}$ ,  $^{91}\text{ZrO}$ ,  $^{92}\text{ZrO}$ ,  $^{94}\text{ZrO}$ ,  $^{96}\text{ZrO}$ ,  $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ ,  $^{12}\text{C}^{15}\text{N}$ ,  $^{13}\text{C}^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ ,  $^{13}\text{C}^{15}\text{N}$ , CaH, FeH, TiO y VO (ver Gustafsson et al. 2008 para referencias detalladas sobre las listas moleculares utilizadas).

A fin de corregir posibles errores en las líneas espectrales atómicas y moleculares publicadas, es aconsejable calibrar las listas de líneas mediante una estrella de referencia cuya atmósfera y abundancias químicas sean bien conocidas. Para ello utilizamos el Sol y la estrella gigante  $\alpha$  Boo (Arcturus) (ver parámetros de atmósfera en la Tabla 4.4) adoptando, para ésta última, las abundancias derivadas por Peterson et al. (1993). En este proceso de calibración de las líneas espectrales se tuvieron en cuenta las intensidades de oscilador de las líneas atómicas más importantes en el Sol publicadas por Thévenin (1989, 1990).

Tabla 4.4: Parámetros atmosféricos adoptados en el análisis de  $\alpha$  Boo.

Parámetro	Valor	Referencia
Tipo Espectral	K2 IIIp	Decin et al. (2003)
V	-0.06	Decin et al. (2003)
$T_{\text{ef}}(\text{K})$	4300	Peterson et al. (1993)
[Fe/H]	-0.50	Decin et al. (2003)
$\xi(\text{km/s})$	1.7	Peterson et al. (1993)
log g	1.5	Decin et al. (2003)

A continuación se muestran algunos ejemplos de las calibraciones en las estrellas de referencia. En las figuras correspondientes al espectro del Sol se indican las líneas espectrales identificadas en el atlas solar de Moore et al. (1966). Las líneas espectrales indicadas como *Sun* se refieren a líneas en las que no se ha identificado el elemento al que pertenecen. El espectro observado se indica, en todos los casos, por la línea negra discontinua.

En la Figura 4.3 se muestra la región espectral entre 8015–8035 Å, especialmente indicada para medir la razón C/O y  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  (ver capítulo siguiente). Para tal efecto se han calibrado cuatro líneas de  $^{13}\text{C}^{14}\text{N}$  en el Sol y  $\alpha$  Boo. En el Sol estas líneas prácticamente no se aprecian debido a que su razón isotópica  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  es alta ( $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 89$ ) y también debido a la moderada temperatura efectiva del Sol, pero en  $\alpha$  Boo, que es considerablemente más fría y tiene una razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 7$ , se hacen claramente visibles. Como puede observarse, el espectro se reproduce razonablemente bien en ambas estrellas.

En la Figura 4.4 se muestra el rango espectral a  $\lambda \sim 5300$  Å utilizado para determinar la metalicidad media de las estrellas. Para  $\alpha$  Boo el ajuste se realizó con metalicidad media  $[\text{M}/\text{H}] = -0.5$ , de acuerdo con Peterson et al.

Por otra parte, las líneas más adecuadas para el análisis químico del Tc son las situadas en la región azul del espectro ( $\sim 4240$ – $4260$  Å), debido a que son líneas resonantes que se aprecian con claridad en el espectro de estrellas frías. Sin embargo en esta región del espectro las estrellas de carbono apenas emiten flujo a consecuencia de la absorción molecular en

esta región. Una alternativa es utilizar la línea de recombinación de Tc I a  $\lambda$  5924 Å aunque esta línea es mucho más débil. Dado que en el Sol y  $\alpha$  Boo no se detecta ninguna de estas líneas de Tc, los parámetros atómicos para las líneas de Tc I utilizadas (ver Apéndice A) se tomaron de Palmeri et al. (2005). Para comprobar la bondad del ajuste en la región a  $\lambda$  5924 Å, se sintetizó el espectro de  $\alpha$  Boo (Figura 4.5) tomando una abundancia  $\epsilon(\text{Tc}) = 0$ . Como puede observarse en la Figura 4.5, en el espectro de  $\alpha$  Boo aparece una línea no identificada a la derecha de la línea de Tc I que puede influir en nuestro análisis. Se realizó el experimento de incluir una línea de Fe I en la posición de la línea no identificada y se volvió a analizar la abundancia de Tc. El resultado fue que el tecnecio no se detectó, en acuerdo por lo obtenido por Peterson et al. (1993). Por tanto, la abundancia de Tc derivada usando este rango espectral sólo proporciona un límite superior siendo preferible usar las líneas de Tc I a  $\lambda \sim 4260$  Å cuando es posible.

En las Figuras 4.6 y 4.7 (arriba) se muestran los rangos espectrales a  $\lambda \sim 4934$  Å y  $\lambda \sim 6490$ – $6500$  Å que contienen diversas líneas de Ba II, respectivamente. En el Sol se observa claramente que la línea a  $\lambda$  4934 Å está saturada. El centro de esta línea se forma en las capas más externas de la atmósfera donde la hipótesis de LTE no es adecuada por lo que nuestro código es incapaz de reproducirlo correctamente. En la Figura 4.6 (abajo) se ha sintetizado la línea de Ba II a  $\lambda$  4934 Å aumentando significativamente la abundancia de Ba solar. Como se observa, aunque el núcleo de la línea no es fiable, las alas (que se forman en regiones más internas de la atmósfera donde el LTE sería correcto) nos pueden proporcionar la abundancia correcta. La región a  $\sim \lambda$  6497 Å (Figura 4.7, arriba) contiene dos líneas de bario: Ba II a  $\lambda$  6496 Å y Ba I a  $\lambda$  6498 Å. La línea de Ba II en  $\alpha$  Boo se reproduce perfectamente con la abundancia derivada por Peterson et al. ( $\epsilon(\text{Ba}) = 1.63$ ), y lo mismo sucede con la línea de Ba I, aunque está solapada con una línea de Fe I cuyo centro no reproducimos bien.

Por último, en la Figura 4.7 (abajo) se muestra el espectro de  $\alpha$  Boo en la región entre  $\lambda$  4800–4820 Å, en la que se han calibrado varias líneas de elementos-*s*. El espectro de  $\alpha$  Boo es más interesante que el del Sol en este rango, puesto que  $\alpha$  Boo presenta una ligera sobreabundancia de elementos-*s*. Las abundancias de los elementos-*s* derivados en  $\alpha$  Boo son consistentes con las abundancias derivadas por Peterson et al, con una diferencia máxima de  $\pm 0.1$  dex. Esta diferencia está dentro de lo razonable debido a la variación de las abundancias de referencia solares, modelos de atmósfera, listas de líneas utilizadas, etc. respecto a Peterson et al. (1993). Así pues, podemos afirmar que nuestro ajuste en  $\alpha$  Boo es consistente con las abundancias derivadas por estos autores en todos los rangos espectrales estudiados.

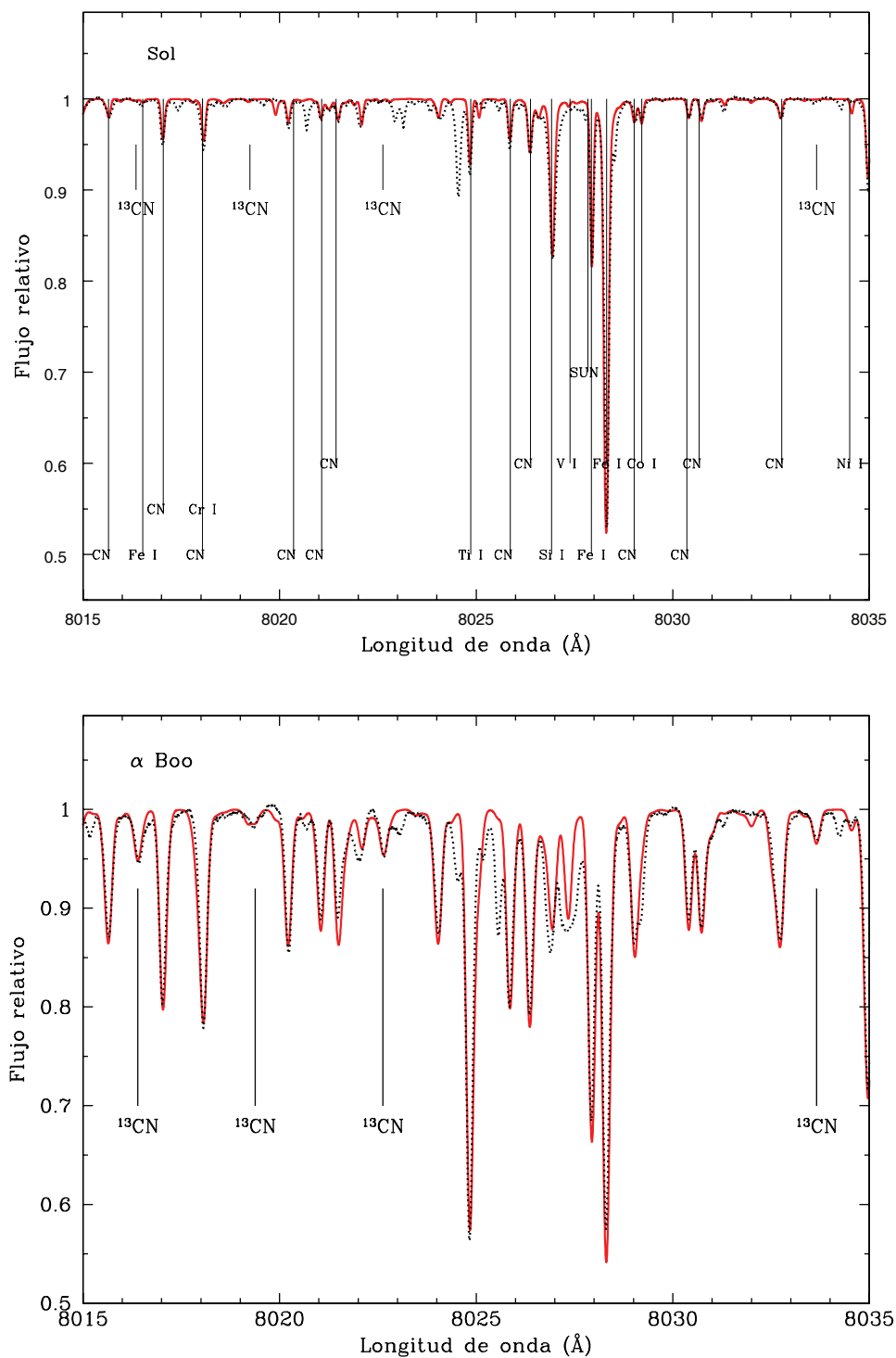


Figura 4.3: Estrellas de referencia en la región  $\lambda$  8015–8035  $\text{\AA}$ . Se indican las cuatro líneas de  $^{13}\text{CN}$  utilizadas para derivar la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  en este rango espectral.

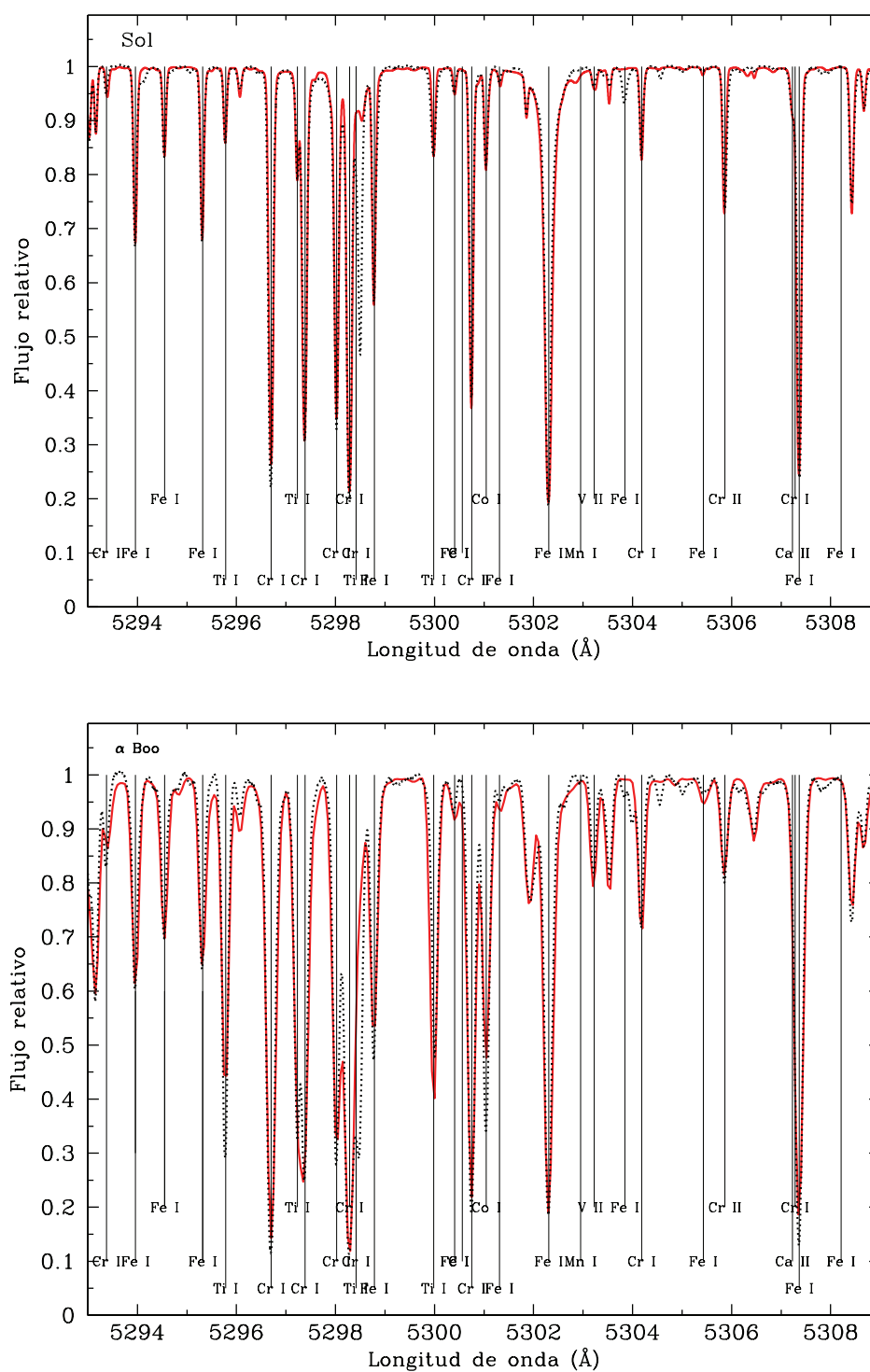


Figura 4.4: Estrellas de referencia en la región  $\lambda \sim 5300$  Å. Se indican las líneas atómicas identificadas en el Sol en este rango espectral.



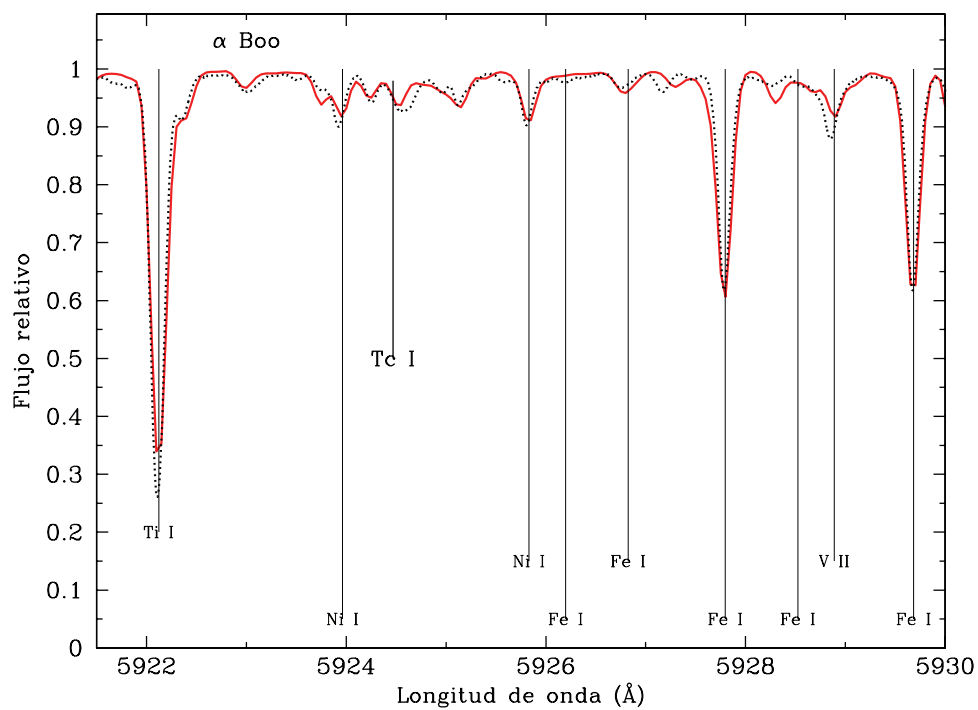


Figura 4.5: Espectro de  $\alpha$  Boo alrededor de la línea de Tc I a  $\lambda$  5924 Å. El espectro sintético se ha calculado tomando una abundancia de tecnecio  $\epsilon(\text{Tc}) = 0$ .

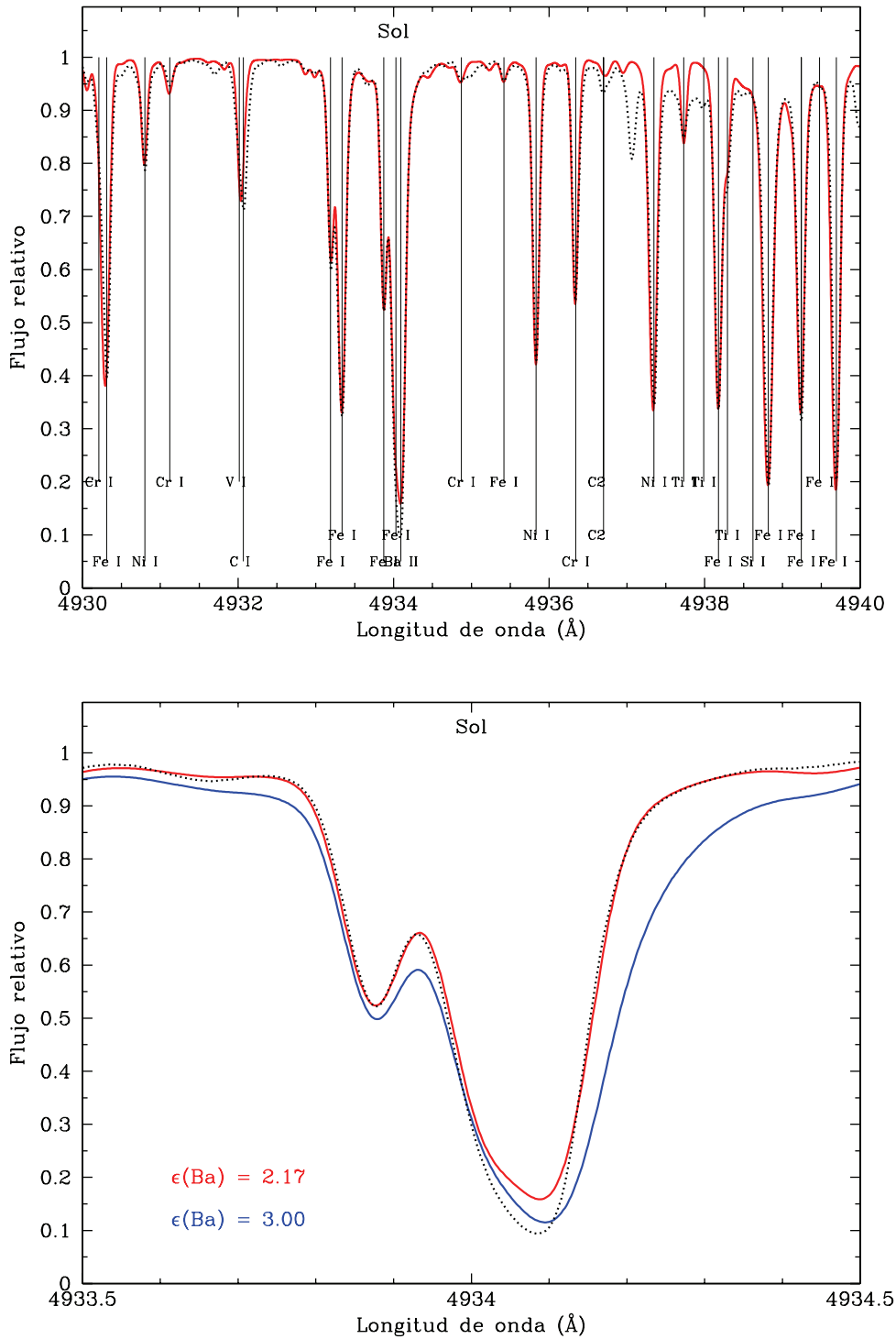


Figura 4.6: Arriba: espectro solar alrededor de la línea de Ba II a  $\lambda$  4934 Å. Abajo: ampliación de la línea de Ba II. Se indican dos espectros teóricos diferentes: uno calculado con la abundancia de bario solar  $\epsilon(\text{Ba}) = 2.17$  (línea roja) y otro enriquecido en bario, i.e.,  $\epsilon(\text{Ba}) = 3.00$  (línea azul). El núcleo de la línea está saturado por lo que el ajuste a las alas lo consideramos como criterio a la hora de determinar la abundancia de Ba.

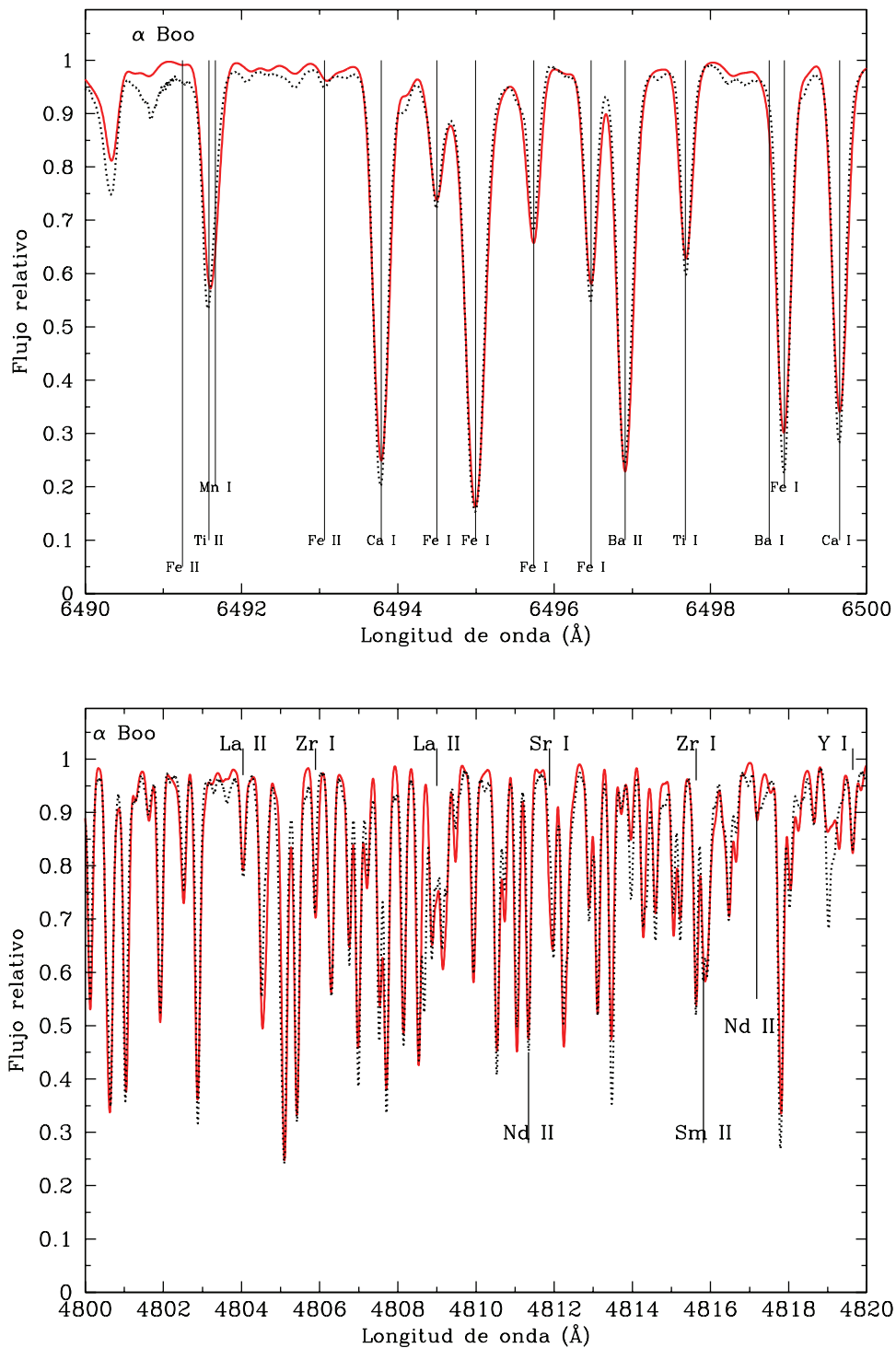


Figura 4.7: Arriba: espectro de  $\alpha$  Boo en el que se muestran las líneas de Ba II a  $\lambda$  6496  $\text{\AA}$  y Ba I a  $\lambda$  6498  $\text{\AA}$ . La abundancia de bario adoptada para calcular el espectro teórico en este rango fue la derivada por Peterson et al. (1993). Abajo: espectro de  $\alpha$  Boo en la región entre  $\lambda$  4800–4820  $\text{\AA}$  utilizada para derivar las abundancias de la mayoría de los elementos-s. Se indican las diferentes líneas calibradas en este rango.

# 5

---

## Análisis químico

En este capítulo comenzaremos haciendo una descripción de los rangos espectrales y líneas seleccionadas para determinar las abundancias de los diferentes elementos químicos, posteriormente se muestran las abundancias químicas derivadas y se estiman los errores asociados a la determinación de las abundancias de cada una de las especies químicas según el tipo espectral de la estrella.

### 5.1 Regiones espectrales seleccionadas

El espectro visible de las estrellas de carbono está dominado, como es sabido, por bandas formadas por moléculas carbonadas. Las transiciones más intensas de estas moléculas en el visible son transiciones de tipo electrónico aunque también existen transiciones vibracionales-rotacionales para las moléculas no homonucleares (moléculas compuestas por átomos distintos). Rigurosamente, en una transición electrónica, además de variar la energía del nivel electrónico de partida también varían la energía vibracional y energía rotacional de la molécula. Sin embargo, en una transición vibracional-rotacional el nivel electrónico es el mismo y sólo cambian el nivel vibracional y rotacional. Por cada nivel electrónico existen numerosos niveles vibracionales y por cada nivel vibracional existen, a su vez, numerosos niveles rotacionales. Las transiciones moleculares permitidas entre diferentes niveles de energía están determinadas por las reglas de selección en los números cuánticos. De esta manera, la denominación de bandas moleculares se debe a que los múltiples niveles de energía de la molécula se distribuyen agrupados en bandas a lo largo del espectro según dichas reglas de selección.

En particular, para la molécula de CN, la transición electrónica más importante en el visible es la transición<sup>1</sup>  $A^2 \Pi - X^2 \Pi$ , que se conoce también como el *sistema rojo* de CN ya

---

<sup>1</sup>La notación espectroscópica usual de un nivel de energía molecular es  $Z^{(2S+1)}\Lambda$ , donde Z se refiere al estado electrónico (e.g. A es el estado fundamental),  $2S + 1$  es la multiplicidad y  $\Lambda$  es la proyección del

que la banda molecular tiene lugar para una longitud de onda  $\lambda \geq 5800 \text{ \AA}$ . Existe también otra transición electrónica de CN en el visible, i.e.  $B^2 \Sigma - X^2 \Sigma$ , aunque es mucho menos intensa que el *sistema rojo*. A esta última transición se le denomina el *sistema violeta* de CN ya que tiene lugar para  $3850 \leq \lambda \leq 4220 \text{ \AA}$ . Para la molécula de  $C_2$  tiene lugar la transición electrónica  $A^3 \Pi - X^3 \Pi$ , conocida como el *sistema de Swan*, a longitudes de onda  $4700 \leq \lambda \leq 5600 \text{ \AA}$ . Por otro lado, para la molécula de CH tiene lugar la transición electrónica  $A^2 \Delta - X^2 \Pi$  a longitudes de onda  $\lambda \sim 4300 \text{ \AA}$ .

Como vemos, tal conjunto de bandas moleculares se extienden a lo largo de prácticamente todo el espectro visible complicando sobremanera la determinación de las abundancias atómicas. Para determinar con precisión la abundancia de un determinado elemento químico es necesario, por tanto, escoger líneas espectrales en las que el solapamiento con las bandas moleculares no sea severo. Además hay que seleccionar líneas que no sean demasiado profundas ya que el núcleo de las líneas más intensas se forma en las capas más superficiales de la atmósfera donde puede no verificarse la condición de equilibrio termodinámico local que es fundamental en nuestro análisis. En las líneas de absorción moderadamente intensas, la profundidad de la línea es proporcional a su coeficiente de absorción que puede considerarse como una fracción del coeficiente de absorción del continuo cercano. La profundidad de la línea es entonces proporcional a la abundancia del elemento químico en cuestión, a diferencia de lo que ocurre en las líneas muy profundas que suelen estar saturadas. Otra condición que se tuvo en cuenta al seleccionar una línea espectral fue que la posición del continuo alrededor de esa línea estuviera determinada con una incertidumbre menor del 5 %.

A lo largo de esta sección se describen los rangos espectrales utilizados para determinar las abundancias de las diferentes especies químicas. Los parámetros atómicos de las líneas espectrales seleccionadas se muestran en el Apéndice A, indicándose la longitud de onda ( $\text{\AA}$ ), energía del nivel inferior de la transición (eV) y logaritmo de la intensidad de oscilador correspondiente. En el Apéndice B se muestran algunos ejemplos de ajustes teóricos a los espectros de las estrellas analizadas.

### 5.1.1 Razones C/O y $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$

Dado que la atmósfera de las estrellas de carbono está dominada por las moléculas carbonadas, el primer paso para reproducir adecuadamente su espectro es la determinación de la razones C/O y  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ . Para ello se han utilizado (cuando ha sido posible) dos regiones diferentes: la región dominada por el *sistema rojo* de CN a  $\lambda 8015\text{--}8035 \text{ \AA}$  (ver Figura 5.1), en la que se han calibrado cuatro líneas de  $^{13}\text{C}^{14}\text{N}$  para determinar la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , y la región en el azul  $\lambda 4730\text{--}4750 \text{ \AA}$  dominada por las bandas de Swan de  $C_2$ .

En las estrellas de la muestra se han determinado las abundancias de C y N mediante

---

momento angular orbital total (L) sobre el eje molecular ( $\Lambda = 0, 1, 2 \dots$  corresponde a  $\Sigma, \Pi, \Delta \dots$ )

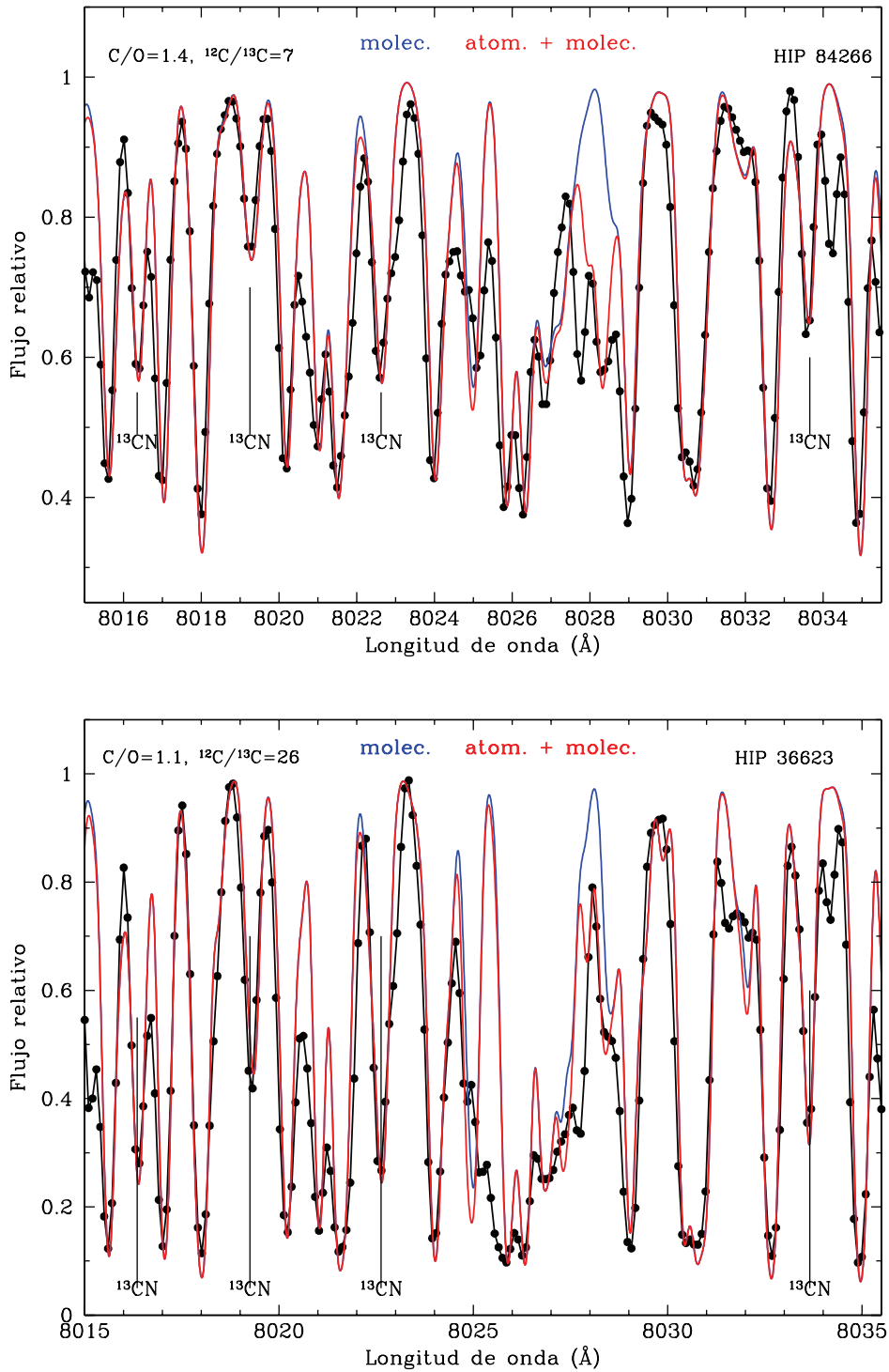


Figura 5.1: Arriba: espectro de la estrella R-caliente HIP 84266 ( $T_{\text{ef}} = 4800$  K) en la región  $\lambda \sim 8015$  Å. El espectro observado se indica por la línea negra con puntos. Se muestran dos espectros teóricos calculados incluyendo átomos y moléculas (línea roja) y sólo moléculas (línea azul). Abajo: lo mismo para la estrella R-fría HIP 36623 ( $T_{\text{ef}} = 3500$  K).

las moléculas de CN y C<sub>2</sub>, asumiendo una abundancia de O escalada con la metalicidad de la estrella. Si la metalicidad es  $[\text{Fe}/\text{H}] < 0.0$ , es posible que exista un enriquecimiento inicial  $[\text{O}/\text{Fe}] > 0$  debido a la evolución química de la Galaxia. Sin embargo, para la metalicidad típica correspondiente a las estrellas de la muestra,  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0.0$ , se tiene  $[\text{O}/\text{Fe}] \sim 0$ . Esto está de acuerdo con los resultados obtenidos por Dominy (1984), quien derivó  $[\text{O}/\text{Fe}] \sim 0.0$  en las pocas estrellas R-calientes en las que fue posible determinar la abundancia de oxígeno. En nuestro caso, no podemos estimar la abundancia de oxígeno independientemente debido a que las líneas de oxígeno son muy poco intensas en nuestras estrellas. Sin embargo, afortunadamente, el efecto sobre el espectro teórico de una variación de la abundancia absoluta de O es secundario respecto a la razón C/O adoptada, i.e.: para una misma razón C/O existe un rango de abundancias de O,  $[\text{O}/\text{H}]$ , para las que se obtiene idéntico espectro teórico (ver e.g. de Laverny et al. 2006).

El procedimiento que se siguió para derivar las abundancias de carbono y nitrógeno fue el siguiente: en primer lugar, se derivó la abundancia de C mediante las bandas de Swan de C<sub>2</sub> a  $\lambda$  4730–4750 Å, tomando las abundancias de N y O escaladas con la metalicidad de la estrella. A continuación se sintetizó el espectro en la región del *sistema rojo* de CN adoptando la abundancia de C obtenida mediante las bandas de Swan. La abundancia de N se incrementó entonces hasta conseguir el mejor ajuste del espectro observado. Por último, para comprobar la consistencia de las abundancias de C y N derivadas, se volvió a sintetizar la región a  $\lambda$  4730–4750 Å adoptando la abundancia de N derivada en la región de  $\lambda$  8015–8035 Å. El número de iteraciones necesario típico para encontrar el mejor ajuste fue 2–3. La diferencia máxima entre el *rojo* y el *azul* en la abundancia de C y N derivada fue inferior a 0.2 dex en las estrellas R-calientes. Para las estrellas R-frías y SC esta diferencia fue más pequeña (0.1 dex). Finalmente se comprobó que las abundancias de C, N y O derivadas proporcionaban también un ajuste satisfactorio en los demás rangos espectrales.

La razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  se derivó, como se ha dicho, mediante el promedio de las cuatro líneas de  $^{13}\text{C}^{14}\text{N}$  en el rojo y las bandas de Swan en el azul (cuando fue posible). Para determinar  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  se sintetizó inicialmente un espectro sin incluir el isótopo  $^{13}\text{C}$ , aumentándose posteriormente su abundancia hasta ajustar las líneas de  $^{13}\text{CN}$  y/o  $^{13}\text{C}^{12}\text{C}$  correspondientes. La razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  adoptada en el análisis fue la media de la obtenida en los rangos espectrales *rojo* y *azul*.

### 5.1.2 Metalicidad

La determinación precisa de la metalicidad promedio,  $[\text{M}/\text{H}]$ , establece nuestra referencia a la hora de medir cualquier posible enriquecimiento de un elemento dado. En el espectro de las estrellas de carbono de metalicidad próxima a la solar, como son la mayoría de las estrellas de la muestra, pueden identificarse multitud de líneas atómicas aunque sólo unas pocas son adecuadas para el análisis. En los rangos espectrales estudiados se han escogido líneas atómicas de intensidad moderada con el requisito de que estuvieran poco contami-

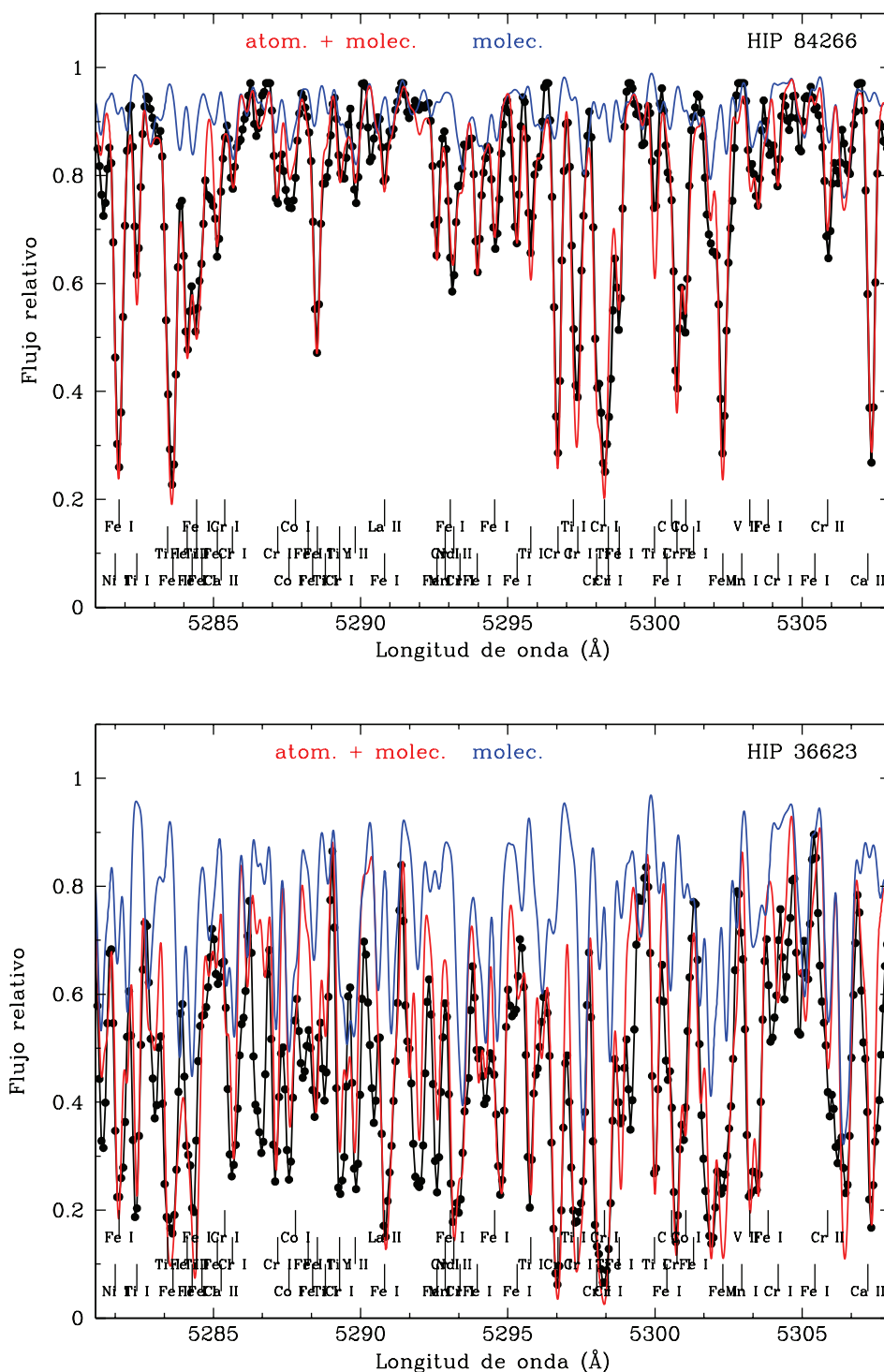


Figura 5.2: Arriba: espectro de la estrella R-caliente HIP 84266 ( $T_{\text{ef}} = 4800$  K) en la región  $\lambda \sim 5300$  Å. El espectro observado se indica por la línea negra con puntos. Se muestran dos espectros teóricos calculados incluyendo átomos y moléculas (línea roja) y sólo moléculas (línea azul). La metalicidad promedio derivada en este rango espectral resultó ser  $[M/H] = -0.10$ . Abajo: lo mismo para la estrella R-fría HIP 36623 ( $T_{\text{ef}} = 3500$  K). La metalicidad promedio derivada en este caso fue  $[M/H] = -0.27$ .



nadas (aparentemente) con absorciones moleculares. Es preferible calcular la metalicidad promedio a partir de unas pocas líneas fiables que utilizar muchas líneas parcialmente contaminadas. Otro requisito a la hora de escoger líneas para medir la metalicidad es que deben utilizarse líneas de elementos en los que se verifique  $[X/Fe] \sim 0.0$ , independientemente de la metalicidad de la estrella. Así evitaríamos que los posibles efectos de evolución química sobre el elemento X nos condujeran a error en la metalicidad estimada. De igual manera, es aconsejable medir la metalicidad en todos los rangos espectrales estudiados para reducir posibles errores sistemáticos en las abundancias derivadas debido a diferencias en la opacidad del continuo. En el Apéndice A se indican los parámetros atómicos de las líneas de Fe, Cr, Ni y Zn que se han seleccionado para la determinación de la metalicidad media.

En la Figura 5.2 se muestra un ejemplo del espectro alrededor de  $\lambda \sim 5300 \text{ \AA}$  para la estrella R-caliente, HIP 84266, y la R-fría, HIP 36623. La contribución molecular puede apreciarse mediante la síntesis de un espectro teórico que sólo incluya líneas moleculares. En el caso de la estrella caliente HIP 84266 se observa que la contribución molecular al espectro es moderada, a pesar de que tiene una razón  $C/O = 1.55$ . Sin embargo, para la estrella fría HIP 36223, las bandas moleculares son mucho más intensas y la incertidumbre en la derivación de la metalicidad media es mayor. Esto nos indica claramente que el error cometido en las abundancias derivadas en el análisis químico será mayor en las estrellas frías de la muestra (ver estimación de errores en la Sección 5.2.2).

A pesar de la contaminación con las bandas moleculares, si nuestra lista de líneas (atómicas y moleculares) es lo suficientemente buena, debemos reproducir el espectro globalmente. Esto se consigue en las dos estrellas del ejemplo, aunque también observamos algunas líneas que no se reproducen. Dado que hemos calibrado las líneas atómicas del atlas solar de Moore et al. (1966), las líneas que no se reproducen nos indican que las listas moleculares/atómicas son, todavía, incompletas.

### 5.1.3 Litio

El litio es un elemento ligero de interés puesto que su abundancia puede dar información acerca del estado evolutivo de la estrella y de la posible existencia de procesos de mezcla no estándar (ver Capítulo 1). Para determinar la abundancia de litio, se ha escogido la línea a  $\sim \lambda 6708 \text{ \AA}$  que está compuesta por dos líneas de  ${}^7\text{Li I}$  muy próximas (ver parámetros atómicos en el Apéndice A). En la región espectral cercana a las líneas de litio pueden encontrarse multitud de líneas metálicas, aunque éstas no son fiables para la determinación de la metalicidad debido al fuerte solapamiento con las líneas moleculares de CN.

Para evidenciar esta dificultad, puede compararse el espectro en la región del litio de la estrella R-caliente HIP 84266 (Figura 5.3, arriba) con el espectro de la misma estrella en la región de  $\lambda 5300 \text{ \AA}$  (Figura 5.2, arriba). En la región del litio ( $\lambda \sim 6700 \text{ \AA}$ ) prácticamente toda la absorción es consecuencia de las líneas de CN existentes en este rango, a diferencia de lo que ocurría en el rango de  $\lambda \sim 5300 \text{ \AA}$ . En la estrella HIP 84266, un espectro teórico

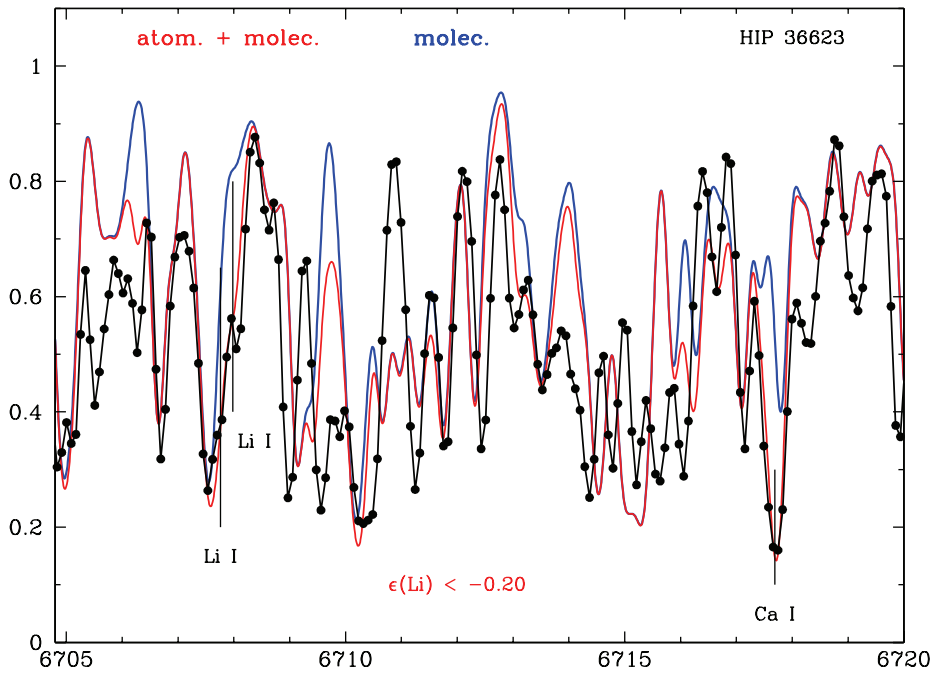
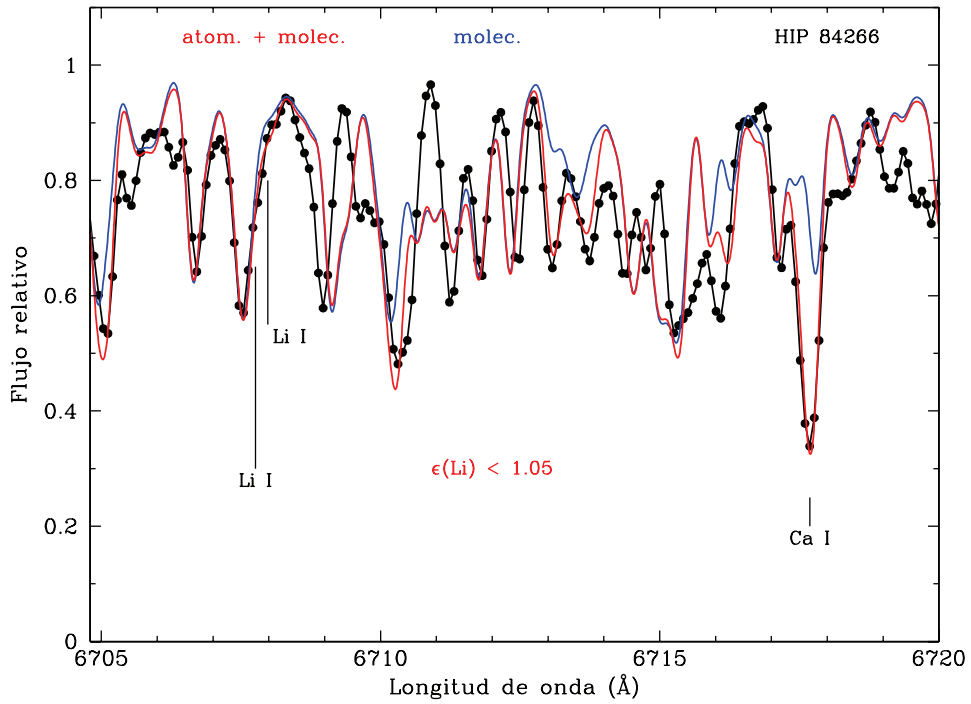


Figura 5.3: Arriba: espectro de la estrella R-caliente HIP 84266 ( $T_{\text{ef}} = 4800$  K) en la región  $\lambda \sim 6700$  Å. Se muestran dos espectros teóricos calculados incluyendo átomos y moléculas (línea roja) y sólo moléculas (línea azul). La abundancia de litio tomada en los espectros teóricos fue  $\epsilon(\text{Li}) < 1.05$ . Abajo: Lo mismo para la estrella R-fría HIP 36623.

calculado con  $\epsilon(\text{Li}) < 1.05$  mejora el ajuste de las alas de la línea de CN cercana a la posición de las líneas de litio ( $\lambda$  6707.76, 6707.98 Å). Aún así, la diferencia en el ajuste es pequeña y es posible que se deba a los errores asociados a la determinación de los parámetros atmosféricos y/o, fundamentalmente, a las abundancias de C y N en la estrella. Teniendo en cuenta la poca diferencia entre los espectros calculados con abundancia 0.0 y 1.05, el valor de litio derivado para HIP 84266, es sólo un límite superior.

La absorción molecular en la región del litio, ya de por sí importante en una estrella relativamente caliente como acabamos de ver, es todavía mayor en las estrellas R-frías (ver Figura 5.3, abajo). La abundancia de litio determinada en las estrellas frías es, por tanto, más incierta que la derivada en las estrellas calientes (ver Sección 5.2.2).

#### 5.1.4 Elementos—s

Una vez determinadas las razones C/O,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  y metalicidad de la estrella estamos en condiciones de estudiar las posibles sobreabundancias de elementos—s. El rango espectral indicado para determinar la mayoría de las abundancias de los elementos—s (ver e.g. Abia et al. 2001, 2002) es el situado en la región azul del espectro  $\lambda$  4750–4950 Å (ver Figura 5.4). La ventana  $\lambda$  4750–4950 Å fue propuesta por primera vez por Utsumi (1967) para el análisis químico de las estrellas de carbono, puesto que la contribución molecular en ella es poco importante. En este rango espectral podemos encontrar varias líneas de Sr, Y, Zr, Ba, La, Nd, Sm, Ce, etc... Como siempre, las líneas *más limpias* (i.e. sin contaminación molecular importante) fueron seleccionadas para el análisis químico (ver Apéndice A). Las líneas de Y I son especialmente problemáticas, puesto que sus parámetros atómicos presentan discrepancias importantes dependiendo de la fuente considerada (compárese Thévenin 1989 con Kupka et al. 1999 y *Kurucz*). La línea de itrio más fiable en este rango, aunque parcialmente contaminada con líneas moleculares, es la línea de Y I a  $\lambda$  4819.64 Å. Además, existe una línea de Y I a  $\lambda$  6687.5 Å, solapada con una línea de Fe I, que también se ha utilizado para determinar la abundancia de este elemento. El rango espectral  $\lambda$  4750–4950 Å no puede utilizarse en las estrellas más enrojadas de la muestra, ya que en estas estrellas la razón S/N del espectro es muy baja en esta región.

Complementariamente a la ventana espectral  $\lambda$  4750–4950 Å, pueden utilizarse también otros rangos espectrales para determinar las abundancias de elementos—s. En el caso del bario, dado que el núcleo de la línea resonante de Ba II a  $\lambda$  4934.09 Å está saturado, es aconsejable utilizar también la región  $\lambda \sim 6500$  Å, donde hay una línea de Ba II  $\lambda$  6496.91 Å y otra de Ba I a  $\lambda$  6498.95 Å (ver e.g. espectro de  $\alpha$  Boo en la Figura 4.7). La región a  $\lambda \sim 6500$  Å está, además, poco contaminada de absorciones moleculares y se reproduce bastante bien en la mayoría de las estrellas R-calientes.

Por otro lado, para determinar la abundancia de rubidio, puede utilizarse el rango espectral a  $\lambda \sim 7800$  Å donde existe la línea resonante de Rb I a  $\lambda$  7800.23 Å. En esta región no hay muchas líneas metálicas y el espectro está dominado por las bandas moleculares

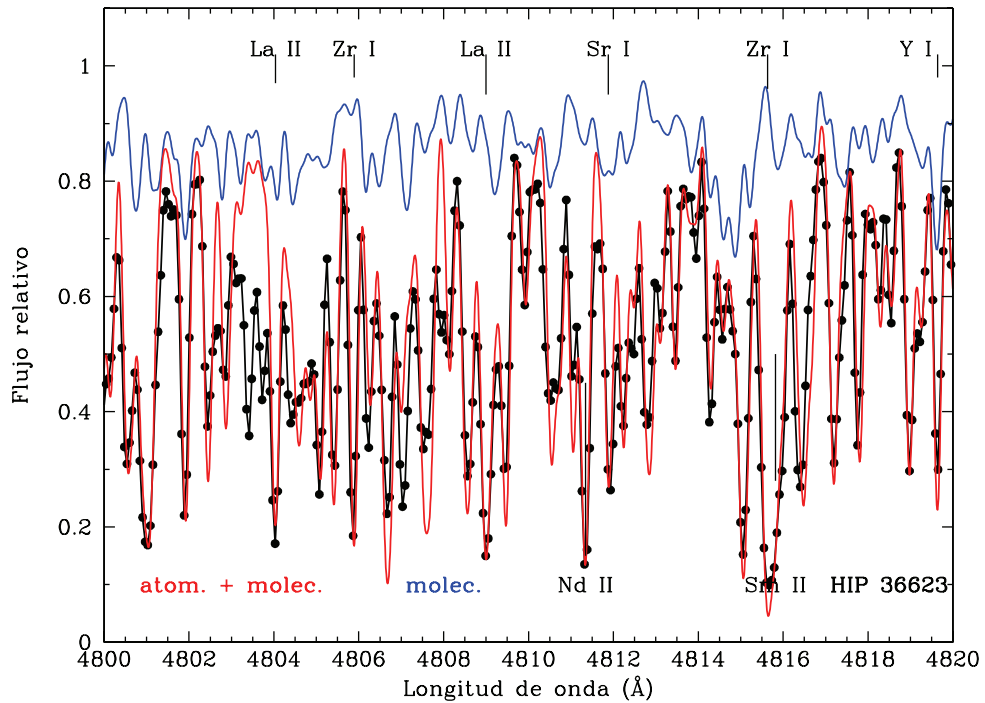
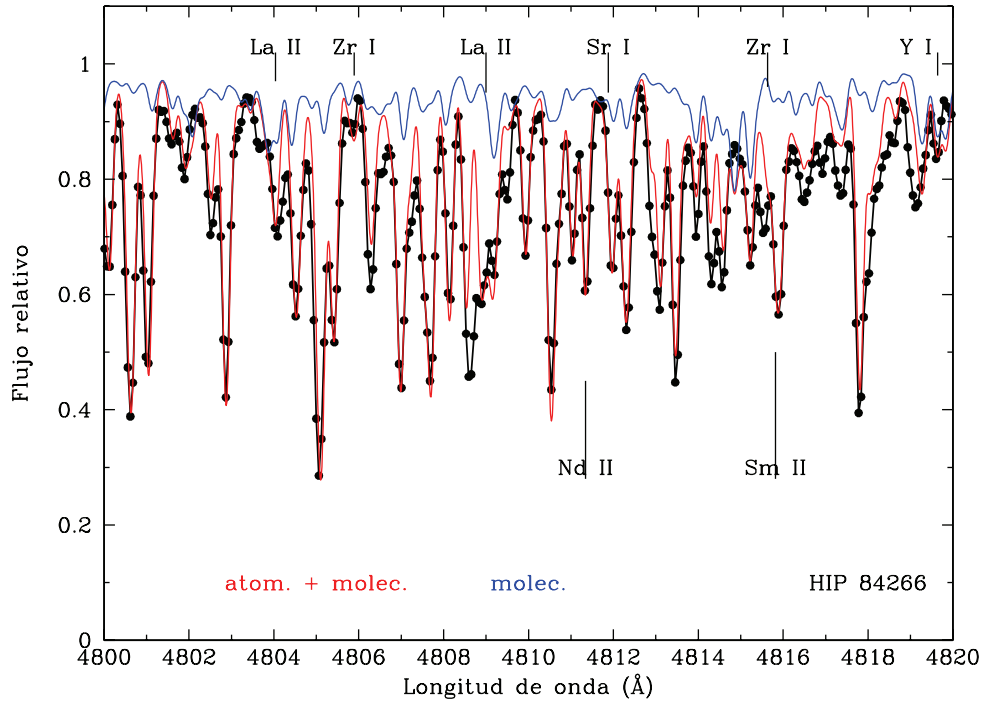


Figura 5.4: Arriba: espectro de la estrella HIP 84266 en la región a  $\lambda$  4810 Å. Los símbolos y líneas significan los mismo que en la Figura 5.1. Abajo: lo mismo para la estrella HIP 36623.

del *sistema rojo* de CN. Esta región, además, presenta un problema adicional: como varios autores ya han señalado (e.g. Plez et al. 1993; Lambert et al. 1995; Abia et al. 2001), la opacidad del continuo parece no reproducirse bien en este rango espectral dado que la metalicidad derivada a partir de líneas cercanas a la línea de Rb I (Ni I a  $\lambda$  7788.9, 7797.6 Å y Fe I a  $\lambda$  7780.6, 7802.5, 7807.9 Å) es sistemáticamente 0.2–0.3 dex menor que la metalicidad media estimada en otros rangos espectrales. Este hecho es importante considerarlo cuando se interpretan las razones [Rb/Fe] derivadas, puesto que es muy probable que estén subestimadas si utilizamos la metalicidad media en lugar de tomar la metalicidad derivada en el rango espectral del rubidio.

Por último, cuando ha sido posible, se ha intentado determinar el tecnecio a partir de dos líneas diferentes. La primera línea de Tc I es una línea de recombinación débil a  $\lambda$  5924.47 Å, y la segunda línea es una línea resonante situada a  $\lambda$  4262.27 Å. Como se discutió al final del capítulo anterior, la línea a  $\lambda$  4262.27 Å es más fiable que la situada a  $\lambda$  5924.47 Å debido a que la línea a  $\lambda$  5924.47 Å está solapada con otra línea de origen desconocido que no se reproduce en el espectro teórico. Desafortunadamente, la línea de Tc I a  $\lambda$  4262.27 Å no es accesible en todas las estrellas de la muestra debido a la gran depresión de flujo que se tiene en la parte azul del espectro, probablemente, por la presencia de C<sub>3</sub>.

## 5.2 Abundancias

En esta sección se recogen las abundancias químicas derivadas en el análisis de las estrellas de la muestra, utilizando los rangos espectrales mencionados anteriormente. A continuación se estiman los errores cometidos en el análisis químico, estudiando como varían las abundancias derivadas en función de la correspondiente incertidumbre en los parámetros atmosféricos.

### 5.2.1 Abundancias derivadas en el análisis químico

A continuación se muestran las abundancias químicas derivadas (Tablas 6.1 y 6.2) distinguiendo entre estrellas R-calientes, R-frías y SC. Las líneas atómicas utilizadas en el análisis se indican en el Apéndice A.

En la Tabla 6.1 se muestran las abundancias de C, N, O, Li y la metalicidad promedio ([M/H]). Asimismo se indican las razones C/O y <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C derivadas y las razones de abundancias relativas al Sol [C/M], [N/M], [(C+N)/M] y [(C+N+O)/M].

En la Tabla 6.2 se indican las abundancias de elementos-*s* (Rb, Sr, Y, Zr, Tc, Ba, La, Nd y Sm) respecto al Sol. También se ha calculado el promedio de enriquecimiento en elementos-*s* ligeros,  $ls = \langle \text{Sr, Y, Zr} \rangle$ , en elementos-*s* pesados,  $hs = \langle \text{Ba, La, Nd, Sm} \rangle$ , el cociente de enriquecimiento relativo [hs/ls] y el enriquecimiento de elementos-*s* promedio [s/M].

### 5.2.2 Estimación de errores

Vamos a estudiar con detalle los errores existentes en el análisis químico, distinguiendo entre estrellas R-calientes, R-frías y SC. Las estrellas SC constituyen un caso complicado ya que son estrellas relativamente frías ( $T_{\text{ef}} \sim 3000$  K) que poseen una razón C/O muy próxima a la unidad (dentro del 1% o menos). El delicado equilibrio de C y O en la atmósfera hace que las abundancias derivadas en las estrellas SC sean muy sensibles a los parámetros atmosféricos adoptados, por lo que las abundancias derivadas poseen una incertidumbre significativamente mayor que aquella en las estrellas de tipo espectral R.

El error cometido en la determinación de la abundancia de un elemento químico (error no sistemático) puede calcularse como la suma cuadrática de la incertidumbre individual asociada a cada uno de los parámetros atmosféricos (temperatura efectiva, gravedad, metalicidad, microturbulencia y macroturbulencia) y, en nuestro caso además, la incertidumbre en C/O,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  y la posición del continuo. En el caso en que en la determinación de la abundancia de un elemento dado se utilicen 3 o más líneas espectrales, hemos añadido un último término correspondiente a la dispersión obtenida en la abundancia (las dispersiones en las abundancias derivadas pueden consultarse en el Apéndice A). Así pues, el error total (no sistemático) en la abundancia química del elemento X se expresará como:

$$\Delta[X/H] = (\Delta[X/H]_{T_{\text{ef}}}^2 + \Delta[X/H]_{\log g}^2 + \Delta[X/H]_{\xi}^2 + \Delta[X/H]_{\text{macro.}}^2 + \Delta[X/H]_{[M/H]}^2 + \Delta[X/H]_{\text{C/O}}^2 + \Delta[X/H]_{^{12}\text{C}/^{13}\text{C}}^2 + \Delta[X/H]_{\text{cont.}}^2 + \Delta[X/H]_{\text{disp.}}^2)^{1/2} \quad (5.1)$$

La sensibilidad a las variaciones de los parámetros atmosféricos en las abundancias derivadas se muestra en la Tabla 5.3, distinguiendo entre estrellas R-calientes, R-frías y SC. El error total en la abundancia derivada de cada elemento (dado por la Ecuación 5.1) se indica en la segunda columna de la Tabla 5.3 y se obtiene sumando cuadráticamente el resto de columnas de ésta. Las incertidumbres asociadas a la temperatura efectiva ( $T_{\text{ef}}$ ), gravedad ( $\log g$ ), microturbulencia ( $\xi$ ) y macroturbulencia se discutieron en el Capítulo 4. Se ha adoptado aquí un conjunto de valores típicos para comprobar la sensibilidad de las abundancias derivadas. Para facilitar la comparación de los errores según el tipo espectral, se ha tomado la misma variación de los parámetros atmosféricos a excepción de la  $T_{\text{ef}}$  en las estrellas R-calientes y de la razón C/O en las estrellas SC, que se tomó menor en éstas últimas debido a su proximidad a la unidad.

La razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  en las estrellas R-calientes está afectada de una incertidumbre relativamente pequeña (típicamente  $\pm 4$ ) ya que las líneas espectrales formadas con moléculas de  $^{13}\text{C}$  son intensas y la dispersión de la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  en la parte *azul* y *roja* del espectro es pequeña. Por otro lado, la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  es prácticamente insensible a la variación de los parámetros atmosféricos elegidos. Para las estrellas R-frías y SC el error en la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  es mayor, oscilando entre  $\pm 10$ – $30$  dependiendo del valor de la propia razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , ya

que para una razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 100$  las líneas de  $^{13}\text{CN}$ ,  $^{13}\text{C}^{13}\text{C}$  y  $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$  son muy débiles y la determinación de la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  es incierta.

El error cometido en la determinación de la metalicidad media,  $[\text{M}/\text{H}]$ , para las estrellas R-calientes es  $\Delta[\text{M}/\text{H}] \sim 0.2$  dex y para las estrellas R-frías algo mayor,  $\Delta[\text{M}/\text{H}] \sim 0.3$  dex. Para las estrellas SC dada la sensibilidad a las variaciones de los parámetros atmosféricos, la incertidumbre es mayor,  $\Delta[\text{M}/\text{H}] \sim 0.4$  dex.

Si comparamos el error total existente en la abundancia de cada elemento (Tabla 5.3, columna 2) según el tipo espectral de la estrella, podemos concluir que la incertidumbre en las abundancias derivadas en las estrellas R (frías y calientes) oscilan entre  $\Delta[\text{X}/\text{H}] \sim 0.2 - 0.5$  dex, siendo ligeramente superiores en las estrellas R-frías. Como se pone de manifiesto en la Tabla 5.3, las abundancias derivadas en las estrellas SC son muy sensibles a la variación de los parámetros atmosféricos y los errores asociados son, aproximadamente, el doble que en las estrellas R.

Por último, hay que señalar que si expresamos las abundancias derivadas mediante el cociente  $[\text{X}/\text{Fe}]$  en lugar de  $[\text{X}/\text{H}]$ , las incertidumbres correspondientes se reducen en los elementos para los que la variación de los parámetros atmosféricos afecta de la misma manera que a la metalicidad. Esto es, al calcular  $[\text{X}/\text{Fe}]$  como  $[\text{X}/\text{Fe}] = [\text{X}/\text{H}] - [\text{Fe}/\text{H}]$ , el error  $\Delta[\text{X}/\text{Fe}]$  será menor que  $\Delta[\text{X}/\text{H}]$  cuando al variar los parámetros atmosféricos, la variación en las abundancias  $[\text{X}/\text{H}]$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  vaya en el mismo sentido. Estos errores,  $\Delta[\text{X}/\text{Fe}]$ , se indican en la tercera columna de la Tabla 5.3.

Tabla 5.1: Abundancias y razones de abundancias derivadas<sup>1</sup>

<b>R-frías</b>	C <sup>a</sup>	N <sup>a</sup>	O <sup>a</sup>	C/O <sup>b</sup>	<sup>12</sup> C/ <sup>13</sup> C <sup>b</sup>	[C/M]	[N/M]	[(C+N)/M]	[(C+N+O)/M]	[M/H] <sup>c</sup>	Li <sup>a</sup>
HIP 35810	8.40	7.30 <sup>d</sup>	8.35	1.12	65	0.39	-	-	-	-0.38	0.20
HIP 36623	8.35	7.70	8.31	1.10	23	0.23	0.19	0.22	0.07	-0.27	<-0.20
HIP 62401	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HIP 91929	8.68	7.78 <sup>d</sup>	8.66	1.05	58	0.29	-	-	-	0.00	-0.50
HIP 108205	8.67	7.78 <sup>d</sup>	8.66	1.02	90	0.28	-	-	-	0.00	-1.50
HIP 109158	8.68	7.78 <sup>d</sup>	8.66	1.05	85	0.31	-	-	-	-0.02	<-1.00
<b>R-calientes</b>	C <sup>a</sup>	N <sup>a</sup>	O <sup>a</sup>	C/O <sup>b</sup>	<sup>12</sup> C/ <sup>13</sup> C <sup>b</sup>	[C/M]	[N/M]	[(C+N)/M]	[(C+N+O)/M]	[M/H] <sup>c</sup>	Li <sup>a</sup>
HIP 39118	8.77	8.00	<9.05*	>0.50	13:	0.67	0.51	0.64	<0.67	-0.29	0.85
HIP 44812	8.75	8.70	8.66	1.23	5	0.39	0.95	0.57	0.33	-0.03	<1.00
HIP 53832	8.08	8.10	8.06	1.05	24	0.46	1.09	0.68	0.45	-0.77	<0.60
HIP 58786	8.63	7.60	8.47	1.45	70	0.53	0.11	0.47	0.29	-0.29	<1.00
HIP 62944	8.80	8.30	9.05*	0.56	22	0.29	0.40	0.31	0.29	0.12	2.60
HIP 69089	8.40	8.40	8.46	0.87	19	0.18	0.79	0.39	0.19	-0.17	1.80
HIP 74826	8.40	8.18	8.36	1.10	20	0.31	0.70	0.42	0.22	-0.30	<0.50
HIP 82184	8.42	8.25	8.51	0.81	10	0.18	0.62	0.31	0.15	-0.15	<0.40
HIP 84266	8.75	8.40	8.56	1.55	7	0.46	0.72	0.53	0.29	-0.10	<1.05
HIP 85750	8.38	7.98	8.36	1.05	22	0.47	0.68	0.52	0.35	-0.48	<0.30
HIP 86927	8.47	7.98	8.66	0.65	7	0.13	0.25	0.16	0.10	-0.05	<0.48
HIP 87603	8.60	7.68	8.36	1.74	9	0.73	0.42	0.68	0.47	-0.52	<1.10
HIP 88887	8.80	8.70	8.66	1.38	5	0.50	1.01	0.66	0.41	-0.09	<0.50
HIP 94049	8.48	7.98	8.36	1.32	9	0.71	0.82	0.73	0.53	-0.62	<0.40
HIP 95422	8.73	7.78 <sup>d</sup>	8.36	2.34	6	0.60	-	-	-	-0.26	<0.50
HIP 98223	8.05	7.10	7.97	1.20	16	0.45	0.11	0.40	0.25	-0.79	<0.00
HIP 113150	8.85	7.60 <sup>d</sup>	8.36	3.09	9	0.93	-	-	-	-0.47	<0.55
<b>SC</b>	C <sup>a</sup>	N <sup>a</sup>	O <sup>a</sup>	C/O <sup>b</sup>	<sup>12</sup> C/ <sup>13</sup> C <sup>b</sup>	[C/M]	[N/M]	[(C+N)/M]	[(C+N+O)/M]	[M/H] <sup>c</sup>	Li <sup>a</sup>
BD +10°3764	8.673	7.78 <sup>d</sup>	8.66	1.03	49	0.30	-	-	-	-0.02	-0.30
RR Her	8.661	8.25	8.66	1.00	33	0.36	0.56	0.41	0.25	-0.09	-0.80
RS Cyg	8.355:	7.30: <sup>d</sup>	8.35:	1.01:	66:	0.44:	-	-	-	-0.48:	-0.15:

<sup>1</sup> Ver líneas utilizadas en el Apéndice A.<sup>a</sup> Abundancias de C, N, O y Li dadas en la escala  $12 + \log \frac{N(X)}{N(H)}$ . La abundancia de O está escalada con la metalicidad de la estrella excepto en HIP 39118 y HIP 62944, donde pudo derivarse a partir de la línea [O I]  $\lambda$  6300.3 Å (parámetros atómicos tomados según Caffau et al. 2008). Estos valores se indican con un asterisco \*.<sup>b</sup> Los cocientes C/O y <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C están expresados en número de átomos del elemento o isótopo correspondiente. Los valores solares son (C/O)<sub>⊙</sub> = 0.54 y (<sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C)<sub>⊙</sub> = 89.<sup>c</sup> [M/H] es la metalicidad media de la estrella.<sup>d</sup> Abundancia de N escalada con la metalicidad de la estrella.

: indica valor incierto.



Tabla 5.2: Abundancias de elementos-*s* derivadas en el análisis químico

<b>R-frías</b>	Tc <sup>a</sup>	[Rb/M] <sup>b</sup>	[Sr/M]	[Y/M]	[Zr/M]	[Ba/M]	[La/M]	[Nd/M]	[Sm/M]	[ls/M]	[hs/M]	[s/M]	
HIP 35810	No	-	0.26	0.27	0.29	0.78	0.55	0.83	0.17	0.27	0.58	0.31	0.43
HIP 36623	No	0.10	0.95	1.31	1.13	1.72	1.64	1.72	0.56	1.13	1.41	0.28	1.27
HIP 62401	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HIP 91929	No	-	-	-0.01	0.01	-0.02	-	-	-	0.00	-0.02	-0.02	-0.01
HIP 108205	?	-	-	0.59	-	0.73	-	-	-	0.59	0.73	0.14	0.66
HIP 109158	<0.90	-	-	0.81	-	0.85	-	-	-	0.81	0.85	0.04	0.83
<b>R-calientes</b>	Tc <sup>a</sup>	[Rb/M] <sup>b</sup>	[Sr/M]	[Y/M]	[Zr/M]	[Ba/M]	[La/M]	[Nd/M]	[Sm/M]	[ls/M]	[hs/M]	[s/M]	
HIP 39118	<1.20	0.30	0.22	0.68	0.70	0.49	0.46	0.64	0.58	0.53	0.54	0.01	0.54
HIP 44812	No	-	-0.07	0.03	-0.26	-0.04	0.13	-	0.12	-0.10	0.07	0.17	-0.01
HIP 53832	No	0.70	0.85	1.06	0.78	1.65	<2.04	1.42	1.36	0.90	1.62	0.72	1.26
HIP 58786	No	-	0.09	-0.06	-0.30	0.02	-0.01	-	-0.01	-0.09	0.00	0.09	-0.04
HIP 62944	No	-0.09	-0.02	-0.17	-0.41	-0.29	-0.02	-0.12	0.07	-0.20	0.09	0.11	-0.15
HIP 69089	No	-0.13	0.05	0.16	-0.12	0.00	0.07	0.07	0.06	0.03	0.05	0.02	0.04
HIP 74826	No	0.01	-0.02	0.02	0.01	0.08	-0.04	0.00	-0.01	0.00	0.01	0.00	0.01
HIP 82184	No	-0.01	0.00	-0.07	-0.14	0.08	0.15	-0.10	0.00	-0.07	0.03	0.10	-0.02
HIP 84266	No	-0.04	0.00	-0.21	-0.11	-0.07	0.22	0.05	0.14	-0.11	0.09	0.19	-0.01
HIP 85750	No	-0.05	0.76	0.97	0.59	1.56	1.65:	1.53	1.27	0.77	1.45	0.68	1.11
HIP 86927	No	0.18	0.00	-0.01	0.31	0.20	0.32	0.40	0.19	0.10	0.28	0.18	0.19
HIP 87603	No	0.05	0.12	0.11	-0.07	0.45	0.52	0.12	0.11	0.05	0.30	0.25	0.18
HIP 88887	No	-0.07	-0.13	-0.02	-0.20	-0.18	-0.11	-0.11	-0.12	-0.12	-0.13	-0.01	-0.12
HIP 94049	No	-	-	0.02	-	-0.05	-	-	-	0.02	-0.05	-0.07	-0.01
HIP 95422	No	-	-	-0.04	-	0.11	-	-	-	-0.04	0.11	0.15	0.04
HIP 98223	No	-	0.67	1.13	1.00	1.25	-	1.44	1.18	0.93	1.29	0.36	1.11
HIP 113150	No	-	-	-0.03	-0.02	0.00	-	-	-0.04	-0.02	-0.02	0.00	-0.02
<b>SC</b>	Tc <sup>a</sup>	[Rb/M] <sup>b</sup>	[Sr/M]	[Y/M]	[Zr/M]	[Ba/M]	[La/M]	[Nd/M]	[Sm/M]	[ls/M]	[hs/M]	[s/M]	
BD +10°3764	<1.30	-	0.60	0.96	1.33	1.10	1.39	1.07	1.21	0.96	1.19	0.23	1.08
RR Her	<1.20	0.00	1.57	0.98	1.10	1.42	1.66	1.24	0.78	1.22	1.28	0.06	1.25
RS Cyg	<0.50:	-	0.56:	0.27:	0.99:	0.81:	0.25:	0.63:	0.47:	0.61:	0.54:	-0.07:	0.57:

Se denota como *ls* al promedio  $ls = \langle Sr, Y, Zr \rangle$ ,  $hs = \langle Ba, La, Nd, Sm \rangle$  y  $s = \langle ls + hs \rangle$ .

<sup>a</sup> Tc dado como  $12 + \log \frac{N(Tc)}{N(H)}$ ; ? indica detección de Tc dudosa. <sup>b</sup> [Rb/M] calculado usando la metalicidad derivada en el rango espectral del Rb.

Tabla 5.3: Dependencia de las abundancias derivadas en los parámetros atmosféricos. Las tres primeras columnas indican el elemento considerado (columna 1), el error en la abundancia absoluta (columna 2) y el error en la abundancia relativa al hierro (columna 3). Las columnas siguientes indican la variación en la abundancia absoluta de un elemento determinado al variar cada parámetro atmosférico.

<b>R-calientes</b>			$T_{\text{ef}}^a$	log g	[M/H]	$\xi$	macro.	cont.	C/O	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$
[X/H]	$\Delta[X/H]$	$\Delta[X/Fe]$	$\pm 150\text{K}$	$\pm 0.5$	$\pm 0.2$	$\pm 0.5 \text{ km/s}$	$\pm 1.5 \text{ km/s}$	$\pm 5\%$	$\pm 0.1$	$\pm 10$
[Li/H]	0.30	0.25	$\pm 0.10$	$\pm 0.00$	$\pm 0.10$	$\mp 0.00$	$\pm 0.00$	$\mp 0.25$	$\mp 0.10$	$\pm 0.05$
[Fe/H]	0.20	-	$\pm 0.05$	$\pm 0.00$	-	$\mp 0.05$	$\pm 0.15$	$\mp 0.10$	$\mp 0.10$	$\pm 0.00$
[Rb/H]	0.20	0.20	$\pm 0.05$	$\pm 0.00$	$\pm 0.00$	$\mp 0.00$	$\pm 0.05$	$\mp 0.20$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$
[Sr/H]	0.20	0.10	$\pm 0.10$	$\pm 0.00$	$\mp 0.05$	$\mp 0.10$	$\pm 0.15$	$\mp 0.05$	$\mp 0.05$	$\mp 0.00$
[Y/H]	0.40	0.30	$\pm 0.10$	$\pm 0.00$	$\pm 0.25$	$\mp 0.00$	$\pm 0.10$	$\mp 0.15$	$\mp 0.15$	$\pm 0.00$
[Zr/H]	0.30	0.20	$\pm 0.10$	$\pm 0.00$	$\pm 0.00$	$\mp 0.00$	$\pm 0.10$	$\mp 0.20$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$
[Ba/H]	0.30	0.30	$\pm 0.10$	$\pm 0.10$	$\pm 0.20$	$\mp 0.00$	$\pm 0.10$	$\mp 0.05$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$
[La/H]	0.30	0.25	$\pm 0.05$	$\pm 0.20$	$\pm 0.10$	$\mp 0.00$	$\pm 0.15$	$\mp 0.15$	$\mp 0.05$	$\mp 0.00$
[Nd/H]	0.40	0.30	$\pm 0.15$	$\pm 0.20$	$\pm 0.05$	$\mp 0.05$	$\pm 0.20$	$\mp 0.15$	$\mp 0.00$	$\mp 0.0$
[Sm/H]	0.35	0.30	$\pm 0.15$	$\pm 0.20$	$\mp 0.10$	$\mp 0.00$	$\pm 0.15$	$\mp 0.15$	$\mp 0.00$	$\mp 0.00$
C/O	0.35	-	$\pm 0.20$	$\pm 0.10$	$\pm 0.15$	$\mp 0.10$	$\pm 0.15$	$\mp 0.10$	-	-
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	4	-	$\pm 0$	$\pm 0$	$\pm 3$	$\pm 0$	$\pm 0$	$\pm 2$	-	-
<b>R-frías</b>			$T_{\text{ef}}$	log g	[M/H]	$\xi$	macro.	cont.	C/O	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$
[X/H]	$\Delta[X/H]$	$\Delta[X/Fe]$	$\pm 250\text{K}$	$\pm 0.5$	$\pm 0.2$	$\pm 0.5 \text{ km/s}$	$\pm 1.5 \text{ km/s}$	$\pm 5\%$	$\pm 0.1$	$\pm 10$
[Li/H]	0.50	0.30	$\pm 0.40$	$\pm 0.05$	$\pm 0.20$	$\mp 0.00$	$\pm 0.00$	$\mp 0.00$	$\mp 0.20$	$\pm 0.00$
[Fe/H]	0.35	-	$\pm 0.30$	$\pm 0.00$	-	$\mp 0.05$	$\pm 0.10$	$\mp 0.10$	$\mp 0.10$	$\pm 0.00$
[Rb/H]	0.35	0.25	$\pm 0.20$	$\pm 0.10$	$\pm 0.20$	$\mp 0.00$	$\pm 0.00$	$\mp 0.10$	$\mp 0.15$	$\mp 0.10$
[Sr/H]	0.30	0.25	$\pm 0.15$	$\pm 0.00$	$\pm 0.10$	$\mp 0.05$	$\pm 0.20$	$\mp 0.05$	$\mp 0.10$	$\mp 0.05$
[Y/H]	0.35	0.30	$\pm 0.15$	$\pm 0.00$	$\pm 0.10$	$\mp 0.20$	$\pm 0.25$	$\mp 0.05$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$
[Zr/H]	0.35	0.35	$\pm 0.05$	$\pm 0.00$	$\pm 0.05$	$\mp 0.20$	$\pm 0.25$	$\mp 0.05$	$\mp 0.00$	$\pm 0.00$
[Ba/H]	0.25	0.25	$\pm 0.15$	$\pm 0.10$	$\pm 0.10$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$	$\pm 0.00$
[La/H]	0.35	0.35	$\pm 0.05$	$\pm 0.20$	$\pm 0.10$	$\mp 0.10$	$\pm 0.20$	$\mp 0.10$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$
[Nd/H]	0.35	0.35	$\pm 0.05$	$\pm 0.20$	$\pm 0.05$	$\mp 0.20$	$\pm 0.20$	$\mp 0.05$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$
[Sm/H]	0.35	0.35	$\pm 0.05$	$\pm 0.10$	$\pm 0.10$	$\mp 0.25$	$\pm 0.20$	$\mp 0.05$	$\mp 0.00$	$\pm 0.00$
C/O	0.10	-	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.06$	$\mp 0.02$	$\pm 0.02$	$\mp 0.02$	-	-
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	25	-	$\mp 20$	$\pm 0$	$\pm 10$	$\pm 0$	$\mp 10$	$\pm 15$	-	-
<b>SC</b>			$T_{\text{ef}}$	log g	[M/H]	$\xi$	macro.	cont.	C/O <sup>b</sup>	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$
[X/H]	$\Delta[X/H]$	$\Delta[X/Fe]$	$\pm 250\text{K}$	$\pm 0.5$	$\pm 0.2$	$\pm 0.5 \text{ km/s}$	$\pm 1.5 \text{ km/s}$	$\pm 5\%$	$\pm 0.05$	$\pm 10$
[Li/H]	0.75	0.55	$\pm 0.70$	$\pm 0.05$	$\pm 0.15$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$	$\mp 0.10$	$\mp 0.10$	$\pm 0.00$
[Fe/H]	0.40	-	$\pm 0.20$	$\pm 0.10$	-	$\mp 0.20$	$\pm 0.10$	$\mp 0.05$	$\mp 0.20$	$\pm 0.00$
[Rb/H]	1.15	0.90	$\pm 0.50$	$\pm 0.00$	$\pm 0.20$	$\mp 0.20$	$\pm 0.20$	$\mp 0.10$	$\mp 1.00$	$\pm 0.00$
[Sr/H]	0.80	0.60	$\pm 0.30$	$\pm 0.00$	$\pm 0.20$	$\mp 0.35$	$\pm 0.60$	$\mp 0.05$	$\mp 0.10$	$\pm 0.00$
[Y/H]	0.90	0.70	$\pm 0.30$	$\pm 0.00$	$\pm 0.25$	$\mp 0.50$	$\pm 0.60$	$\mp 0.10$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$
[Zr/H]	0.75	0.55	$\pm 0.15$	$\pm 0.00$	$\pm 0.20$	$\mp 0.50$	$\pm 0.50$	$\mp 0.05$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$
[Ba/H]	0.55	0.50	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.25$	$\mp 0.00$	$\pm 0.05$	$\mp 0.00$	$\mp 0.60$	$\pm 0.00$
[La/H]	0.55	0.50	$\pm 0.00$	$\pm 0.05$	$\pm 0.20$	$\mp 0.35$	$\pm 0.40$	$\mp 0.05$	$\mp 0.05$	$\pm 0.00$
[Nd/H]	0.75	0.55	$\pm 0.15$	$\pm 0.05$	$\pm 0.20$	$\mp 0.60$	$\pm 0.40$	$\mp 0.05$	$\mp 0.10$	$\pm 0.00$
[Sm/H]	0.60	0.45	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.20$	$\mp 0.40$	$\pm 0.40$	$\mp 0.05$	$\mp 0.10$	$\pm 0.00$
C/O	0.06	-	$\pm 0.002$	$\pm 0.002$	$\pm 0.020$	$\mp 0.010$	$\pm 0.020$	$\mp 0.050$	-	-
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	15	-	$\pm 0$	$\pm 10$	$\pm 0$	$\pm 0$	$\pm 0$	$\pm 10$	-	-

<sup>a</sup> Debido a la gran sensibilidad de la razón C/O en los cambios de temperatura efectiva para las estrellas R-calientes, se tomó una variación en este caso  $\Delta T_{\text{ef}} = \pm 150 \text{ K}$ .

<sup>b</sup> Para las estrellas SC se ha tomado  $\Delta C/O = \pm 0.05$  debido a la proximidad a la unidad de la razón C/O en este tipo de estrellas.



# 6

---

## Resultados y discusión

En este capítulo se discuten los resultados obtenidos en el análisis químico, se comparan con las anteriores determinaciones existentes en la bibliografía y con las predicciones de nucleosíntesis en estrellas AGB de baja masa más recientes. En la segunda parte del capítulo utilizamos toda la información obtenida en los anteriores, junto con algunas simulaciones numéricas preliminares, para discutir los posibles escenarios evolutivos que pudieran dar lugar a la formación de una estrella de tipo espectral R.

### 6.1 Resultados

#### 6.1.1 Abundancias derivadas en las estrellas R-calientes

##### HIP 39118

Esta estrella ( $T_{\text{ef}} = 4250$ ,  $\log g = 2.0$ ) posee una envoltura circumestelar (ver Sección 6.2) detectada mediante el desdoblamiento de las líneas de sodio Na I a  $\lambda\lambda$  5889.97, 5895.97 Å, en las que aparece una componente desplazada hacia el *azul* (envoltura aproximándose al observador). En cuanto a la posibilidad de que pertenezca a un sistema binario, Platais et al. (2003), en base a un estudio sobre las variaciones de la velocidad radial, descartan la naturaleza binaria de esta estrella (ver Tabla 3.4).

En esta estrella fue posible medir la abundancia de O mediante la línea [O I] a  $\lambda$  6300.3 Å. El O está claramente enriquecido en HIP 39118, lo que hace que la razón C/O sea pequeña y esté lejos de ser una estrella de carbono. La metalicidad derivada es próxima a la solar ( $[M/H] = -0.29$ ), la razón C/O  $\sim 0.50$  y la razón isotópica  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  es baja (13). Por otro lado, presenta una ligera sobreabundancia de elementos-*s* ( $[s/M] \sim +0.54$ ). La línea de Tc I a  $\lambda$  5924 Å se ajusta mejor tomando  $\epsilon(\text{Tc}) = 1.20$ , pero dado que hay absorción en esta región espectral que no reproducimos, este valor de Tc tan sólo puede considerarse un límite superior. Desafortunadamente, la razón S/N a  $\lambda \sim 4260$  Å del espectro de esta

estrella no es lo suficientemente alta para confirmar la detección de Tc.

En la bibliografía no hay apenas información sobre esta estrella y es complicado clasificarla. La luminosidad y abundancias obtenidas podrían ser compatibles con las de una estrella de bario (ver Smiljanic et al. 2007), pero la mayor parte de estas estrellas son binarias y este hecho no ha sido confirmado en HIP 39118. Además, su abundancia de litio ( $\epsilon(\text{Li}) = 0.85$ ) es difícil de explicar en un escenario que requiera transferencia de masa por parte de una estrella relativamente evolucionada, ya que el litio existente en la estrella secundaria sería diluido con material pobre en Li proveniente de la estrella primaria.

HIP 39118 presenta una ligera sobreabundancia de elementos- $\alpha$ ,  $[\text{Ti}/\text{Fe}] = +0.30$ , y una sobreabundancia de aluminio  $[\text{Al}/\text{Fe}] = +0.63$ , derivada mediante líneas de estos elementos en las regiones espectrales a  $\lambda 5300 \text{ \AA}$  y  $\lambda 6700 \text{ \AA}$ <sup>1</sup>. No obstante, es conocido que estas líneas de Al se forman parcialmente fuera del LTE (e.g. Baumüeller & Gehren 1997; Andrievsky et al. 2008) dependiendo de los parámetros atmosféricos, por lo que la sobreabundancia de Al obtenida debe considerarse con cautela. De cualquier forma, esta estrella posee peculiaridades químicas que no corresponden a una estrella gigante ordinaria. Proponemos, por el contrario, que esta estrella podría ser en realidad una estrella CN-*strong*<sup>2</sup>, ya que muchas de ellas presentan sobreabundancias de Al y elementos- $\alpha$  similares a las derivadas aquí (Cavallo & Nagar 2000). Se piensa que las anomalías químicas en las estrellas CN-*strong/weak* se deben al material original de la nube donde se formó la estrella y/o a fenómenos de mezcla no estándar durante su evolución posterior (e.g. Norris 1987; Smith 2002). La rotación podría desempeñar un papel clave en la producción de estas anomalías. Es necesario más trabajo teórico y observacional para dilucidar entre estas dos hipótesis.

En cuanto a las sobreabundancias de elementos- $s$ , podría pensarse que tienen un origen *intrínseco* ya que el análisis químico indica la probable presencia de Tc. Sin embargo, la luminosidad de esta estrella ( $M_{\text{bol}} = 0.47$ ) es muy inferior a la esperada durante la fase AGB. El escenario *extrínseco*, transferencia de masa en un sistema binario (considerando entonces que la detección de Tc no es real), tendría dificultades para explicar la abundancia de litio derivada. La clasificación de esta estrella es, por tanto, incierta.

## HIP 44812

Esta estrella ( $T_{\text{ef}} = 3950 \text{ K}$ ,  $\log g = 1.50$ ) es una estrella de carbono con una razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  baja (5) que no presenta sobreabundancias de elementos- $s$ . El ajuste es aceptable globalmente, aunque en la región del *azul* hay líneas que no reproducimos con el espectro teórico. Probablemente estas líneas correspondan a transiciones moleculares no incluidas en nuestra lista. En los análisis realizados en estrellas de carbono de otros tipos espectrales (e.g.

<sup>1</sup>Líneas utilizadas (elemento:  $\lambda$  ( $\text{\AA}$ ),  $\chi$  (eV),  $\log gf$ ): Ti I: 5295.8, 1.067, -1.73; Ti I: 5300.0, 1.050, -1.710; Al I: 6696.0, 3.143, -1.68; Al I: 6698.7, 3.143, -1.950.

<sup>2</sup>Las estrellas CN-*strong* y CN-*weak* son estrellas que presentan bandas moleculares de CN anormalmente intensas, junto con otras peculiaridades químicas (ver e.g. Smith 2002).

Abia et al. 2008) se han encontrado también este tipo de líneas no identificadas, lo que apoya el hecho de que pertenezcan a moléculas carbonadas. HIP 44812 estaría clasificada correctamente como estrella R según lo obtenido en el análisis.

### HIP 53832

La estrella de carbono HIP 53832 ( $T_{\text{ef}} = 4500$  K,  $\log g = 2.50$ ) presenta un patrón de abundancias característico de una estrella CH clásica: es pobre en metales ( $[M/H] = -0.77$ ), rica en carbono ( $C/O = 1.05$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 24$ ) y presenta una sobreabundancia significativa de elementos-*s* ( $[ls/M] = +0.9$ ,  $[hs/M] = +1.62$ ). De hecho ya ha sido clasificada en la bibliografía como estrella CH (ver Tabla 3.3), clasificación que confirmamos con el presente análisis químico. La naturaleza binaria de la estrella también se ha confirmado (ver Tabla 3.4), ya que se han detectado variaciones significativas de su velocidad radial. Las sobreabundancias de elementos-*s* derivadas son compatibles con las predicciones del proceso-*s* en estrellas AGB de baja masa (ver Sección 6.3.3).

### HIP 58786

HIP 58786 es una estrella rica en carbono de metalicidad subsolar ( $[M/H] \sim -0.29$ ). El ajuste del espectro observado es aceptable para el modelo de  $T_{\text{ef}} = 4250$  K,  $\log g = 2.0$  pero en la región  $\lambda 4800$  Å aparecen, de nuevo, algunas líneas muy intensas no identificadas en nuestra lista. Esta estrella también ha sido clasificada espectralmente como CH (ver Tabla 3.3), aunque nuestro análisis químico no ha derivado sobreabundancias de elementos-*s* por lo que esta clasificación sería entonces dudosa o errónea. Los datos disponibles de velocidad radial tampoco indican evidencia alguna de binariedad. De esta manera, la clasificamos como una estrella de tipo espectral R con una razón isotópica elevada ( $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 70$ ).

### HIP 62944

HIP 62944 ( $T_{\text{ef}} = 4300$  K,  $\log g = 2.4$ ) es rica en litio,  $\epsilon(\text{Li}) = 2.60$ , su razón C/O es compatible con la solar, el cociente  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 22$ , es ligeramente más metálica que el Sol ( $[M/H] = 0.12$ ) y no está enriquecida en elementos-*s*. En la bibliografía está clasificada también como estrella de tipo espectral K (Tabla 3.3). De hecho, esta estrella se catalogó como la primera estrella de tipo K rica en litio (Wallerstein & Sneden 1982). Estos autores derivaron (tomando un modelo con  $T_{\text{ef}} = 4500$  K)  $C/N/O = 8.9/8.3/9.2$ ,  $\epsilon(\text{Li}) = 2.8$  y metalicidad  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0.2$ . En nuestro análisis, se derivó la abundancia de O mediante la línea [O I] a  $\lambda 6300.3$  Å, que en este caso puede utilizarse ya que las bandas moleculares de C presentes en el espectro son poco intensas. Nuestros resultados ( $C/N/O = 8.80/8.30/9.05$ ) son compatibles con aquellos de Wallerstein & Sneden e indican que, efectivamente, el O está enriquecido en esta estrella y la razón C/O está muy próxima a la solar. Así, esta estrella la clasificamos como tipo K en lugar de tipo R. Además la presencia de Li no es

una característica propia de las estrellas de tipo espectral R mientras que, por el contrario, se conocen una treintena de estrellas de tipo K ricas en Li. Charbonnel & Balachandran (2000) se inclinan por el escenario *intrínseco* para explicar la sobreabundancia de litio en HIP 62944.

### HIP 69089

HIP 69089 ( $T_{\text{ef}} = 4750$  K,  $\log g = 1.50$ ) presenta algún enriquecimiento en C aunque su razón C/O es inferior a 1 (0.87). Debido a la incertidumbre en la razón C/O ( $\pm 0.3$ ), es difícil asegurar si la razón C/O es compatible con la solar o existe un enriquecimiento real de carbono. Como HIP 62944, esta estrella es también rica en Li ( $\epsilon(\text{Li}) = 1.8$ ). La razón isotópica derivada es  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 19$ , la metalicidad es próxima a la solar ( $[\text{M}/\text{H}] = -0.17$ ) y no presenta sobreabundancias de elementos-*s*. Luck & Challener (1995), en un análisis previo, obtuvieron unas abundancias de C, N y O muy diferentes entre sí según el indicador de C escogido: C/N/O = 9.44/7.52/9.23 (a partir de [C I] y C<sub>2</sub>) frente a C/N/O = 8.60/9.05/8.84 (sólo a partir de C<sub>2</sub>), adoptando en ambos casos un modelo de atmósfera con  $T_{\text{ef}} = 4900$  K y  $\log g = 2.6$ . Las diferencias obtenidas en las abundancias de CNO por Luck & Challener son mayores que los errores esperados, por lo que las abundancias derivadas por estos autores nos parecen poco fiables. En cuanto al Li, estos autores también detectaron una sobreabundancia significativa:  $\epsilon(\text{Li}) = 2.04$ , que es compatible con el valor derivado en el presente trabajo. En base a lo obtenido en nuestro análisis químico, la clasificaríamos como una estrella gigante de tipo espectral K, con la peculiaridad del enriquecimiento en litio.

### HIP 74826

HIP 74826 es una estrella de carbono (C/O = 1.10) para la que se obtiene el mejor ajuste con  $T_{\text{ef}} = 4750$  K y  $\log g = 2.0$ . La razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  es igual a 20, la metalicidad subsolar ( $[\text{M}/\text{H}] = -0.3$ ) y no presenta sobreabundancias de elementos-*s*:  $[\text{ls}/\text{Fe}] \sim 0$  y  $[\text{hs}/\text{Fe}] \sim 0$ . Por tanto, las abundancias químicas derivadas son compatibles con la clasificación espectral como estrella R.

### HIP 82184

HIP 82184 ( $T_{\text{ef}} = 4500$  K,  $\log g = 2.0$ ) tiene una razón C/O = 0.81 y  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 9$ . La metalicidad media derivada es  $[\text{M}/\text{H}] = -0.15$  y no presenta sobreabundancias significativas de elementos-*s*. Aunque la razón C/O es menor que la unidad, el resto de abundancias derivadas son compatibles con las de las estrellas R-calientes, por lo que aceptamos esta clasificación teniendo en cuenta los errores que afectan a la determinación de la razón C/O.

**HIP 84266**

HIP 84266 ( $T_{\text{ef}} = 4750$  K,  $\log g = 2.0$ ) es una estrella rica en carbono ( $C/O = 1.55$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 7$ ), de metalicidad media  $[M/H] = -0.10$ , que no presenta sobreabundancias de elementos-*s*. Esta estrella fue analizada también por Dominy (1984), quien obtuvo unas abundancias químicas muy similares a las derivadas en el presente análisis. Nuestra razón C/O es también compatible con la derivada por Dominy. Por lo tanto, HIP 84266 es el prototipo de una estrella de tipo espectral R.

**HIP 85750**

Esta estrella ( $T_{\text{ef}} = 3800$  K,  $\log g = 1.2$ ) es rica en carbono ( $C/O = 1.05$ ), su metalicidad media es  $[M/H] = -0.48$  y su razón isotópica  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 22$ . Presenta importantes sobreabundancias de elementos-*s* ( $[ls/M] = +0.77$ ,  $[hs/M] = +1.45$  (ver Figura 6.11), por lo que su clasificación como estrella R no sería adecuada. Como mostramos en la Tabla 3.4, también se han encontrado variaciones de la velocidad radial que son indicativas de binariedad, todo ello compatible con su clasificación como estrella CH.

**HIP 86927**

HIP 86927 es una estrella relativamente caliente ( $T_{\text{ef}} = 4700$  K,  $\log g = 2.4$ ) de metalicidad solar cuya razón C/O es menor que la unidad ( $C/O = 0.65$ ). La razón isotópica derivada  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  es baja (7) y está de acuerdo con el valor previo  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 9 \pm 3$  obtenido por Dominy (1984). No posee sobreabundancias significativas de elementos-*s*. Aunque está algo enriquecida en carbono respecto al Sol, su luminosidad ( $M_{\text{bol}} = 0.22$ , ver Tabla 3.7) es demasiado baja para ser una estrella R, por lo que sus características serían compatibles con una estrella de tipo espectral K. Hay que señalar, de nuevo, que se ha detectado la presencia de una posible envoltura circumestelar mediante del desdoblamiento del doblete de Na I (ver Sección 6.2).

**HIP 87603**

HIP 87603 ( $T_{\text{ef}} = 4100$  K,  $\log g = 2.0$ ) es una estrella que presenta intensas bandas moleculares en el *azul* debido a que su razón C/O es relativamente alta,  $C/O = 1.74$ . Es moderadamente pobre en metales ( $[M/H] = -0.52$ ), su razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  es baja (9) y no presenta sobreabundancias de elementos-*s*. En la bibliografía se ha clasificado como R3, R5 (ver Tabla 3.3), clasificación que nos parece correcta a la luz de lo obtenido en el análisis químico.



### HIP 88887

HIP 88887 es una estrella de carbono ( $C/O = 1.38$ ) cuyo espectro es prácticamente idéntico a HIP 44812; de hecho en el análisis de ambas hemos utilizado el mismo modelo de atmósfera ( $T_{\text{ef}} = 3950$  K,  $\log g = 1.5$ ). Al igual que en el caso de HIP 44812, la razón isotópica  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  es muy baja (5), la metalicidad media derivada es próxima a la solar ( $[M/H] = -0.09$ ) y no presenta sobreabundancias de elementos-*s*. Como sucedía con HIP 44812, encontramos líneas intensas en el *azul* no identificadas. A la vista del patrón de abundancias obtenido, concluimos que esta estrella está correctamente clasificada como estrella de tipo R.

### HIP 94049

La estrella HIP 94049 ( $T_{\text{ef}} = 4100$  K,  $\log g = 2.0$ ) es rica en carbono ( $C/O = 1.32$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 9$ ) y moderadamente deficiente en metales ( $[M/H] = -0.62$ ). No muestra sobreabundancias de Rb, Ba ni Y, aunque no se pudo completar el análisis del resto de elementos-*s* debido a la baja razón S/N en la parte *azul* del espectro. El Tc tampoco se detectó en esta estrella. Se ha detectado la presencia de una envoltura circumestelar mediante el desdoblamiento del doblete de Na I (Sección 6.2). Las abundancias obtenidas confirman su clasificación como estrella R.

### HIP 95422

Nuestro mejor ajuste al espectro observado de esta estrella ( $T_{\text{ef}} = 3950$  K,  $\log g = 2$ ) es poco satisfactorio en el *azul* ( $\lambda < 5000$  Å). En este rango espectral, el espectro teórico es mucho más intenso que el observado. Este hecho es un problema conocido (ver una discusión reciente en Uttenthaler 2007) y se debe, probablemente, a una mala estimación de la opacidad del continuo para  $\lambda < 5000$  Å en las estrellas de carbono. Los resultados obtenidos en el *rojo* para HIP 95422 nos indican que es una estrella de carbono ( $C/O = 2.34$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 6$ ) de metalicidad subsolar ( $[M/H] = -0.26$ ) sin enriquecimiento de elementos-*s*. De esta manera, la clasificación como estrella de tipo R, también sería adecuada.

### HIP 98223

HIP 98223 ( $T_{\text{ef}} = 3800$  K,  $\log g = 1.5$ ) es rica en carbono ( $C/O = 1.20$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 16$ ), pobre en metales ( $[M/H] = -0.79$ ) y presenta un claro enriquecimiento en elementos-*s* ( $[s/M] = 1.11$ ). En el espectro, se aprecia también una posible envoltura circumestelar (Sección 6.2). En la bibliografía se ha clasificado como una estrella R8, R4 (ver Tabla 3.3), lo cual creemos erróneo a la luz de lo obtenido en el presente análisis. Esta estrella sería, por tanto, una estrella CH clásica.

**HIP 113150**

HIP 113150 ( $T_{\text{ef}} = 4500$  K,  $\log g = 2.0$ ) es una estrella de carbono ( $\text{C/O} = 3.10$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 9$ ) deficiente en metales ( $[\text{M}/\text{H}] = -0.47$ ). La región espectral del *azul* no pudo utilizarse para el análisis de los elementos-*s*, pero las líneas existentes en otros rangos serían compatibles con  $[\text{s}/\text{M}] \sim 0.0$ . La estrella, por tanto, está correctamente clasificada como tipo R.

Tabla 6.1: Abundancias y razones de abundancias derivadas en las estrellas de la muestra<sup>1-bis</sup>

<b>R-frías</b>	C <sup>a</sup>	N <sup>a</sup>	O <sup>a</sup>	C/O <sup>b</sup>	<sup>12</sup> C/ <sup>13</sup> C <sup>b</sup>	[C/M]	[N/M]	[(C+N)/M]	[(C+N+O)/M]	[M/H] <sup>c</sup>	Li <sup>a</sup>
HIP 35810	8.40	7.30 <sup>d</sup>	8.35	1.12	65	0.39	-	-	-	-0.38	0.20
HIP 36623	8.35	7.70	8.31	1.10	23	0.23	0.19	0.22	0.07	-0.27	<-0.20
HIP 62401	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HIP 91929	8.68	7.78 <sup>d</sup>	8.66	1.05	58	0.29	-	-	-	0.00	-0.50
HIP 108205	8.67	7.78 <sup>d</sup>	8.66	1.02	90	0.28	-	-	-	0.00	-1.50
HIP 109158	8.68	7.78 <sup>d</sup>	8.66	1.05	85	0.31	-	-	-	-0.02	<-1.00
<b>R-calientes</b>	C <sup>a</sup>	N <sup>a</sup>	O <sup>a</sup>	C/O <sup>b</sup>	<sup>12</sup> C/ <sup>13</sup> C <sup>b</sup>	[C/M]	[N/M]	[(C+N)/M]	[(C+N+O)/M]	[M/H] <sup>c</sup>	Li <sup>a</sup>
HIP 39118	8.77	8.00	<9.05*	>0.50	13:	0.67	0.51	0.64	<0.67	-0.29	0.85
HIP 44812	8.75	8.70	8.66	1.23	5	0.39	0.95	0.57	0.33	-0.03	<1.00
HIP 53832	8.08	8.10	8.06	1.05	24	0.46	1.09	0.68	0.45	-0.77	<0.60
HIP 58786	8.63	7.60	8.47	1.45	70	0.53	0.11	0.47	0.29	-0.29	<1.00
HIP 62944	8.80	8.30	9.05*	0.56	22	0.29	0.40	0.31	0.29	0.12	2.60
HIP 69089	8.40	8.40	8.46	0.87	19	0.18	0.79	0.39	0.19	-0.17	1.80
HIP 74826	8.40	8.18	8.36	1.10	20	0.31	0.70	0.42	0.22	-0.30	<0.50
HIP 82184	8.42	8.25	8.51	0.81	10	0.18	0.62	0.31	0.15	-0.15	<0.40
HIP 84266	8.75	8.40	8.56	1.55	7	0.46	0.72	0.53	0.29	-0.10	<1.05
HIP 85750	8.38	7.98	8.36	1.05	22	0.47	0.68	0.52	0.35	-0.48	<0.30
HIP 86927	8.47	7.98	8.66	0.65	7	0.13	0.25	0.16	0.10	-0.05	<0.48
HIP 87603	8.60	7.68	8.36	1.74	9	0.73	0.42	0.68	0.47	-0.52	<1.10
HIP 88887	8.80	8.70	8.66	1.38	5	0.50	1.01	0.66	0.41	-0.09	<0.50
HIP 94049	8.48	7.98	8.36	1.32	9	0.71	0.82	0.73	0.53	-0.62	<0.40
HIP 95422	8.73	7.78 <sup>d</sup>	8.36	2.34	6	0.60	-	-	-	-0.26	<0.50
HIP 98223	8.05	7.10	7.97	1.20	16	0.45	0.11	0.40	0.25	-0.79	<0.00
HIP 113150	8.85	7.60 <sup>d</sup>	8.36	3.09	9	0.93	-	-	-	-0.47	<0.55
<b>SC</b>	C <sup>a</sup>	N <sup>a</sup>	O <sup>a</sup>	C/O <sup>b</sup>	<sup>12</sup> C/ <sup>13</sup> C <sup>b</sup>	[C/M]	[N/M]	[(C+N)/M]	[(C+N+O)/M]	[M/H] <sup>c</sup>	Li <sup>a</sup>
BD +10°3764	8.673	7.78 <sup>d</sup>	8.66	1.03	49	0.30	-	-	-	-0.02	-0.30
RR Her	8.661	8.25	8.66	1.00	33	0.36	0.56	0.41	0.25	-0.09	-0.80
RS Cyg	8.355:	7.30: <sup>d</sup>	8.35:	1.01:	66:	0.44:	-	-	-	-0.48:	-0.15:

<sup>1</sup> Ver líneas utilizadas en el Apéndice A.<sup>a</sup> Abundancias de C, N, O y Li dadas en la escala  $12 + \log \frac{N(X)}{N(H)}$ . La abundancia de O está escalada con la metalicidad de la estrella excepto en HIP 39118 y HIP 62944, donde pudo derivarse a partir de la línea [O I]  $\lambda$  6300.3 Å (parámetros atómicos tomados según Caffau et al. 2008). Estos valores se indican con un asterisco \*.<sup>b</sup> Los cocientes C/O y <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C están expresados en número de átomos del elemento o isótopo correspondiente. Los valores solares son (C/O)<sub>⊙</sub> = 0.54 y (<sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C)<sub>⊙</sub> = 89.<sup>c</sup> [M/H] es la metalicidad media de la estrella.<sup>d</sup> Abundancia de N escalada con la metalicidad de la estrella.

: indica valor incierto.

Tabla 6.2: Abundancias de elementos-*s* derivadas en el análisis químico de las estrellas de la muestra-*bis*

<b>R-frías</b>	Tc <sup>a</sup>	[Rb/M] <sup>b</sup>	[Sr/M]	[Y/M]	[Zr/M]	[Ba/M]	[La/M]	[Nd/M]	[Sm/M]	[ls/M]	[hs/M]	[s/M]	
HIP 35810	No	-	0.26	0.27	0.29	0.78	0.55	0.83	0.17	0.27	0.58	0.31	0.43
HIP 36623	No	0.10	0.95	1.31	1.13	1.72	1.64	1.72	0.56	1.13	1.41	0.28	1.27
HIP 62401	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HIP 91929	No	-	-	-0.01	0.01	-0.02	-	-	-	0.00	-0.02	-0.02	-0.01
HIP 108205	?	-	-	0.59	-	0.73	-	-	-	0.59	0.73	0.14	0.66
HIP 109158	<0.90	-	-	0.81	-	0.85	-	-	-	0.81	0.85	0.04	0.83
<b>R-calientes</b>	Tc <sup>a</sup>	[Rb/M] <sup>b</sup>	[Sr/M]	[Y/M]	[Zr/M]	[Ba/M]	[La/M]	[Nd/M]	[Sm/M]	[ls/M]	[hs/M]	[s/M]	
HIP 39118	<1.20	0.30	0.22	0.68	0.70	0.49	0.46	0.64	0.58	0.53	0.54	0.01	0.54
HIP 44812	No	-	-0.07	0.03	-0.26	-0.04	0.13	-	0.12	-0.10	0.07	0.17	-0.01
HIP 53832	No	0.70	0.85	1.06	0.78	1.65	<2.04	1.42	1.36	0.90	1.62	0.72	1.26
HIP 58786	No	-	0.09	-0.06	-0.30	0.02	-0.01	-	-0.01	-0.09	0.00	0.09	-0.04
HIP 62944	No	-0.09	-0.02	-0.17	-0.41	-0.29	-0.02	-0.12	0.07	-0.20	0.09	0.11	-0.15
HIP 69089	No	-0.13	0.05	0.16	-0.12	0.00	0.07	0.07	0.06	0.03	0.05	0.02	0.04
HIP 74826	No	0.01	-0.02	0.02	0.01	0.08	-0.04	0.00	-0.01	0.00	0.01	0.00	0.01
HIP 82184	No	-0.01	0.00	-0.07	-0.14	0.08	0.15	-0.10	0.00	-0.07	0.03	0.10	-0.02
HIP 84266	No	-0.04	0.00	-0.21	-0.11	-0.07	0.22	0.05	0.14	-0.11	0.09	0.19	-0.01
HIP 85750	No	-0.05	0.76	0.97	0.59	1.56	1.65	1.53	1.27	0.77	1.45	0.68	1.11
HIP 86927	No	0.18	0.00	-0.01	0.31	0.20	0.32	0.40	0.19	0.10	0.28	0.18	0.19
HIP 87603	No	0.05	0.12	0.11	-0.07	0.45	0.52	0.12	0.11	0.05	0.30	0.25	0.18
HIP 88887	No	-0.07	-0.13	-0.02	-0.20	-0.18	-0.11	-0.11	-0.12	-0.12	-0.13	-0.01	-0.12
HIP 94049	No	-	-	0.02	-	-0.05	-	-	-	0.02	-0.05	-0.07	-0.01
HIP 95422	No	-	-	-0.04	-	0.11	-	-	-	-0.04	0.11	0.15	0.04
HIP 98223	No	-	0.67	1.13	1.00	1.25	-	1.44	1.18	0.93	1.29	0.36	1.11
HIP 113150	No	-	-	-0.03	-0.02	0.00	-	-	-0.04	-0.02	-0.02	0.00	-0.02
<b>SC</b>	Tc <sup>a</sup>	[Rb/M] <sup>b</sup>	[Sr/M]	[Y/M]	[Zr/M]	[Ba/M]	[La/M]	[Nd/M]	[Sm/M]	[ls/M]	[hs/M]	[s/M]	
BD +10°3764	<1.30	-	0.60	0.96	1.33	1.10	1.39	1.07	1.21	0.96	1.19	0.23	1.08
RR Her	<1.20	0.00	1.57	0.98	1.10	1.42	1.66	1.24	0.78	1.22	1.28	0.06	1.25
RS Cyg	<0.50	-	0.56	0.27	0.99	0.81	0.25	0.63	0.47	0.61	0.54	-0.07	0.57

Se denota como *ls* al promedio  $ls = \langle Sr, Y, Zr \rangle$ , *hs* =  $\langle Ba, La, Nd, Sm \rangle$  y *s* =  $\langle ls + hs \rangle$ .

<sup>a</sup> Tc dado como  $12 + \log \frac{N(Tc)}{N(H)}$ ; ? indica detección de Tc dudosa. <sup>b</sup> [Rb/M] calculado usando la metalicidad derivada en el rango espectral del Rb.

### 6.1.2 Abundancias derivadas en las estrellas R-frías

#### HIP 35810

HIP 35810 ( $T_{\text{ef}} = 3300$  K,  $\log g = 0.0$ ) es rica en carbono ( $C/O = 1.12$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 65$ ) y presenta sobreabundancias de elementos-*s*:  $[s/M] = +0.27$ ,  $[hs/M] = +0.58$ , con una metalicidad media  $[M/H] = -0.38$ . No se detectaron Rb ni Tc en esta estrella. Sus características fotométricas, cinemáticas y patrón de abundancias coinciden con una estrella de carbono normal (N), por lo que en nuestra opinión, HIP 35810 pertenece a este grupo de estrellas de carbono. En la bibliografía también se ha clasificado recientemente de esta manera (Tabla 3.3).

#### HIP 36623

HIP 36623 ( $T_{\text{ef}} = 3300$  K,  $\log g = 0.0$ ) es rica en carbono ( $C/O = 1.10$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 23$ ) con una importante sobreabundancia de elementos-*s*:  $[s/M] = +1.13$ ,  $[hs/M] = +1.41$  y metalicidad media  $[M/H] = -0.27$ . El Rb derivado fue  $[Rb/M] \sim 0.1$  y el Tc no se detectó en ninguno de los rangos estudiados. Como se dijo en la sección sobre binariedad (Sección 3.3.3), HIP 36623 es un sistema simbiótico, constituido por una estrella evolucionada que ha transferido masa a la estrella secundaria (Carquillat & Prieur 2008). En un análisis químico previo por Kipper et al. (1996), se derivó una metalicidad más baja ( $[Fe/H] = -0.7$ ) utilizando un modelo de atmósfera algo más frío ( $T_{\text{ef}} = 3000$  K). De igual manera, Kipper et al. obtuvieron  $C/O = 1.21$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 5$ , Tc no presente y un gran enriquecimiento en el resto de elementos-*s*:  $[Y/Fe] = +1.3$ ,  $[Zr/Fe] = +1.5$ ,  $[Ba/Fe] = +2.95$ ,  $[La/Fe] = +1.60$ ,  $[Nd/Fe] = +2.70$ ,  $[Sm/Fe] = +1.20$ . Aún considerando los errores del análisis, los resultados del presente trabajo y los obtenidos por Kipper et al. difieren significativamente. Si consideramos un modelo de atmósfera con parámetros atmosféricos iguales a los adoptados por Kipper et al.,  $T_{\text{ef}} = 3000$  K y  $[Fe/H] = -0.7$ , las abundancias de elementos-*s* que obtenemos disminuyen en  $\sim 0.4$ – $0.5$  dex, siendo las nuevas razones  $[X/Y]$  entre los diferentes elementos muy similares a las obtenidas en nuestro análisis. Pensamos que el análisis realizado por Kipper et al. (1996) está afectado por *blends* debido a moléculas que no han sido convenientemente considerados.

#### HIP 62401

HIP 62401 es una estrella variable de tipo Mira con temperatura efectiva ( $T_{\text{ef}} \leq 2100$  K). En nuestra red de modelos no disponemos de un modelo de atmósfera con una temperatura tan baja para su análisis. Sin embargo, mediante la simple inspección de su espectro, podemos deducir que es una estrella de carbono de metalicidad cercana a la solar, debido a que presenta bandas moleculares de moléculas carbonadas y líneas metálicas intensas. Además, también parece poseer sobreabundancias de elementos-*s*, ya que las líneas YI  $\lambda$

6687.54 Å y Ba II  $\lambda$ 6497.00 Å son bastante intensas respecto al continuo. De la parte *azul* del espectro no se puede extraer información ya que la razón S/N es muy baja para  $\lambda < 6000$  Å. El hecho de que sea una estrella Mira y la aparente presencia de enriquecimiento en elementos-*s*, sería compatible con su clasificación como una estrella en la fase *TP-AGB*, es decir, una estrella de carbono N normal.

### HIP 91929

HIP 91929 ( $T_{\text{ef}} = 3300$  K,  $\log g = 0.0$ ) es una estrella de carbono ( $C/O = 1.05$ ) de metalicidad solar que no posee sobreabundancias de elementos-*s* y cuya razón isotópica de carbono es  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \sim 58$ . Esta estrella parece ser peculiar, ya que en el diagrama color-color IRAS (Figura 3.6) posee un color [25]–[60] mucho más enrojecido que el resto de estrellas R-frías. La inspección de las líneas del doblete de Na a  $\lambda \sim 5998$  Å nos revela la presencia de una posible envoltura circumestelar (ver Sección 6.2). Keenan & Barnbaum (1997) propusieron que esta estrella podría ser deficiente en H debido a la gran similitud de su espectro con el de la estrella DY Per, de la clase RCB. Sin embargo, HIP 91929 es una variable tipo Lb (ver Tabla 3.6) y no puede clasificarse como de tipo RCB ya que estas estrellas presentan una amplitud de variabilidad muy grande (su luminosidad puede variar en un factor 1–1000). Por otra parte, para detectar una posible deficiencia en hidrógeno, típico de las estrellas RCB, en las estrellas de carbono suele estudiarse la banda G de CH a  $\lambda \sim 4300$  Å. Desafortunadamente, en nuestro espectro de esta estrella no es posible acceder a esta banda molecular. Alternativamente, HIP 91929 podría ser una estrella de tipo espectral R con una temperatura efectiva ligeramente inferior a la del resto de las estrellas R-calientes de la muestra. Sin embargo, dada la similitud de los espectros de HIP 35810 y HIP 91929, preferimos la clasificación de HIP 91929 como tipo espectral N<sup>3</sup>.

### HIP 108205

HIP 108205 ( $T_{\text{ef}} = 2500$  K,  $\log g = 0.0$ ) es una estrella de carbono ( $C/O = 1.02$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 90$ ) de metalicidad solar. El espectro es difícil de analizar puesto que presenta una baja señal en el *azul*, lo que conlleva que no podamos obtener información para  $\lambda < 5000$  Å. En el rango espectral del *rojo* se derivó una sobreabundancia de elementos-*s* ( $[Y/Fe] \sim +0.6$  y  $[Ba/Fe] \sim +0.7$ ). Por otro lado, la detección de Tc mediante la línea a  $\lambda 5924$  Å es dudosa. Dominy (1985) derivó un enriquecimiento en elementos-*s* moderado junto con la presencia de bandas de Merrill-Sanford ( $\text{SiC}_2$ ) intensas, mientras que Eglitis & Eglite (1995) derivaron una razón C/O algo superior a la obtenida aquí (1.3), clasificándola como de tipo espectral N. La abundancia de Li derivada por Boffin et al. (1993),  $\epsilon(\text{Li}) =$

<sup>3</sup>Abia et al. (2002) encontraron algunas estrellas de carbono de tipo N con luminosidades correspondientes a la fase AGB sin, aparentemente, enriquecimientos en elementos-*s*. Por lo tanto, el hecho de que en HIP 91929 no se obtenga  $[s/M] > 0$ , no es una situación atípica entre las estrellas de tipo N.

0.5, es significativamente mayor que el litio derivado en el presente análisis ( $-1.5$ ). Esta importante discrepancia puede deberse a que Boffin et al. (1993) utilizaron el método de anchuras equivalentes para derivar la abundancia de litio, a diferencia del método de síntesis espectral utilizado en este trabajo. Cuando se utiliza el método de anchura equivalente, es fundamental tener en cuenta cualquier tipo de *blend* con líneas atómicas y/o moleculares, ya que en caso contrario las abundancias derivadas se sobreestiman. Esta puede ser la razón por la cual estos autores derivan una abundancia de Li significativamente superior a la estimada aquí.

### HIP 109158

HIP 109158 es una estrella de carbono ( $C/O = 1.05$ ) con metalicidad solar y razón isotópica  $^{12}C/^{13}C = 85$ . El espectro es parecido al de la estrella HIP 108205 y, al igual que en el caso anterior, no podemos obtener información de la parte *azul* del espectro debido a la baja razón S/N. En la zona del espectro a  $\lambda > 5000 \text{ \AA}$ , derivamos una sobreabundancia de elementos-*s* ( $[Y/Fe] = +0.81$ ,  $[Ba/Fe] = +0.85$ ) y además se ha detectado la posible presencia de Tc,  $\epsilon(Tc) < 0.90$ . Si comparamos con los estudios previos, Eglitis & Eglite (1995) obtuvieron una razón C/O algo superior (1.21). Boffin et al. (1993) derivaron  $\epsilon(Li) = 0.5$ , de nuevo, un valor significativamente superior al derivado en este trabajo ( $-1.00$ ). Como en el caso de HIP 108025, pensamos que la razón de esta discrepancia se encuentra en que el método de análisis utilizado por Boffin et al., en algunos casos sobreestima la abundancia de litio.

### 6.1.3 Abundancias derivadas en las estrellas SC

#### BD $+10^\circ$ 3764

Esta estrella ( $T_{\text{ef}} = 3000 \text{ K}$ ,  $\log g = 0.0$ ) presenta las abundancias características de una estrella SC: metalicidad próxima a la solar ( $[M/H] = -0.02$ ), razón C/O próxima a uno ( $C/O = 1.03$ ), una razón isotópica intermedia ( $^{12}C/^{13}C = 49$ ) y sobreabundancias de elementos-*s*, ( $[ls/M] = +0.96$ ,  $[hs/M] = +1.19$ ) incluida la presencia de Tc ( $\lambda 5924 \text{ \AA}$ ). En un análisis previo, Ohnaka & Tsuji (1996) estimaron una temperatura  $T_{\text{ef}} = 3021 \text{ K}$  y obtuvieron  $^{12}C/^{13}C = 29$ . Por otro lado, Dominy & Wallerstein (1987) derivaron una razón isotópica significativamente mayor ( $^{12}C/^{13}C = 53$ ), adoptando  $T_{\text{ef}} = 3000 \text{ K}$ . Dado que la  $T_{\text{ef}}$  adoptada es muy similar en ambos trabajos, este hecho pone de manifiesto la dificultad en el análisis de estas estrellas y la gran sensibilidad de las abundancias derivadas según el tipo de modelo de atmósfera utilizado.

### RR Her

En RR Her ( $T_{\text{ef}} = 3000$  K,  $\log g = 0.0$ ) al igual que en la estrella anterior, obtenemos unas abundancias características de una estrella de tipo espectral SC: metalicidad cercana a la solar ( $[M/H] = -0.09$ ), razón C/O  $\sim 1$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 33$  y sobreabundancias significativas de elementos-*s* ( $[l_s/M] = +1.22$ ,  $[h_s/M] = +1.28$ ), de nuevo detectando la presencia de Tc  $\lambda$  5924 Å. Esta estrella fue analizada por Abia & Wallerstein (1998) quienes obtuvieron unas abundancias compatibles a las obtenidas aquí, teniendo en cuenta los errores del análisis. En un análisis previo, Ohnaka & Tsuji (1996) derivaron una razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 17$  adoptando  $T_{\text{ef}} = 3268$  K, también compatible con nuestro resultado dentro de las barras de error.

### RS Cyg

El espectro de esta estrella ( $T_{\text{ef}} = 3300$  K,  $\log g = 0.0$ ) muestra líneas de absorción más anchas que los espectros de las dos estrellas anteriores. En el centro de las líneas del doblete de Na aparece una pequeña línea de emisión, signo evidente de la existencia de ondas de choque, pulsaciones u otro tipo de actividad estelar. En este caso, el ajuste al espectro observado no es tan bueno como en los dos casos anteriores, especialmente en el *azul*, donde no reproducimos bien la anchura de las líneas. Es muy probable que la existencia de intensos campos de velocidades producto de la actividad estelar sea responsable de este ensanchamiento de las líneas que nuestro código de síntesis espectral en LTE y en 1D es incapaz de reproducir. Aún así, hemos realizado un análisis cualitativo y estimado las abundancias de los elementos-*s*. De esta manera, RS Cyg presentaría un patrón de abundancias: C/O = 1.02:,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 66$ :,  $[l_s/M] = +0.61$ :,  $[h_s/M] = +0.54$ :, Tc presente según la línea  $\lambda$  5924 Å, y significativamente deficiente en metales,  $[M/H] = -0.48$ . Little et al. (1986) encontraron también evidencias de la presencia de Tc en RS Cyg, lo que confirmamos en el presente análisis estimando un valor,  $\epsilon(\text{Tc}) < 0.50$ .

## 6.2 Posibles envolturas circumestelares

La existencia de un desdoblamiento en las líneas del doblete de Na I ( $\lambda$  5889.973, 5985.940 Å), líneas que se forman en las capas más externas de la atmósfera estelar, puede indicar la presencia de una envoltura circumestelar. Estas envolturas se interpretan como evidencia de una actividad dinámica presente o pasada en la estrella, como por ejemplo episodios de pérdida de masa intensa, pulsaciones y/o acreción de materia desde una compañera etc... todo ello puede dar lugar a la formación de un halo/disco de materia circumestelar. Seis estrellas de la muestra (5 calientes y 1 fría) presentan evidencias de Na circumestelar, como se observa en la Figura 6.1. Dos de las estrellas calientes (HIP 53832, HIP 98223) se han clasificado como tipo espectral CH tras realizar el análisis químico, por lo que la existencia de una envoltura circumestelar en estas estrellas (*extrínsecas*) parecería razonable y podría



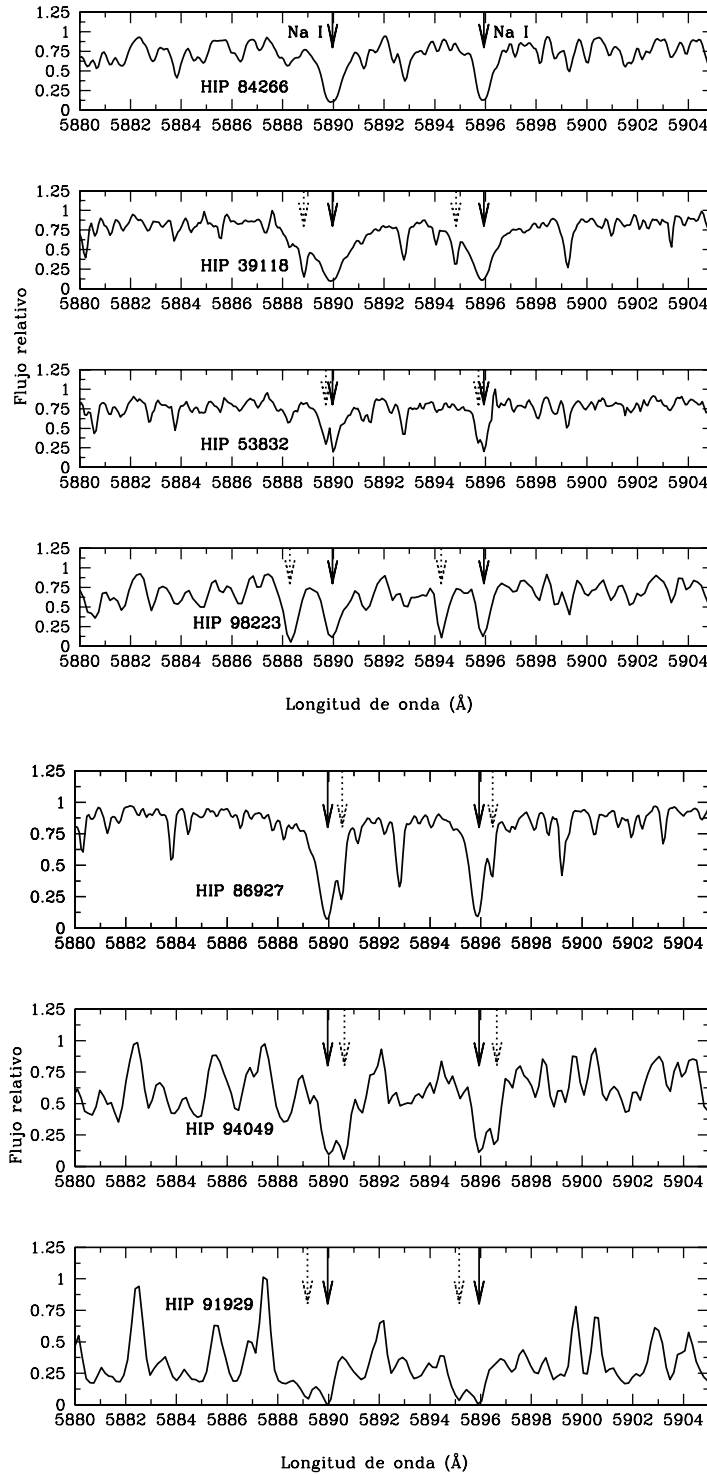


Figura 6.1: Detección de posibles envolturas circumestelares mediante las líneas del doblete de Na I a  $\lambda$  5889.973, 5985.940 Å. Se toma como referencia el espectro de HIP 84266 (estrella, aparentemente, sin envoltura). Las flechas continuas representan las componentes estelares del doblete y las flechas discontinuas las posibles componentes circumestelares.

estar asociada al fenómeno de transferencia de masa desde la estrella primaria. La estrella fría, HIP 91929, presenta un exceso infrarrojo significativo (Tabla 3.5) característico de estrellas con una fuerte pérdida de masa. En HIP 39118, HIP 86927 y HIP 94049, también parece apreciarse la existencia de estructuras circumstelares. HIP 39118 y HIP 86927 se han reclasificado como otros tipos espectrales tras realizar el análisis químico (CN-*strong* y tipo K respectivamente, ver sección anterior), por lo que la única estrella R-caliente con evidencia de una posible envoltura circumstelar es HIP 94049. En las estrellas en las que ha detectado varias componentes del doblete del Na, se han calculado las velocidades de expansión para las posibles envolturas circumstelares: HIP 91929 ( $-38$  km/s), HIP 39118 ( $-52$  km/s), HIP 53832 ( $-15$  km/s), HIP 86927 ( $+30$  km/s), HIP 94049 ( $+33$  km/s) y HIP 98223 ( $-82$  km/s). El error típico estimado en la velocidad de expansión es  $\pm 10$ – $20$  km/s. Los valores derivados son similares a los encontrados en objetos con presencia clara de envolturas circumstelares (estrellas AGB), o muy evolucionados (nebulosas planetarias) mediante la técnica de imagen directa o interferometría (Gussie & Taylor 1994).

### 6.3 Discusión

Tras realizar el análisis químico, hemos constatado que la muestra de estrellas de tipo espectral R según Knapp et al. (2001), es heterogénea. Entre las estrellas clasificadas como R-calientes existen estrellas de tipo espectral CH clásicas que han sido clasificadas erróneamente (HIP 53832, HIP 8570 y HIP 98223). Además de éstas, hemos encontrado tres estrellas de tipo espectral K (dos de ellas ricas en litio) y una estrella con un espectro peculiar, que hemos clasificado como de tipo CN-*strong* (HIP 39118). Así, de las 17 estrellas con  $T_{\text{ef}} > 3600$  K, y por lo tanto teóricamente de tipo R-caliente según nuestro criterio, encontramos que 7 de ellas no están correctamente clasificadas ( $\sim 40$  %).

Entre las estrellas R-frías hemos encontrado una estrella binaria (HIP 36623 <sup>4</sup>) y una estrella (HIP 91929) donde no se ha encontrado sobreabundancias de elementos-*s*, pero por su similitud con el espectro de estrellas de carbono normales, la hemos clasificado como de tipo espectral N.

La nueva clasificación propuesta para las estrellas de la muestra se indica en la Tabla 6.3. En la Tabla 6.4 se indica la media y desviación típica de las abundancias de interés, en las estrellas R-frías ( $N = 5$ ), R-calientes ( $N = 10$ ) y SC ( $N = 3$ ). Estas abundancias medias se comparan con las determinaciones existentes en la bibliografía para las estrellas de tipo espectral N (Abia et al. 2001, 2002), estrellas de tipo R (Dominy 1984) y estrellas de tipo SC (Ohnaka & Tsuji 1996; Abia & Wallerstein 1998), respectivamente.

---

<sup>4</sup>Aunque HIP 36623 sea simbiótica, dada su luminosidad, ésta podría estar perfectamente en la fase TP-AGB y por lo tanto, ser una estrella de tipo N normal.

Tabla 6.3: Clasificación espectral final propuesta.

R-frías	Tipo espectral
HIP 35810	N
HIP 36623	N <sup>a</sup>
HIP 62401	N
HIP 91929	N?
HIP 108205	N
HIP 109158	N
R-calientes	Tipo espectral
HIP 39118	CN-strong?
HIP 44812	R
HIP 53832	CH
HIP 58786	R
HIP 62944	K
HIP 69089	K
HIP 74826	R
HIP 82184	R
HIP 84266	R
HIP 85750	CH
HIP 86927	K
HIP 87603	R
HIP 88887	R
HIP 94049	R
HIP 95422	R
HIP 98223	CH
HIP 113150	R

<sup>a</sup> Aunque esta estrella es una binaria conocida, se incluye en la posterior comparación de las abundancias medias (Tabla 6.4) ya que la luminosidad de la estrella es compatible con la de una estrella en la fase AGB (ver Tabla 3.7).

### 6.3.1 Abundancias de C, N y O

En la Figura 6.2 se representa la razón C/O frente a la razón isotópica  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  para las estrellas de la muestra. Las estrellas reclasificadas aquí se indican por los símbolos abiertos. Los triángulos rojos representan a las estrellas R-calientes, los círculos azules las estrellas R-frías y los cuadrados verdes las estrellas SC. En esta figura se indica también el rango en la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , según las predicciones de los modelos de evolución estándar, para estrellas de baja masa con metalicidad solar en la fase RGB y AGB. En el caso de las predicciones durante la fase AGB para  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , no obstante, se ha incluido el efecto de la existencia de un mecanismo de mezcla no estándar tras el *primer dragado* durante la ascensión a lo largo de la RGB. Este mecanismo reduciría la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  hasta un mínimo de  $\sim 12$  en la RGB (Boothroyd & Sackmann 1999), valor similar al comúnmente observado en estrellas gigantes de Población I. Como se observa, la inmensa mayoría de las estrellas R-calientes

Tabla 6.4: Valores medios de las abundancias derivadas en las estrellas de la muestra en comparación con anteriores determinaciones de la bibliografía.

	R-frías	A0102 (tipo N)
C/O	$1.07 \pm 0.04$	$1.05 \pm 0.05$
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$64 \pm 25$	$40 \pm 25$
Li	$-0.6 \pm 0.7$	$-0.6 \pm 0.5^a$
[M/H]	$-0.15 \pm 0.20$	$-0.12 \pm 0.30$
[C/M]	$0.30 \pm 0.06$	$0.29 \pm 0.02$
[ls/M]	$0.6 \pm 0.4$	$0.67 \pm 0.10$
[hs/M]	$0.7 \pm 0.5$	$0.52 \pm 0.29$
	R-calientes	D84 (tipos R0–R5)
C/O	$1.6 \pm 0.7$	$2.0 \pm 0.8$
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$9^b \pm 5$	$7 \pm 3$
Li	$<0.7 \pm 0.3$	$<1.2^c$
[M/H]	$-0.28 \pm 0.20$	$-0.16 \pm 0.25$
[C/M]	$0.53 \pm 0.22$	$0.48 \pm 0.20$
[N/M]	$0.60 \pm 0.30$	$0.60 \pm 0.10$
[ls/M]	$-0.05 \pm 0.10$	-
[hs/M]	$0.06 \pm 0.10$	$0.20 \pm 0.20$
	SC	A98 (tipo SC)
C/O	$1.01 \pm 0.02$	$1.05 \pm 0.10$
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$49 \pm 7$	$22 \pm 15^d$
Li	$-0.4 \pm 0.3$	$-0.55 \pm 0.15^e$
[M/H]	$-0.20 \pm 0.25$	$0.20 \pm 0.20$
[ls/M]	$0.9 \pm 0.3$	$1.1 \pm 0.2$
[hs/M]	$1.0 \pm 0.4$	$1.2 \pm 0.3$

A0102 = Abia et al. (2001, 2002); D84 = Dominy (1984); A98 = Abia & Wallerstein (1998).

<sup>a</sup> Valor promedio de la muestra de estrellas de tipo espectral N incluidas en Guandalini et al. (2009).

<sup>b</sup> No se ha incluido en el cálculo de la media la estrella HIP 58786, que tiene una razón isotópica significativamente mayor que el resto,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 70$ .

<sup>c</sup> Dominy (1984) tan sólo sugiere un límite superior ( $\epsilon(\text{Li}) < 1.2$ ) en su análisis de una estrella, HIP 84266.

<sup>d</sup> Razones isotópicas  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  según Ohnaka & Tsuji (1996).

<sup>e</sup> Valor promedio estimado por Kipper & Wallerstein (1990), aunque también existen unas pocas estrellas de tipo SC super-ricas en litio (e.g. WZ Cas, Denn et al. 1991).

posee una razón isotópica  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \leq 10$ , lejos del valor mínimo que predicen los modelos para las estrellas en la fase RGB y AGB.

La razón isotópica para las estrellas R-frías es significativamente mayor,  $20 \leq ^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \leq 90$ . Para las estrellas R-frías existe un buen acuerdo con las predicciones de los modelos AGB de evolución estándar en la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ . Tan sólo en el caso de HIP 36623 la diferencia es significativa pero, igual que sucede en numerosas estrellas N, la baja razón isotópica podría explicarse por el efecto de la existencia de nuevo de un proceso de mezcla no estándar también en la fase AGB (e.g. Abia et al. 2002). Las diferencias entre estrellas R-calientes y R-frías también son evidentes en la razón C/O derivada. Las estrellas R-calientes presentan un amplio rango en la razón C/O, mientras que las estrellas R-frías se concentran entre  $1.0 \leq \text{C/O} \leq 1.1$ , similar al encontrado en las estrellas N (Lambert et al. 1996; Abia et al. 2002). En las estrellas de tipo SC, los valores derivados aquí tanto en la razón isotópica como en C/O, están en buen acuerdo con análisis previos más extensos ( $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 4\text{--}59$ , según Ohnaka & Tsuji 1996).

Un hecho relevante a señalar concierne al enriquecimiento de N encontrado en las estrellas R calientes (ver Tablas 6.1 y 6.4). Esta sobreabundancia de N junto con las bajas razones  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , es signo evidente de la actuación del ciclo CNO. Dado que el ciclo CNO tiene como consecuencia la destrucción de C en favor de N mientras que las estrellas R calientes muestran enriquecimientos de carbono, cualquier escenario evolutivo propuesto para explicar su origen deberá tener en cuenta estos hechos, i.e., *existe evidencia de que el material que observamos en las estrellas R calientes ha sido procesado por ambos, el ciclo CNO y la cadena 3- $\alpha$ .*

### 6.3.2 Abundancias de litio

La Figura 6.3 (arriba) muestra la abundancia de litio estimada en nuestras estrellas en función de la temperatura efectiva. Se han incluido todas las estrellas en las se ha derivado la abundancia de litio o un límite superior. Aparentemente, parece existir una correlación entre la abundancia de litio y la temperatura efectiva de la estrella. Igualmente sucede con la abundancia de litio en función de la magnitud bolométrica absoluta (Figura 6.3, abajo). Sin embargo, no podemos establecer una secuencia entre la abundancia de litio derivada y el estado evolutivo de las estrellas observadas ya que estamos comparando, como se argumentó en los Capítulos 2 y 3, estrellas con masa muy diferente pertenecientes a poblaciones estelares diferentes. No obstante, si nos limitamos a estrellas pertenecientes a un mismo tipo espectral, encontramos que: i) las estrellas R-calientes presentan abundancias de Li similares entre sí ( $\epsilon(\text{Li}) \sim 0.5 - 1.0$ ), independientemente de su luminosidad y/o temperatura efectiva y significativamente superiores a lo esperado en estrellas gigantes normales tras su ascensión por la RGB ( $\epsilon(\text{Li}) < 0.0$ , e.g. Castilho 2000); ii) en las estrellas R-frías sí aparece una correlación con la magnitud bolométrica absoluta que puede ser interpretada como indicativa de la dilución/destrucción del litio conforme la estrella evoluciona en la

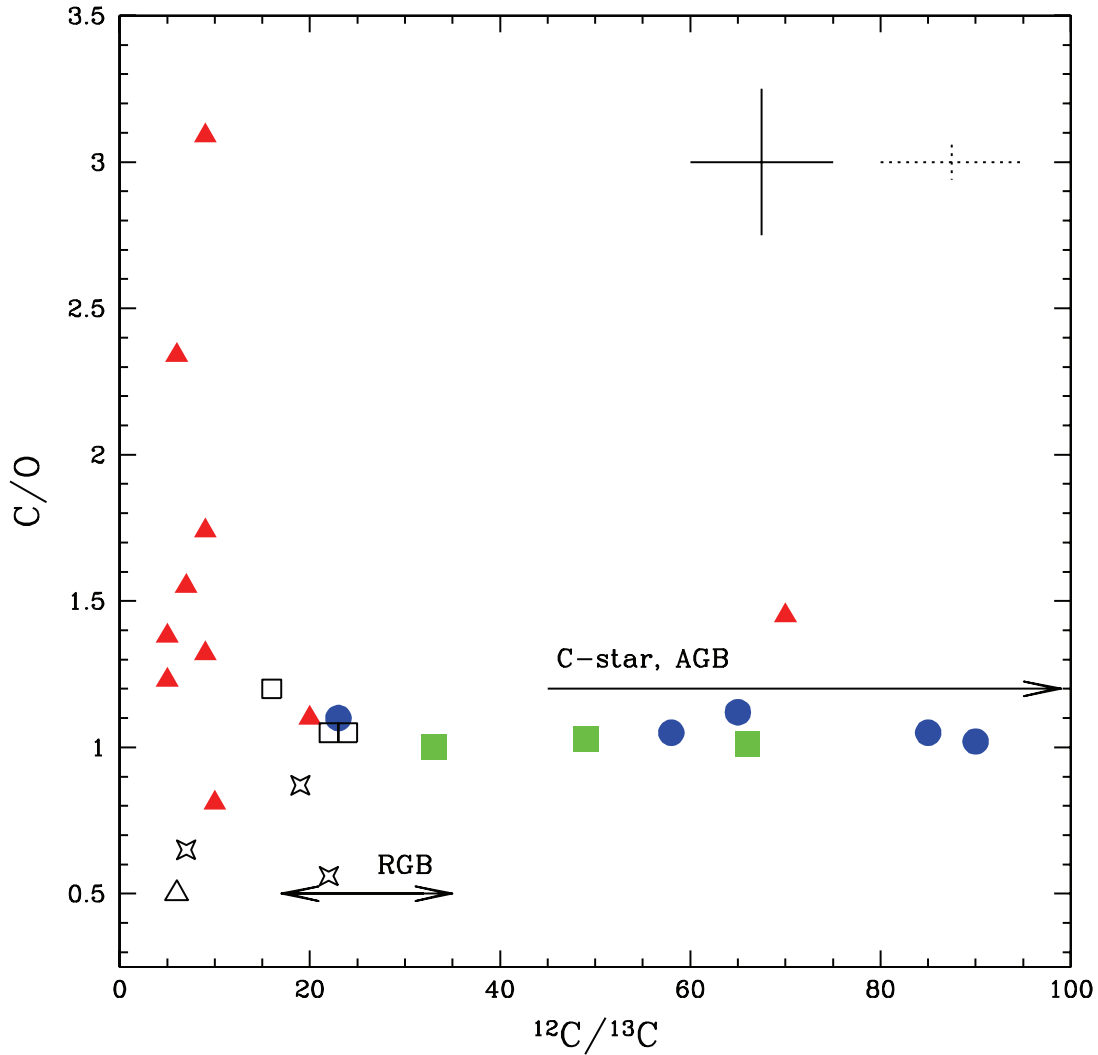


Figura 6.2: Razón C/O frente a la razón isotópica  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  en las estrellas de la muestra. Los triángulos rojos representan las estrellas R-calientes, los círculos azules las estrellas R-frías y los cuadrados verdes las estrellas de tipo SC. Las estrellas reclasificadas según nuestro análisis, se indican con símbolos abiertos: cuadrados = estrellas CH, triángulos = estrella CN-*strong*, y estrellas = estrellas K. El error típico para las estrellas de tipo R se representa como una cruz y el error en las de tipo SC como una cruz punteada. Las flechas indican el rango esperado en la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  según los modelos de evolución estándar para estrellas de baja masa en la fase RGB y AGB (ver texto).

fase AGB (admitiendo que las estrellas R-frías son estrellas AGB típicas).

Como se indicó en el Capítulo 1, sorprendentemente existe un número ( $\sim 2\%$ ) de estrellas gigantes de Población I con abundancias de Li altas, incluso superiores al supuesto contenido inicial de este elemento ( $\epsilon(\text{Li}) \approx 3.3$ ). Se han argumentado diversas hipótesis para explicar este hecho, incluso el enriquecimiento en Li desde el exterior debido a la acreción de un planeta (Denissenkov & Herwig 2004). Sin embargo, la hipótesis más frecuente es la de asumir la existencia de un mecanismo de mezcla suplementario que pudiese activar a su vez, el conocido mecanismo de Cameron & Fowler (1971), i.e., el transporte de  ${}^7\text{Be}$  por encima de la capa de combustión de H (durante la RGB) hacia la envoltura estelar lo suficientemente rápido como para evitar las capturas de protones por el  ${}^7\text{Be}$ . La causa de este mecanismo de mezcla adicional es todavía desconocida. Existe un abanico de posibilidades la mayoría de ellas inducidas por la rotación: difusión, circulación meridional, inestabilidades por cizalla etc... (Charbonnel 1994; Charbonnel & Do Nascimento 1998; Palacios et al. 2003). Sin embargo, recientemente Palacios et al. (2006) concluyen que valores plausibles de rotación en estrellas gigantes, no son capaces de inducir la suficiente mezcla como para explicar los valores de abundancias de Li observados (al menos las abundancias más altas). Nótese que las simulaciones numéricas realizadas hasta la fecha concluyen que el mecanismo de mezcla no estándar responsable del enriquecimiento de Li en algunas estrellas gigantes debe tener una naturaleza diferente (al menos en tiempos de escala) de aquel responsable de la reducción de la razón  ${}^{12}\text{C}/{}^{13}\text{C}$  por debajo de los valores esperados tras el *primer dragado* (Castilho 2000).

En la Figura 6.4 se muestran las abundancias de Li en función de la magnitud bolométrica absoluta derivadas en estrellas gigantes de diferentes tipos espectrales. Hemos incluido las estrellas analizadas aquí junto con las estrellas gigantes con abundancias de Li conocidas (ver Guandalini et al. 2009). Se aprecia que tanto las estrellas R-frías y SC de nuestra muestra se localizan en la región ocupada por las estrellas AGB de carbono normales (tipo N), lo que nos reafirma de nuevo a pensar que las estrellas R-frías pertenecen a este grupo. Además se observa claramente una disminución de la abundancia de Li con el incremento de la luminosidad; tal y como se esperaría en la fase AGB por simple dilución del Li con una envoltura cada vez más extensa y profunda. Sin embargo, nuestras estrellas R-calientes presentan abundancias de Li similares a aquellas estrellas gigantes (tipos espectrales G y K) significativamente ricas en Li. Nótese también que las dos estrellas de nuestra muestra reclasificadas como estrellas gigantes K y que presentan sobreabundancias notables de Li, poseen luminosidades típicas del *luminosity-bump* en la RGB, justo donde existe el mayor número de estrellas gigantes ricas en Li. Recientemente, Guandalini et al. (2009), en base a un mecanismo de mezcla inducido por campos magnéticos (Palmerini & Busso 2008), establecen un marco donde pueden explicarse estas sobreabundancias de Li en estrellas gigantes. ¿Son las estrellas R-calientes descendientes de estas estrellas gigantes anómalas? ¿Podiera un mecanismo similar al propuesto por Guandalini et al. ser el responsable tam-

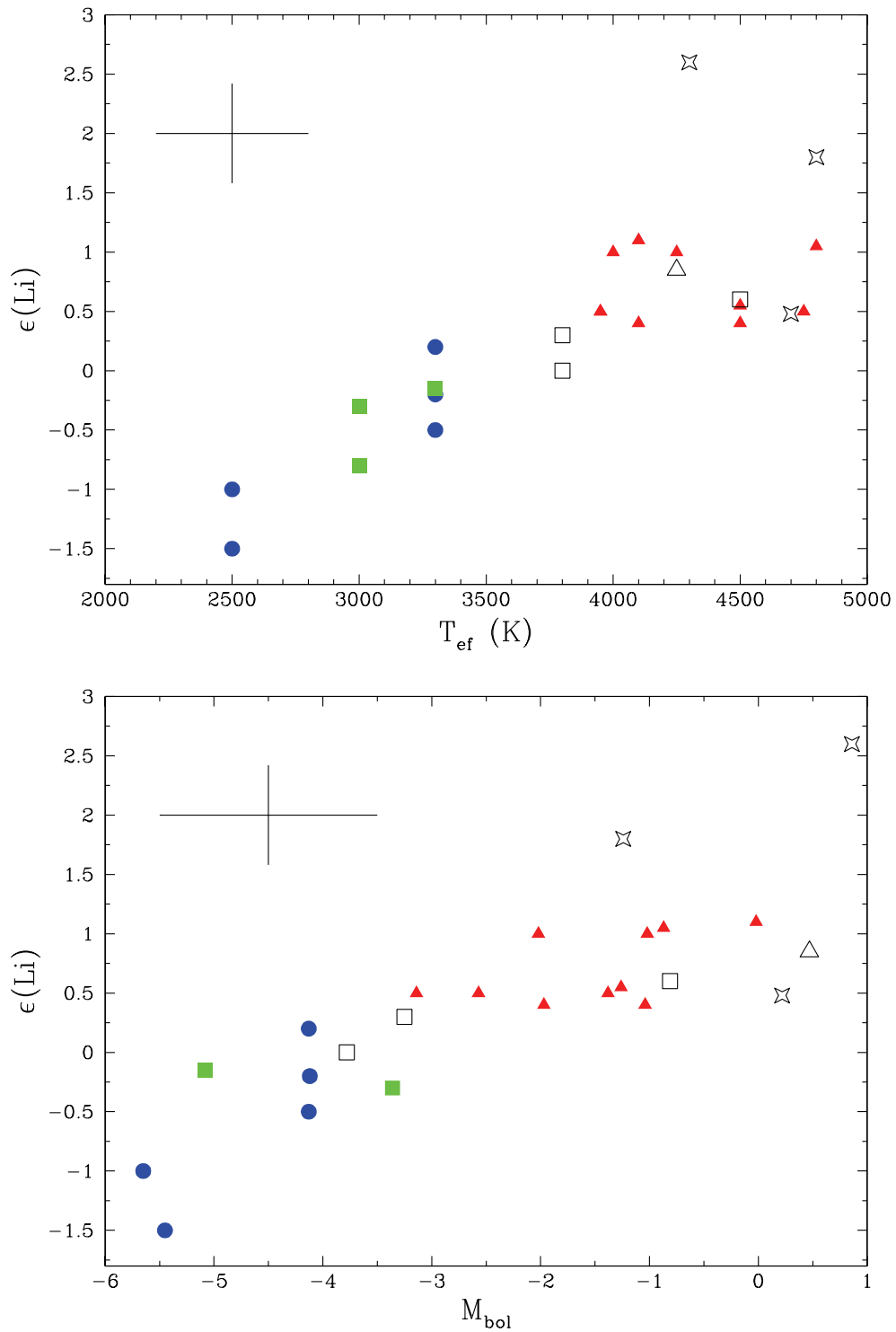


Figura 6.3: Arriba: abundancia de litio en función de la temperatura efectiva en las estrellas de la muestra. Los símbolos tienen el mismo significado que en la Figura 6.2. La cruz indica el error típico en las estrellas de tipo R. En las estrellas de tipo SC el error en la abundancia de litio es, aproximadamente, el doble que en las estrellas de tipo R (ver Tabla 5.3). Abajo: abundancia de litio en función de la magnitud bolométrica absoluta (según Bergeat et al. 2002). Se indica también el error típico para las estrellas de tipo espectral R.



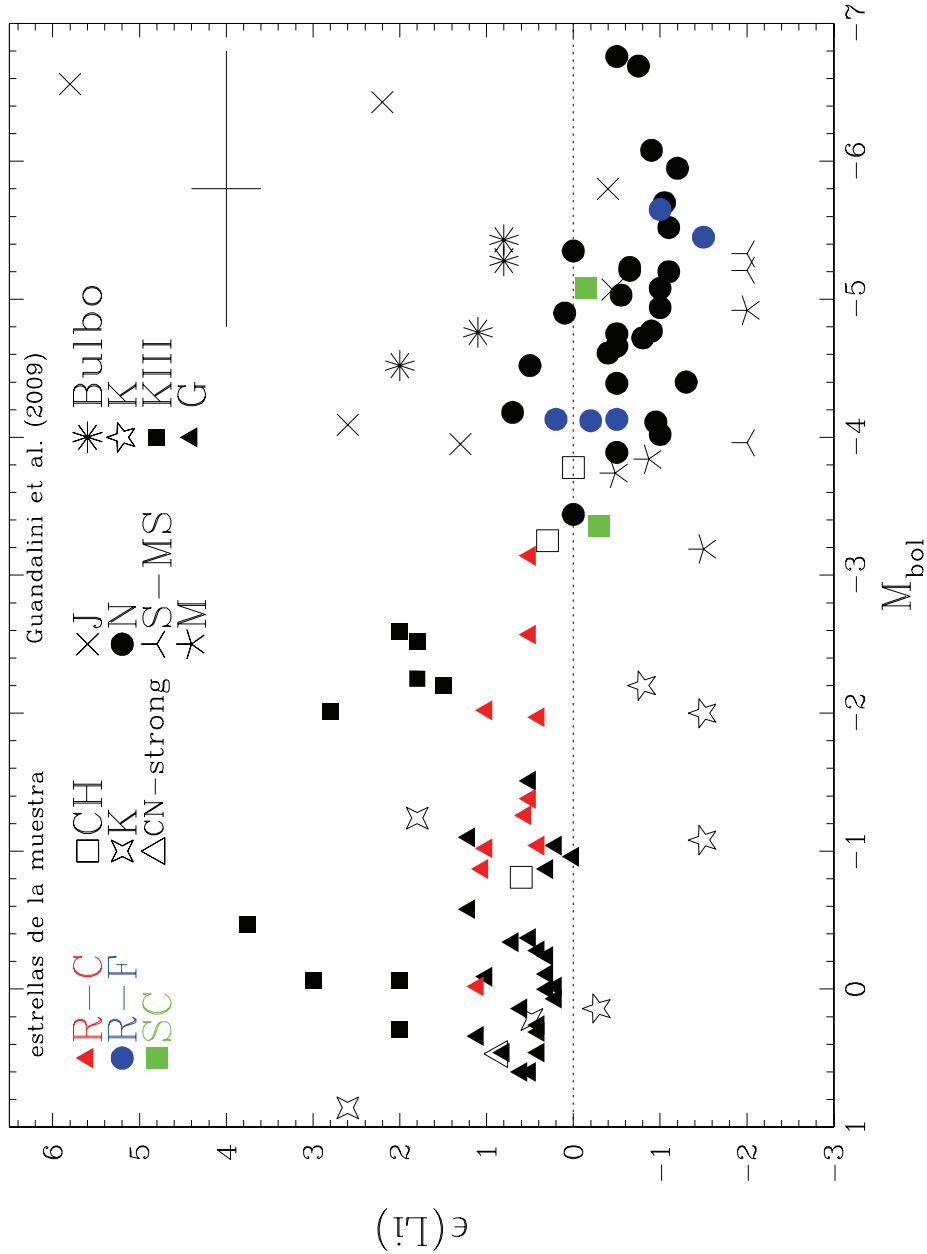


Figura 6.4: Abundancia de litio en función de la magnitud bolométrica absoluta (según Bergeat et al. 2002). Se han incluido las estrellas de diferentes tipos espectrales estudiadas por Guandalini et al. (2009). El significado de los símbolos es el siguiente: cruces  $\equiv$  estrellas J (Boffin et al. 1993; Denn et al. 1991; Abia & Isern 2000), círculos negros  $\equiv$  estrellas N (Boffin et al. 1993; Denn et al. 1991), estrellas esqueleto de 3 puntas  $\equiv$  estrellas S-MS (Vanture et al. 2007; Luck & Lambert 1982), estrellas esqueleto de 5 puntas  $\equiv$  estrellas M (Vanture et al. 2007; Luck & Lambert 1982), asterisco  $\equiv$  estrellas AGB ricas en O del bulbo de la Galaxia (Uttenthaler et al. 2007), estrellas de 5 puntas  $\equiv$  estrellas gigantes de tipo K pobres en litio (Lambert et al. 1980; Mallik 1999), cuadrados negros  $\equiv$  estrellas de tipo K ricas en Li (Charbonnel & Balachandran 2000) y triángulos negros  $\equiv$  estrellas G (Brown et al. 1989). La línea a  $\epsilon(Li) = 0.0$  indica la abundancia de litio máxima observada en estrellas gigantes de población II. Se indica también el error típico para las estrellas de tipo espectral R.

bién del enriquecimiento de carbono en las estrellas R-calientes? Son preguntas a las que todavía no tenemos respuesta pero evidentemente, cualquier escenario que intente explicar las peculiaridades químicas de las estrellas R-calientes debe considerar también el hecho de que éstas presentan abundancias de Li *anómalas*. Por ejemplo, en un escenario donde las estrellas R calientes se formasen por transferencia de masa o por fusión de objetos (ver secciones posteriores) en un sistema binario, sería realmente difícil explicar las abundancias observadas de Li. El hecho de que encontremos una estrella CH (binaria) en la Figura 6.4 con alguna sobreabundancia de Li, abre sin embargo una puerta a la hipótesis de acreción de materia por viento estelar.

Finalmente, terminaremos esta sección con otra pregunta. En el Capítulo 2 se describieron las propiedades de las estrellas de carbono de tipo J. Recordemos que estas estrellas se caracterizan por una composición química muy similar a la de las estrellas R-calientes: metalicidad próxima a la solar, razón isotópica de carbono bajas, ausencia de elementos-*s*, pero además con abundancias de Li anormalmente altas ( $\epsilon(\text{Li}) > 0.5$ , Abia et al. 2000). Teniendo en cuenta que las estrellas J poseen luminosidades típicas de estrellas AGB y el hecho de que tras nuestro análisis, las estrellas R-calientes aparentemente también poseen abundancias similares de Li, podríamos preguntarnos *si las estrellas de carbono de tipo espectral J no son más que las descendientes de las estrellas R-calientes*. Obviamente, deben existir descendientes evolutivos de las estrellas R-calientes... ¿dónde están esas estrellas (más luminosas) en el diagrama HR? Como indicamos en el Capítulo 3 (Figura 3.4), un número considerable ( $\geq 15\%$ ) de las estrellas de carbono galácticas de tipo J identificadas hasta el momento (Chen et al. 2007), se sitúan a latitudes galácticas compatibles con su pertenencia al disco grueso. Sería muy importante, pues, ampliar el estudio de la cinemática de las estrellas J para verificar esta hipótesis. Debemos recordar, no obstante, que las abundancias de Li obtenidas aquí son límites superiores en la mayoría de los casos, por lo que la discusión anterior pudiera reforzarse o no tener sentido tras una determinación más precisa del Li en las estrellas R-calientes.

### 6.3.3 Abundancias de elementos-*s*

Nuestro análisis químico muestra que las estrellas R-calientes (ver Tabla 6.4) no poseen sobreabundancias de elementos-*s*. Por el contrario, las estrellas R-frías presentan sobreabundancias de elementos-*s* similares a las derivadas en las estrellas de tipo espectral N (ver Tabla 6.4). Además, en dos de las estrellas R-frías se ha detectado Tc, señal inequívoca de su probable naturaleza *intrínseca*. Por su parte, las estrellas SC analizadas aquí muestran también sobreabundancias de elementos-*s*, algo superiores a aquellas en las estrellas R-frías, confirmando análisis químicos anteriores (Abia & Wallerstein 1998). Veámos a continuación como se comparan estas sobreabundancias con las predicciones de nucleosíntesis del proceso-*s* en estrellas AGB de baja masa.

Las Figuras 6.5–6.7 muestran los enriquecimientos promedio derivados  $[X/M]$  para los

elementos-*s* ligeros (*ls*: Sr, Y, Zr), pesados (*hs*: Ba, La, Nd, Sm) y el correspondiente índice *intrínseco* [*hs/ls*] frente a la metalicidad estelar. Los distintos símbolos representan las estrellas con sobreabundancias significativas de elementos-*s*, por lo que se han incluido también las estrellas inicialmente clasificadas R-calientes y que hemos reclasificado, tras el análisis, como estrellas CH clásicas. Los diferentes paneles dentro de una misma figura corresponden a las predicciones teóricas del proceso-*s* según cálculos de *postprocessing* en modelos de estrellas AGB con 1.5, 2 y 3  $M_{\odot}$ , respectivamente (Gallino et al. 1998; Gallino et al. 2006). En un cálculo *postprocessing*, la evolución de la composición química estelar (nucleosíntesis) se obtiene utilizando un modelo hidrostático de estructura estelar pero independientemente de éste, i.e., la física y la química estelar se calculan desacopladas. La línea continua en cada panel muestra la predicción teórica al tomar la elección *estándar* (*ST*) del  $^{13}\text{C}$ -*pocket* (ver Capítulo 1). Esta elección corresponde, aproximadamente, a una masa de  $^{13}\text{C}$  de  $4 \times 10^{-6} M_{\odot}$ . La zona entre las líneas a trazos es el área permitida teóricamente según la diferente elección del  $^{13}\text{C}$ -*pocket*, desde un valor mínimo ( $ST/150$ , línea a trazos inferior) hasta el máximo ( $ST \times 2$ , línea a trazos superior). El caso *ST* es aquella elección del  $^{13}\text{C}$ -*pocket* que mejor reproduce la componente principal de proceso-*s* observada en el Sistema Solar en una estrella AGB de baja masa con aproximadamente la mitad de la metalicidad del Sol (ver Gallino et al. 1998 para más detalles). Las abundancias relativas de elementos-*s* observadas en estrellas AGB y post-AGB tanto galácticas como extra-galácticas, indican que debe existir una dispersión en torno al caso *ST* en cuanto a la cantidad de  $^{13}\text{C}$  formado. De ahí el abanico de elección en el  $^{13}\text{C}$ -*pocket*. Es importante subrayar que las predicciones teóricas mostradas en estas figuras corresponden a aquellas obtenidas en el último pulso térmico durante la fase AGB. Por lo tanto, las razones [*ls/M*] y [*hs/M*] calculadas teóricamente son las mayores posibles para una metalicidad dada y elección del  $^{13}\text{C}$ -*pocket*. Por ello, estas pueden diferir significativamente de los valores observados dado que las estrellas de comparación pudieran o no estar en la fase AGB avanzada. Es por ello que la razón [*hs/ls*] se considera como un *índice intrínseco* del proceso-*s* dado que éste no depende del pulso térmico considerado: el cociente de abundancias relativo entre los elementos *ls* y *hs* apenas varía tras unos pocos pulsos térmicos y episodios del *TDU*, y/o debido a una posible dilución del material en el caso de transferencia de masa (todas las especies químicas serían afectadas de igual forma, al menos los elementos químicos más allá del Fe). A efectos de comparación con las observaciones el índice [*hs/ls*] es, pues, enormemente útil dado que éste da información directa acerca de la eficiencia del proceso-*s* (elección del  $^{13}\text{C}$ -*pocket*), densidad de neutrones (fuente de neutrones,  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  ó  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ) y, por lo tanto, de la posible masa de la estrella.

En la Figuras 6.5 y 6.6 se representan las abundancias promedio de los elementos-*s* ligeros (Sr, Y y Zr) y pesados (Ba, La, Nd y Sm) frente a la metalicidad estelar en comparación con las predicciones del proceso-*s* en estrellas AGB de diferente masa. Para calcular la media *ls* no se ha considerado el Rb dado que este elemento posee una impor-

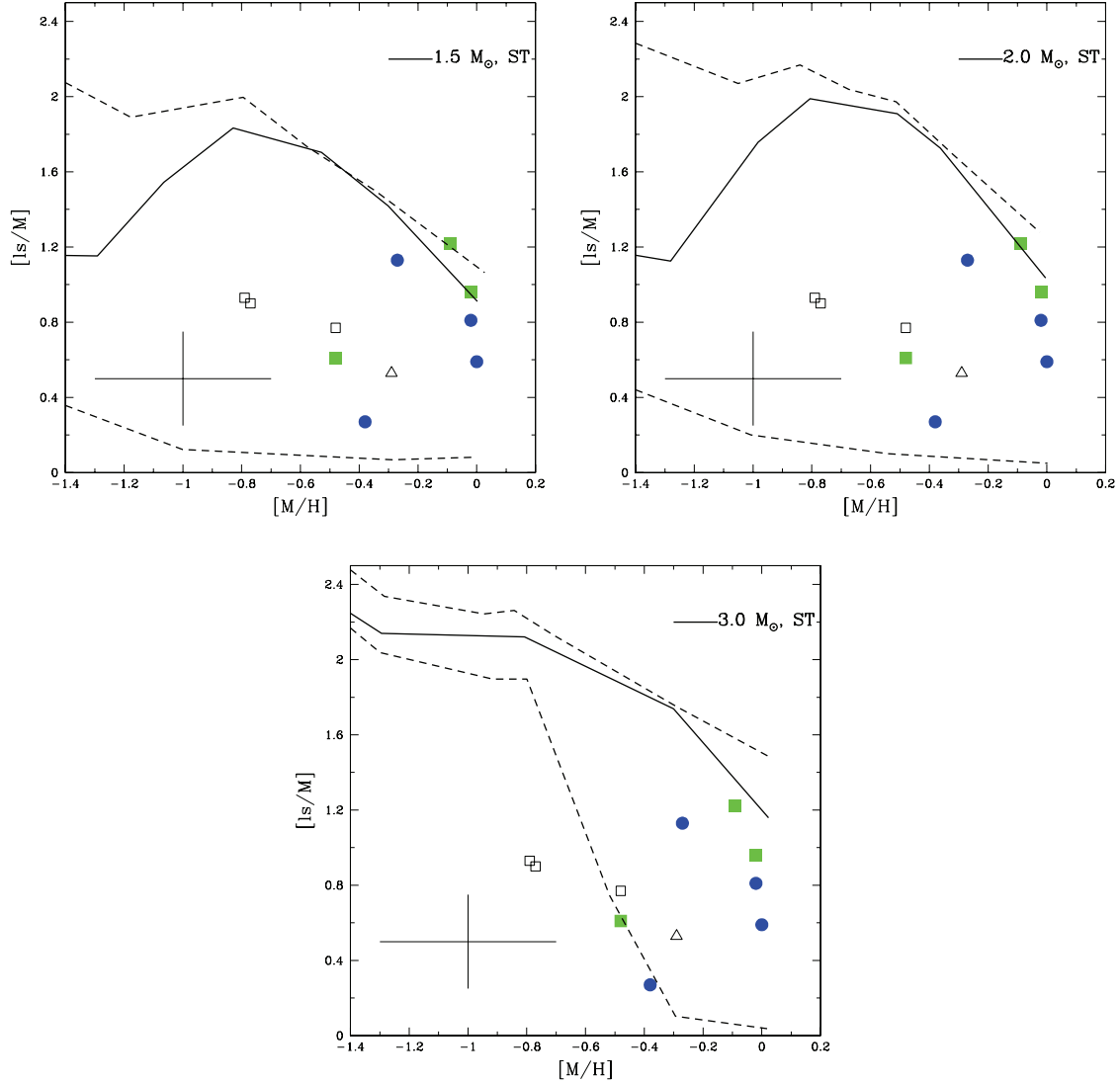


Figura 6.5: Arriba-izquierda: Abundancia promedio de elementos- $s$  ligeros (Sr, Y, Zr) en función de la metalicidad. Los símbolos tienen el mismo significado que en la Figura 6.2. En cada panel, la línea continua representa la predicción teórica para la elección  $ST$  del  $C^{13}$  - *pocket* para el modelo de 1.5, 2 y 3  $M_{\odot}$ , respectivamente. Los límites en la producción de elementos- $s$ , según la elección de la eficiencia del  $^{13}C$ -*pocket* (desde  $ST \times 2$  a  $ST/150$ ), se indican por las líneas discontinuas (ver texto). Se indica el error típico observacional en las estrellas R-frías.

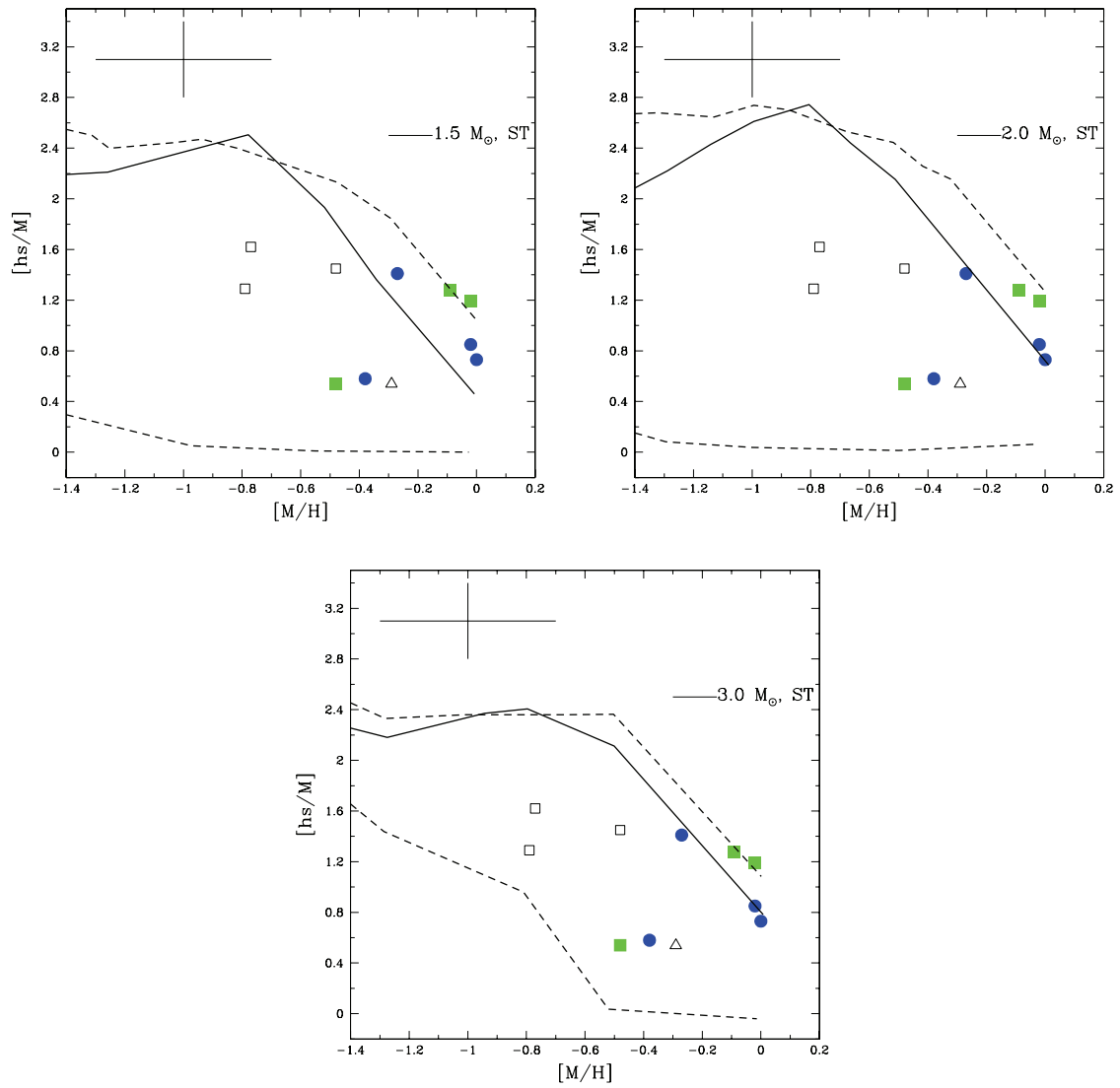


Figura 6.6: Igual que la Figura 6.5 para los elementos  $s$  pesados ( $hs$ : Ba, La, Nd y Sm).

tante contribución del proceso- $r$  ( $\sim 30\%$ , Arlandini et al. 1999). Las razones  $[ls, hs/M]$  derivadas en nuestras estrellas se sitúan dentro del área predicha por los modelos teóricos sugiriendo, de nuevo, un amplio rango de elecciones (dispersión) del  $^{13}\text{C}$ -*pocket*. El importante error observacional no permite discriminar entre modelos de  $1.5, 2$  o  $3 M_{\odot}$  aunque, quizás, los modelos con  $< 2 M_{\odot}$  parece que ajustan mejor las observaciones. Finalmente, el índice *intrínseco*  $[hs/ls]$  se representa en la Figura 6.7 frente a la metalicidad. Se aprecia claramente como a menor metalicidad, la razón  $[hs/ls]$  derivada aumenta (compárese las estrellas de tipo espectral CH, cuadrados vacíos, con las estrellas R-frías, círculos azules), en acuerdo con la dependencia teórica del proceso- $s$  con la metalicidad estelar. En esta ocasión, claramente los modelos AGB con  $M < 2 M_{\odot}$  reproducen mejor las abundancias derivadas en las estrellas, al menos para las R-frías y CH, aunque para las estrellas de tipo espectral SC no es tan evidente. Sin embargo, como comentamos en el Capítulo 1, la manera en la que podemos inferir acerca de la masa estelar involucrada es utilizando las propiedades del proceso- $s$  en los denominados *branchigs*. Uno de ellos es el que ocurre en el  $^{85}\text{Kr}$  (Lambert et al. 1995; Abia et al. 2001) de manera que dependiendo de la densidad específica de neutrones (o exposición de neutrones  $\tau_n$ ) durante el proceso- $s$ , la razón de abundancias entre el Rb y sus vecinos en la tabla periódica (Sr, Y, Zr) se modifica significativamente. Así, para densidades de neutrones típicamente alcanzadas en estrellas de baja masa ( $< 3 M_{\odot}$ ), la razón  $[\text{Rb}/\text{Sr}, \text{Y}, \text{Zr}]$  esperada según los modelos sería  $< 0$ , mientras que para densidades superiores ( $N_n \geq 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ ), alcanzadas durante el proceso- $s$  en estrellas de masa intermedia donde la reacción  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  es la fuente de neutrones dominante, esta razón de abundancias sería  $> 0$ . A partir de la Tabla 6.2 es fácil comprobar que en aquellas estrellas donde hemos encontrado sobreabundancias de elementos- $s$ , las razones  $[\text{Rb}/\text{Sr}, \text{Y}, \text{Zr}]$  que se derivan son  $\leq 0$ , o compatibles con este valor teniendo en cuenta la incertidumbre en la medidas. Por lo tanto, tanto el índice  $[hs/ls]$  como las razones  $[\text{Rb}/\text{Sr}, \text{Y}, \text{Zr}]$  derivadas muestran de nuevo un acuerdo cualitativo y cuantitativo entre observaciones y teoría, confirmando que el proceso- $s$  ocurre fundamentalmente en estrellas de masa baja durante la fase AGB donde la reacción  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  juega el papel fundamental como fuente de neutrones.

La interpretación de las sobreabundancias de elementos- $s$  obtenidas en nuestras estrellas en el marco de las estrellas de baja masa a lo largo de la fase AGB es confirmada, e incluso reforzada, analizando individualmente la distribución de abundancias de elementos- $s$  obtenida en cada estrella. Para ello hemos comparado con las predicciones teóricas (Cristallo 2006; Cristallo et al. 2009) obtenidas mediante el código de evolución estelar hidrostático en una dimensión *FRANEC*. En este caso, la variación de la composición química se resuelve acoplada a la variación física de la estrella, y no mediante el método del *postprocessing*. De esta manera, se obtiene la composición química detallada de la envoltura (las razones  $[\text{X}/\text{Fe}]$ ,  $\text{C}/\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  etc...) durante la fase AGB (Chieffi et al. 1998; Straniero et al. 2006; Cristallo et al. 2009). La red de reacciones nucleares incluye unos 500 isótopos

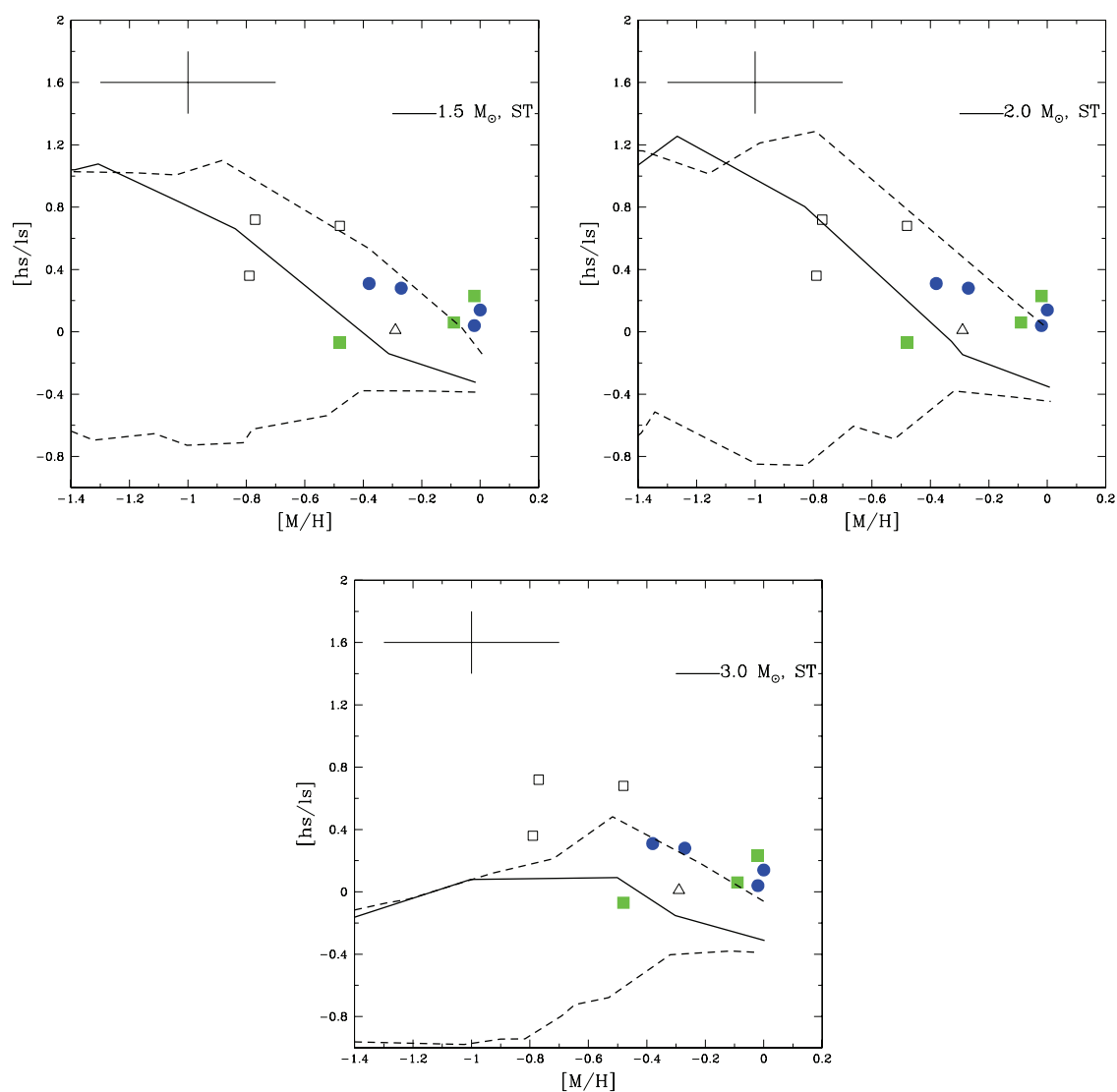


Figura 6.7: Índice  $[hs/ls]$  observado en función de la metalicidad y las correspondientes predicciones teóricas para modelos de  $1.5 M_{\odot}$ ,  $2 M_{\odot}$ , y  $3 M_{\odot}$ , respectivamente. Los símbolos y líneas tienen el mismo significado que en la Figura 6.5.

(desde H a Bi) y más de 700 reacciones nucleares. Destacamos que para el cálculo de la opacidad se tiene en cuenta el cambio de composición química, relevante durante la fase AGB, debido al *tercer dragado*. Las opacidades se calculan usando OPAL (<http://www-phys.llnl.gov/Research/OPAL/opal.html>) cuando la temperatura es superior a  $10^4$  K, y cuando es inferior se emplean nuevas tablas de opacidades que tienen en cuenta las especies moleculares para diferentes enriquecimientos en carbono y nitrógeno (Aringer 2000; Lederer & Aringer 2008). Para el cálculo de la mezcla de material debida a los movimientos convectivos se adopta un algoritmo dependiente del tiempo, en concreto depende linealmente de la razón entre el paso temporal y el tiempo característico de mezcla (Chieffi et al. 2001). La velocidad media convectiva se calcula según la teoría de la longitud de mezcla (Cox & Giuli 1968), mientras que los límites de las zonas convectivas se obtienen según el criterio de Schwarzschild. Durante el *tercer dragado* se produce una inestabilidad debida a la mayor opacidad del material rico en H en la envoltura, respecto al material rico en He, por lo que suponemos que la velocidad convectiva decrece a partir del límite de Schwarzschild según una ley exponencial (Ecuación 6.1), en lugar de cambiar bruscamente de valores del orden de  $10^4$  a 0 cm/s de una capa a la siguiente. Esta ley viene dada por

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{d}{\beta H_P}\right), \quad (6.1)$$

donde  $d$  es la distancia al límite convectivo definido según el criterio de Schwarzschild,  $v_0$  es la velocidad convectiva en ese límite,  $H_P$  es la longitud de escala de la presión y  $\beta$  es un parámetro libre que se calibra (Cristallo et al. 2009). De esta forma cuando el *tercer dragado* finaliza queda una zona en la que el material se ha mezclado, dejando un perfil de H. Durante la fase de interpulso, estos protones son capturados por el  $^{12}\text{C}$  (20% en fracción de masa) procedente de la combustión del helio produciéndose de forma *natural* el  $^{13}\text{C}$ -*pocket* que evidentemente varía de un pulso al siguiente. Otro ingrediente fundamental en la fase AGB es la pérdida de masa pues ésta determina la duración de esta fase y por tanto el número de pulsos térmicos y episodios de *tercer dragado*. En los modelos utilizados se adopta la fórmula de Reimers ( $\eta = 0.4$ ) en las fases pre-AGB, mientras que en la fase AGB se sigue básicamente el mismo procedimiento de Vassiliadis & Wood (1993), teniendo en cuenta las nuevas determinaciones empíricas que relacionan la pérdida de masa con el periodo y la luminosidad, tanto en estrellas AGB de la Galaxia, de las Nubes de Magallanes y de Galaxias enanas esferoidales (Groenewegen 2007; Lagadec & Zijlstra 2008).

Los resultados de este ejercicio pueden verse en las Figuras 6.8 y 6.9 para las estrellas R-frías y 6.10 para las estrellas SC. En cada figura se ha indicado el pulso térmico determinado, masa y metalicidad de la estrella con los que se obtiene el mejor ajuste a la distribución de abundancias observadas. En el caso de la estrella R-fría HIP 36623 (Fig. 6.9), estrella simbiótica, se ha indicado también el factor de dilución (*dil*, ver más abajo) necesario para ajustar el patrón observado de abundancias en la hipótesis de que el enriquecimiento de elementos- $s$  en esta estrella tenga un origen *extrínseco*, i.e., debido a transferencia de masa.



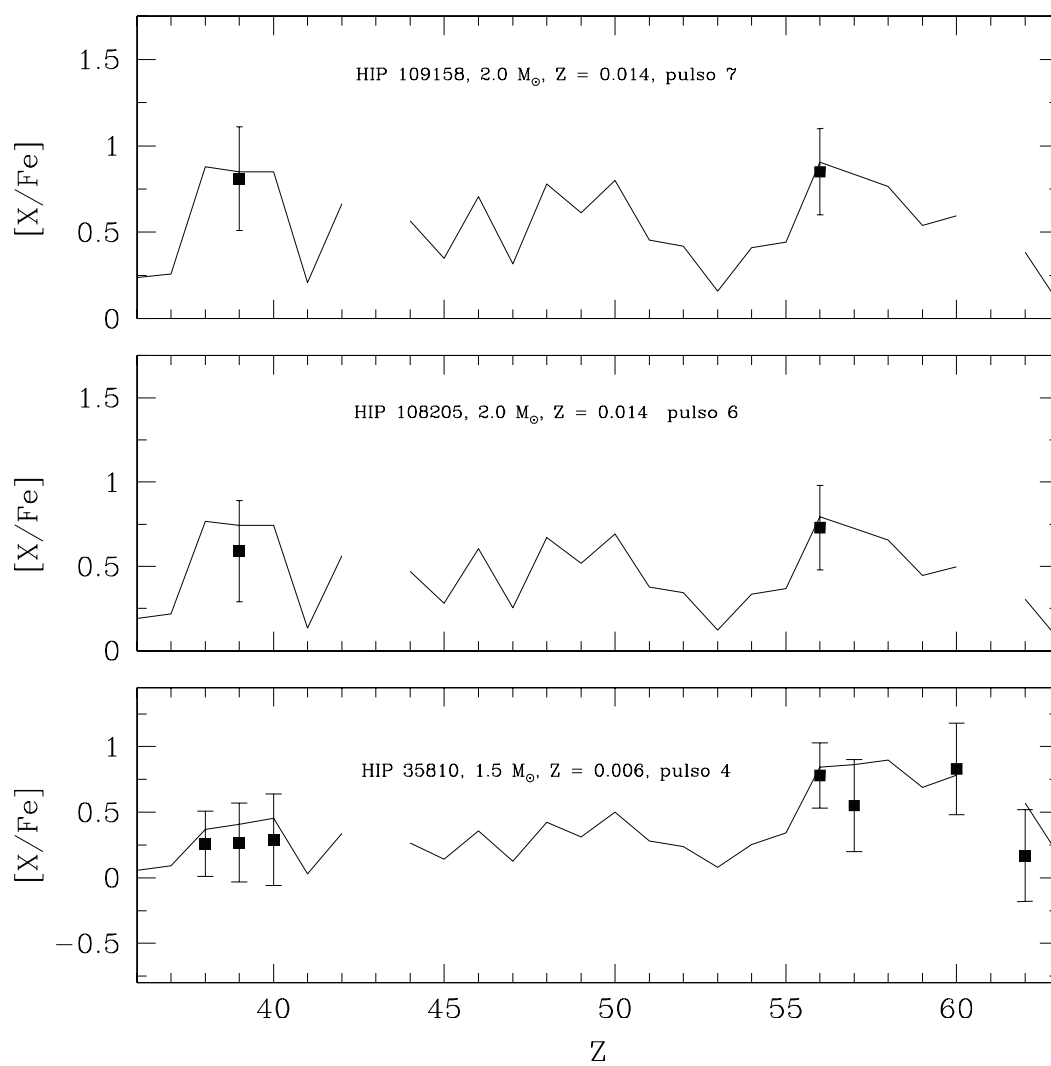


Figura 6.8: Reproducción detallada de las razones  $[X/Fe]$  observadas en las estrellas R-frías. Se indica el número del pulso térmico y la masa estelar que reproduce mejor las abundancias observadas.

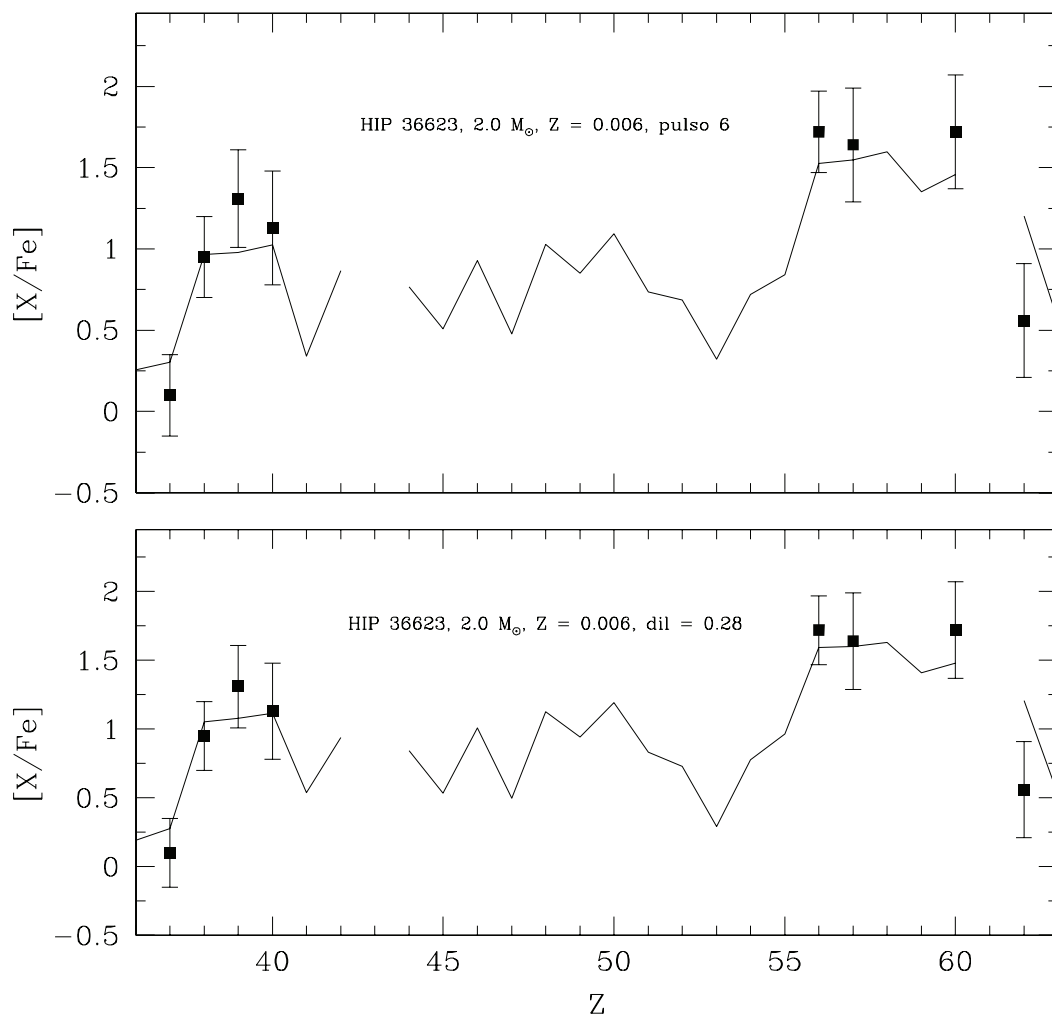


Figura 6.9: Reproducción detallada de las razones  $[X/Fe]$  observadas en las estrella simbiótica R-fría HIP 36623, asumiendo una naturaleza *intrínseca* (arriba) o *extrínseca* (abajo). Se indica el número del pulso térmico o factor de dilución, metalicidad y masa estelar que reproduce mejor las abundancias observadas.

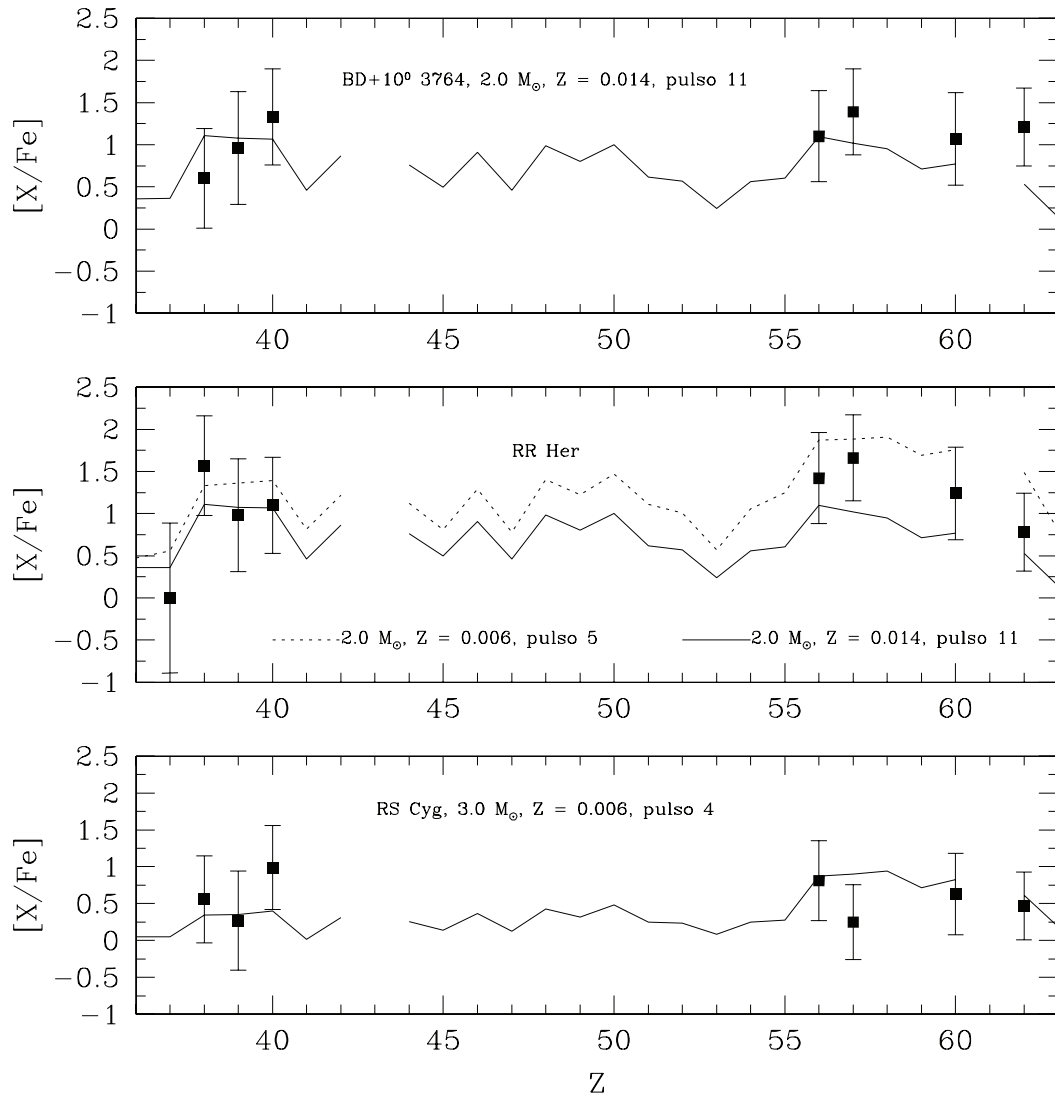


Figura 6.10: Lo mismo que la Figura 6.8 para las estrellas SC.

Aunque es posible encontrar diferentes soluciones en cuanto a la elección de modelo que mejor se ajusta a las observaciones (masa estelar, metalicidad y pulso térmico, ver por ejemplo el caso de RR Her en la Figura 6.10), en general el ajuste es muy satisfactorio lo que proporciona una evidencia más de la dependencia del proceso—s con la metalicidad estelar y de que éste sucede preferentemente en estrellas de baja masa.

El mismo ejercicio puede hacerse con aquellas estrellas de la muestra inicialmente clasificadas como R-calientes pero que hemos reclasificado aquí (ver Tabla 6.3) como CH clásicas o, quizás en el caso de HIP 39118, como una *CN-strong*. Las peculiaridades químicas de estas estrellas se interpretan a través de la acreción de materia desde una estrella compañera cuando ésta estaba en la AGB, ahora una enana blanca *invisible*. Sin embargo, antes de intentar reproducir teóricamente la distribuciones de abundancias observadas debemos preguntarnos si es posible formar una estrella de carbono ( $C/O > 1$ ) por transferencia de masa en un sistema binario.

Abia et al. (2003) calcularon el valor  $f = \frac{M_{AGB}(transf)}{M_{ini}^{envol}}$  requerido para que la razón C/O en la envoltura de la estrella secundaria sea igual a uno, siendo  $M_{AGB}(transf)$  la masa transferida desde la estrella primaria y  $M_{ini}^{envol}$  la masa de la envoltura de la estrella secundaria en el momento de la transferencia. Estos autores suponen el caso más probable en el que la transferencia de masa suceda cuando la estrella secundaria (de masa  $\sim 1 M_{\odot}$ , típicamente la de una estrella CH) se encuentra en la secuencia principal. Se asume también, que la masa transferida tiene la composición química correspondiente al último pulso térmico para maximizar la razón C/O en ésta. La Tabla 6.5 reproduce estos resultados y en ella puede apreciarse que la metalicidad límite aproximada requerida para formar una estrella de carbono *extrínseca* es  $[Fe/H] \sim -0.30, -0.40$ , dependiendo de la masa de la estrella primaria. Este límite de metalicidad es compatible con la metalicidad deducida en aquellas estrellas R-calientes reclasificadas aquí (ver Tablas 6.1 y 6.3). En la Tabla 6.5 se observa también que la formación de estrellas de carbono *extrínsecas* se favorece a baja metalicidad, ya que debido a la menor abundancia inicial de O, es necesario transferir una cantidad de masa enriquecida en carbono también menor. Sin embargo, a  $[Fe/H] > -0.3$ , es imposible formar una estrella de carbono por transferencia de masa dado que los valores  $f$  necesarios son superiores a uno para cualquier masa de la primaria. Obviamente, estos valores de  $f$  son sólo aproximados, pero cualitativamente nos indican que es *realmente difícil la formación de una estrella carbono extrínseca a metalicidad solar*. Este hecho debemos tenerlo presente en los posibles escenarios de formación de las estrellas R-calientes dado que éstas, en su inmensa mayoría, poseen  $[Fe/H] > -0.3$ .

Por lo tanto, en las estrellas R-calientes reclasificadas y con sobreabundancias de elementos—s, hemos calculado el factor de dilución (*dil*) que debe experimentar la masa transferida desde la estrella primaria con la envoltura de la secundaria para reproducir el patrón de abundancias observado. El factor de dilución se define (ver e.g. Bisterzo et al. 2006) como,

Tabla 6.5: Predicción de la razón C/O en el último TDU de una estrella primaria AGB y factor de dilución  $f$  necesario para formar una estrella de carbono *extrínseca* en función de la masa de la primaria y metalicidad del sistema binario (ver texto). La masa de la estrella secundaria se tomó igual a  $1 M_{\odot}$ .

[Fe/H]	$1.5 M_{\odot}$		$3.0 M_{\odot}$		$5.0 M_{\odot}$	
	$(C/O)_{AGB}^{TDUfinal}$	$f$	$(C/O)_{AGB}^{TDUfinal}$	$f$	$(C/O)_{AGB}^{TDUfinal}$	$f$
+0.10	1.32	2.17	1.05	13.88	1.21	3.30
+0.00	1.45	1.60	1.14	5.14	1.32	2.25
-0.12	1.65	1.15	1.28	2.68	1.49	1.53
-0.30	2.00	0.79	1.54	1.46	1.80	0.98
-0.40	4.28	0.25	2.97	0.41	2.01	0.80
-0.52	5.02	0.21	3.78	0.30	2.32	0.63
-0.60	5.55	0.18	3.84	0.29	2.55	0.54
-0.70	6.28	0.16	4.34	0.26	2.87	0.46
-0.82	7.36	0.14	5.54	0.19	3.34	0.37
-1.00	9.18	0.11	6.90	0.15	4.13	0.28
-1.30	13.29	0.07	9.98	0.10	5.93	0.19
-1.60	33.08	0.03	24.54	0.04	8.34	0.13

$$dil = \log \frac{M_*^{envol}(obs)}{M_{AGB}(transf)} \quad (6.2)$$

donde  $M_*^{envol}(obs)$  es la masa de la envoltura de la estrella secundaria (la estrella que observamos actualmente) y  $M_{AGB}(transf)$  es la masa transferida por la estrella primaria AGB. Obviamente, se verifica que

$$M_*^{envol}(obs) = M_{ini}^{envol} + M_{AGB}(transf) \quad (6.3)$$

donde  $M_{ini}^{envol}$  es la masa de la envoltura de la estrella secundaria que posee la composición original. Si consideramos la fracción de masa de un elemento cualquiera (X) se verifica igualmente

$$M_*^{envol}(obs)X^{obs} = M_{ini}^{envol}X^{ini} + M_{AGB}(transf)X^{AGB} \quad (6.4)$$

Si dividimos la ecuación (6.4) por  $M_*^{envol}(obs)$ , sustituimos la definición del factor  $dil$  dada en la ecuación (6.2) y operamos, se obtiene

$$X^{obs} = X^{ini}(1 - 10^{-dil}) + X^{AGB}10^{-dil} \quad (6.5)$$

La ecuación (6.5) se escribe en una notación más familiar

$$[X/Fe]^{obs} = \log(10^{[X/Fe]^{ini}}(1 - 10^{-dil}) + 10^{[X/Fe]^{AGB}}10^{-dil}) \quad (6.6)$$

Para reproducir las razones [X/Fe] observadas se ha asumido, de nuevo, que la transferencia de masa por parte de la estrella primaria AGB tiene lugar en el último pulso térmico.

De esta manera se maximiza el enriquecimiento en la masa transferida en cualquier elemento químico y se minimiza, por lo tanto, la cantidad de masa transferida para ajustar una determinada razón de abundancias observada. El efecto de este factor de dilución es simplemente el disminuir todas las razones  $[X/Fe]$ , al menos para los elementos químicos más allá del Fe. El factor de dilución  $dil$  puede relacionarse con la dilución clásica,  $f$ , como

$$f = \frac{M_{AGB}(transf)}{M_{ini}^{envol}} = \frac{1}{10^{dil} - 1} \quad (6.7)$$

La Figura 6.11 muestra el resultado de este análisis. De nuevo comprobamos que la distribución de abundancias pueden ser reproducidas muy satisfactoriamente en el marco del proceso- $s$  en estrellas AGB de baja masa. Los factores  $dil$  obtenidos son relativamente altos, lo que es compatible con que las estrellas CH son estrellas gigantes (tal y como indica su posición en el diagrama HR) con envolturas extensas y que, por lo tanto, diluyen notablemente la materia acretada.

Finalmente, en la Tabla 6.6, se comparan las razones de abundancias de carbono y las sobreabundancias de elementos- $s$ , derivadas en aquellas estrellas de la muestra (R y SC) con sobreabundancias de éstos, con las predicciones de modelos de nucleosíntesis (para varias masas y metalicidades) en estrellas AGB, según Cristallo et al. (2009). Los números entre paréntesis en la tabla indican el pulso térmico determinado que en cada modelo ( $M_{\odot}$ ,  $Z$ ) ajusta mejor las razones de abundancias predichas en la envoltura a los valores C/O,  $^{12}C/^{13}C$  y  $[s/M]$  derivados en cada estrella particular. Como puede apreciarse, para las estrellas R-frías (o tipo N) se encuentra fácilmente una combinación de masa y metalicidad estelar (ésta última elegida de acuerdo con el valor observado  $[M/H]$ ) con las que puede reproducirse, dentro de las incertidumbres observacionales, los valores observados. Sin embargo, en las estrellas SC no encontramos una solución completa para ninguna elección de masa y metalicidad del modelo. Para aquella elección de  $M$ ,  $Z$  y pulso térmico que mejor ajustan los valores observados  $[s/M]$ , las razones C/O y  $^{12}C/^{13}C$  predichas son superiores (en general) a las observadas. Este aparente discrepancia entre modelos de nucleosíntesis en la fase AGB y observaciones no es exclusiva de las estrellas SC ya que se ha encontrado en numero significativo de estrellas normales de carbono (tipo N) (Abia et al. 2002; de Laverny et al. 2006; Abia et al. 2008) donde es difícil reproducir teóricamente de manera simultánea la terna C/O,  $^{12}C/^{13}C$  y  $[s/M]$ . Sin embargo en las estrellas SC, este problema se acentúa dadas las bajas razones C/O observadas (muy próximas a 1) junto con sobreabundancias significativas de elementos- $s$ ,  $[s/M] > 1$ : tales sobreabundancias en la envoltura sólo se alcanzan tras un número considerable de episodios de  $TDU$  y pulsos térmicos (ver Tabla 6.6), lo que inmediatamente se traduce en elevadas razones C/O y  $^{12}C/^{13}C$  debido al dragado continuado de  $^{12}C$ . Esto nos induce a pensar que las estrellas SC podrían no estar correctamente situadas en la secuencia espectral evolutiva  $M \rightarrow MS \rightarrow S \rightarrow SC \rightarrow N$  durante la AGB. Una alternativa sería que las estrellas SC fuesen realmente estrellas AGB luminosas

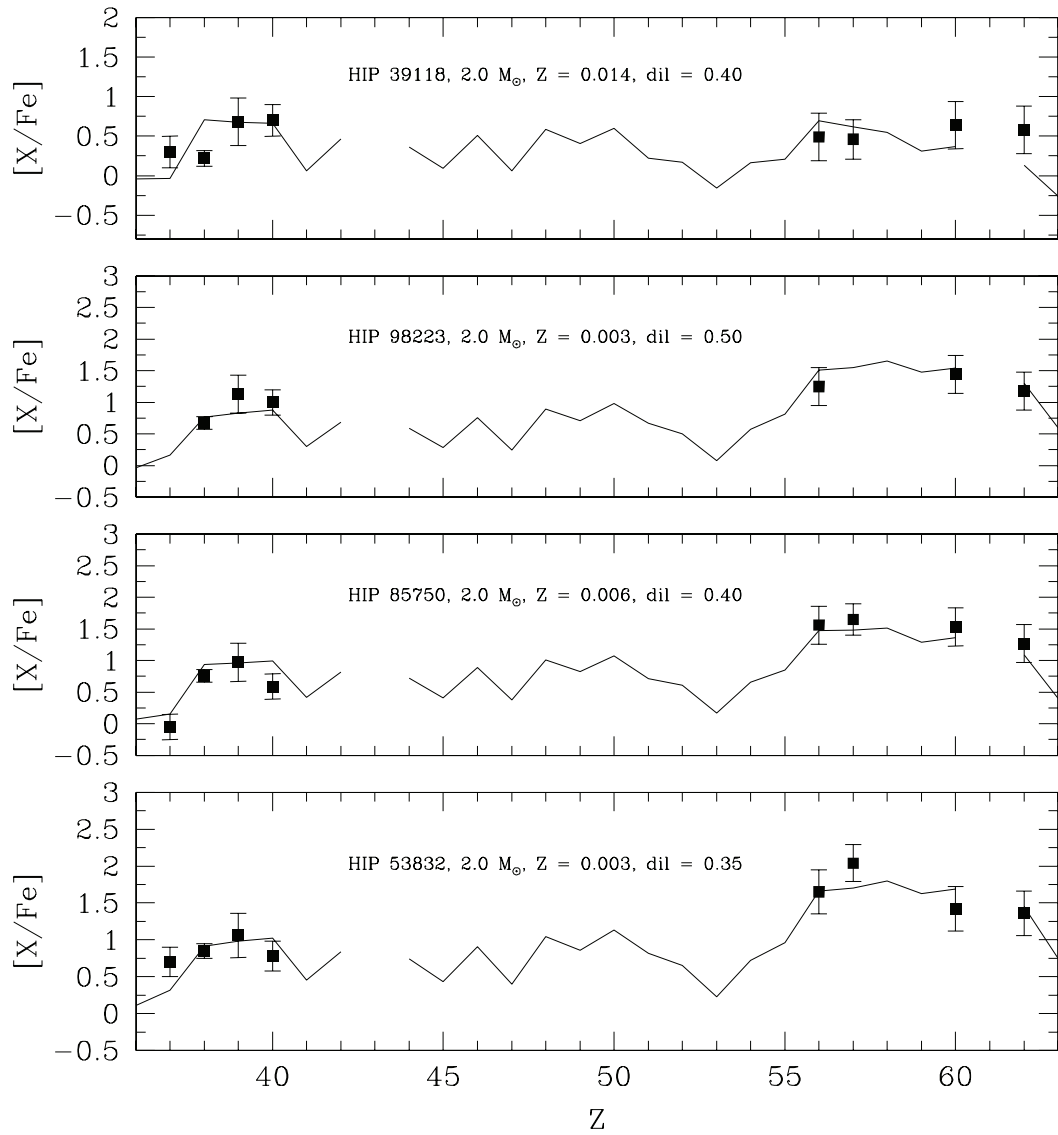


Figura 6.11: Comparación de las sobreabundancias de elementos- $s$  relativas al hierro  $[X/Fe]$  en las estrellas inicialmente clasificadas como R-calientes, con las correspondientes a los modelos de estrellas en la fase AGB en el último pulso térmico. Se indica el factor de dilución  $dil$ , la masa y la metalicidad de la estrellas AGB primaria que reproduce mejor la abundancias observadas.

---

de masa intermedia ricas en oxígeno ( $C/O < 1$ ) debido al *HBB* (ver Capítulo 2), que se transformarían por un periodo breve de tiempo en estrellas de carbono (con una razón  $C/O$  muy próxima a 1) cuando, debido a la disminución en masa de la envoltura por pérdida de masa, el *HBB* se interrumpiese mientras que continuase operando el *tercer dragado*. De esta manera, el  $^{12}\text{C}$  podría aumentar en la envoltura elevando la razón  $C/O$  al mismo tiempo que la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  permaneciese relativamente baja, tal y como se observa. Puesto que esta interrupción del *HBB* ocurre preferentemente en fases avanzadas de la AGB (Frost et al. 1998), esto sería consistente con las elevadas sobreabundancias de elementos-*s* observadas en estas estrellas. Desafortunadamente, no existen modelos detallados de nucleosíntesis de estrellas de masa intermedia en la AGB con los que contrastar esta posibilidad. Tales modelos pretendemos realizarlos en un futuro próximo como continuación de este trabajo.



Tabla 6.6: Razones C/O,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  y  $[s/M]$  observadas en las estrellas de la muestra con sobreabundancias de elementos- $s$  (presumiblemente *intrínsecas*) comparadas con las predicciones de los modelos *TP-AGB* de baja masa (Cristallo et al. 2009).

Tipo N	Observaciones			Modelos <sup>a</sup>					
	C/O	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$[s/M]$	1.5, 0.006	2.0, 0.014	2.0, 0.006	3.0, 0.014	3.0, 0.006	
HIP 35810	1.12	65	0.43	1.14 70 0.61 (4) <sup>b</sup>	-	-	-	-	
HIP 108205	1.02	90	0.66	-	1.02 65 0.65 (6)	-	-	-	
HIP 109158	1.05	85	0.83	-	1.23 79 0.76 (7)	-	-	-	
Tipo SC	Observaciones			Modelos <sup>a</sup>					
	C/O	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$[s/M]$	1.5, 0.006	2.0, 0.014	2.0, 0.006	3.0, 0.014	3.0, 0.006	
BD <sup>o</sup> +10 3764	1.03	49	1.08	-	2.01 131 0.95 (11)	-	-	-	
RR Her	1.00	33	1.25	-	2.01 131 0.95 (11)	-	2.07 129 0.95 (15)	-	
RS Cyg	1.01:	66:	0.57:	-	-	2.42 166 1.13 (5)	-	-	
				-	-	-	2.07 129 0.95 (15)	-	
				-	-	-	-	2.70 174 1.14 (9)	
				-	-	1.24 82 0.73 (3)	-	-	
				-	-	-	-	0.90 56 0.61 (4)	

<sup>a</sup> Los modelos se denotan por la masa (expresada en  $M_{\odot}$ ) y metalicidad (Z). <sup>b</sup> Los números entre paréntesis indican el pulso térmico que proporciona la mejor aproximación a la sobreabundancia de elementos- $s$  ( $[s/M]$ ) observada promedio en cada estrella.

## 6.4 Escenarios evolutivos para las estrellas R-calientes

En las siguientes secciones se discutirán los escenarios evolutivos posibles para las estrellas R-calientes, teniendo en cuenta las restricciones impuestas por los resultados obtenidos en este trabajo. Comenzaremos haciendo una breve descripción de algunas ideas propuestas anteriormente y a continuación, discutiremos con mayor profundidad cuatro de ellas: i) la posibilidad de que las estrellas R-calientes sean la contrapartida de las estrellas CEMP-no a metalicidad solar; ii) contaminación original en carbono; iii) origen *extrínseco* y iv) fusión de dos estrellas en un sistema binario.

### 6.4.1 Algunas ideas propuestas

Para intentar explicar el origen y el patrón de abundancias derivado en las estrellas R-calientes se han propuesto varios escenarios que analizamos a continuación:

1) Las bajas razones isotópicas  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  observadas en las estrellas R-calientes podrían ser consecuencia del ciclo CNO operando en condiciones cercanas al equilibrio. Sin embargo, en ese caso, habría una disminución significativa de la abundancia de oxígeno debido al ciclo ON, mientras que en las estrellas R-tempranas en las que ha sido posible medir la abundancia de oxígeno se tiene  $[\text{O}/\text{Fe}] \sim 0$ . De igual manera, el ciclo CNO transformaría prácticamente todo el carbono en nitrógeno, por lo que no se podría explicar que las estrellas R-tempranas sean estrellas de carbono.

2) El enriquecimiento en carbono podría deberse, como en el caso de las estrellas CH, a la transferencia de masa en un sistema binario. Sin embargo, McClure (1997b) no encontró ninguna binaria entre las estrellas R-calientes estudiadas, descartando una posible transferencia de masa por parte de una estrella de carbono compañera. A pesar de esto, vamos a discutir esta posibilidad en la Sección 6.4.4.

3) Un tercer escenario implicaría que las estrellas R-calientes fueran objetos originados de manera similar a las estrellas RCB. En este supuesto, las estrellas R-calientes deberían ser deficientes en hidrógeno y presentar pérdidas de masa significativas, ambas cosas contrarias a las observaciones (Dominy 1984; Knapp et al. 2001; ver también Sección 3.3.4). El hecho de que estas estrellas no presenten una pérdida de masa importante y que no sean pobres en hidrógeno descarta también el escenario de un posible *flash* tardío (*late hot flasher*, Castellani & Castellani 1993). En el contexto del *flash* tardío, la ignición central del He se produce durante la evolución de la estrella a enana blanca. Debido a la pérdida de masa sufrida anteriormente por la estrella en la RGB, la capa de combustión de hidrógeno no representa una barrera de entropía como en el caso estándar, por lo que puede producirse la mezcla del carbono producido tras la ignición central del helio con la envoltura de la estrella. Una inspección a la intensidad de las líneas de hidrógeno en las estrellas de la muestra indica que éstas son normales, por lo que concluimos que no son deficientes en hidrógeno. Por otro

lado, como se dijo en la Sección 3.3.4, las estrellas R-calientes no poseen excesos infrarrojos K-[12] indicativos de una pérdida de masa significativa.

4) El último escenario propuesto, y el que cuenta con más aceptación debido a la localización de las estrellas R-calientes en región del *red clump* del diagrama HR, es que la causa del enriquecimiento en carbono en la envoltura de estas estrellas sea consecuencia de un *flash* del He anómalo.

El modelo estándar del *flash* del He no predice que pueda mezclarse material rico en carbono del núcleo con la envoltura de la estrella (ver e.g. Mocák et al. 2008 y referencias allí). En las primeras simulaciones del *flash* del He, la mayoría de ellas realizadas por Deupree y colaboradores, se obtuvieron tanto explosiones termonucleares (e.g. Deupree & Cole 1983; Cole et al. 1985), como combustión hidrostática del He (Deupree 1996). Sin embargo, los resultados de estas primeras simulaciones fueron cuestionados debido a la poca resolución espacial que poseían y a que se *congelaba* el potencial gravitatorio en el tratamiento numérico (i.e., se tomaba independiente del tiempo). Desde estos primeros estudios de Deupree, los métodos numéricos han mejorado notablemente, así como la capacidad de cálculo. Trabajos recientes, realizados en tres dimensiones con mejor resolución y tratamiento numérico, concluyen que el *flash* del helio no es un suceso hidrodinámico (Dearborn et al. 2006; Lattanzio et al. 2006; Mocák et al. 2008).

Tradicionalmente se ha sugerido que para que tuviera lugar la mezcla de carbono con la envoltura, sería necesario que el *flash* ocurriese más desplazado hacia el exterior del núcleo de helio y/o que fuese más intenso (i.e. ignición en condiciones más degeneradas). De esta forma, si el *flash* se sitúa cerca del borde externo del núcleo, se favorece la mezcla entre la zona convectiva desarrollada a raíz del *flash* y la envoltura. Por otra parte, si el *flash* es más intenso podría desplazar a zonas más frías la capa de combustión de hidrógeno, apagándola, desapareciendo así la barrera de entropía que representa esta capa y que se opone a la posible mezcla. Como un ejemplo clásico podemos citar el trabajo de Mengel & Gross (1976), quienes encontraron que el efecto de la rotación en una estrella de metalicidad solar era desplazar el *flash* hacia el exterior del núcleo ( $m(r) = 0.251 M_{\odot}$  para  $\omega = 6 \times 10^{-4}$  rad/s, frente a  $0.161 M_{\odot}$  en el caso sin rotación). Sin embargo, la rotación hace que el tamaño del núcleo sea también mayor que en el caso estándar ( $0.60 M_{\odot}$  frente a  $0.47 M_{\odot}$ ), por lo que finalmente la probabilidad de dragar carbono no aumenta.

Simulaciones recientes, en tres dimensiones incluyendo una velocidad de rotación ( $\omega = 0.002$  rad/s, correspondiente a un periodo  $T = 0.87$  h) derivada a partir de la observada en las enanas blancas que rotan más rápidamente, encuentran que los resultados no difieren significativamente del caso sin rotación (Lattanzio et al. 2006). Dado el tiempo de cálculo requerido, no se ha podido seguir la evolución de los modelos más que  $\sim 1$  hora (3660 s) pero, en cualquier caso, parece que no hay ninguna evidencia de posibles fenómenos de mezcla no estándar. Así pues, no está claro si la rotación favorece realmente el dragado de carbono en la envoltura.

Por otro lado, en algunas simulaciones realizadas en una dimensión para estrellas de Población II se encontró que, al desplazar la ignición del *flash* hacia el exterior del núcleo, es posible dragar carbono y transportarlo a la superficie (Paczynski & Tremaine 1977). En estos modelos la ignición del helio ocurre a  $m(r) = 0.4 M_{\odot}$  (en un núcleo de  $0.536 M_{\odot}$ ) pero se produce artificialmente, enfriando la zona central. Es decir, el desplazamiento del punto de ignición del helio se toma como un parámetro libre. Sin embargo, es de esperar (como de hecho hemos comprobado en nuestras simulaciones) que la razón física que puede causar este desplazamiento cambie también la estructura del núcleo.

Un caso distinto son las estrellas de Población III (Hollowell et al. 1990; Picardi et al. 2004) en donde sí se produce mezcla de carbono con la envoltura en el momento del *flash*. Sin embargo, la razón física de esta mezcla es una característica particular de las estrellas con  $Z = 0$  que no encontramos a metalicidades más altas, relacionada con la menor eficiencia de la combustión de hidrógeno a través de las cadenas pp. Por un lado, el *flash* ocurre fuera del centro y por otro la barrera de entropía disminuye. Esto es debido a que, para compensar la menor eficiencia mencionada, la temperatura de la capa de combustión de hidrógeno es más alta y similar a la temperatura de combustión de helio.

A pesar de estas dificultades, un *flash* del He anómalo sigue siendo hoy en día el candidato *favorito* para explicar el origen del enriquecimiento en carbono de las estrellas R-calientes.

Bajo la hipótesis de que un *flash* del helio anómalo mezclase carbono con la envoltura, y teniendo en cuenta la suposición de McClure (1997b) de que todas las estrellas R-tempranas podrían haberse originado en sistemas binarios fusionados, Izzard et al. (2007) estudiaron la viabilidad estadística de los posibles progenitores de estas estrellas mediante modelos de síntesis de poblaciones de binarias. Estos autores concluyen que el escenario que reproduce mejor la estadística y las propiedades observadas de las estrellas R-calientes es la fusión de una enana de helio con una gigante roja, por lo que en la Sección 6.4.5 analizamos dicho escenario mediante simulaciones numéricas.

#### 6.4.2 Posible contrapartida de las CEMP-no a metalicidad solar

En los últimos años ha cobrado mucho interés el estudio de las estrellas pobres en metales y enriquecidas en carbono ( $[C/Fe] \geq 1$ ), las denominadas *Carbon Enhanced Metal Poor Stars* (CEMP). Entre las estrellas CEMP, se han encontrado tres grupos diferentes: las CEMP-s, que presentan enriquecimiento de elementos-s, las CEMP-no, que no presentan enriquecimiento de elementos-s y las CEMP-s+r, que presentan tanto enriquecimiento de elementos-s como de elementos-r. Se piensa que las estrellas CEMP-s se originaron mediante la transferencia de masa por parte de una estrella AGB en un sistema binario (ver e.g. Aoki et al. 2007). Este escenario está avalado por la confirmación de binariedad, mediante estudios de las variaciones de velocidad radial, en gran parte de estas estrellas (Preston & Sneden 2001; Lucatello et al. 2005). El origen de las estrellas CEMP-s+r

no se conoce aún satisfactoriamente, aunque se cree que se formaron ya enriquecidas en elementos- $r$  procedentes de una supernova gravitatoria que habría contaminado previamente el medio interestelar mientras que los elementos- $s$  los adquirieron como las CEMP-s citadas anteriormente (Jonsell et al. 2006; Pols et al. 2008).

Aoki et al. (2007) estimó que las estrellas CEMP-no constituyen el  $\sim 20\%$  de las estrellas CEMP y propuso dos posibles escenarios para explicar su enriquecimiento en carbono:

1) CEMP-no formadas a partir de gas interestelar, enriquecido en carbono por la contaminación previa debida a una generación de estrellas masivas (Ryan et al. 2005). En particular, se conocen dos estrellas CEMP-no que presentan también grandes sobreabundancias de oxígeno y elementos  $\alpha$  (CS 22949-037 y CS 29498-043, con  $[\text{Mg}/\text{Fe}] = 1.58$  y  $1.75$ , respectivamente). Para explicar las peculiaridades de estas estrellas se ha propuesto que se originaron a partir del remanente de una supernova gravitatoria subluminosa (Tsujiimoto & Shigeyama 2003), que eyectó poco Fe. Otra explicación para estas estrellas CEMP-no, ricas en oxígeno y en elementos  $\alpha$ , es que se formaran a partir de un gas contaminado por la pérdida de masa experimentada por una generación de estrellas masivas muy pobres en metales ( $[\text{Fe}/\text{H}] < -6$ ), como consecuencia de su rápida rotación (Meynet et al. 2006).

2) CEMP-no originadas en sistemas binarios, donde la estrella primaria es una estrella AGB de masa intermedia y muy baja metalicidad que no produciría elementos- $s$  (Komiya et al. 2007). Para descartar o no esta posibilidad, es necesario un estudio sobre la binaridad en una muestra extensa de estrellas CEMP-no. Actualmente se conoce, al menos, una estrella CEMP-no binaria (CS 22957-027, Preston & Sneden 2001).

Las estrellas CEMP-no se caracterizan, como las estrellas R-calientes, por ser ricas en carbono y no estar enriquecidas en elementos- $s$  por lo que se ha sugerido que podrían ser la contrapartida de las estrellas R-calientes a baja metalicidad (o viceversa), es decir que ambos tipos de estrellas tengan el mismo origen. De los dos escenarios comentados anteriormente, vamos a analizar en primer lugar el escenario correspondiente a la contaminación inicial, posteriormente comentaremos, en general, la posibilidad de un origen *extrínseco*.

Usualmente, las estrellas CEMP-no se definen como aquellas estrellas que tienen una abundancia de bario  $[\text{Ba}/\text{Fe}] < 0.5$ . Para establecer una comparación con las estrellas R-calientes, se ha recopilado información sobre las CEMP-no procedente de Ryan et al. (2005), Masseron (2006) y Aoki et al. (2007), incluyendo un total de 11 estrellas CEMP-no.

Como se observa en el diagrama HR comparativo de la Figura 6.12, las estrellas CEMP-no se encuentran en un amplio rango de luminosidades mientras que las estrellas R-calientes sólo se encuentran a  $L \sim 100 L_{\odot}$ . Si las estrellas R-calientes estuvieran enriquecidas originariamente en carbono, encontraríamos también algunas de ellas en la secuencia principal o rama de las sub-gigantes, como sucede en el caso de las CEMP-no. Por tanto, no parece

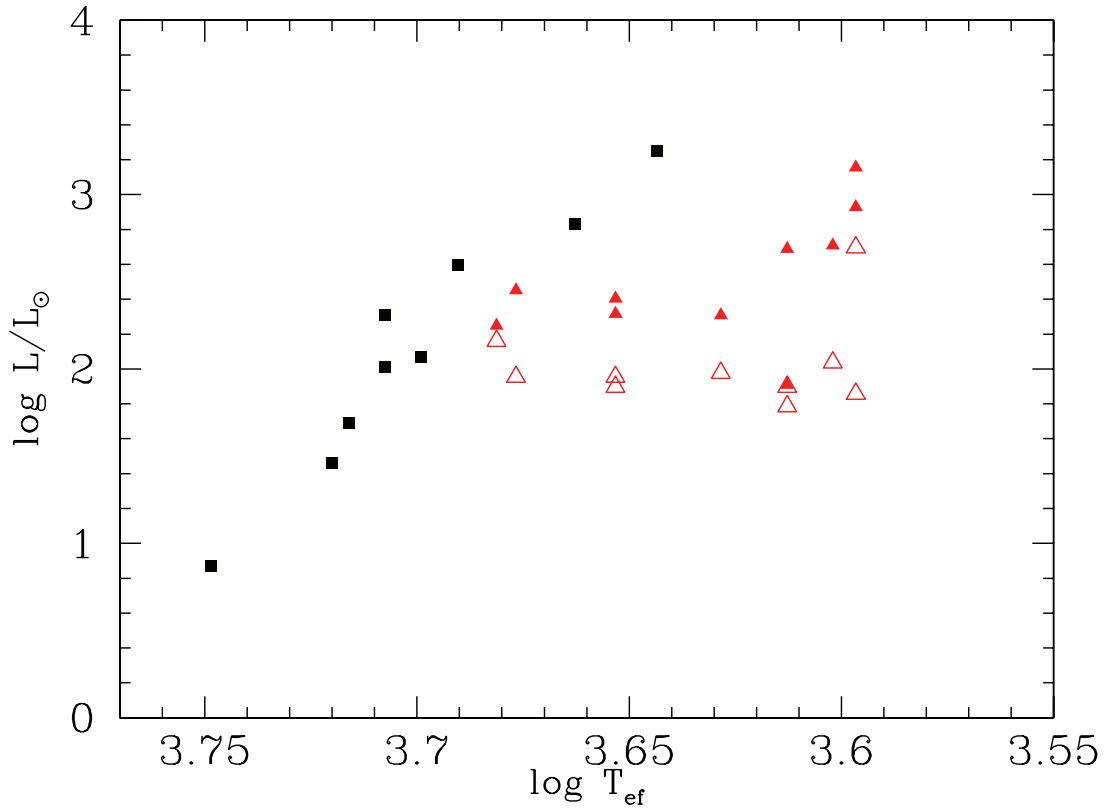


Figura 6.12: Diagrama HR comparativo entre las estrellas CEMP-no y las estrellas R-calientes estudiadas en este trabajo. Las CEMP-no se indican por los cuadrados negros; los triángulos rellenos representan a las R-calientes con la luminosidad calculada según Bergeat et al. (2002a) y los triángulos vacíos representan a las R-calientes con la luminosidad calculada según Knapp et al. (2001).

viable que el enriquecimiento en carbono de las estrellas CEMP-no y R-calientes tenga el mismo origen. Por otro lado, como se observa en esta figura, las estrellas CEMP-no con luminosidad  $\sim 100 L_{\odot}$  están algo desplazadas hacia la izquierda con respecto a las R-calientes, debido a que son mucho menos metálicas que éstas.

No obstante lo anterior, comparemos la abundancias obtenidas en las estrellas CEMP-no y en las estrellas R-calientes (Tabla 6.7). En primer lugar, hay que destacar que existen muy pocas determinaciones (tan sólo en 3 estrellas) de la abundancia de oxígeno en las estrellas CEMP-no. Para estas tres estrellas la razón C/O derivada es muy pequeña, i.e.,  $C/O = 0.10\text{--}0.25$ .

Si comparamos el resto de abundancias químicas, tan sólo hallamos similitud en la baja razón isotópica  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 9$ . Los enriquecimientos de carbono  $[C/Fe]$ , nitrógeno  $[N/Fe]$  y carbono más nitrógeno  $[(C+N)/Fe]$ , respecto a la metalicidad derivada, difieren entre las estrellas R-calientes y CEMP-no. Encontramos que estos enriquecimientos son, aproximadamente, el doble en las estrellas CEMP-no, con una notable dispersión. Así pues

Tabla 6.7: Comparación de las abundancias derivadas en las estrellas R-calientes y en las estrellas CEMP-no.

Abundancia	R-calientes	CEMP-no <sup>a</sup>
C/O	$1.60 \pm 0.7$	$0.15^b \pm 0.05$
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$9 \pm 5$	$9 \pm 6$
[M/H]	$-0.28 \pm 0.20$	$-3.0 \pm 0.6$
[C/Fe]	$0.53 \pm 0.22$	$1.3 \pm 0.7$
[N/Fe]	$0.60 \pm 0.30$	$1.4 \pm 0.9$
[(C + N)/Fe]	$0.60 \pm 0.15$	$1.5 \pm 0.7$

<sup>a</sup> La muestra se tomó de las estrellas recopiladas por Ryan et al. (2005) y Masseron (2006).

<sup>b</sup> Calculada para las 3 estrellas de la muestra con determinación de la abundancia de oxígeno: CS 22949-037, CS 29498-043 y G 64-12

concluimos que las estrellas R-calientes no parecen ser la contrapartida de las CEMP-no a metalicidad próxima a la solar.

### 6.4.3 Posible contaminación inicial en carbono

A pesar de la conclusión anterior, vamos a explorar cómo sería la evolución de una estrella que se formase inicialmente con una razón  $\text{C/O} > 1$ . De esta forma podremos también analizar sus propiedades durante la fase de combustión central de helio, que es la fase evolutiva asociada a las estrellas R-calientes.

Para ello se ha utilizado el código hidrostático de evolución estelar en una dimensión *FRANEC*, descrito anteriormente (Sección 6.3.3). En este caso hemos reducido el número de reacciones nucleares e isótopos, sin incluir el proceso-*s*.

Se han considerado dos modelos diferentes: un modelo de  $1 M_{\odot}$  y otro de  $1.5 M_{\odot}$ , aproximadamente en el rango de masas estimado para las estrellas de tipo espectral R-calientes. En ambos modelos, para obtener abundancias similares a las derivadas en las estrellas R-calientes tras el *primer dragado*, se ha enriquecido la abundancia de carbono ( $^{12}\text{C}$ ) inicial en un factor 4 respecto al Sol, de tal manera que la razón C/O inicial que poseen los modelos es  $\text{C/O} = 2$ . Aunque esta razón carbono-oxígeno es relativamente alta, podría alcanzarse si suponemos que la región de formación estelar ha sido contaminada por una generación anterior de estrellas muy masivas, con masas 11–120  $M_{\odot}$  (Limongi & Chieffi 2007). En nuestros modelos hemos supuesto que el aumento de la abundancia original de carbono se refleja directamente en un aumento de la metalicidad inicial ( $Z = 0.022$  frente a  $Z = 0.015$  para el modelo solar). La abundancia de helio se ha mantenido igual a la solar y la abundancia de hidrógeno se reduce, compensando la mayor metalicidad. En la Tabla 6.8 se muestran las abundancias iniciales (*Pre-SP*) y las de la envoltura tras el *primer dragado* (*FDU*) para los modelos calculados. Las tres últimas filas de la tabla indican la luminosidad, temperatura efectiva y edad durante la fase de combustión central de helio,

exactamente cuando la abundancia central de helio es 0.5 (en fracción de masa).

Tabla 6.8: Abundancias obtenidas en la superficie, pre-secuencia principal (*Pre-SP*) y tras el *primer dragado* (*FDU*), para los modelos enriquecidos inicialmente en carbono.

Composición superficial	Sol		1.0 M <sub>⊙</sub> <sup>12</sup> C×4		1.5 M <sub>⊙</sub> <sup>12</sup> C×4	
	Y = 0.269, Z = 0.015		Y = 0.269, Z = 0.022		Y = 0.269, Z = 0.022	
	<i>Pre-SP</i>	<i>FDU</i>	<i>Pre-SP</i>	<i>FDU</i>	<i>Pre-SP</i>	<i>FDU</i>
C/O	0.50	0.46	2.00	1.70	2.00	1.40
<sup>12</sup> C/ <sup>13</sup> C	84	29	330	39	330	29
[C/Fe]	0.00	-0.06	0.47	0.43	0.47	0.35
[N/Fe]	0.00	0.13	0.00	0.30	0.00	0.56
[O/Fe]	0.00	0.00	0.00	0.02	0.00	0.02
log L/L <sub>⊙</sub> <sup>a</sup>	1.71		1.71		1.76	
log T <sub>ef</sub> <sup>a</sup>	3.68		3.68		3.69	
Edad (Gaños) <sup>a</sup>	13.8		16.2		3.8	

1.0 M<sub>⊙</sub><sup>12</sup>C×4 y 1.5 M<sub>⊙</sub><sup>12</sup>C×4 designan a los modelos enriquecidos en <sup>12</sup>C en un factor 4 respecto al Sol, con masa 1.0 y 1.5 M<sub>⊙</sub> respectivamente.

<sup>a</sup> Valores calculados durante la combustión central del helio cuando su abundancia se ha reducido a la mitad.

Si comparamos las abundancias indicadas en la Tabla 6.8 con las derivadas en las estrellas R-calientes (Tabla 6.7), observamos que las razones de abundancias, C/O, [C/Fe], [N/Fe] y [O/Fe] obtenidas en los modelos son similares a las correspondientes en las estrellas R-calientes, teniendo en cuenta la dispersión existente entre éstas.

En el modelo 1.0 M<sub>⊙</sub><sup>12</sup>C×4 la razón C/O final obtenida es 1.7 mientras que en el modelo 1.5 M<sub>⊙</sub><sup>12</sup>C×4 algo menor, 1.4. Esta diferencia se debe, principalmente, a la mayor eficiencia del ciclo CN en el modelo de 1.5 M<sub>⊙</sub> respecto al de 1.0 M<sub>⊙</sub>, eficiencia que domina frente al efecto de dilución de las abundancias en una envoltura mayor. Esto se pone de manifiesto también en las abundancias de nitrógeno obtenidas tras el *primer dragado*, ya que para el modelo 1.0 M<sub>⊙</sub><sup>12</sup>C×4 se tiene [N/Fe] = 0.30, mientras que para 1.5 M<sub>⊙</sub><sup>12</sup>C×4 se tiene, [N/Fe] = 0.56. La abundancia de oxígeno, que no ha sido modificada significativamente por la combustión parcial de hidrógeno, no varía apreciablemente tras el *primer dragado*.

La razón <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C es bastante similar en los tres modelos y, como se esperaba, está lejos de las bajas razones derivadas observacionalmente en las estrellas R-calientes (<sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C = 9). De hecho empeora, <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C = 39 frente a 29, para el modelo de 1.0 M<sub>⊙</sub>, debido a que hemos aumentado sin más el <sup>12</sup>C inicial.

En la Figura 6.13 se muestra el diagrama HR de los tres modelos calculados junto con las estrellas R-calientes de este trabajo (triángulos). Se observa que apenas hay diferencia entre el modelo solar y el modelo 1.0 M<sub>⊙</sub><sup>12</sup>C×4 en la zona en la que encontramos las estrellas R-calientes; la luminosidad y temperatura efectiva para ambos modelos es la misma (Tabla 6.8). Esto indica que el enriquecimiento considerado en carbono no modifica apreciablemente las opacidades, ni otras propiedades en esta fase evolutiva.



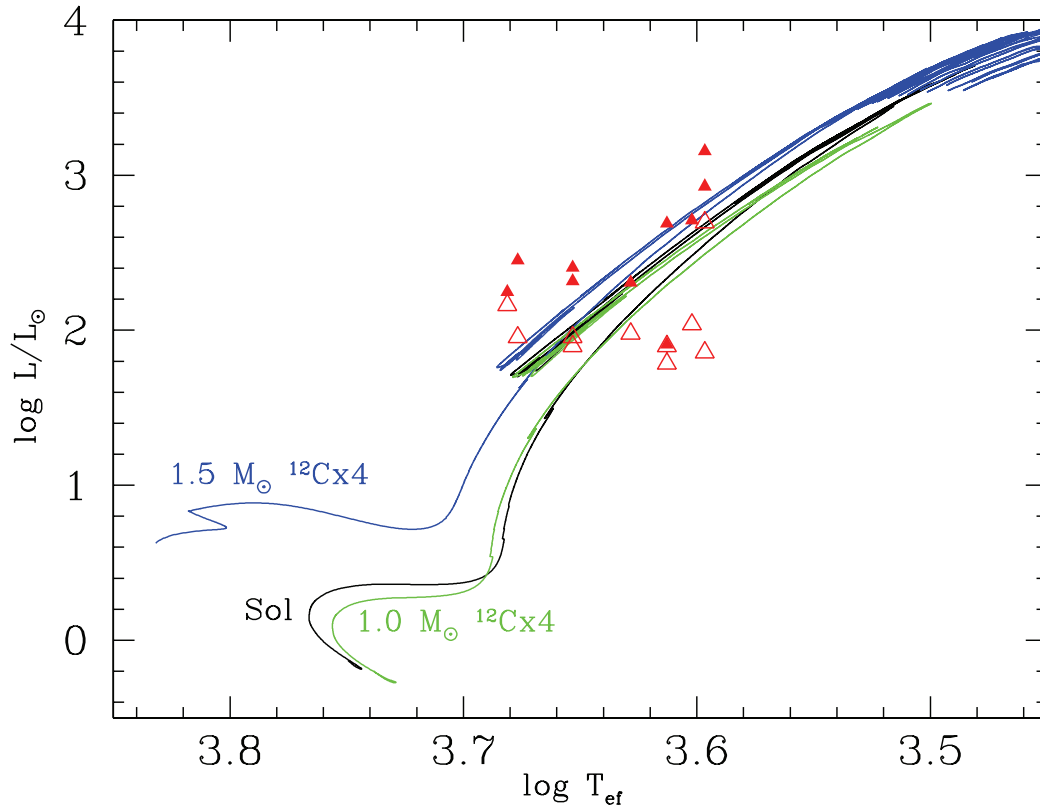


Figura 6.13: Diagrama HR comparativo entre los modelos calculados mediante el código de evolución estelar *FRANEC* y las estrellas R-calientes de la muestra (símbolos como en la Figura 6.7). La línea de color negro representa el modelo solar, la línea de color verde el modelo  $1.0 M_{\odot}^{12}\text{C}\times 4$  y la línea de color azul el modelo  $1.5 M_{\odot}^{12}\text{C}\times 4$ .

La evolución posterior de las estrellas R-calientes dependerá, como para cualquier estrella, de su masa. Así, durante la fase AGB, las menos masivas no experimentarán el *tercer dragado*, por lo que el modelo anterior de  $1.0 M_{\odot}$  sería una estrella AGB de carbono poco luminosa sin enriquecimiento en elementos-*s*. Mientras que las más masivas, como el modelo de  $1.5 M_{\odot}$ , experimentarían el *tercer dragado* y no se distinguirían de las estrellas C(N).

Si observamos los tiempos de evolución (Tabla 6.8), la contaminación inicial en carbono y el correspondiente aumento de metalicidad, implican un aumento considerable del tiempo de evolución (2.4 Gaños para el modelo de  $1.0 M_{\odot}$ ). De esta forma, estrellas con masas del orden de  $1.5 M_{\odot}$ , evolucionando como estrellas aisladas en la HB, podrían ser compatibles con la edad del disco *grueso* si su metalicidad inicial fuese ligeramente superior a la solar.

En conclusión, modelos con una masa comprendida entre  $1.0$  y  $1.5 M_{\odot}$  enriquecidos previamente en carbono,  $\text{C}/\text{O} = 2$ , reproducen las características principales de las estrellas R-calientes, a excepción de la razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ . Sin embargo, el hecho de que no se hayan

observado estrellas R-calientes en la secuencia principal u otros estados evolutivos anteriores a la fase de combustión del helio, como ya comentamos en la Sección 6.4.2, hace que este escenario no parezca viable. Por otra parte, a metalicidades próximas a la solar se esperaría que el medio interestelar en la Galaxia fuese ya homogéneo, al contrario de lo que posiblemente ocurrió cuando se formaron las estrellas CEMP, en épocas tempranas de la evolución galáctica en las que las inhomogeneidades locales dominarían (Karlsson & Gustafsson 2005).

#### 6.4.4 Posible origen *extrínseco*

Vamos a discutir la posibilidad de que el origen de las estrellas R-calientes sea la transferencia de masa en un sistema binario. Nos centramos en el enriquecimiento en  $^{12}\text{C}$ , dejando al margen el problema de la no detección de elementos-*s*.

Para ello recordemos que la dilución  $f$  se define como  $f = \frac{M_{AGB}(transf)}{M_{ini}^{envol}}$  (Ec. 6.7), donde  $M_{AGB}(transf)$  es la masa transferida por la estrella primaria en la fase AGB y  $M_{ini}^{envol}$  es la masa de la envoltura de la estrella secundaria que posee la composición química original. La metalicidad promedio derivada en el presente trabajo para las estrellas R-calientes es  $[\text{M}/\text{H}] = -0.28 \pm 0.20$ , y la razón C/O promedio  $\text{C}/\text{O} = 1.6 \pm 0.7$ . Esta metalicidad se encuentra en el límite de la metalicidad máxima posible para formar una estrella de carbono *extrínseca*,  $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.3$ , según los modelos de Abia et al. (2003) (ver Sección 6.3.3). Nótese que estos modelos están calculados tomando las abundancias solares según Grevesse & Sauval (1998), adoptando una masa para la estrella secundaria de  $1.0 M_{\odot}$  (ver Tabla 6.5). Aunque nuestras abundancias solares de referencia son las correspondientes a Asplund et al. (2005), la razón C/O solar derivada por éstos ( $\text{C}/\text{O} = 0.54$ ) es prácticamente la misma que la derivada por Grevesse & Sauval (1998) ( $\text{C}/\text{O} = 0.49$ ), por lo que podemos utilizar la Tabla 6.5, sin más, a efectos comparativos. Si consideramos el modelo en el que la estrella primaria tiene  $1.5 M_{\odot}$  (masa para la que se obtiene la razón C/O más alta en el último pulso térmico según la Tabla 6.5), la estrella secundaria  $1.0 M_{\odot}$  (masa compatible con la masa estimada para las estrellas R-calientes) y metalicidad  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.3$ , la dilución necesaria para que la que estrella secundaria presentase  $\text{C}/\text{O} = 1$  en su envoltura sería  $f = 0.79$ . Sin embargo, la razón C/O en las estrellas R-calientes alcanza valores claramente superiores a uno, por lo que el valor de  $f$  debería ser aún mucho mayor. Por tanto, la probabilidad de formar una estrella de carbono *extrínseca* a la metalicidad y razón C/O derivadas en las estrellas R-calientes es muy baja.

A pesar de esto, se conoce al menos un objeto, la estrella de carbono BD +57° 2161, que parece haberse formado mediante la transferencia de masa en un sistema binario de metalicidad próxima a la solar ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2$ , Zlač et al. 2005). En el análisis químico realizado por Zlač et al. se estimaron unos parámetros atmosféricos similares a los de las estrellas R-calientes ( $T_{\text{ef}} = 4555 \text{ K}$ ,  $\log g = 2.5$  y  $\xi = 2.0 \text{ km/s}$ ), se derivó  $\text{C}/\text{O} = 2.2$ ,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 10$ ,  $[\text{N}/\text{Fe}] = +0.5$  y una importante sobreabundancia de elementos-*s*,  $[s/\text{Fe}] =$

+1.5. El análisis de la velocidad radial, también realizado por Začs et al., concluyó que la estrella era binaria. Así, estos autores sugirieron que las abundancias en esta estrella son el resultado de la transferencia de masa por parte de una estrella durante la fase AGB. Como hecho destacable, la velocidad radial que posee esta estrella ( $\sim 60$  km/s) es característica de las estrellas clasificadas como *CH-like*, i.e., es un objeto del disco grueso de la Galaxia al igual que las estrellas R-calientes.

Como sabemos, McClure (1997b) no detectó ninguna binaria estudiando las variaciones de la velocidad radial en una muestra de 22 estrellas R-calientes. No obstante, hay que señalar que la detección de binariedad mediante las variaciones en el tiempo de la velocidad radial tiene sus limitaciones, especialmente si la separación de las componentes es relativamente grande. McClure (1997b) no detectó binariedad para HIP 36223, presente en nuestra muestra de estrellas R-frías, y sin embargo es una conocida estrella simbiótica (ver Sección 3.3.3). De igual modo, McClure tampoco detectó binariedad para la estrella R-caliente HIP 105241, que sí es una estrella binaria según Frankowski et al. (2007). Para esta última estrella no hay análisis químico disponible, por lo que no podemos concluir si en realidad se trata de una estrella de tipo espectral CH mal clasificada, cosa que parece lo más probable.

En conclusión, aún sin entrar en la cuestión del enriquecimiento en elementos-*s*, es muy poco probable que se pueda formar una estrella de carbono *extrínseca* a la metalicidad típica que poseen las estrellas R-calientes, aunque existe al menos una excepción (BD +57° 2161, excepción que confirma la regla... o que la cuestiona).

#### 6.4.5 Posible origen *intrínseco* de las estrellas R-calientes: fusión de un sistema binario

Excluidos los escenarios anteriores, contaminación original y origen *extrínseco*, el escenario más razonable sería el origen *intrínseco* y, en concreto, la contaminación interna durante el *flash* del helio. Esta posibilidad, como se comentó en las Secciones 2.6.6 y 6.4.1, se ha venido considerando desde hace décadas. Se trataría de un *flash* del helio anómalo que afectase a un pequeño porcentaje de estrellas. Para inducirlo se recurre a la rotación que, en principio, desplazaría el *flash* hacia la parte externa del núcleo de helio y, de esta forma, provocaría la mezcla de carbono con la envoltura. No obstante, no se han realizado modelos que demuestren que esta secuencia de hechos se verifica (ver Sección 6.4.1).

Como se indicó en el Capítulo 2, McClure (1997b) no halló ninguna estrella binaria en un estudio de 22 estrellas R-calientes y, dada la escasa probabilidad de este hecho, concluyó que estas estrellas se originaron a partir de un sistema binario que se fusionó completamente en el pasado (*mergers*). En este contexto, Izzard et al. (2007) han explorado los posibles canales que conducirían a la formación de una estrella R-temprana mediante fusión basándose en un código de síntesis de poblaciones binarias (Izzard et al. 2006; Hurley et al. 2002). En sus modelos incluyeron tanto poblaciones de estrellas individuales como de sistemas binarios considerando que la interacción con la estrella compañera pudiera

producirse mediante fuerzas de marea, acreción del viento estelar y/o desbordamiento del lóbulo de Roche (RLOF)<sup>5</sup>. La tasa de formación estelar se supuso constante y se tomó la función inicial de masa (IMF) según Kroupa et al. (1993). La nucleosíntesis también se implementó en los modelos, según los resultados obtenidos por Karakas et al. (2002).

Entre todos los sistemas binarios sintetizados, se consideró que un sistema binario era un posible precursor de estrella R-caliente cuando verificase:

1) Los progenitores debían ser lo suficientemente viejos, i.e., objetos del disco *grueso* con una edad superior a 5 Gaños. Esto excluye a las estrellas *TP-AGB* aisladas, ya que para experimentar el *tercer dragado* y enriquecerse en carbono, deben tener una masa  $\geq 1.25 M_{\odot}$  y por lo tanto, serían más jóvenes que las estrellas R-calientes.

2) Los progenitores de estrellas R-tempranas debían experimentar una fase de envoltura común, tras la cual los dos núcleos (ambos compuestos de helio) se fusionarían. Izzard et al. modificaron la prescripción de envoltura común de Hurley et al. (2002) de tal manera que en la fusión de los dos núcleos estelares, el núcleo menos masivo formara un disco de acreción alrededor del más masivo. El núcleo más masivo continuaría acretando masa hasta formar un único núcleo con rotación rápida. Esta rotación del núcleo fusionado sería la causante de que el *flash* del He se produjera algo más desplazado hacia el exterior que en el caso del *flash* del He estándar. Como consecuencia, parte del carbono podría transportarse a la envoltura de la estrella (ver Sección 6.4.1).

Entre todos los progenitores posibles, el canal dominante a metalicidad solar ( $\sim 70\%$ , denominado R3 en el artículo de Izzard et al. 2007) está constituido por una estrella enana blanca de He y una estrella gigante roja. Este canal se divide, a su vez, en dos subtipos, los sistemas binarios de corto periodo, 1–2 días, que representarían el 77 % del total y los de largo periodo, 150–700 días, que representarían el 23 %. En el primer caso, las masas iniciales estimadas de las componentes serían  $M_1 = 1\text{--}1.7 M_{\odot}$  y  $M_2 = 0.3\text{--}1.0 M_{\odot}$ , y la separación inicial  $5 \leq a/R_{\odot} \leq 8$ . Para el segundo caso, las masas estimadas son  $M_1 = 1\text{--}1.7 M_{\odot}$ ,  $M_2 = 0.95\text{--}1.3 M_{\odot}$  y la separación  $150 \leq a/R_{\odot} \leq 450$ .

Para entender mejor este escenario, se ha representado en la Figura 6.14 la evolución que seguiría un sistema binario de tales características hasta la formación de una estrella R-caliente. Las fases indicadas en la figura representan lo siguiente:

a) La futura estrella R comienza como una binaria de edad cero con masas  $M_1 = 1\text{--}1.7 M_{\odot}$  (izquierda) y  $M_2 = 0.3\text{--}1.0 M_{\odot}$  (derecha), con un periodo orbital de 1–2 días.

b) La estrella primaria evoluciona y se expande, transfiriendo material a la estrella se-

---

<sup>5</sup>El lóbulo de Roche es la región alrededor de una estrella en la que el material está ligado a ésta mediante la gravedad.

cundaria mediante desbordamiento del lóbulo de Roche. Como resultado, la separación entre las estrellas aumenta.

c) Después de la transferencia de masa, la primaria se transforma en una enana blanca de helio de baja masa ( $0.15\text{--}0.20 M_{\odot}$ ). La secundaria es ahora una estrella *blue straggler*, ya que al haber acreetado masa de la compañera es una estrella más masiva (i.e. más brillante y más azul) de lo que debería ser para su edad.

d) La estrella secundaria evoluciona y se expande conforme asciende la rama RGB. Las estrellas están más separadas ahora que en su nacimiento, por lo que el núcleo de la secundaria tiene más tiempo para crecer y llega a ser más masivo ( $0.16\text{--}0.24 M_{\odot}$ ) que el de la estrella primaria. De hecho, el núcleo crece hasta que se produce nuevamente transferencia de masa por desbordamiento del lóbulo de Roche.

e) La transferencia de masa es inestable y se forma una envoltura común. Los núcleos de He rotan conjuntamente y se funden. Se produce entonces la ignición del He en el núcleo fusionado que tiene rotación rápida. Como resultado, se mezclaría carbono en la envoltura.

f) La estrella formada comienza la fase de combustión central del He. Su envoltura es rica en carbono, por lo que se observa como una estrella de tipo espectral R.

Este escenario presenta algunos inconvenientes. En primer lugar, el número de estrellas R originadas mediante este mecanismo es un orden de magnitud más grande que el número de estrellas R observadas. Izzard et al. interpretan este resultado como positivo, ya que puede que no todos los modelos propuestos originen finalmente una estrella de tipo espectral R. Nótese que según los resultados de nuestro trabajo (Sección 6.3) el número de estrellas R-calientes sería sensiblemente inferior al supuesto hasta ahora dado que probablemente muchas de ellas han sido clasificadas erróneamente. Este hecho incrementaría la discrepancia entre el número real de estrellas R y las predichas por Izzard et al. En segundo lugar, para que se produzca la necesaria mezcla de carbono en la envoltura de la estrella, es necesario que el núcleo de He, como consecuencia de la fusión, esté rotando rápidamente. Sin embargo, las estrellas de tipo espectral R no rotan rápidamente (McClure 1997b), por lo que se requiere algún tipo de mecanismo que permita perder parte del momento angular. En tercer lugar, Izzard et al. estudiaron la viabilidad estadística pero no realizaron modelos incluyendo el *flash*, suponen que la mezcla de carbono con la envoltura ocurriría sin más.

Verificar este último punto es crítico, por lo que hemos estudiado la viabilidad de este escenario realizando simulaciones numéricas en una dimensión, mediante el código hidrostático de evolución estelar *FRANEC* y en tres dimensiones con un código *SPH* (*Smoothed Particle Hydrodynamics*). A continuación se describen estas simulaciones y los resultados obtenidos.

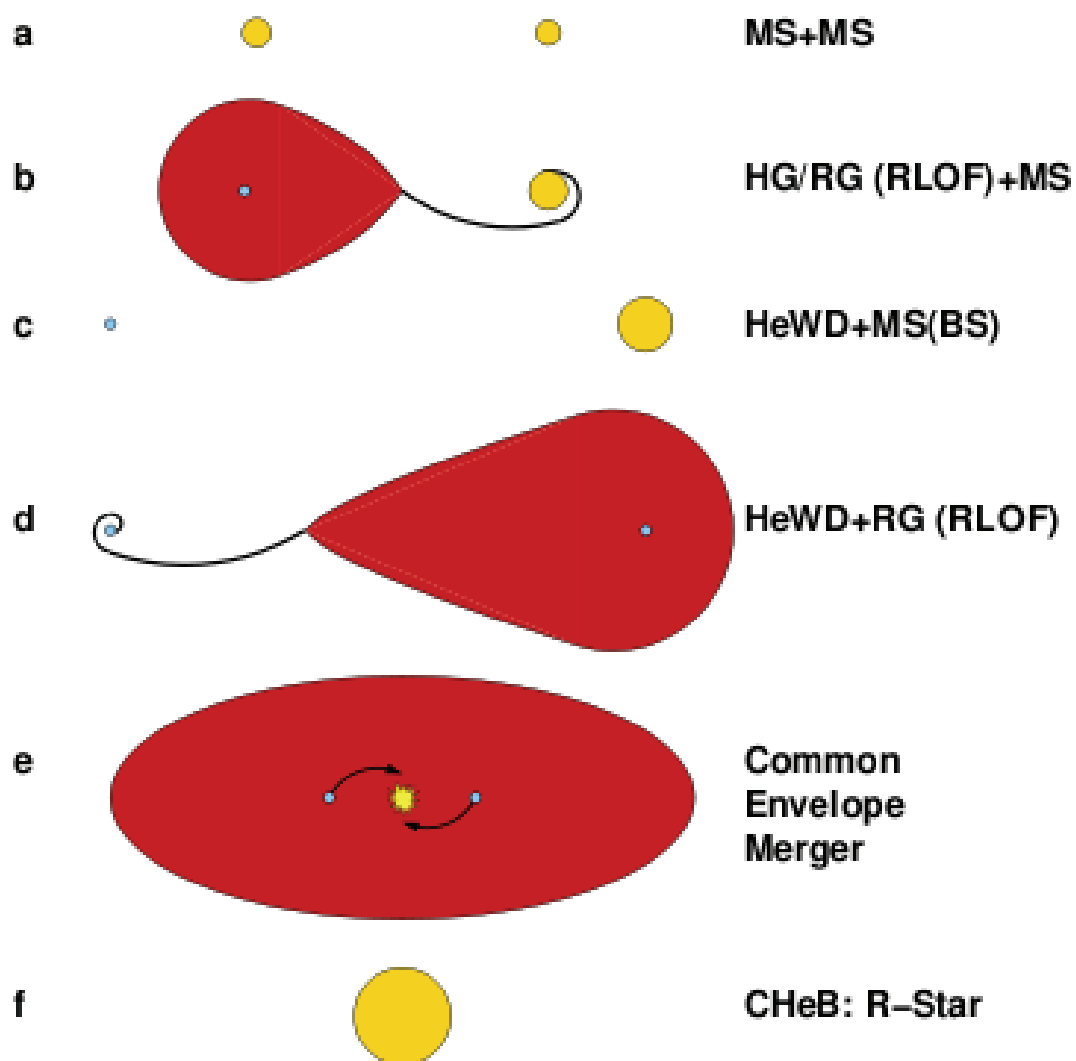


Figura 6.14: Evolución del sistema binario que daría lugar a una estrella R-caliente tras la fusión de una enana blanca de helio con una RG (ver texto para detalles). Figura tomada de Izzard et al. (2008).

### Simulaciones en una dimensión

Hemos seleccionado un modelo representativo del escenario propuesto por Izzard et al. (2007) como el más favorable para originar las estrellas R-calientes: "la fusión de un sistema binario compuesto por una enana blanca de helio y una estrella gigante roja". Estos sistemas experimentan dos fases de envoltura común, la primera tiene lugar cuando la estrella, inicialmente más masiva, llega a la fase de gigante roja. Entonces pierde toda su envoltura y se transforma en una enana blanca de helio. La segunda ocurre cuando la estrella, inicialmente menos masiva, llega a su vez a la fase de gigante roja.

Las simulaciones se han realizado con el código de evolución estelar *FRANEC* descrito anteriormente (Sección 6.3.3). En este caso se ha empleado una red reducida de reacciones nucleares y no se ha tenido en cuenta la opacidad debida a las especies moleculares. La fusión de los núcleos se ha simulado mediante un proceso de acreción (Piersanti et al. 2003, 2009).

En primer lugar, formamos una enana blanca de helio de  $0.15 M_{\odot}$  que sería la descendiente de la estrella inicialmente más masiva del sistema binario. La estrella inicialmente menos masiva, que es la que nos marca la escala temporal, es una estrella de  $1.3 M_{\odot}$  cuya evolución seguimos hasta la fase de gigante roja (RG). Cuando la separación entre las componentes es de  $20 R_{\odot}$  y el núcleo de helio de la estrella RG posee  $0.2 M_{\odot}$ , tiene lugar la segunda fase de envoltura común, entonces se elimina parte de la envoltura ( $\sim 0.5513 M_{\odot}$ ) de forma que los núcleos se fusionen (Nelemans et al. 2001). Esta fusión se simula mediante una tasa de acreción constante  $1 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$  (próximo al límite de Eddington), tal que la materia resulte efectivamente acremada sobre el núcleo de He de la RG.

Las características del modelo se muestran en la Tabla 6.9, donde las primeras cuatro filas se refieren a las propiedades del sistema antes de la segunda fase de envoltura común y las dos últimas indican las masas finales obtenidas tras la fusión del sistema binario ( $M_f$  es la masa final de la estrella fusionada y  $M_{cf}$  es la masa final del núcleo fusionado).

En principio, suponemos que el momento angular del sistema se conserva, transfiriéndose al núcleo acretado y distribuyéndose en éste en una escala de tiempo corta. De esta forma se alcanza rápidamente la velocidad angular crítica (Kepleriana, i.e., fuerza centrífuga igual a fuerza gravitatoria) y no se acretaría más materia. Para que el proceso de acreción no se detenga suponemos que parte del momento angular se transfiere a la envoltura a través del disco manteniéndose la velocidad angular de rotación del núcleo por debajo de la crítica (según Popham & Narayan 1991).

Una vez que los dos núcleos se fusionan, dando lugar a un núcleo de helio de  $\approx 0.35 M_{\odot}$ , se siguió la evolución de la nueva estrella hasta el final de la fase de combustión central del He.

Los resultados principales son los siguientes:

1. Durante el proceso de acreción, debido al alto ritmo al que se transfiere la masa, la

Tabla 6.9: Masas y separación adoptadas para las componentes del sistema binario simulado. Se supone que previamente han experimentado una fase de envoltura común.

$M_{WD}$	$0.15 M_{\odot}$
a	$20 R_{\odot}$
$M_{RG}$	$1.30 M_{\odot}$
$M_{He} \text{ (RG)}$	$0.2036 M_{\odot}$
$M_f$	$0.9049 M_{\odot}$
$M_{cf}$	$0.3536 M_{\odot}$

$M_{WD}$  = masa de la enana blanca de helio; a = separación del sistema binario;  $M_{RG}$  = masa de la gigante roja secundaria;  $M_{He} \text{ (RG)}$  = masa del núcleo de helio de la estrella gigante roja secundaria;  $M_f$  = masa final de la estrella fusionada;  $M_{cf}$  = masa final del núcleo de He de la estrella fusionada.

energía térmica se concentra en las capas externas del núcleo de He.

2. Cuando cesa la acreción y el tiempo característico de evolución aumenta, la energía térmica se transfiere hacia el interior.

3. La ignición del He es prácticamente central; ocurre cuando el máximo de temperatura se halla a  $m(r) = 10^{-3} M_{\odot}$  del centro. Se desarrolla entonces una zona convectiva que se extiende hasta  $\approx 0.365 M_{\odot}$ , desapareciendo la degeneración del núcleo.

4. La capa de combustión de H se encuentra a  $\approx 0.388 M_{\odot}$  y no se produce mezcla del material del interior hacia la envoltura, ni tampoco penetra la envoltura convectiva hacia el interior.

En la Figura 6.15 se muestran estos resultados. En el panel inferior se indica la localización en coordenada de masa y en función del tiempo de: (a) la base de la envoltura convectiva, (b) la capa de combustión de H (donde se produce su máximo de energía), (c) la temperatura máxima, (d) la capa de combustión de He y, en particular, de la extensión de la zona convectiva. En el panel superior se indica la energía que se produce debida a la combustión de H y a la combustión de He, apreciándose que el *flash* provocado no es muy fuerte (unos 4 ordenes de magnitud menos, según nuestros modelos, que un *flash* "estándar", sin rotación). Disminuyendo en un factor 10 la velocidad angular de rotación del núcleo, el resultado es el mismo que el descrito anteriormente.

Hemos considerado otros sistemas binarios en los que, tras la fusión, el núcleo de He es más masivo ( $0.4$  y  $0.55 M_{\odot}$ ). En ambos casos, la ignición del He tiene lugar inmediatamente después de la fase de acreción, antes de que la energía térmica pueda transferirse al interior. Por esta razón la ignición se produce en las capas externas, recientemente acretadas, con



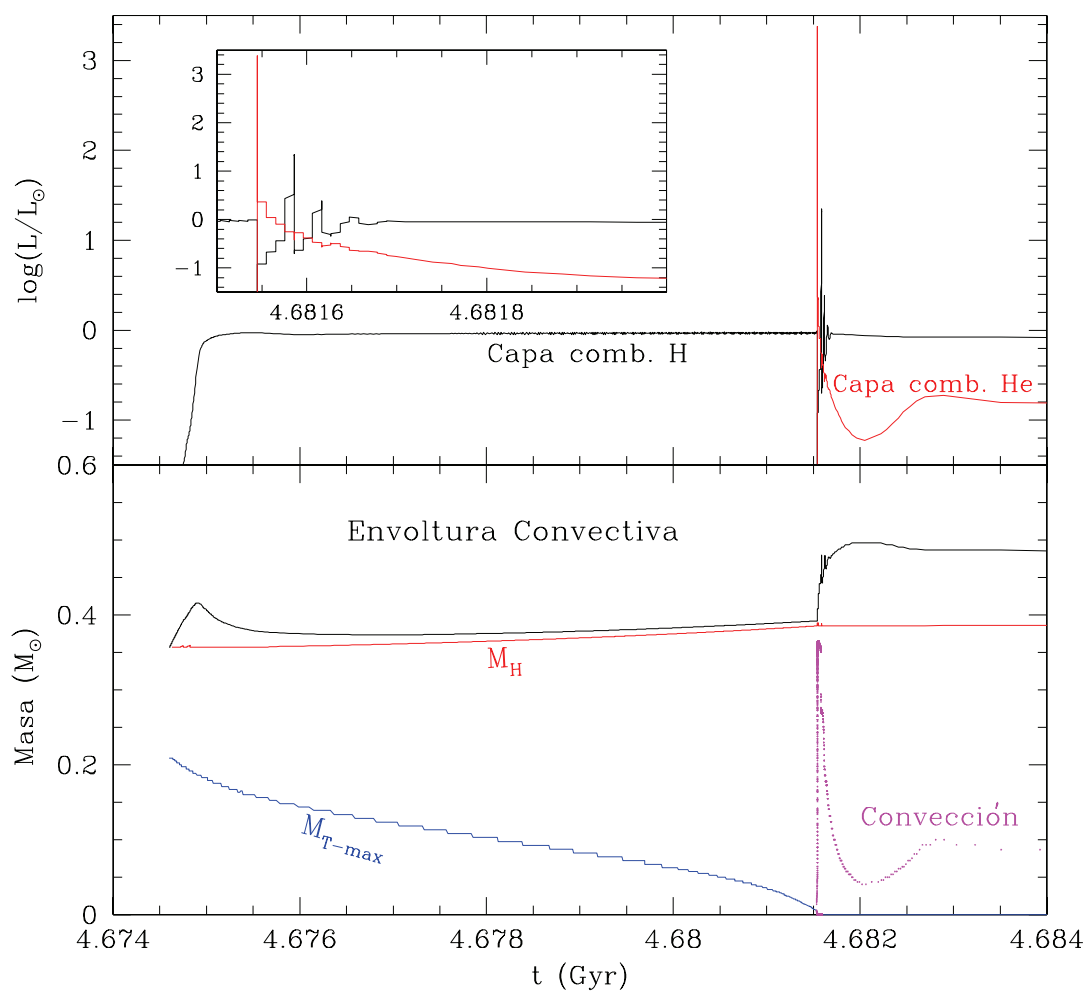


Figura 6.15: Evolución del sistema binario correspondiente al modelo de la Tabla 6.9. Se indica la posición de la capa de combustión de H, capa de combustión de He, envoltura convectiva, temperatura máxima y la extensión de la región convectiva generada por el *flash* del He. Ver texto para detalles.

un nivel de degeneración bajo, por lo que el *flash* es muy débil, no produciéndose mezcla de carbono.

Según nuestros resultados, el parámetro clave en estas fusiones es la energía térmica acumulada en el material que va siendo acretado y que cambia la estructura térmica del núcleo. En ningún caso se llega a una situación que favorezca la mezcla de carbono con la envoltura. Cuando la ignición es central el *flash* no es particularmente energético y, cuando la ignición ocurre en las capas más externas del núcleo, el *flash* es aún más débil. Según nuestras simulaciones en 1D no hay posibilidad de formar una estrella de tipo espectral R mediante el escenario propuesto por Izzard et al. (2007).

### Simulaciones en tres dimensiones mediante SPH

En las simulaciones presentadas en la sección anterior tuvimos que adoptar una serie de hipótesis y simplificaciones para tratar el problema en 1D. La realización de una simulación en tres dimensiones (3D) y con un código hidrodinámico, tiene la gran ventaja de que la evolución del sistema se sigue *naturalmente* mediante las ecuaciones hidrodinámicas sin suposiciones adicionales sobre el transporte de momento angular, tasa de acreción u otras magnitudes de interés en la fusión del sistema binario. Lamentablemente, hoy en día las simulaciones hidrodinámicas en 3D requieren unos tiempos de cálculo tales que solo permiten cubrir escalas de tiempo muy cortas relativas a la evolución de una estrella. Esto hace inabordable el estudio de la evolución estelar mediante estos códigos. Sin embargo, es posible realizar simulaciones de fases "rápidas", especialmente relevantes y que sirvan para contrastar las aproximaciones empleadas en las simulaciones en 1D.

Para simular la fusión entre la enana blanca y la estrella gigante hemos usado un código hidrodinámico en 3D basado en la técnica *Smoothed Particle Hydrodynamics* o *SPH* (e.g. Monaghan 1992). El funcionamiento del código *SPH* consiste, básicamente, en que el fluido objeto de estudio se discretiza en un conjunto de puntos de interpolación. Las propiedades físicas del sistema se evalúan en cada uno de esos puntos como un promedio (con su peso correspondiente) de las propiedades físicas de los puntos de interpolación más cercanos al que se está evaluando. El peso correspondiente a la contribución de cada punto está dado, por tanto, por una función que decrece a medida que aumenta la distancia entre puntos. A estos puntos de interpolación se les asocia una masa, por lo que se denominan *pseudo-partículas* o, simplemente, partículas del *SPH*. Así, especificando la ecuación de estado, la física relevante en un escenario dado (reacciones nucleares, conducción térmica...) y resolviendo las ecuaciones hidrodinámicas, podemos seguir la evolución de las partículas y por tanto, la evolución del sistema. Este método está especialmente indicado para tratar problemas de conservación del momento angular. Para información más detallada, puede consultarse e.g. Cabezón et al. (2008) y Piersanti et al. (2009).

La técnica *SPH* ha sido empleada en el pasado para simular fusiones tanto de objetos compactos como de estrellas de diferentes tipos (Guerrero et al. 2004; Lombardi et al. 2006;

Rosswog 2005; Lorén-Aguilar et al. 2005). En nuestro caso se ha adaptado para tratar el problema de destrucción por fuerzas de marea de la enana blanca en el campo gravitatorio de la gigante. En el *SPH* los choques se tratan introduciendo viscosidad artificial. Esta viscosidad artificial puede llevar a un acoplamiento excesivo a través de fuerzas de fricción que no son resultado de la física sino del tratamiento numérico (Guerrero et al. 2004). La ecuación de estado tiene en cuenta la degeneración parcial de los electrones, mientras que para los iones se emplea la ecuación de estado de gas ideal.

Dado que el código *SPH* es completamente explícito, la condición de Courant impone fuertes restricciones al paso de tiempo, por lo que sólo es posible emplearlo para fases con tiempos característicos de evolución cortos. En nuestro caso simulamos la primera fase de la fusión de los dos núcleos de helio.

Partimos de la enana de helio y la gigante roja obtenidas mediante el código *FRANEC*, tal y como se describió en el apartado anterior. Estas estructuras se "traducen" a partículas-masa del *SPH* en 3D que se distribuyen radialmente según el gradiente de densidad del modelo en 1D y aleatoriamente en la otra dimensión. Posteriormente, para obtener unas estructuras iniciales estables, se deja que estas partículas evolucionen y alcancen el equilibrio según el campo gravitatorio y las fuerzas de presión. Para describir la gigante roja se emplean 50000 partículas, mientras que para describir la enana blanca empleamos 36833, la masa por partícula es de  $4 \times 10^{-6} M_{\odot}$ . Con esta resolución podemos reproducir cuatro órdenes de magnitud en densidad, suficiente para los núcleos compactos pero no para describir la envoltura de la gigante roja, por lo que finalmente la fusión se realiza entre el núcleo de He de la gigante roja ( $0.20 M_{\odot}$ ) y la enana blanca de He ( $0.15 M_{\odot}$ ). Las dos componentes se colocan en órbita alrededor de su centro de masa y de forma que la superficie de la enana blanca de He se sitúe muy próxima a su lóbulo de Roche, en concreto, a  $1.1 R_L$  (equivalente a una separación  $\sim 0.1 R_{\odot}$ ).

Desde el principio comienza el proceso de acreción de la enana blanca de helio sobre el núcleo de la gigante. En este proceso el potencial gravitatorio de la gigante va aumentando produciendo efectos de marea sobre la enana que a su vez, al ser degenerada, aumenta su radio conforme va perdiendo masa. Es decir, una vez comenzado el proceso de fusión-acreción, éste se mantiene. La evolución del sistema se muestra en la Figura 6.16, donde la posición de las partículas, para los distintos instantes de tiempo, se ha proyectado en el plano X-Y.

Cuando la enana ha perdido unas  $0.02 M_{\odot}$  (la mitad de las cuales ha sido acretada y la mitad se encuentra en los brazos espirales), tiene lugar una rápida descompresión que lleva a la fusión del sistema en un tiempo breve, equivalente a una órbita ( $t \sim 3400 - 3600$  s). El incremento de la masa total del núcleo de la estrella gigante, como consecuencia de la transferencia de masa, puede verse en la Figura 6.18. Al final de la simulación ( $t \sim 6480$  s),  $0.05 M_{\odot}$  han sido acretadas, siendo el ritmo equivalente de acreción muy superior al adoptado en las simulaciones en 1D. No obstante, aquí estamos reproduciendo

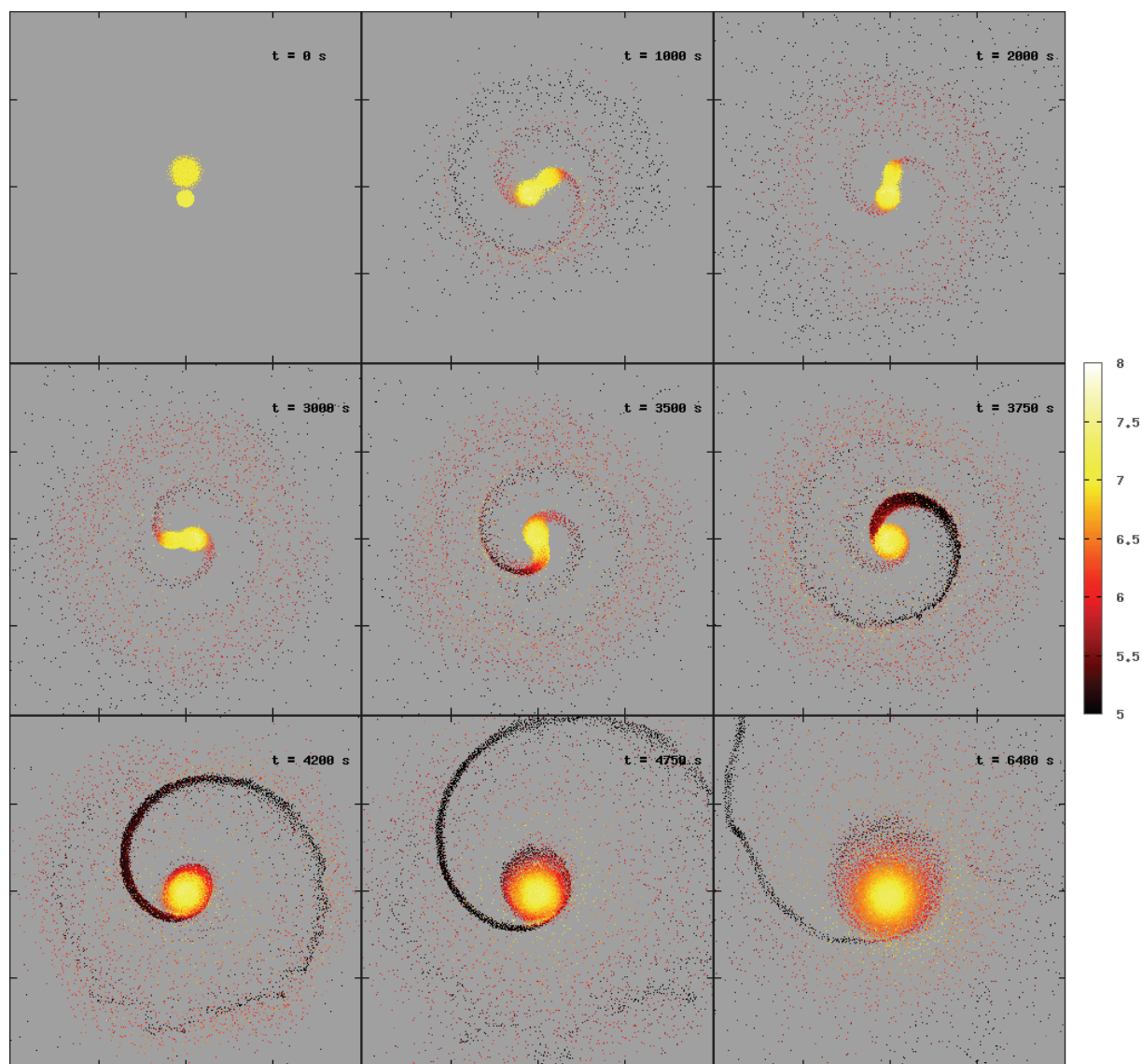


Figura 6.16: Proyección en el plano X-Y de todas las partículas del sistema binario simulado (enana blanca de He + núcleo de He de la estrella RG), mostrando la evolución hidrodinámica del sistema desde el instante de contacto del lóbulo de Roche hasta la formación de un único objeto compuesto por el núcleo de la estrella RG rodeado por un disco kepleriano. Cada caja está centrada en el centro de masas del sistema y tiene un tamaño de  $10^{10} \times 10^{10}$  cm. Los colores representan el logaritmo de la densidad.

la primera fase dinámica de la fusión. El material acretado transfiere su momento angular al núcleo que finalmente rota rígidamente con una velocidad angular de  $\sim 0.03$  rad/s (ver Figura 6.17), próxima a la velocidad angular crítica. Este resultado valida las hipótesis que hicimos en las simulaciones en 1D: rotación rígida del núcleo que acreta y valores iniciales altos de la velocidad angular. El resto de lo que fue la enana blanca de helio forma un disco kepleriano alrededor de la gigante. Como comentamos anteriormente, la viscosidad artificial puede introducir fuerzas de fricción que no son reales y que pueden influir en la distribución del momento angular en el núcleo y en el disco. A partir de este momento, los tiempos característicos de evolución son demasiado largos y no es posible seguir la evolución mediante el código *SPH*.

En la Figura 6.18 se representa la evolución de la temperatura máxima y de la densidad máxima del material acretado en función del tiempo. La temperatura máxima,  $\sim 8.77 \times 10^7$  K, se alcanza cuando la enana blanca de helio se rompe y es ligeramente inferior a la necesaria para la ignición del He (la densidad correspondiente es  $\sim 1.4 \times 10^4$  g/cm<sup>3</sup>). Además son muy pocas las partículas que alcanzan esta temperatura por lo que no comienza la combustión del He en esta primera fase de fusión. Este resultado coincide con lo obtenido en las simulaciones en 1D, donde la ignición del He se produce posteriormente, cuando se fusionan los dos núcleos y la energía térmica se transfiere al interior.

En definitiva, en base a las simulaciones en 1D y en 3D presentadas, concluimos que el escenario propuesto por Izzard et al. (2007) como el más favorable para la formación de las estrellas R-calientes, la fusión de una enana de helio con una estrella gigante roja, no parece viable. En concreto, la fusión-rotación no modifica las condiciones a las que tiene lugar la ignición del helio en el sentido de provocar un *flash* más fuerte e inducir la mezcla de carbono con la envoltura. Por otra parte, las abundancias observadas de Li también serían difíciles de explicar en el marco de un escenario de este tipo (ver Sección 6.3.2). No obstante, hay que tener en cuenta las limitaciones de nuestras simulaciones. En particular, las aproximaciones realizadas en las simulaciones en 1D sobre el transporte de momento angular y, en 3D, el corto intervalo de tiempo (menos de 2 horas) para el que es posible realizar la simulación con el *SPH*.

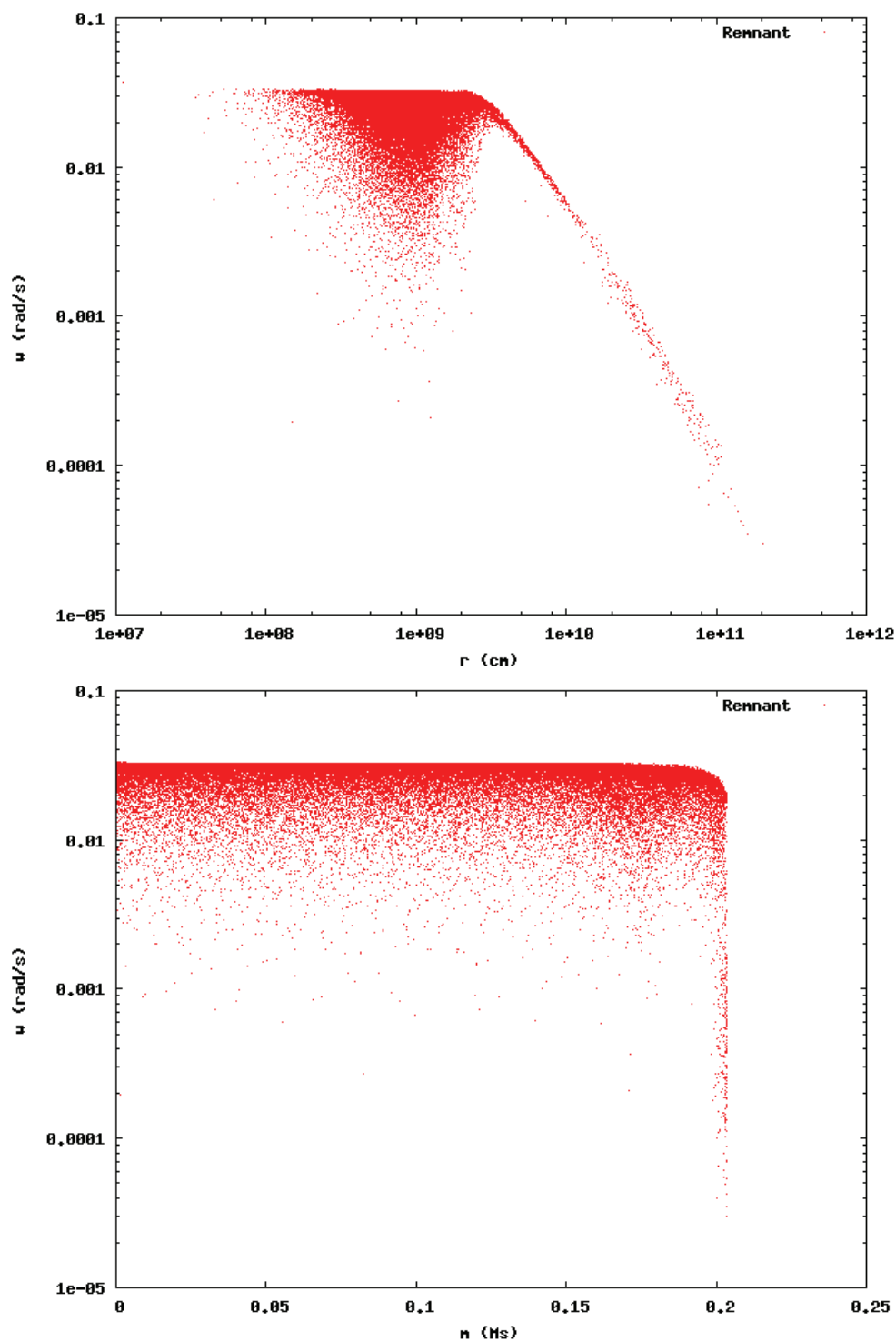


Figura 6.17: Arriba: distribución de la velocidad angular en el remanente respecto a la distancia al centro de masas ( $r$ ) de la estrella RG. Abajo: lo mismo respecto a la coordenada en masa de la estrella RG.

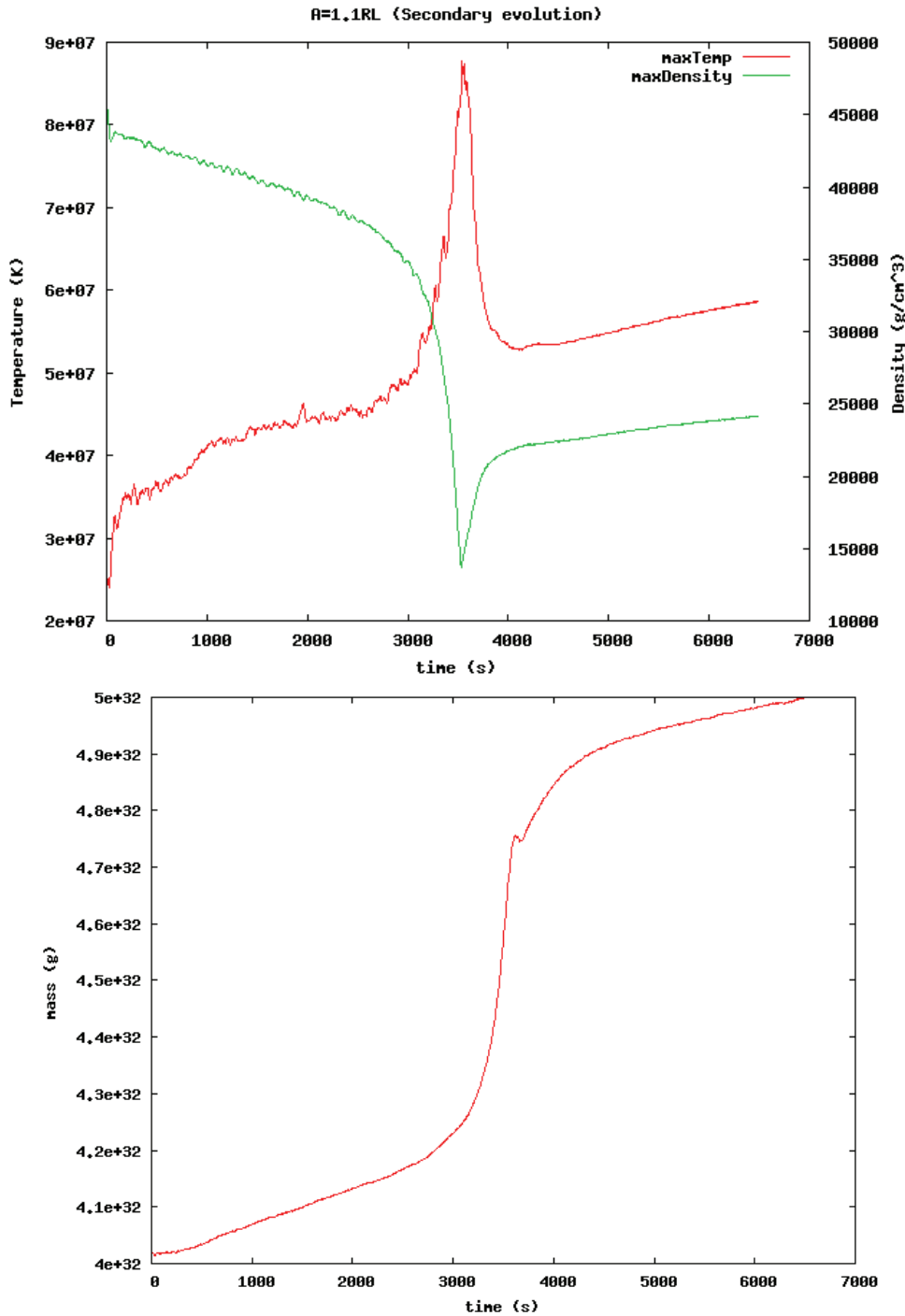


Figura 6.18: Arriba: evolución de la temperatura y densidad máximas alcanzadas en el material acretado durante la fusión del sistema binario constituido por dos enanas blancas de He. Abajo: evolución de la masa de la estrella que acreta (masa inicial  $0.2036 M_{\odot}$ ). La masa final obtenida en la simulación corresponde a  $\sim 0.26 M_{\odot}$ .

## Conclusions and future work

In this chapter we summarize the final conclusions and outline some perspectives for the continuation of the work.

### 7.1 Conclusions

- Early and late-type R stars show different spatial galactic distribution and kinematic properties. Most of the early-types are situated at intermediate latitudes ( $30^\circ \leq b \leq 60^\circ$ ), while late-types are situated at low latitudes ( $b \leq 30^\circ$ ). The velocity ellipsoid is flatter for the late R stars, but shows larger velocity dispersion (by a factor of  $\sim 2$ ) in the case of early R stars. These differences indicate that early and late-types R stars belong to the thick and thin disk galactic stellar populations, respectively. This also implies a difference in ages and stellar masses between both spectral types, the late R stars being younger and more massive ( $\sim 1.5\text{--}3.0 M_\odot$ ) than the early ones.
- After a detailed chemical analysis of a sample containing 23 R stars (both early and late-types), we conclude that the spectral classification previously reported in the literature (mainly based on low resolution spectra) is wrong for a number of objects. About 40 % of the early R stars studied here are stars of different spectral types: giant stars of CH or K-types and one, probably, a CN-*strong* star. In the case of the stars reclassified as CH-type, this new classification is supported by their kinematics and the detection of radial velocity variations, evidence of binarity.
- On the basis of high resolution and high signal-to-noise spectra, our chemical analysis of the early-type R stars confirms that they have carbon enhancements spanning a wide range  $C/O = 0.8 - 3.0$ , the majority of them being true carbon stars ( $C/O > 1$ ). The average carbon isotopic ratio is low ( $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 9 \pm 5$ ). They also present moderate nitrogen enhancements ( $[N/M] = 0.11 - 1.01$ ) near solar metallicities ( $[M/H]$



$= -0.28 \pm 0.20$ ) and no  $s$ -element enhancements. These results agree with the previous analysis made by Dominy (1984) of a smaller number of objects. In addition, we have derived or established upper limits for the Li abundance in all of them. Interestingly, the Li abundances (or upper limits) derived are larger than expected in normal Population I giant stars after the RGB evolution.

- Taking together the kinematic, typical luminosities and the abundance patterns found in the late-type R stars studied here, we conclude that these stars are indistinguishable from the normal (N-type) AGB carbon stars. Thus, we propose that the late-type R stars are just misclassified N-type stars.
- Considering the previous points, the number of *true* R stars (early) among the giant carbon stars of all types would be reduced significantly compared to previous claims. If so, it would mean that early R stars are not a frequent evolutionary phase within the low-mass stars but a very rare stage in their evolution.
- For the late-type R and CH-type stars in the sample with  $s$ -element enhancements we can reproduce the observed abundance patterns within the state of the art of the  $s$ -process nucleosynthesis calculation in low-mass AGB stars. Indeed, the  $s$ -element distributions are best reproduced in the framework of  $\sim 1.5$ – $3.0 M_{\odot}$  models, with the  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  as the main neutron source. For the particular case of CH stars (binary stars), the  $s$ -element pattern is reproduced assuming a dilution factor that takes into account the dilution undergone by the transferred mass in the envelope of the secondary star. The dilution factors deduced are consistent with the fact that CH stars are giants with large envelopes.
- The chemical analysis of the SC stars in the sample is somewhat uncertain due to the extreme sensitivity of the derived abundances on the atmosphere structure. We confirm previous analysis showing that the C/O ratio in these stars is very close to 1, and the average carbon isotopic ratio similar to the average value found in N-type carbon stars. The  $s$ -element enhancements found, however, are significantly larger than those in N-type stars, also confirming previous analysis. This result puts serious doubts on the placement of SC stars in the spectral evolution  $\text{M} \rightarrow \text{MS} \rightarrow \text{S} \rightarrow \text{SC} \rightarrow \text{C(N)}$  during the AGB phase since the carbon and  $s$ -element content should increase simultaneously in the envelope throughout the AGB spectral sequence. In addition, the observed average  $s$ -element enhancements, C/O and  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  ratios found in these stars cannot be reproduced simultaneously. In particular, the predicted carbon isotopic ratios are much larger than the observed ones for a given  $s$ -element enhancement. This apparent discrepancy between model predictions and observations has already been found in other AGB carbon stars and still does not have a satisfactory explanation. We suggest therefore that SC stars might be luminous, intermediate-mass, O-rich

AGB stars that become C-rich for a short period of time when the envelope burning ceases. More observational data and nucleosynthetic models in intermediate-mass stars are needed to test this hypothesis.

- The origin of the early-type R stars remains a mystery. We have discussed and rejected the idea that they might be the counterpart of extremely-metal-poor carbon stars without  $s$ -element enhancements (CEMP-no) at solar metallicity. Contrary to the CEMP stars, we do not find carbon rich main-sequence or sub-giant stars at metallicities close to solar. Thus it is very unlikely that they were formed already C-enriched. We also exclude the possibility that they could become C-rich due to mass transfer in a binary system. The reason is that at metallicities close to solar (with solar oxygen abundance) it is difficult to reach  $C/O > 1$  in the envelope by mass transfer. Early-type R stars have metallicities slightly lower than solar but their C/O ratio reaches values clearly above 1.
- It has been proposed recently from a binary population synthesis study (Izzard et al. 2007) that binary mergers are a viable channel for the formation of early-type R stars, the most common scenario being a helium white dwarf with a red giant star. Such a suggestion comes from the idea that a rapidly rotating He-core is produced due to the merging of the He-core of a RGB star and a He-WD, the exact value of the angular velocity in the new born core depending on the orbital angular momentum at the merging time. According to these authors, rotation would determine a peculiar and very powerful He-*flash*, which would be ignited far from the centre of the new stellar core formed and thus produce the switching off of the H-burning shell. In this condition the convective envelope could penetrate deeper into zones enriched in carbon synthesized via the  $3\alpha$  nuclear reaction during the He-*flash*. Nevertheless, our one dimensional numerical simulations lead us to conclude that these mergers do not favour a strong *flash*, nor the mixing of carbon. The accreted matter changes the temperature structure of the He-core, which is less dense due to rotation. In initially small He cores ( $\sim 0.2 M_{\odot}$ ) He is finally ignited very close to the centre and in less degenerate conditions compared to the standard evolution. More massive He-cores ( $0.4\text{--}0.5 M_{\odot}$ ) He-ignition occurs in the recently accreted layers, the He-*flash* being very weak, and no mixing is induced.
- Finally, we were able to perform 3 dimensional *SPH* simulations for the first dynamic part of the merger (2 hours). These simulations show a very strong initial accretion rate, a rapid rigid-rotating He-core (nearly at break-up velocity) and a maximum temperature lower than that needed for He-ignition. This allows us to check the validity of our hypothesis in the one-dimensional simulations in terms of high angular velocities, accretion rates and rigid rotation of the core.

## 7.2 Future work

- Some of the conclusions of our work need further confirmation with a more extended observational and chemical analysis of early-type R stars. This extended sample should be carefully selected according to the distance, kinematic and photometric properties of stars in the available galactic surveys of carbon stars. Within this context, the accurate distance measurements expected from the *GAIA* mission will be critical for a better characterization of the luminosities of these stars.
- The detection of a circumstellar envelope in one of the *true* R stars studied here might be a clue to the understanding of the origin of these stars. A statistically significant study of the presence of this phenomenon among R stars using interferometric and direct imaging techniques is suggested. This might give information about the presence of circumstellar (circumbinary) matter around these stars and thus throw light upon their binary nature and/or of a possible stellar merging.
- The low  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  ratios and N overabundances found in the early-type R stars means that the matter has probably undergone CNO burning. The accurate measurement of the  $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}/^{18}\text{O}$  ratios in the  $2.3\ \mu\text{m}$  window can be used to reveal the physical conditions (explosive or quiescent) in which such burning took place and, in consequence, lead to conclusions concerning to the possible scenarios of formation of these stars. In this sense, more accurate Li determinations would be also desirable.
- The traditional proposed scenarios for the origin of early-type R stars have been rejected. We still favour an intrinsic origin somehow related with the *He-flash*. Recently Wallerstein et al. (2009) have found two carbon and nitrogen-rich RR Lyr stars, suggesting that the enhancement of carbon is due to production during the helium *flash* combined with mixing to the surface. The observation projects mentioned above would guide us in the search for an extra-mixing mechanism and in the physical origin of such a mixing.

# 8

---

## Bibliografía

Abia, C., H. M. J. Boffin, J. Isern, & R. Rebolo (1991). IY Hya - A new super Li-rich carbon star. *A&A* 245, L1–L4.

Abia, C., H. M. J. Boffin, J. Isern, & R. Rebolo (1993). Lithium Abundances in a Flux-Limited Sample of Galactic Carbon Stars. *A&A* 272, 455–464.

Abia, C. & J. Isern (1997).  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  ratios and Li abundances in C stars: evidence for deep mixing? *MNRAS* 289, L11–L15.

Abia, C. & G. Wallerstein (1998). Heavy-element abundances in seven SC stars and several related stars. *MNRAS* 293, 89–106.

Abia, C. & J. Isern (2000). The Chemical Composition of Carbon Stars. II. The J-Type Stars. *ApJ* 536, 438–449.

Abia, C., M. Busso, R. Gallino, I. Domínguez, O. Straniero, & J. Isern (2001). The  $^{85}\text{Kr}$  s-Process Branching and the Mass of Carbon Stars. *ApJ* 559, 1117–1134.

Abia, C., I. Domínguez, R. Gallino, M. Busso, S. Masera, O. Straniero, P. de Laverny, B. Plez, & J. Isern (2002). s-Process Nucleosynthesis in Carbon Stars. *ApJ* 579, 817–831.

Abia, C., I. Domínguez, R. Gallino, M. Busso, O. Straniero, P. de Laverny, & G. Wallerstein (2003). Understanding AGB Carbon Star Nucleosynthesis from Observations. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 20, 314–323.

Abia, C., P. de Laverny, & R. Wahlin (2008). Chemical analysis of carbon stars in the Local Group. II. The Carina dwarf spheroidal galaxy. *A&A* 481, 161–168.

- Alksnis, A., A. Balklavs, U. Dzervitis, & I. Eglitis (1998). Absolute magnitudes of carbon stars from HIPPARCOS parallaxes. *A&A* 338, 209–216.
- Alvarez, R. & B. Plez (1998). Near-infrared narrow-band photometry of M-giant and Mira stars: models meet observations. *A&A* 330, 1109–1119.
- Alves, D. R. (2000). K-Band Calibration of the Red Clump Luminosity. *ApJ* 539, 732–741.
- Amari, S., L. R. Nittler, E. Zinner, & R. S. Lewis (1997). Continued search for rare types of presolar SiC - Grains X and Y. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, Volume 28 of *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pp. 33–34.
- Anders, E. & N. Grevesse (1989). Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197–214.
- Andrievsky, S. M., M. Spite, S. A. Korotin, F. Spite, P. Bonifacio, R. Cayrel, V. Hill, & P. François (2008). NLTE determination of the aluminium abundance in a homogeneous sample of extremely metal-poor stars. *A&A* 481, 481–487.
- Aoki, W. & T. Tsuji (1997). Carbon isotope ratio in carbon stars of the galactic halo. *A&A* 317, 845–858.
- Aoki, W., T. C. Beers, N. Christlieb, J. E. Norris, S. G. Ryan, & S. Tsangarides (2007). Carbon-enhanced Metal-poor Stars. I. Chemical Compositions of 26 Stars. *ApJ* 655, 492–521.
- Arenou, F., M. Grenon, & A. Gomez (1992). A tridimensional model of the galactic interstellar extinction. *A&A* 258, 104–111.
- Arenou, F. & X. Luri (1999). Distances and absolute magnitudes from trigonometric parallaxes. In D. Egret & A. Heck (Eds.), *Harmonizing Cosmic Distance Scales in a Post-HIPPARCOS Era*, Volume 167 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 13–32.
- Aringer, B. (2000). Carbon Stars in Open Clusters. In R. F. Wing (Ed.), *The Carbon Star Phenomenon*, Volume 177 of *IAU Symposium*, pp. 519.
- Arlandini, C., F. Käppeler, K. Wisshak, R. Gallino, M. Lugaro, M. Busso, & O. Straniero (1999). Neutron Capture in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars: Cross Sections and Abundance Signatures. *ApJ* 525, 886–900.
- Asplund, M., N. Grevesse, & A. J. Sauval (2005). The Solar Chemical Composition. In T. G. Barnes, III & F. N. Bash (Eds.), *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Volume 336 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 25–38.

- Azzopardi, M., J. Lequeux, & E. Rebeirot (1985). Discovery of carbon stars in the Galactic bulge. *A&A* 145, L4–L6.
- Bailer-Jones, C. A. L. (1997). Neural Network Classification of Stellar Spectra. *PASP* 109, 932.
- Baranne, A. (1988). White Pupil Story or Evolution of a Spectrographic Mounting. In M.-H. Ulrich (Ed.), *Very Large Telescopes and their Instrumentation, ESO Conference and Workshop Proceedings, Proceedings of a ESO Conference on Very Large Telescopes and their Instrumentation, held in Garching, March 21-24, 1988, Garching: European Southern Observatory (ESO), 1988, edited by Marie-Helene Ulrich., p.1195*, pp. 1195.
- Barbaro, G. & N. Dallaporta (1974). Population type and evolutionary state of carbon stars. *A&A* 33, 21–32.
- Barnbaum, C., J. H. Kastner, M. Morris, & L. Likkell (1991). Carbon stars associated with oxygen-rich circumstellar envelopes - EU Andromedae, BM Geminorum and V 778 Cygni. *A&A* 251, 79–91.
- Barnbaum, C., R. P. S. Stone, & P. C. Keenan (1996). A Moderate-Resolution Spectral Atlas of Carbon Stars: R, J, N, CH, and Barium Stars. *ApJS* 105, 419–473.
- Bartkevicius, A. (1996). A New Version of the Catalog of CH and Related Stars (CH95 Catalog). *Baltic Astronomy* 5, 217–229.
- Baumert, J. H. (1974). Mean Absolute Magnitudes of Carbon Stars and Related Objects. *ApJ* 190, 85–90.
- Baumüeller, D. & T. Gehren (1997). Aluminium in metal-poor stars. *A&A* 325, 1088–1098.
- Belczyński, K., J. Mikolajewska, U. Munari, R. J. Ivison, & M. Friedjung (2000). A catalogue of symbiotic stars. *A&AS* 146, 407–435.
- Bensby, T., S. Feltzing, & I. Lundström (2004). A possible age-metallicity relation in the Galactic thick disk? *A&A* 421, 969–976.
- Bergeat, J., A. Knapik, & B. Rutily (1999). Dust extinction and intrinsic SEDs of carbon-rich stars. II. The hot carbon stars. *A&A* 342, 773–784.
- Bergeat, J., A. Knapik, & B. Rutily (2001). The effective temperatures of carbon-rich stars. *A&A* 369, 178–209.
- Bergeat, J., A. Knapik, & B. Rutily (2002a). Carbon-rich giants in the HR diagram and their luminosity function. *A&A* 390, 967–986.

- Bergeat, J., A. Knapik, & B. Rutily (2002b). Thick disk and old disk carbon-rich giants in the Sun vicinity. *A&A* 385, 94–110.
- Bessell, M. S., P. R. Wood, & T. L. Evans (1983). Carbon stars in clusters in the galaxy and the Magellanic Clouds. *MNRAS* 202, 59–76.
- Bidelman, W. P. (1954). Catalogue and Bibliography of Emission-Line Stars of Types Later than B. *ApJS* 1, 175–224.
- Biehl, D. (1976). *Bestimmung der Hyperfeinstruktur*. Universität Kiel.
- Bisterzo, S., R. Gallino, O. Straniero, I. I. Ivans, F. Käppeler, & W. Aoki (2006). s-Process in low metallicity Pb stars. *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 77, 985–990.
- Blanco, V. M. (1965). Distribution and Motions of Late-Type Giants. In A. Blaauw & M. Schmidt (Eds.), *Galactic Structure*.
- Bloecker, T. (1995). Stellar evolution of low and intermediate-mass stars. I. Mass loss on the AGB and its consequences for stellar evolution. *A&A* 297, 727–738.
- Bodenheimer, P. (1965). Studies in Stellar Evolution. II. Lithium Depletion during the Pre-Main Contraction. *ApJ* 142, 451–461.
- Boffin, H. M. J., C. Abia, J. Isern, & R. Rebolo (1993). A Catalog of li Abundances and Equivalent Widths in a Sample of Galactic C-Stars. *A&AS* 102, 361–380.
- Boothroyd, A. I., & I.-J. Sackmann (1999). The CNO Isotopes: Deep Circulation in Red Giants and First and Second Dredge-up. *ApJ* 510, 232–250.
- Bouigue, R. (1954). Contribution à l'étude des étoiles rouges carbonées II. *Annales d'Astrophysique* 17, 104–151.
- Brown, J. A., C. Sneden, D. L. Lambert, & E. J. Dutchover (1989). A search for lithium-rich giant stars. *ApJS* 71, 293–322.
- Busso, M., R. Gallino, & G. J. Wasserburg (1999). Nucleosynthesis in Asymptotic Giant Branch Stars: Relevance for Galactic Enrichment and Solar System Formation. *ARA&A* 37, 239–309.
- Busso, M., R. Gallino, D. L. Lambert, C. Travaglio, & V. V. Smith (2001). Nucleosynthesis and Mixing on the Asymptotic Giant Branch. III. Predicted and Observed s-Process Abundances. *ApJ* 557, 802–821.
- Busso, M., R. Guandalini, P. Persi, L. Corcione, & M. Ferrari-Toniolo (2007a). Mid-Infrared Photometry of Mass-losing Asymptotic Giant Branch Stars. *AJ* 133, 2310–2319.

- Busso, M., G. J. Wasserburg, K. M. Nollett, & A. Calandra (2007b). Can Extra Mixing in RGB and AGB Stars Be Attributed to Magnetic Mechanisms? *ApJ* 671, 802–810.
- Cabezón, R. M., D. García-Senz, & A. Relaño (2008). A one-parameter family of interpolating kernels for smoothed particle hydrodynamics studies. *Journal of Computational Physics* 227, 8523–8540.
- Caffau, E., H.-G. Ludwig, M. Steffen, T. R. Ayres, P. Bonifacio, R. Cayrel, B. Freytag, & B. Plez (2008). The photospheric solar oxygen project. I. Abundance analysis of atomic lines and influence of atmospheric models. *A&A* 488, 1031–1046.
- Cameron, A. G. W. & W. A. Fowler (1971). Lithium and the s-PROCESS in Red-Giant Stars. *ApJ* 164, 111–114.
- Cannon, A. J. & E. C. Pickering (1918). The Henry Draper catalogue 0h, 1h, 2h, and 3h. *Annals of Harvard College Observatory* 91, 1–290.
- Cardelli, J. A., G. C. Clayton, & J. S. Mathis (1989). The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *ApJ* 345, 245–256.
- Carquillat, J.-M. & J.-L. Prieur (2008). Contribution to the study of F-G-K-M binaries: XII. Orbital elements of seven new spectroscopic binaries. *Astronomische Nachrichten* 329, 44.
- Castellani, M. & V. Castellani (1993). Mass loss in globular cluster red giants - an evolutionary investigation. *ApJ* 407, 649–656.
- Castilho, B. V., F. Spite, B. Barbuy, M. Spite, J. R. de Medeiros, & J. Gregorio-Hetem (1999). Beryllium abundance in lithium-rich giants. *A&A* 345, 249–255.
- Castilho, B. V. (2000). Be vs. Li Abundance in Li-Rich Giants: an Evidence of Li Production in Red Giants. In L. da Silva, R. de Medeiros, & M. Spite (Eds.), *The Light Elements and their Evolution*, Volume 198 of *IAU Symposium*, pp. 331.
- Cavallo, R. M. & N. M. Nagar (2000). Aluminum Abundances, Deep Mixing, and the Blue-Tail Second- Parameter Effect in the Globular Clusters M3 and M1 3. *AJ* 120, 1364–1383.
- Charbonnel, C. (1994). Clues for non-standard mixing on the red giant branch from C-12/C-13 and C-12/N-14 ratios in evolved stars. *A&A* 282, 811–820.
- Charbonnel, C. & J. D. Do Nascimento, Jr. (1998). How many low-mass stars do destroy (3) He? *A&A* 336, 915–919.



- Charbonnel, C., J. A. Brown, & G. Wallerstein (1998). Mixing processes during the evolution of red giants with moderate metal deficiencies: the role of molecular-weight barriers. *A&A* 332, 204–214.
- Charbonnel, C. & S. C. Balachandran (2000). The Nature of the lithium rich giants. Mixing episodes on the RGB and early-AGB. *A&A* 359, 563–572.
- Chen, P.-S., X.-H. Yang, & P. Zhang (2007). Infrared Study of J-Type Carbon Stars Based on Infrared Astronomical Satellite, Two Micron All Sky Survey, and Infrared Space Observatory Data. *AJ* 134, 214–222.
- Chieffi, A., M. Limongi, & O. Straniero (1998). The Evolution of a 25  $M_{sun}$  Star from the Main Sequence Up to the Onset of the Iron Core Collapse. *ApJ* 502, 737.
- Chieffi, A., I. Domínguez, M. Limongi, & O. Straniero (2001). Evolution and Nucleosynthesis of Zero-Metal Intermediate-Mass Stars. *ApJ* 554, 1159–1174.
- Christlieb, N., P. J. Green, L. Wisotzki, & D. Reimers (2001). The stellar content of the Hamburg/ESO survey II. A large, homogeneously-selected sample of high latitude carbon stars. *A&A* 375, 366–374.
- Churchill, C. W. (1995). Introduction to Echelle Data Reduction Using the Image Reduction Analysis Facility.
- Claussen, M. J., S. G. Kleinmann, R. R. Joyce, & M. Jura (1987). A flux-limited sample of Galactic carbon stars. *ApJS* 65, 385–404.
- Clayton, D. D. (1983). *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*. Chicago: University of Chicago Press, 1983.
- Cole, P. W., P. Demarque, & R. G. Deupree (1985). Convective heating of the inner core of red giants prior to the peak of the core helium flash. *ApJ* 291, 291–296.
- Costa, E. & J. A. Frogel (1996). Carbon Stars in the Large Magellanic Cloud: Luminosities, Colors, and Implications for the History of Star Formation. *AJ* 112, 2607–2633.
- Cox, J. P. & R. T. Giuli (1968). *Principles of stellar structure*. New York, Gordon and Breach [1968].
- Cristallo, S. (2006). s-Process Nucleosynthesis in Low-Mass AGB Stars at Different Metallicities. PhD Thesis.
- Cristallo, S., O. Straniero, R. Gallino, L. Piersanti, & I. Domínguez (2009). Progresses in AGB Modelling. *ApJ*, *en prensa*.

- Cutri, R. M., M. F. Skrutskie, S. van Dyk, C. A. Beichman, J. M. Carpenter, T. Chester, L. Cambresy, T. Evans, J. Fowler, J. Gizis, E. Howard, J. Huchra, T. Jarrett, E. L. Kopan, J. D. Kirkpatrick, R. M. Light, K. A. Marsh, H. McCallon, S. Schneider, R. Stiening, M. Sykes, M. Weinberg, W. A. Wheaton, S. Wheelock, & N. Zacarias (2003). *2MASS All Sky Catalog of point sources*. The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive. <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator/>.
- Dahn, C. C. (1964). Velocity Ellipsoids of Carbon Stars. *PASP* 76, 403–412.
- de La Reza, R. (2000). Lithium in Giant Stars (Invited Paper). In L. da Silva, R. de Medeiros, & M. Spite (Eds.), *The Light Elements and their Evolution*, Volume 198 of *IAU Symposium*, pp. 310–319.
- de Laverny, P. & B. Gustafsson (1998). On the determination of carbon isotopic ratios in cool carbon stars. *A&A* 332, 661–671.
- de Laverny, P. & B. Gustafsson (1999). On the determination of carbon isotopic ratios in cool carbon stars. II. Accuracy of the iso-intensity method for crowded spectra. *A&A* 346, 520–522.
- de Laverny, P. & D. Mékarnia (2004). First detection of dust clouds around R CrB variable stars. *A&A* 428, L13–L16.
- de Laverny, P., C. Abia, I. Domínguez, B. Plez, O. Straniero, R. Wahlin, K. Eriksson, & U. G. Jørgensen (2006). Chemical analysis of carbon stars in the Local Group. *A&A* 446, 1107–1118.
- Dean, C. A. (1972). *A Study of the Kinematic Properties of Carbon Stars*. Ph. D. thesis, AA(The University of Texas at Austin.).
- Dearborn, D. S. P., J. C. Lattanzio, & P. P. Eggleton (2006). Three-dimensional Numerical Experimentation on the Core Helium Flash of Low-Mass Red Giants. *ApJ* 639, 405–415.
- Decin, L., B. Vandebussche, C. Waelkens, K. Eriksson, B. Gustafsson, B. Plez, A. J. Sauval, & K. Hinkle (2003). ISO-SWS calibration and the accurate modelling of cool-star atmospheres. II. General results. *A&A* 400, 679–694.
- Deliyannis, C. P., P. Demarque, & S. D. Kawaler (1990). Lithium in halo stars from standard stellar evolution. *ApJS* 73, 21–65.
- Denissenkov, P. A. & A. Weiss (1996). Deep diffusive mixing in globular-cluster red giants. *A&A* 308, 773–784.
- Denissenkov, P. A. & F. Herwig (2004). Enhanced Extra Mixing in Low-Mass Red Giants: Lithium Production and Thermal Stability. *ApJ* 612, 1081–1091.

- Denn, G. R., R. E. Luck, & D. L. Lambert (1991). Lithium abundances in carbon stars. *ApJ* 377, 657–668.
- Deupree, R. G. & P. W. Cole (1983). A survey of the core helium flash with dynamic convection. *ApJ* 269, 676–685.
- Deupree, R. G. (1996). A Reexamination of the Core Helium Flash. *ApJ* 471, 377–384.
- Domínguez, I., A. Chieffi, M. Limongi, & O. Straniero (1999). Intermediate-Mass Stars: Updated Models. *ApJ* 524, 226–241.
- Domínguez, I., C. Abia, O. Straniero, S. Cristallo, & Y. V. Pavlenko (2004). First detection of a lithium rich carbon star in the Draco dwarf galaxy: Evidence for a young stellar population. *A&A* 422, 1045–1052.
- Dominy, J. F. (1984). The chemical composition and evolutionary state of the early stars. *ApJS* 55, 27–43.
- Dominy, J. F. (1985). Incidence of heavy element enhancements among carbon stars. *PASP* 97, 1104–1111.
- Dominy, J. F., D. L. Lambert, R. D. Gehrz, & D. Mozurkewich (1986). Infrared flux excesses of the warm carbon stars. *AJ* 91, 951–960.
- Dominy, J. F. & G. Wallerstein (1987). Carbon (C-12/C-13) and oxygen (O-16/O-17) isotopic ratios in seven evolved stars. *ApJ* 317, 810–818.
- Duflot, M., P. Figon, & N. Meyssonier (1995). Vitesses radiales. Catalogue WEB: Wilson Evans Batten. Subtitle: Radial velocities: The Wilson-Evans-Batten catalogue. *A&AS* 114, 269–280.
- Eggen, O. J. (1972). The barium and R type stars. *MNRAS* 159, 403–427.
- Eglītis, I. & M. Eglīte (1995). The abundance ratio C/O in the atmospheres of 343 carbon stars. I. The Orion galactic arm. *Ap&SS* 229, 63–78.
- Eglītis, I., M. Eglīte, & A. Balklavs (2003). Spectral Classification of Faint Carbon Stars. *Baltic Astronomy* 12, 353–368.
- El Eid, M. F. (1994). CNO isotopes in red giants: theory versus observations. *A&A* 285, 915–928.
- Elias, J. H. (1978). 2.2-micron field stars at the North Galactic Pole. *AJ* 83, 791–794.
- Evans, T. L. (1986). The low-luminosity J-type carbon stars. *MNRAS* 220, 723–735.

- Fleming, W. & E. C. Pickering (1908). A Sixth Type of Stellar Spectra. *Harvard College Observatory Circular* 145, 1–4.
- Forestini, M., S. Goriely, A. Jorissen, & M. Arnould (1992). Fluorine production in thermal pulses on the asymptotic giant branch. *A&A* 261, 157–163.
- Forestini, M. & C. Charbonnel (1997). Nucleosynthesis of light elements inside thermally pulsing AGB stars: I. The case of intermediate-mass stars. *A&AS* 123, 241–272.
- Frankowski, A., S. Jancart, & A. Jorissen (2007). Proper-motion binaries in the Hipparcos catalogue. Comparison with radial velocity data. *A&A* 464, 377–392.
- Frogel, J. A., S. E. Persson, & J. G. Cohen (1980). Luminosities and temperatures of the reddest stars in three LMC clusters. *ApJ* 239, 495–501.
- Frost, C. A., R. C. Cannon, J. C. Lattanzio, P. R. Wood, & M. Forestini (1998). The brightest carbon stars. *A&A* 332, L17–L20.
- Gallino, R., C. Arlandini, M. Busso, M. Lugaro, C. Travaglio, O. Straniero, A. Chieffi, & M. Limongi (1998). Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. II. Neutron Capture and the s-Process. *ApJ* 497, 388–403.
- Gallino, R., S. Bisterzo, O. Straniero, I. I. Ivans, & F. Käppeler (2006). Metallicity dependence of light and heavy s-process elements in AGB stars. *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 77, 786–791.
- García-Hernández, D. A., P. García-Lario, B. Plez, A. Manchado, F. D’Antona, J. Lub, & H. Habing (2007). Lithium and zirconium abundances in massive Galactic O-rich AGB stars. *A&A* 462, 711–730.
- Gilmore, G., R. F. G. Wyse, & K. Kuijken (1989). Kinematics, chemistry, and structure of the Galaxy. *ARA&A* 27, 555–627.
- Gilroy, K. K. (1989). Carbon isotope ratios and lithium abundances in open cluster giants. *ApJ* 347, 835–848.
- Gilroy, K. K. & J. A. Brown (1991). Carbon isotope ratios along the giant branch of M67. *ApJ* 371, 578–583.
- Gordon, C. P. (1968). The Ba II and N Stars as a Temperature Sequence. *ApJ* 153, 915–916.
- Goswami, A. (2005). CH stars at high Galactic latitudes. *MNRAS* 359, 531–544.
- Greene, A. E. & R. F. Wing (1971). A Brightening of the Ultraviolet Spectrum of the Carbon Star HD 59643. *ApJ* 163, 309–312.

- Grevesse, N. & A. J. Sauval (1998). Standard Solar Composition. *Space Science Reviews* 85, 161–174.
- Groenewegen, M. A. T. (2007). AGB Stars in Extragalactic Systems. In F. Kerschbaum, C. Charbonnel, & R. F. Wing (Eds.), *Why Galaxies Care About AGB Stars: Their Importance as Actors and Probes*, Volume 378 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 433.
- Guandalini, R., M. Busso, S. Ciprini, G. Silvestro, & P. Persi (2006). Infrared photometry and evolution of mass-losing AGB stars. I. Carbon stars revisited. *A&A* 445, 1069–1080.
- Guandalini, R. & M. Busso (2008). Infrared photometry and evolution of mass-losing AGB stars. II. Luminosity and colors of MS and S stars. *A&A* 488, 675–684.
- Guandalini, R., M. Busso, S. Palmerini, & S. Uttenthaler (2009). Extra-Mixing in Luminous Cool Red Giants. Hints from Evolved Stars with and without Li. *Publications of the Astronomical Society of Australia, enviado*.
- Guerrero, J., E. García-Berro, & J. Isern (2004). Smoothed Particle Hydrodynamics simulations of merging white dwarfs. *A&A* 413, 257–272.
- Gussie, G. T. & A. R. Taylor (1994). On the expansion velocities of planetary nebulae and the circumstellar envelopes of AGB stars. *PASP* 106, 500–507.
- Gustafsson, B., R. A. Bell, K. Eriksson, & A. Nordlund (1975). A grid of model atmospheres for metal-deficient giant stars. I. *A&A* 42, 407–432.
- Gustafsson, B., B. Edvardsson, K. Eriksson, M. Mizuno-Wiedner, U. G. Jørgensen, & B. Plez (2003). A Grid of Model Atmospheres for Cool Stars. In I. Hubeny, D. Mihalas, & K. Werner (Eds.), *Stellar Atmosphere Modeling*, Volume 288 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 331–334.
- Gustafsson, B., B. Edvardsson, K. Eriksson, U. G. Jørgensen, & A. Nordlund & B. Plez (2008). A grid of MARCS model atmospheres for late-type stars. I. Methods and general properties. *A&A* 486, 951–970.
- Habing, H. J. & H. Olofsson (Eds.) (2003). *Asymptotic giant branch stars*.
- Harris, M. J., D. L. Lambert, K. H. Hinkle, B. Gustafsson, & K. Eriksson (1987). Oxygen isotopic abundances in evolved stars. III - 26 carbon stars. *ApJ* 316, 294–304.
- Hartwick, F. D. A. & A. P. Cowley (1985). CH stars as galaxy halo tracers. *AJ* 90, 2244–2248.

- Hauschildt, P. H., F. Allard, J. Ferguson, E. Baron, & D. R. Alexander (1999). The NEXTGEN Model Atmosphere Grid. II. Spherically Symmetric Model Atmospheres for Giant Stars with Effective Temperatures between 3000 and 6800 K. *ApJ* 525, 871–880.
- Helou, G. & D. W. Walker (Eds.) (1988). *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 7: The small scale structure catalog*, Volume 7.
- Henry, L., M. S. Vardya, & P. Bodenheimer (1965). Studies in Stellar Evolution. III. The Calculation of Model Envelopes. *ApJ* 142, 841–854.
- Høg, E., C. Fabricius, V. V. Makarov, S. Urban, T. Corbin, G. Wycoff, U. Bastian, P. Schwekendiek, & A. Wicenec (2000). The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars. *A&A* 355, L27–L30.
- Hollowell, D., I. J. Iben, & M. Y. Fujimoto (1990). Hydrogen burning and dredge-up during the major core helium flash in a  $Z = 0$  model star. *ApJ* 351, 245–257.
- Hurley, J. R., C. A. Tout, & O. R. Pols (2002). Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations. *MNRAS* 329, 897–928.
- Iben, I. J. (1967). Stellar Evolution. VI. Evolution from the Main Sequence to the Red-Giant Branch for Stars of Mass  $1 M_{sun}$ ,  $1.25 M_{sun}$ , and  $1.5 M_{sun}$ . *ApJ* 147, 624–649.
- Iben, I. J. (1973). On the Abundance of Lithium in Red Giants of Intermediate Mass. *ApJ* 185, 209–212.
- Iben, Jr., I. & A. Renzini (1983). Asymptotic giant branch evolution and beyond. *ARA&A* 21, 271–342.
- Imbriani, G., M. Limongi, L. Gialanella, F. Terrasi, O. Straniero, & A. Chieffi (2001). The  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  Reaction Rate and the Evolution of Stars in the Mass Range  $0.8 \leq M/M_{solar} \leq 25$ . *ApJ* 558, 903–915.
- Ishida, K. (1960). Statistical Study of Carbon Stars. *PASJ* 12, 214–225.
- Ivans, I. I., C. Sneden, R. Gallino, J. J. Cowan, & G. W. Preston (2005). Near-Ultraviolet Observations of CS 29497-030: New Constraints on Neutron-Capture Nucleosynthesis Processes. *ApJ* 627, L145–L148.
- Izzard, R. G., L. M. Dray, A. I. Karakas, M. Lugaro, & C. A. Tout (2006). Population nucleosynthesis in single and binary stars. I. Model. *A&A* 460, 565–572.
- Izzard, R. G., C. S. Jeffery, & J. Lattanzio (2007). Origin of the early-type R stars: a binary-merger solution to a century-old problem? *A&A* 470, 661–673.

- Izzard, R. G., C. Simon Jeffery, & J. Lattanzio (2008). The Mysterious R Stars. In R. Guandalini, S. Palmerini, & M. Busso (Eds.), *Evolution and Nucleosynthesis in AGB Stars*, Volume 1001 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 33–37.
- Johnson, H. R., J. A. Eaton, F. R. Querci, M. Querci, & J. H. Baumert (1988). The unusual carbon star HD 59643 - Alternative models. *A&A* 204, 149–158.
- Jonsell, K., P. S. Barklem, B. Gustafsson, N. Christlieb, V. Hill, T. C. Beers, & J. Holmberg (2006). The Hamburg/ESO R-process enhanced star survey (HERES). III. HE 0338-3945 and the formation of the r + s stars. *A&A* 451, 651–670.
- Jorissen, A., D. T. Frayer, H. R. Johnson, M. Mayor, & V. V. Smith (1993). S stars: infrared colors, technetium, and binarity. *A&A* 271, 463–481.
- Jorissen, A. & G. R. Knapp (1998). Circumstellar shells and mass loss rates: Clues to the evolution of S stars. *A&AS* 129, 363–398.
- Jose, J. & M. Hernanz (1997). Nucleosynthesis in novae: implications on lithium production and gamma-ray radionuclides. *Nuclear Physics A* 621, 491–494.
- Karakas, A. I., J. C. Lattanzio, & O. R. Pols (2002). Parameterising the Third Dredge-up in Asymptotic Giant Branch Stars. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 19, 515–526.
- Karakas, A. (2003). *Asymptotic Giant Branch Stars: their influence on binary systems and the interstellar medium*. PhD dissertation, 2003.
- Karlsson, T. & B. Gustafsson (2005). Stochastic chemical enrichment in metal-poor systems. II. Abundance ratios and scatter. *A&A* 436, 879–894.
- Keenan, P. C. & W. W. Morgan (1941). The Classification of the Red Carbon Stars. *ApJ* 94, 501–510.
- Keenan, P. C. (1942). The Spectra of CH Stars. *ApJ* 96, 101–105.
- Keenan, P. C. & P. C. Boeshaar (1980). Spectral types of S and SC stars on the revised MK system. *ApJS* 43, 379–391.
- Keenan, P. C. (1993). Revised MK spectral classification of the red carbon stars. *PASP* 105, 905–910.
- Keenan, P. C. & C. Barnbaum (1997). The Spectrum Near Maximum Light of the Unusual R Coronae Borealis Variable DY Persei. *PASP* 109, 969–976.
- Kipper, T. & G. Wallerstein (1990). Lithium abundances in SC stars. *PASP* 102, 574–580.

- Kipper, T. & U. G. Jorgensen (1994). Chemical composition of the metal-poor carbon star HD 187216. *A&A* 290, 148–158.
- Kipper, T., U. G. Jorgensen, V. G. Klochkova, & V. E. Panchuk (1996). Chemical composition of metal-poor carbon stars in the halo. *A&A* 306, 489–500.
- Knapik, A. & J. Bergeat (1997). Interstellar extinction and the intrinsic spectral distribution of variable carbon stars. *A&A* 321, 236–244.
- Knapik, A., J. Bergeat, & B. Rutily (1999). Dust extinction and intrinsic SEDs of carbon-rich stars. III. The Miras, CS, and SC stars. *A&A* 344, 263–276.
- Knapp, G., D. Pourbaix, & A. Jorissen (2001). Reprocessing the Hipparcos data for evolved giant stars II. Absolute magnitudes for the R-type carbon stars. *A&A* 371, 222–232.
- Knapp, G. R., D. Pourbaix, I. Platais, & A. Jorissen (2003). Reprocessing the Hipparcos data of evolved stars. III. Revised Hipparcos period-luminosity relationship for galactic long-period variable stars. *A&A* 403, 993–1002.
- Komiya, Y., T. Suda, H. Minaguchi, T. Shigeyama, W. Aoki, & M. Y. Fujimoto (2007). The Origin of Carbon Enhancement and the Initial Mass Function of Extremely Metal-poor Stars in the Galactic Halo. *ApJ* 658, 367–390.
- Kontizas, E., A. Dapergolas, D. H. Morgan, & M. Kontizas (2001). A Catalogue of carbon stars in the LMC. *A&A* 369, 932–938.
- Kroupa, P., C. A. Tout, & G. Gilmore (1993). The distribution of low-mass stars in the Galactic disc. *MNRAS* 262, 545–587.
- Kupka, F., N. Piskunov, T. A. Ryabchikova, H. C. Stempels, & W. W. Weiss (1999). VALD-2: Progress of the Vienna Atomic Line Data Base. *A&AS* 138, 119–133.
- Lagadec, E. & A. A. Zijlstra (2008). The trigger of the asymptotic giant branch superwind: the importance of carbon. *MNRAS* 390, L59–L63.
- Lambert, D. L. & E. A. Mallia (1968). The abundance of the elements in the solar photosphere-VI. Rubidium. *MNRAS* 140, 13–20.
- Lambert, D. L., J. F. Dominy, & S. Sivertsen (1980). Lithium in late-type giants. I - G and K giants. *ApJ* 235, 114–125.
- Lambert, D. L., B. Gustafsson, K. Eriksson, & K. H. Hinkle (1986). The chemical composition of carbon stars. I - Carbon, nitrogen, and oxygen in 30 cool carbon stars in the Galactic disk. *ApJS* 62, 373–425.



- Lambert, D. L., V. V. Smith, & K. H. Hinkle (1990). Infrared spectroscopy of four carbon stars with 9.8 micron emission from silicate grains. *AJ* 99, 1612–1620.
- Lambert, D. L., V. V. Smith, M. Busso, R. Gallino, & O. Straniero (1995). The Chemical Composition of Red Giants. IV. The Neutron Density at the s-Process Site. *ApJ* 450, 302–317.
- Lattanzio, J., D. Dearborn, P. Eggleton, & D. Dossa (2006). 3-D Hydrodynamical models of the core helium flash. In *International Symposium on Nuclear Astrophysics - Nuclei in the Cosmos*.
- Lederer, M. T. & B. Aringer (2008). Low temperature Rosseland opacities with varied abundances of carbon and nitrogen. *ArXiv e-prints*.
- Lee, O. J. & T. J. Bartlett (1944). Dearborn catalogue of faint red stars : titanium oxide stars in zones + 13.5° to +40.5°. *Annales of the Dearborn Observatory* 5, 67–116.
- Limongi, M. & A. Chieffi (2007). Presupernova evolution and explosion of massive stars with mass loss. In T. di Salvo, G. L. Israel, L. Piersant, L. Burderi, G. Matt, A. Tornambe, & M. T. Menna (Eds.), *The Multicolored Landscape of Compact Objects and Their Explosive Origins*, Volume 924 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 226–233.
- Little, S. J., I. R. Little-Marenin, W. Hagen, & L. Lewis (1986). New Late-Type Stars with Technetium. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, Volume 18 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pp. 669.
- Lombardi, Jr., J. C., Z. F. Proulx, K. L. Dooley, E. M. Theriault, N. Ivanova, & F. A. Rasio (2006). Stellar Collisions and Ultracompact X-Ray Binary Formation. *ApJ* 640, 441–458.
- Lorén-Aguilar, P., J. Guerrero, J. Isern, J. A. Lobo, & E. García-Berro (2005). Gravitational wave radiation from the coalescence of white dwarfs. *MNRAS* 356, 627–636.
- Lucatello, S., S. Tsangarides, T. C. Beers, E. Carretta, R. G. Gratton, & S. G. Ryan (2005). The Binary Frequency Among Carbon-enhanced, s-Process-rich, Metal-poor Stars. *ApJ* 625, 825–832.
- Luck, R. E. & D. L. Lambert (1982). Lithium in late-type giants. II - 31 M giants and supergiants. *ApJ* 256, 189–205.
- Luck, R. E. & S. L. Challener (1995). Chemical Abundances for Very Strong-Lined Giants. *AJ* 110, 2968–3009.
- Lutz, T. E. & D. H. Kelker (1973). On the Use of Trigonometric Parallaxes for the Calibration of Luminosity Systems: Theory. *PASP* 85, 573–578.

- López-Santiago, J., G. M.C., & D. Montes. Guía IRAF para la reducción de espectros echelle.
- Makarov, V. V. & G. H. Kaplan (2005). Statistical Constraints for Astrometric Binaries with Nonlinear Motion. *AJ* 129, 2420–2427.
- Mallik, S. V. (1999). Lithium abundance and mass. *A&A* 352, 495–507.
- Malmquist, K. G. (1936). Investigations on the stars in high galactic latitudes II. *Stockholms Observatoriums Annaler* 12.
- Masseron, T. (2006). *La nucléosynthese stellaire dans l'histoire Galactique: analyse des étoiles carbonées*. PhD dissertation, 2006.
- McClure, R. D. (1970). A photometric investigation of strong-cyanogen stars. *AJ* 75, 41–52.
- McClure, R. D. (1984). The binary nature of the CH stars. *ApJ* 280, L31–L34.
- McClure, R. D. (1997a). The Binary Nature of the Subgiant CH Stars. *PASP* 109, 536–540.
- McClure, R. D. (1997b). The R Stars: Carbon Stars of a Different Kind. *PASP* 109, 256–263.
- McKellar, A. (1958). Emission Lines in the Spectrum of the N-Type Variable RS Cygni. *PASP* 70, 456–457.
- McLeod, N. W. (1947). The Space Motions of the R Stars. *ApJ* 105, 390–392.
- Melo, C. H. F., P. de Laverny, N. C. Santos, G. Israelian, S. Randich, J. D. Do Nascimento, Jr., & J. R. de Medeiros (2005). On the nature of lithium-rich giant stars. Constraints from beryllium abundances. *A&A* 439, 227–235.
- Mendoza, V. E. E. & H. L. Johnson (1965). Multicolor Photometry of Carbon Stars. *ApJ* 141, 161–169.
- Mengel, J. G. & P. G. Gross (1976). Possible effects of internal rotation in low-mass stars. *Ap&SS* 41, 407–415.
- Meynet, G., S. Ekström, & A. Maeder (2006). The early star generations: the dominant effect of rotation on the CNO yields. *A&A* 447, 623–639.
- Mocák, M., E. Mueller, A. Weiss, & K. Kifonidis (2008). The core helium flash revisited: II. Two and three-dimensional hydrodynamic simulations. *ArXiv e-prints*.

- Monaghan, J. J. (1992). Smoothed particle hydrodynamics. *ARA&A* 30, 543–574.
- Montalbán, J. & R. Rebolo (2002). Planet accretion and the abundances of lithium isotopes. *A&A* 386, 1039–1043.
- Moore, J. H. (1922). Radial velocities of twenty-five stars of Secchi's fourth type. *Lick Observatory Bulletin* 10, 160–168.
- Moore, C. E., M. G. J. Minnaert, & J. Houtgast (1966). *The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å*. National Bureau of Standards Monograph, Washington: US Government Printing Office (USGPO), 1966.
- Morgan, W. W. & P. C. Keenan (1973). Spectral Classification. *ARA&A* 11, 29–50.
- Morgan, D. H., R. D. Cannon, D. Hatzidimitriou, & B. F. W. Croke (2003). J-type carbon stars in the Large Magellanic Cloud. *MNRAS* 341, 534–550.
- Mowlavi, N. (1999). On the third dredge-up phenomenon in asymptotic giant branch stars. *A&A* 344, 617–631.
- Munari, U. & T. Zwitter (2002). A multi-epoch spectrophotometric atlas of symbiotic stars. *A&A* 383, 188–196.
- Nelemans, G., L. R. Yungelson, S. F. Portegies Zwart, & F. Verbunt (2001). Population synthesis for double white dwarfs . I. Close detached systems. *A&A* 365, 491–507.
- Neugebauer, G. & R. B. Leighton (1969). *Two-micron sky survey. A preliminary catalogue*. NASA SP, Washington: NASA, 1969.
- Nittler, L. R., P. Hoppe, C. M. O. Alexander, S. Amari, P. Eberhardt, X. Gao, R. S. Lewis, R. Strebels, R. M. Walker, & E. Zinner (1995). Silicon Nitride from Supernovae. *ApJ* 453, L25+.
- Noguchi, K., K. Kawara, Y. Kobayashi, H. Okuda, S. Sato, & M. Oishi (1981). Near Infrared Photometry of Carbon Stars. *PASJ* 33, 373–398.
- Nordström, B., M. Mayor, J. Andersen, J. Holmberg, F. Pont, B. R. Jørgensen, E. H. Olsen, S. Udry, & N. Mowlavi (2004). The Geneva-Copenhagen survey of the Solar neighbourhood. Ages, metallicities, and kinematic properties of 14,000 F and G dwarfs. *A&A* 418, 989–1019.
- Norris, J. (1987). The ellipticities of globular clusters and the cyanogen problem. *ApJ* 313, L65–L68.
- Ohnaka, K. & T. Tsuji (1996). Quantitative analysis of carbon isotopic ratios in carbon stars. I. 62 N-type and 15 SC-type carbon stars. *A&A* 310, 933–951.

- Paczynski, B. & S. D. Tremaine (1977). Core helium flash and the origin of CH and carbon stars. *ApJ* 216, 57–60.
- Palacios, A., C. Charbonnel, & M. Forestini (2001). The Lithium Flash. Thermal instabilities generated by lithium burning in RGB stars. *A&A* 375, L9–L13.
- Palacios, A., S. Talon, C. Charbonnel, & M. Forestini (2003). Rotational mixing in low-mass stars. I Effect of the mu-gradients in main sequence and subgiant Pop I stars. *A&A* 399, 603–616.
- Palacios, A., C. Charbonnel, S. Talon, & L. Siess (2006). Rotational mixing in low-mass stars. II. Self-consistent models of Pop II RGB stars. *A&A* 453, 261–278.
- Palmeri, P., C. F. Fischer, J.-F. Wyart, & M. R. Godefroid (2005). Oscillator strength calculations in neutral technetium. *MNRAS* 363, 452–458.
- Palmerini, S. & M. Busso (2008).  $^{26}\text{Al}$  production from magnetically induced extramixing in AGB stars. *New Astronomy Review* 52, 412–415.
- Perryman, M. A. C. & ESA (Eds.) (1997). *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission*, Volume 1200 of *ESA Special Publication*.
- Perryman, M. A. C., L. Lindegren, J. Kovalevsky, E. Hoeg, U. Bastian, P. L. Bernacca, M. Cr ez e, F. Donati, M. Grenon, F. van Leeuwen, H. van der Marel, F. Mignard, C. A. Murray, R. S. Le Poole, H. Schrijver, C. Turon, F. Arenou, M. Froeschl e, & C. S. Petersen (1997). The HIPPARCOS Catalogue. *A&A* 323, L49–L52.
- Peterson, R. C., C. M. Dalle Ore, & R. L. Kurucz (1993). The nonsolar abundance ratios of Arcturus deduced from spectrum synthesis. *ApJ* 404, 333–347.
- Pfeiffer, M. J., C. Frank, D. Baumueller, K. Fuhrmann, & T. Gehren (1998). FOCES - a fibre optics Cassegrain Echelle spectrograph. *A&AS* 130, 381–393.
- Picardi, I., A. Chieffi, M. Limongi, O. Pisanti, G. Miele, G. Mangano, & G. Imbriani (2004). Evolution and Nucleosynthesis of Primordial Low-Mass Stars. *ApJ* 609, 1035–1044.
- Pickering, E. C. (1890). The Draper Catalogue of stellar spectra photographed with the 8-inch Bache telescope as a part of the Henry Draper memorial. *Annals of Harvard College Observatory* 27, 1–388.
- Piersanti, L., S. Gagliardi, I. J. Iben, & A. Tornamb e (2003). Carbon-Oxygen White Dwarf Accreting CO-Rich Matter. II. Self-Regulating Accretion Process up to the Explosive Stage. *ApJ* 598, 1229–1238.

- Piersanti, L., R. M. Cabezón, O. Zamora, I. Domínguez, D. García-Senz, C. Abia, & O. Straniero (2009). He-white dwarf mergers, the He-flash and the origin of R-type carbon stars. *ApJ*, en preparación.
- Platais, I., D. Pourbaix, A. Jorissen, V. V. Makarov, L. N. Berdnikov, N. N. Samus, T. Lloyd Evans, T. Lebzelter, & J. Sperauskas (2003). Hipparcos red stars in the HpV\_T2 and V LC systems. *A&A* 397, 997–1010.
- Plez, B., J. M. Brett, & A. Nordlund (1992). Spherical opacity sampling model atmospheres for M-giants. I - Techniques, data and discussion. *A&A* 256, 551–571.
- Plez, B., V. V. Smith, & D. L. Lambert (1993). Lithium Abundances and Other Clues to Envelope Burning in Small Magellanic Cloud Asymptotic Giant Branch Stars. *ApJ* 418, 812–831.
- Pols, O. R., R. G. Izzard, M. Lugaro, & S. E. de Mink (2008). Modelling the evolution and nucleosynthesis of carbon-enhanced metal-poor stars. In *IAU Symposium*, Volume 252 of *IAU Symposium*, pp. 383–389.
- Popham, R. & R. Narayan (1991). Does accretion cease when a star approaches breakup? *ApJ* 370, 604–614.
- Pourbaix, D. & A. Jorissen (2000). Re-processing the Hipparcos Transit Data and Intermediate Astrometric Data of spectroscopic binaries. I. Ba, CH and Tc-poor S stars. *A&AS* 145, 161–183.
- Preston, G. W. & C. Sneden (2001). The Incidence of Binaries among Very Metal-poor Carbon Stars. *AJ* 122, 1545–1560.
- Renzini, A. & F. Fusi Pecci (1988). Tests of evolutionary sequences using color-magnitude diagrams of globular clusters. *ARA&A* 26, 199–244.
- Reyniers, M., P. Deroo, H. Van Winckel, S. Goriely, & L. Siess (2004). s-process nucleosynthesis in very metal-deficient post-AGB stars. *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 75, 584.
- Richer, H. B. (1971). Some Intrinsic Properties of Carbon Stars. *ApJ* 167, 521–536.
- Rosswog, S. (2005). Mergers of Neutron Star-Black Hole Binaries with Small Mass Ratios: Nucleosynthesis, Gamma-Ray Bursts, and Electromagnetic Transients. *ApJ* 634, 1202–1213.
- Rufus, W. C. (1916). An investigation of the spectra of stars belonging to class R of the Draper classification. *Publications of Michigan Observatory* 2, 103–143.

- Ryan, S. G., W. Aoki, J. E. Norris, & T. C. Beers (2005). The Origins of Two Classes of Carbon-enhanced, Metal-poor Stars. *ApJ* 635, 349–354.
- Rybski, P. M. (1972). *The Spectral Classification of Southern Carbon Stars*. Ph. D. thesis, AA(Northwestern University.).
- Sackmann, I.-J. & A. I. Boothroyd (1991). Mixing length and opacity effects - Deep convective envelopes on the asymptotic giant branch. *ApJ* 366, 529–534.
- Samus, N. N. & O. V. Durlevich (2004). Combined General Catalogue of Variable Stars. *VizieR Online Data Catalog* 2250.
- Sanford, R. F. (1924). Radial Velocities of Stars of Spectral Class R. *ApJ* 59, 339–355.
- Sanford, R. F. (1935). The Radial Velocities of the Stars of Spectral Classes R and N. *ApJ* 82, 202–221.
- Sanford, R. F. (1944). *Radial velocities of 283 stars of spectral classes R and N*. Chicago, 1944.
- Sanford, R. F. (1950). Variations in Velocity and Spectrum of Eight N-Type Long-Period Variable Stars. *ApJ* 111, 270–278.
- Schild, R. E. (1973). Spectral types and UBV photometry of G-K giants at the north galactic pole. *AJ* 78, 37–43.
- Schmitt, J. L. (1971). Stars with Strong Cyanogen Absorption. *ApJ* 163, 75–94.
- Secchi, A. (1868). A Catalogue of Spectra of Red Stars. *MNRAS* 28, 196.
- Shane, C. D. (1928). The spectra of the carbon stars. *Lick Observatory Bulletin* 13, 123–129.
- Sloan, G. C., M. Jura, W. W. Duley, K. E. Kraemer, J. Bernard-Salas, W. J. Forrest, B. Sargent, A. Li, D. J. Barry, C. J. Bohac, D. M. Watson, & J. R. Houck (2007). The Unusual Hydrocarbon Emission from the Early Carbon Star HD 100764: The Connection between Aromatics and Aliphatics. *ApJ* 664, 1144–1153.
- Smiljanic, R., G. F. Porto de Mello, & L. da Silva (2007). Abundance analysis of barium and mild barium stars. *A&A* 468, 679–693.
- Smith, V. V., B. Plez, D. L. Lambert, & D. A. Lubowich (1995). A survey of lithium in the red giants of the magellanic clouds. *ApJ* 441, 735–746.
- Smith, G. H. (2002). The Incidence of CN-strong Giants in Globular Clusters. *PASP* 114, 1215–1221.

- Snedden, C., H. R. Johnson, & B. M. Krupp (1976). A statistical method for treating molecular line opacities. *ApJ* 204, 281–289.
- Stephenson, C. B. (1973). A general catalogue of cool carbon stars. *Publications of the Warner & Swasey Observatory* 1.
- Stock, J. & W. H. Welhau (1956). Photographic photometry at the North galactic Pole. *AJ* 61, 80–90.
- Straniero, O., R. Gallino, M. Busso, A. Chieffi, C. M. Raiteri, M. Limongi, & M. Salaris (1995). Radiative C-13 burning in asymptotic giant branch stars and s-processing. *ApJ* 440, L85–L87.
- Straniero, O., I. Domínguez, R. Cristallo, & R. Gallino (2003a). Low-Mass AGB Stellar Models for  $0.003 \leq Z \leq 0.02$ : Basic Formulae for Nucleosynthesis Calculations. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 20, 389–392.
- Straniero, O., I. Domínguez, G. Imbriani, & L. Piersanti (2003b). The Chemical Composition of White Dwarfs as a Test of Convective Efficiency during Core Helium Burning. *ApJ* 583, 878–884.
- Straniero, O., R. Gallino, & S. Cristallo (2006). s-process in low-mass asymptotic giant branch stars. *Nuclear Physics A* 777, 311–339.
- Sweigart, A. V. & J. G. Mengel (1979). Meridional circulation and CNO anomalies in red giant stars. *ApJ* 229, 624–641.
- Thévenin, F. (1989). Oscillator strengths from the solar spectrum. *A&AS* 77, 137–154.
- Thévenin, F. (1990). Oscillator strengths from the solar spectrum. II. *A&AS* 82, 179–188.
- Totten, E. J., M. J. Irwin, & P. A. Whitelock (2000). The APM Survey for cool carbon stars in the Galactic halo - II. The search for dwarf carbon stars. *MNRAS* 314, 630–640.
- Tsuji, T. (1981). Spectral energy distribution and effective temperature scale of M-giant stars. II - Application of the infra-red flux method. *A&A* 99, 48–57.
- Tsujimoto, T. & T. Shigeyama (2003). Relics of Subluminous Supernovae in Metal-poor Stars. *ApJ* 584, L87–L90.
- Ugoren, A. R. (1962). Parallax and orbital motion of the triple system 26 DRA from photographs taken with the Sproul 24-inch refractor. *AJ* 67, 539–543.
- Utsumi, K. (1967). Spectral Analysis of Some Carbon Stars in the Visual Region. *PASJ* 19, 342–383.

- Utsumi, K. (1970). Abundance Analysis of Cool Carbon Stars. *PASJ* 22, 93–112.
- Utsumi, K. (1985). Abundance analysis of cool carbon stars. In M. Jaschek & P. C. Keenan (Eds.), *Cool Stars with Excesses of Heavy Elements*, Volume 114 of *Astrophysics and Space Science Library*, pp. 243–246.
- Uttenthaler, S., T. Lebzelter, S. Palmerini, M. Busso, B. Aringer, & M. T. Lederer (2007). Low-mass lithium-rich AGB stars in the Galactic bulge: evidence for cool bottom processing? *A&A* 471, L41–L45.
- Uttenthaler, S., J. Hron, T. Lebzelter, M. Busso, S. Palmerini, M. Schultheis, H. U. Käufel, M. T. Lederer, & B. Aringer (2008). Technetium and lithium in Galactic bulge AGB stars. *A&A* 478, 527–527.
- van der Veen, W. E. C. J. & H. J. Habing (1988). The IRAS two-colour diagram as a tool for studying late stages of stellar evolution. *A&A* 194, 125–134.
- van Leeuwen, F. & D. W. Evans (1998). On the use of the HIPPARCOS intermediate astrometric data. *A&AS* 130, 157–172.
- van Leeuwen, F. (2007). Validation of the new Hipparcos reduction. *A&A* 474, 653–664.
- Vandervort, G. L. (1958). The magnitudes, colors and motions of stars of spectral class R. *AJ* 63, 477–483.
- Vanture, A. D. (1992a). The CH stars. II - Carbon, nitrogen, and oxygen abundances. *AJ* 104, 1986–1996.
- Vanture, A. D. (1992b). The CH Stars. III. Heavy Element Abundances. *AJ* 104, 1997–2004.
- Vanture, A. D., V. V. Smith, J. Lutz, G. Wallerstein, D. Lambert, & G. Gonzalez (2007). Correlations between Lithium and Technetium Absorption Lines in the Spectra of Galactic S Stars. *PASP* 119, 147–155.
- Vassiliadis, E. & P. R. Wood (1993). Evolution of 1-5 M(SOLAR) Stars with Mass Loss. In R. Weinberger & A. Acker (Eds.), *Planetary Nebulae*, Volume 155 of *IAU Symposium*, pp. 478.
- Wallerstein, G. & C. Sneden (1982). A K giant with an unusually high abundance of lithium - HD 112127. *ApJ* 255, 577–584.
- Wallerstein, G., I. J. Iben, P. Parker, A. M. Boesgaard, G. M. Hale, A. E. Champagne, C. A. Barnes, F. Käppeler, V. V. Smith, R. D. Hoffman, F. X. Timmes, C. Sneden, R. N. Boyd, B. S. Meyer, & D. L. Lambert (1997). Synthesis of the elements in stars: forty years of progress. *Reviews of Modern Physics* 69, 995–1084.



- Wallerstein, G. & G. R. Knapp (1998). Carbon Stars. *ARA&A* 36, 369–434.
- Wallerstein, G., V. V. Kovtyukh, & S. M. Andrievsky (2009). Carbon-rich RR Lyr type stars. *ApJ* 692, L127–L129.
- Wasserburg, G. J., A. I. Boothroyd, & I.-J. Sackmann (1995). Deep Circulation in Red Giant Stars: A Solution to the Carbon and Oxygen Isotope Puzzles? *ApJ* 447, L37+.
- Weiss, A., P. A. Denissenkov, & C. Charbonnel (2000). Evolution and surface abundances of red giants experiencing deep mixing. *A&A* 356, 181–190.
- Westerlund, B. E., M. Azzopardi, J. Breysacher, & E. Rebeirot (1995). Faint carbon stars in the Small Magellanic Cloud. II. *A&A* 303, 107–117.
- Whitelock, P., F. Marang, & M. Feast (2000). Infrared colours for Mira-like long-period variables found in the ( $M_0 \lesssim 10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ) Hipparcos Catalogue. *MNRAS* 319, 728–758.
- Whitelock, P. A., M. W. Feast, F. Marang, & M. A. T. Groenewegen (2006). Near-infrared photometry of carbon stars. *MNRAS* 369, 751–782.
- Wielen, R., C. Dettbarn, B. Fuchs, H. Jahreiß, & G. Radons (1992). Dynamics of Stellar Populations in Galactic Disks. In B. Barbuy & A. Renzini (Eds.), *The Stellar Populations of Galaxies*, Volume 149 of *IAU Symposium*, pp. 81–92.
- Willmarth, D. & J. Barnes (1994). A User’s Guide to Reducing Echelle Spectra With IRAF.
- Wilson, R. E. (1939). The Mean Absolute Magnitude of Class R Stars. *ApJ* 90, 486–493.
- Wilson, R. E. (1953). *General catalogue of stellar radial velocities*. Washington, [Carnegie Institution of Washington] 1953.
- Yamamura, I., C. Dominik, T. de Jong, L. B. F. M. Waters, & F. J. Molster (2000). The origin of silicate carbon stars: ISO/SWS observation of V778 Cygni. *A&A* 363, 629–639.
- Yamashita, Y. (1972). The C-classification of the spectra of carbon stars. *Annales de l’Observatoire astronomique de Tokyo* 13, 167–217.
- Yamashita, Y. (1975). CH-like stars. *PASJ* 27, 325–331.
- Zahn, J.-P. (1992). Circulation and turbulence in rotating stars. *A&A* 265, 115–132.
- Začs, L., M. R. Schmidt, F. A. Musaev, G. A. Galazutdinov, & J. Sperauskas (2005). A detailed spectroscopy of the carbon-rich star BD +57°2161. *A&A* 441, 303–308.
- Zuckerman, B. (1993). Carbon Stars with Excess Emission at 60-MICRON Wavelength. *A&A* 276, 367–372.

# A

---

Líneas utilizadas en el análisis químico

Tabla A.1: Abundancias absolutas de C, N, O y razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  derivada en las estrellas de la muestra.

R-frías	C <sup>a</sup>	N <sup>b</sup>	O <sup>c</sup>	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^d$	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^e$	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^f$
HIP 35810	8.40	7.30*	8.35	66±20	63	65
HIP 36623	8.35	7.70	8.31	21±6	24	23
HIP 62401	-	-	-	-	-	-
HIP 91929	8.68	7.78*	8.66	58±20	-	58
HIP 108205	8.67	7.78*	8.66	90±30	-	90
HIP 109158	8.68	7.78*	8.66	85±30	-	85
R-calientes	C <sup>a</sup>	N <sup>b</sup>	O <sup>c</sup>	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^d$	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^e$	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^f$
HIP 39118	8.77	8.00	<9.30*	13:	-	13
HIP 44812	8.75	8.70	8.66	5±1	5:	5
HIP 53832	8.08	8.10	8.06	24±6	24	24
HIP 58786	8.63	7.60	8.47	70 ± 20	70:	70
HIP 62944	8.80	8.30	9.05*	19±5	25	22
HIP 69089	8.40	8.40	8.46	19±4	19	19
HIP 74826	8.40	8.18	8.36	20±5	19:	20
HIP 82184	8.42	8.25	8.51	9±2	12	10
HIP 84266	8.75	8.40	8.56	7±2	6	7
HIP 85750	8.38	7.98	8.36	24±5	19	22
HIP 86927	8.47	7.98	8.66	7± 1	7	7
HIP 87603	8.60	7.68	8.36	9±2	9	9
HIP 88887	8.80	8.70	8.66	5±2	5	5
HIP 94049	8.48	7.98	8.36	9±2	4:	9
HIP 95422	8.73	7.78*	8.36	6±2	-	6
HIP 98223	8.05	7.10	7.97	16±5	-	16
HIP 113150	8.85	7.60*	8.36	9±5	-	9
SC	C <sup>a</sup>	N <sup>b</sup>	O <sup>c</sup>	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^d$	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^e$	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^f$
BD +10°3764	8.673	7.780*	8.660	-	49	49
RR Her	8.661	8.250	8.660	33±10	-	33
RS Cyg	8.355	7.300*	8.350	66±25	-	66

Abundancias de C, N, O dadas en la escala usual  $\epsilon(X)$ .

Las abundancias solares se tomaron de Asplund et al. (2005):  $C_{\odot} = 8.39$ ,  $N_{\odot} = 7.78$ ,  $O_{\odot} = 8.66$ .

<sup>a</sup> C derivado a partir de la banda de Swan de  $\text{C}_2$  a  $\lambda$  4730–4750 Å.

<sup>b</sup> N derivado a partir de las bandas de CN a  $\lambda$  8015–8035 Å asumiendo la abundancia de C dada por <sup>a</sup> excepto en los casos marcados por un asterisco, donde las abundancias de N se escalaron con la metalicidad de la estrella.

<sup>c</sup> Abundancia de O escalada con la metalicidad de la estrella, excepto en los casos marcados con un asterisco en los que se derivó la abundancia de O usando la línea [O I]  $\lambda$  6300.3,  $\chi = 0.00$  eV,  $\log gf = -10.119$ .

<sup>d</sup>  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  determinada a partir del promedio (media  $\pm$  r.m.s. indicados en la tabla) de las líneas de  $^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ :

$\lambda = 8016.397$  Å,  $\chi = 0.121$  eV,  $\log gf = -1.700$ ;  $\lambda = 8019.393$  Å,  $\chi = 0.083$  eV,  $\log gf = -2.349$

$\lambda = 8022.655$  Å,  $\chi = 0.132$  eV,  $\log gf = -1.780$ ;  $\lambda = 8033.667$  Å,  $\chi = 0.083$  eV,  $\log gf = -1.939$ .

<sup>e</sup>  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  determinada a partir de las bandas moleculares de  $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$  y  $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$  a  $\lambda$  4730–4750 Å.

<sup>f</sup>  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  valor final adoptado (ver texto).

: significa valor incierto.

Tabla A.2: Abundancias químicas absolutas<sup>a</sup> en las estrellas R-calientes.

Línea				HIP								
El.	$\lambda(\text{\AA})$	$\chi(\text{eV})$	log gf	39118	44812	53832	58786	62944	69089	74826	82184	84266
<b>Li I</b>	6707.76	0.00	0.002	0.85	<1.00	<0.60	<1.00	2.60	1.80	<0.50	<0.40	<1.05
<b>Cr I</b>	4810.74	3.08	-1.400	5.34	5.74	4.74:	5.14	5.74	5.50	5.35	5.49	5.54
	4936.34	3.11	-0.340	5.45	5.54	4.74	5.24	5.64	5.45	5.35	5.49	5.54
<b>Mn I</b>	4739.09	2.94	-0.490	5.10	-	4.69	-	5.49	5.25	5.10	5.24	5.29
<b>Fe I</b>	4809.94	3.57	-2.650	7.20	7.35	6.75	7.15	7.60	7.30	7.15	7.30	7.35
	5288.53	3.69	-1.738	7.15	7.45	6.65	-	7.50	7.25	7.15	7.30	7.35
	5292.59	4.39	-1.620	7.25	7.45	-	7.35	7.55	7.30	-	7.30	7.35
	5293.96	4.14	-1.870	7.15	-	6.75	7.15	7.60	7.25	7.15	7.35	7.35
	5294.55	3.46	-2.785	7.20	-	6.65	-	7.55	7.30	7.15	7.30	7.45
	5295.31	4.42	-1.620	7.20	-	6.80	7.35	7.60	7.25	7.15	7.30	7.35
	5929.68	4.55	-1.250	7.15	7.45	6.65	7.15	7.60	7.30	7.25	7.30	7.35
	5930.18	4.65	0.070	7.05	7.45	6.65	7.05	7.55	7.30	7.25	7.30	7.35
	5934.66	3.93	-1.170	7.05	-	6.65	7.05	7.55	7.30	7.05	7.30	7.35
	7780.56	4.47	-0.090	7.15	7.35	<6.65	7.15	<7.55	7.25	7.20	<7.30	7.25
	7802.47	5.09	-1.460	7.25	7.45	6.65	7.20	7.65	7.35	7.10	7.35	7.55
	7807.92	4.99	-0.570	7.15	-	6.65	7.15	7.55	7.30	7.10	7.30	7.35
	8028.31	4.47	-0.844	-	-	6.65	7.05	7.55	7.25	7.15	7.15	7.30
			Media	7.16	7.42	6.68	7.16	7.57	7.28	7.15	7.30	7.35
			R.M.S.	0.06	0.05	0.06	0.11	0.04	0.03	0.06	0.05	0.01
<b>Ni I</b>	4935.83	3.94	-0.350	5.90	-	5.43	5.93	6.23	6.05	-	6.08	6.13
	4937.34	3.61	-0.390	5.95	-	5.43	5.93	6.33	6.10	6.00	6.08	6.13
	7788.94	1.95	-2.120	5.93	6.23	5.43	5.93	6.30	6.00	5.93	<6.08	6.13
	7797.59	3.90	-0.262	5.93	6.23	5.43	5.83	6.25	6.00	5.93	6.08	6.13
			Media	5.93	6.23	5.43	5.90	6.28	6.04	5.95	6.08	6.13
			R.M.S.	0.02	0.00	0.00	0.05	0.05	0.05	0.04	0.00	0.00
<b>Zn I</b>	4810.54	4.08	-0.177	-	4.60	3.80	4.15	4.70	4.50	4.30	4.45	4.50
<b>Rb I</b>	7800.23		*	2.63	-	<2.50	-	2.55	2.30	2.30	2.45	2.45
<b>Sr I</b>	4811.88	1.85	0.200	2.85	2.82	3.00	2.72	3.02	2.80	2.60	2.77	2.82
<b>Y I</b>	4819.64	1.36	0.200	2.60	2.21	2.50	1.81	2.31	2.20	1.90	2.06	1.90
	6687.51	0.50	-1.630	-	-	2.50	1.91	2.00	2.20	1.95	1.91	1.90
<b>Zr I</b>	4805.89	0.69	-0.600	3.00	2.30	2.65	-	2.25	2.40	2.30	2.30	2.38
	4815.64	0.60	-0.280	3.00	-	2.50	<2.00	2.35	2.20	2.30	2.30	2.38
<b>Ba I</b>	6498.76	1.19	0.580	2.30	-	2.95	1.90	-	-	-	-	2.00
<b>Ba II</b>	4934.10		*	2.40	<2.10	3.15	1.90	2.00	2.00	1.95	2.10	2.00
	6496.91	0.60	-0.07	2.40	-	-	1.90	-	-	-	-	2.00
			Media	2.37	-	3.05	1.90	-	-	-	-	2.00
			R.M.S.	0.06	-	0.14	0.00	-	-	-	-	0.00
<b>La II</b>	4804.04	0.24	-1.604	1.40	-	2.40	-	1.23	-	0.83	1.13:	-
	4809.00	0.24	-1.494	1.20	1.23	2.40	<0.83	1.23	1.03	0.75	1.13	<1.25
<b>Nd II</b>	4811.34	0.06	-0.820	1.80	-	2.10	-	1.45	1.35	1.15	1.20	1.40
<b>Sm II</b>	4815.82	0.19	-0.990	1.30	<1.10	1.60	<0.71	1.20	0.90	0.70	0.86	1.05

Tabla A.2 continuación

Línea			HIP								
$\lambda(\text{\AA})$	$\chi(\text{eV})$	log gf	85750	86927	87603	88887	94049	95422	98223	113150	
<b>Li I</b> 6707.76	0.00	0.002	<0.30	<0.48	<1.10	<0.50	<0.40	<0.50	<0.00	<0.55	
<b>Cr I</b> 4810.74	3.08	-1.400	<5.14	5.59	5.24	5.44	-	-	-	-	
4936.34	3.11	-0.340	5.14	5.59	5.24	-	5.04	-	4.84	-	
<b>Mn I</b> 4739.09	2.94	-0.490	4.89	5.35	-	-	-	-	-	-	
<b>Fe I</b> 4809.94	3.57	-2.650	6.95	7.40	7.05	7.25	-	-	-	-	
5288.53	3.69	-1.738	6.95	7.35	6.85	7.45	6.85	7.25	6.65	7.05	
5292.59	4.39	-1.620	6.95	7.40	6.95	7.50	6.85	7.15	-	-	
5293.96	4.14	-1.870	6.95	7.40	6.85	-	6.95	7.15	6.55	6.95	
5294.55	3.46	-2.785	7.05	7.45	-	-	-	7.15:	6.65	-	
5295.31	4.42	-1.620	6.85	7.35	6.85	7.45:	6.85	7.15	6.65	6.95	
5929.68	4.55	-1.250	6.95	7.40	6.95	-	6.85	-	6.75	7.05	
5930.18	4.65	0.070	6.95	-	6.95	7.45	6.85	-	6.65	6.95	
5934.66	3.93	-1.170	-	-	-	7.45	-	-	6.65	-	
7780.56	4.47	-0.090	6.95	7.40	6.85	7.20	<6.75	-	-	-	
7802.47	5.09	-1.460	7.05	7.40	6.95	7.25	6.60	-	6.75	6.95	
7807.92	4.99	-0.570	7.05	7.40	6.95	7.25	-	7.25	6.65	6.95	
8028.31	4.47	-0.844	6.95	7.40	7.05	-	6.85	7.25	-	-	
Media			6.97	7.40	6.93	7.36	6.83	7.19	6.66	6.98	
R.M.S.			0.06	0.03	0.08	0.12	0.10	0.05	0.06	0.05	
<b>Ni I</b> 4935.83	3.94	-0.350	5.73	6.15	-	-	5.63:	-	5.43	-	
4937.34	3.61	-0.390	5.73	6.18	5.83	6.03	5.63	-	-	-	
7788.94	1.95	-2.120	5.83	6.18	5.63	6.13	5.38	6.00	5.53	5.73	
7797.59	3.90	-0.262	5.83	6.05	5.63	6.23	5.33	5.90	5.43	5.53	
Media			5.78	6.14	5.70	6.13	5.49	5.95	5.46	5.63	
R.M.S.			0.06	0.06	0.12	0.10	0.16	0.07	0.06	0.14	
<b>Zn I</b> 4810.54	4.08	-0.177	<3.85	<4.55	4.20	4.30	-	-	-	-	
<b>Rb I</b> 7800.23		*	2.15	2.70	2.10	2.40	-	-	-	-	
<b>Sr I</b> 4811.88	1.85	0.200	3.20	2.87	2.52	2.70	-	-	2.80:	-	
<b>Y I</b> 4819.64	1.36	0.200	2.70	2.15	1.80	<2.00	-	-	2.50	1.71	
6687.51	0.50	-1.630	-	2.15	1.80	2.10	1.61	1.91	2.60	1.71	
<b>Zr I</b> 4805.89	0.69	-0.600	2.70	2.85	-	<2.30	-	-	-	-	
4815.64	0.60	-0.280	2.65	2.85	2.00	<2.30	-	-	2.80	2.10	
<b>Ba I</b> 6498.76	1.19	0.580	3.25	2.30	2.10	1.90	1.50	2.00	2.50	1.70	
<b>Ba II</b> 4934.10		*	<3.70	2.35	-	1.90	<1.50	2.05	2.90	-	
6497.00	0.60	-0.07	3.25	2.30	2.10	1.90	1.50	2.00	2.50	-	
Media			-	2.32	2.10	1.90	1.50	2.02	2.63	1.70	
R.M.S.			-	0.03	0.00	0.00	0.00	0.03	0.23	-	
<b>La II</b> 4804.04	0.24	-1.604	2.30:	1.40:	1.13:	<0.93	-	-	-	-	
4809.00	0.24	-1.494	2.30:	1.40	1.13	0.93	-	-	-	-	
<b>Nd II</b> 4811.34	0.06	-0.820	2.50	1.80	1.05	1.25:	-	-	2.10	-	
<b>Sm II</b> 4815.82	0.19	-0.990	1.80	1.15	0.60	0.80	-	-	1.40	<0.50	

<sup>a</sup> Abundancias dadas como  $12 + \log(N(X)/N(H))$ . Las abundancias solares se tomaron de Asplund et al. (2005):  $Li_{\odot}=1.05$ ,  $Cr_{\odot}=5.64$ ,  $Mn_{\odot}=5.39$ ,  $Fe_{\odot}=7.45$ ,  $Ni_{\odot}=6.23$ ,  $Zn_{\odot}=4.60$ ,  $Rb_{\odot}=2.60$ ,  $Sr_{\odot}=2.92$ ,  $Y_{\odot}=2.21$ ,  $Zr_{\odot}=2.59$ ,  $Ba_{\odot}=2.17$ ,  $La_{\odot}=1.13$ ,  $Nd_{\odot}=1.45$ ,  $Sm_{\odot}=1.01$ .

\* Indica estructura hiperfina incluida:

Las líneas de Rb I se tomaron de Lambert & Mallia (1968) y las de Ba II de Biehl (1976).

: Significa valor incierto; - Indica línea no detectada o no usada.

Tabla A.3: Abundancias químicas absolutas en las estrellas R-frías

Línea			HIP					
$\lambda(\text{\AA})$	$\chi(\text{eV})$	log gf	35810	36623	62401	91929	108205	109158
<b>Li I</b> 6707.76	0.00	0.002	0.20	< -0.20	-	-0.50	-1.50	-1.00:
<b>Cr I</b> 4810.74	3.08	-1.400	5.24	5.44	-	-	-	-
4936.34	3.11	-0.340	5.24	5.34	-	5.64	-	-
<b>Mn I</b> 4739.09	2.94	-0.490	-	-	-	-	-	-
<b>Fe I</b> 4809.94	3.57	-2.650	7.15	7.25	-	-	-	-
5288.53	3.69	-1.738	7.05	7.15	-	7.55:	-	-
5292.59	4.39	-1.620	-	-	-	7.45	7.45:	7.45
5293.96	4.14	-1.870	7.15	7.15	-	7.45:	7.55:	7.35
5294.55	3.46	-2.785	7.05	7.15	-	7.45:	7.35:	7.45
5295.31	4.42	-1.620	7.05	7.15	-	7.45	-	7.55:
5929.68	4.55	-1.250	-	7.25	-	-	-	7.55:
5930.18	4.65	0.070	7.05	-	-	-	7.45	7.50:
5934.66	3.93	-1.170	-	-	-	-	-	7.45
7780.56	4.47	-0.090	-	-	-	-	-	-
7802.47	5.09	-1.460	7.00	7.15	-	7.45	-	7.15:
7807.92	4.99	-0.570	-	7.15	-	7.45	-	7.15:
8028.31	4.47	-0.844	-	7.20	-	7.45	7.45	7.45
		Media	7.07	7.18	-	7.45	7.45	7.43
		R.M.S.	0.06	0.04	-	0.01	0.01	0.04
<b>Ni I</b> 4935.83	3.94	-0.350	5.93	5.93	-	-	-	-
4937.34	3.61	-0.390	5.83	5.93	-	6.23	-	-
7788.94	1.95	-2.120	5.93	5.83	-	6.23	-	5.83
7797.59	3.90	-0.262	6.03	6.00	-	6.23	-	6.03
		Media	5.93	5.92	-	6.23	-	5.93
		R.M.S.	0.08	0.07	-	0.00	-	0.14
<b>Zn I</b> 4810.54	4.08	-0.177	4.20	-	-	-	-	-
<b>Rb I</b> 7800.23		*	-	2.35	-	-	-	-
<b>Sr I</b> 4811.88	1.85	0.200	2.80	3.60	-	-	-	-
<b>Y I</b> 4819.64	1.36	0.200	<1.90	3.00	-	2.20	-	-
6687.51	0.50	-1.630	2.30	3.50	-	<2.20	2.80	3.00:
<b>Zr I</b> 4805.89	0.69	-0.600	2.40	3.50	-	-	-	-
4815.64	0.60	-0.280	2.60	3.40	-	2.60	-	-
<b>Ba I</b> 6498.76	1.19	0.580	2.55	3.50	-	-	-	-
<b>Ba II</b> 4934.10		*	2.60	3.75	-	2.15	-	-
6497.00	0.60	-0.07	2.55	<3.50	-	-	2.90	3.00
		Media	2.57	3.62	-	-	-	-
		R.M.S.	0.03	0.18	-	-	-	-
<b>La II</b> 4804.04	0.24	-1.604	1.30	2.50:	-	-	-	-
4809.00	0.24	-1.494	<1.30	2.50	-	-	-	-
<b>Nd II</b> 4811.34	0.06	-0.820	1.90	2.90	-	-	-	-
<b>Sm II</b> 4815.82	0.19	-0.990	0.80	1.30	-	0.90	-	-

Abundancias solares y símbolos como en la Tabla A.2

Tabla A.4: Abundancias químicas absolutas en las estrellas SC.

Línea			Estrella		
$\lambda(\text{\AA})$	$\chi(\text{eV})$	log gf	BD +10°3764	RR Her	RS Cyg
<b>Li I</b> 6707.76	0.00	0.002	-0.30	-0.80	-0.15
<b>Cr I</b> 4810.74	3.08	-1.400	-	5.24	-
4936.34	3.11	-0.340	5.54	5.64	-
<b>Mn I</b> 4739.09	2.94	-0.490	-	-	-
<b>Fe I</b> 4809.94	3.57	-2.650	7.35	7.35	6.95:
5288.53	3.69	-1.738	7.30	7.30	-
5292.59	4.39	-1.620	-	-	-
5293.96	4.14	-1.870	7.45	7.35	7.05
5294.55	3.46	-2.785	7.45	7.35	6.95
5295.31	4.42	-1.620	7.45	7.30	6.95
5929.68	4.55	-1.250	7.45	7.40	6.95
5930.18	4.65	0.070	7.45	7.40	6.95
5934.66	3.93	-1.170	7.45	-	-
7780.56	4.47	-0.090	-	-	-
7802.47	5.09	-1.460	-	7.10	-
7807.92	4.99	-0.570	-	7.10	-
8028.31	4.47	-0.844	-	-	-
	Media		7.42	7.30	6.97
	R.M.S.		0.06	0.04	0.04
<b>Ni I</b> 4935.83	3.94	-0.350	6.23	6.10	-
4937.34	3.61	-0.390	6.00	6.10	-
7788.94	1.95	-2.120	-	5.83	-
7797.59	3.90	-0.262	-	5.83	-
	Media		-	5.97	-
	R.M.S.		-	0.04	-
<b>Zn I</b> 4810.54	4.08	-0.177	-	4.50	4.10
<b>Rb I</b> 7800.23		*	-	2.20	-
<b>Sr I</b> 4811.88	1.85	0.200	3.50:	4.40	<3.00
<b>Y I</b> 4819.64	1.36	0.200	2.50	2.50	<2.00
6687.51	0.50	-1.630	<3.80	<3.70	-
<b>Zr I</b> 4805.89	0.69	-0.600	3.90	3.60	-
4815.64	0.60	-0.280	3.90	3.60	<3.10
<b>Ba I</b> 6498.76	1.19	0.580	-	-	-
<b>Ba II</b> 4934.10		*	3.50	3.50	<2.50
6497.00	0.60	-0.07	-	-	-
	Media		-	-	-
	R.M.S.		-	-	-
<b>La II</b> 4804.04	0.24	-1.604	2.50	2.70	<1.00
4809.00	0.24	-1.494	2.50	2.70	<0.80
<b>Nd II</b> 4811.34	0.06	-0.820	2.50	2.60	<1.60
<b>Sm II</b> 4815.82	0.19	-0.990	2.20	1.70	<1.00

Abundancias solares y símbolos como en la Tabla A.2

Tabla A.5: Detección de Tc<sup>a</sup> en las estrellas de la muestra.

R-frías	Tc I $\lambda 5924.47 \text{ \AA}$	Tc I $\lambda 4262.27 \text{ \AA}$
HIP 35810	No	-
HIP 36623	No	No
HIP 62401	-	-
HIP 91929	No	-
HIP 108205	?	-
HIP 109158	<0.90	-
R-calientes	Tc I $\lambda 5924.47 \text{ \AA}$	Tc I $\lambda 4262.27 \text{ \AA}$
HIP 39118	<1.20	-
HIP 44812	No	No
HIP 53832	No	No
HIP 58786	No	-
HIP 62944	No	No
HIP 69089	No	No
HIP 74826	No	-
HIP 82184	No	No
HIP 84266	No	No
HIP 85750	No	No
HIP 86927	?	No
HIP 87603	No	-
HIP 88887	No	-
HIP 94049	No	-
HIP 95422	No	-
HIP 98223	No	-
HIP 113150	No	-
SC	Tc I $\lambda 5924.47 \text{ \AA}$	Tc I $\lambda 4262.27 \text{ \AA}$
BD +10°3764	<1.30	-
RR Her	<1.20	-
RS Cyg	<0.50	-

<sup>a</sup>Los parámetros atómicos de las líneas de Tc I se tomaron de Palmeri et al. (2005):

$$5924.47 \text{ \AA}, \chi(\text{eV}) = 0.00, \log gf = -2.222$$

$$4262.27 \text{ \AA}, \chi(\text{eV}) = 0.00, \log gf = -0.350.$$

? significa detección de Tc dudosa.





# B

---

Ejemplos de ajustes teóricos, mediante síntesis espectral, a espectros observados

Notas:

En todas las figuras, el espectro observado se indica por la línea negra con puntos; el mejor ajuste teórico al espectro observado se representa por la línea de color rojo. Se muestran también otros ajustes teóricos en distintos colores (líneas verde y azul) para probar la sensibilidad de las abundancias derivadas.

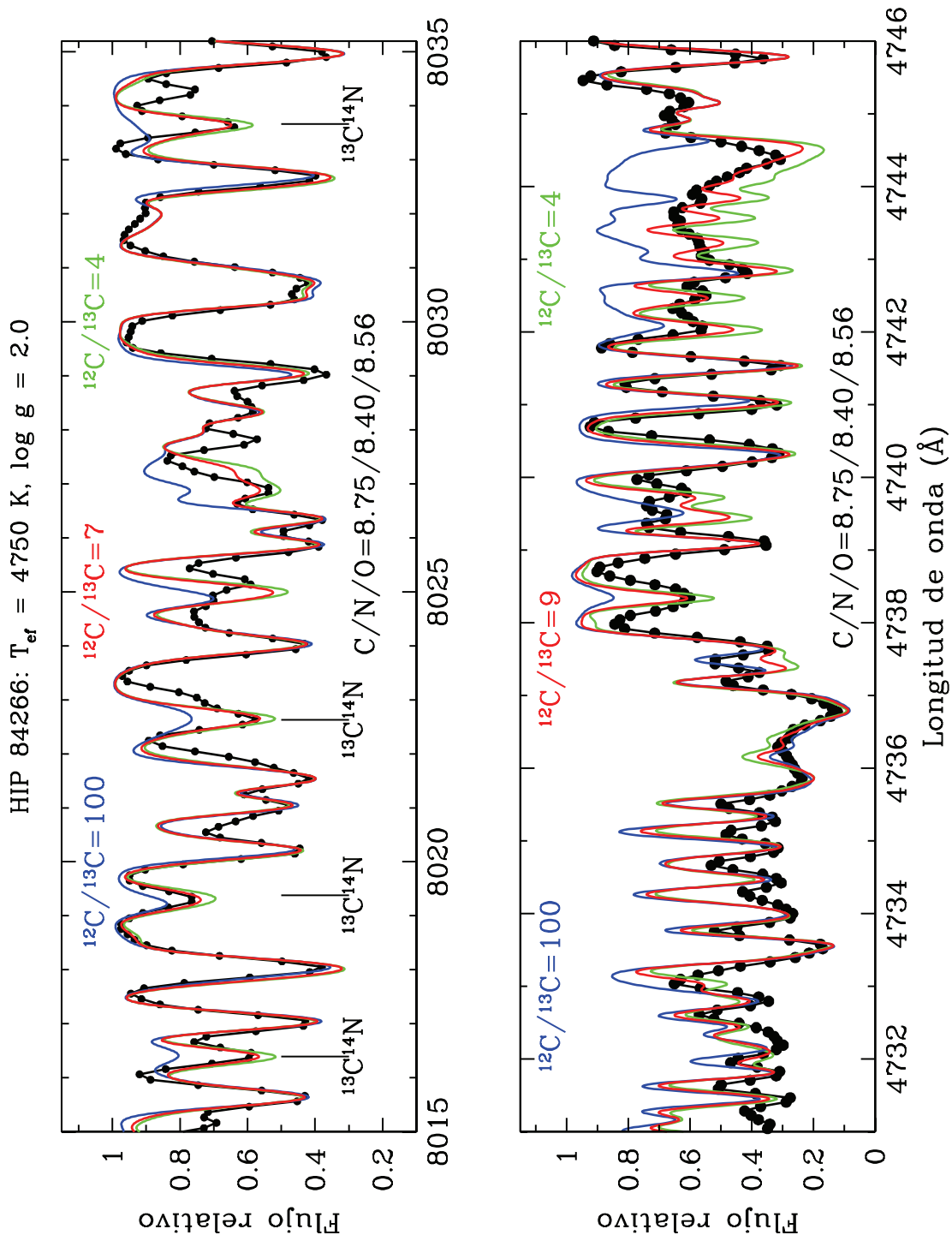


Figura B.1: Abundancias de C, N, O y razón  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  derivadas en HIP 84266 mediante la región del sistema rojo de CN ( $\sim 8015$  Å) y las bandas de Swan de  $\text{C}_2$  ( $\sim 4730$  Å).

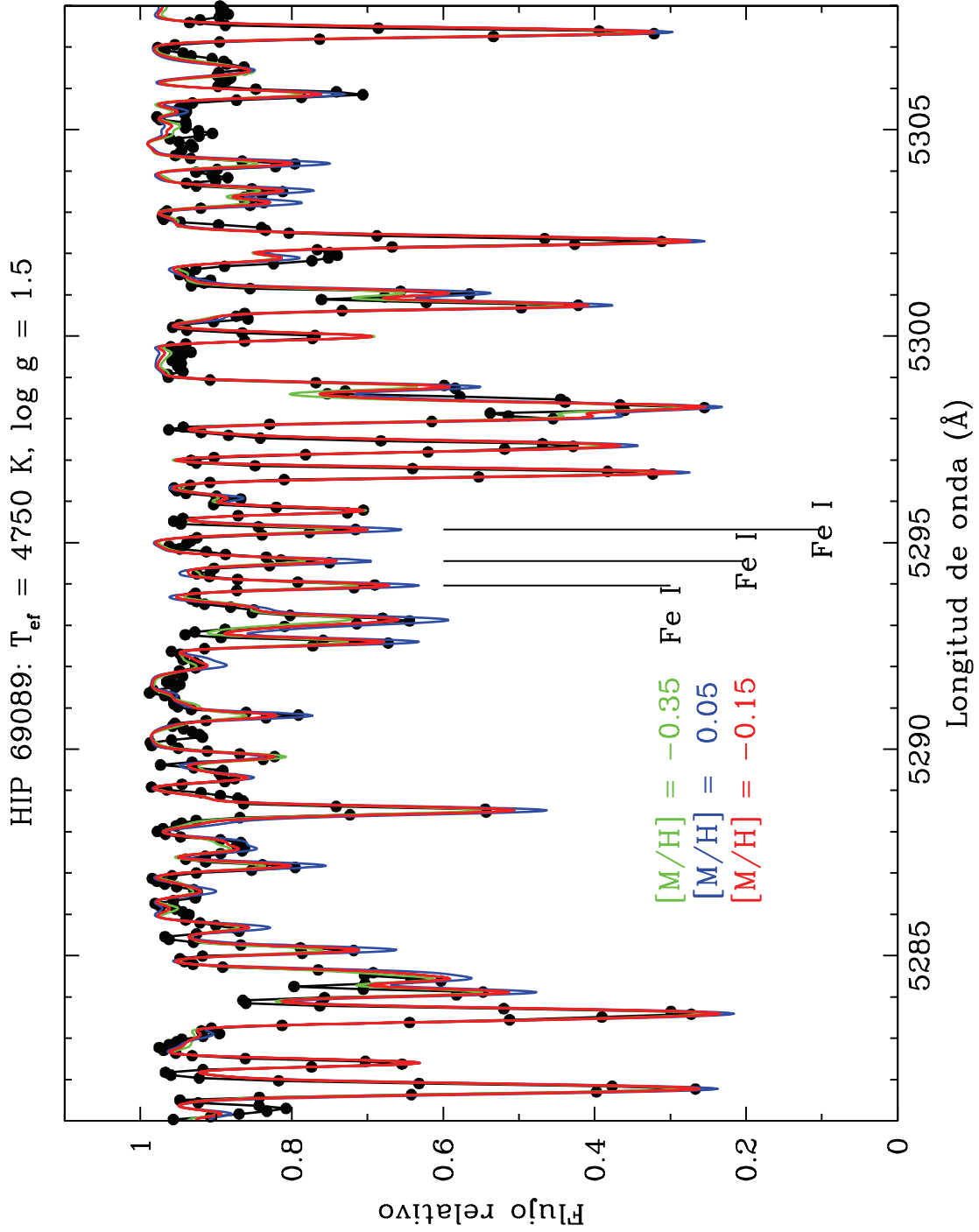


Figura B.2: Metalicidad media derivada en HIP 69089. Se indica la posición de tres líneas de hierro seleccionadas para determinar la metalicidad.

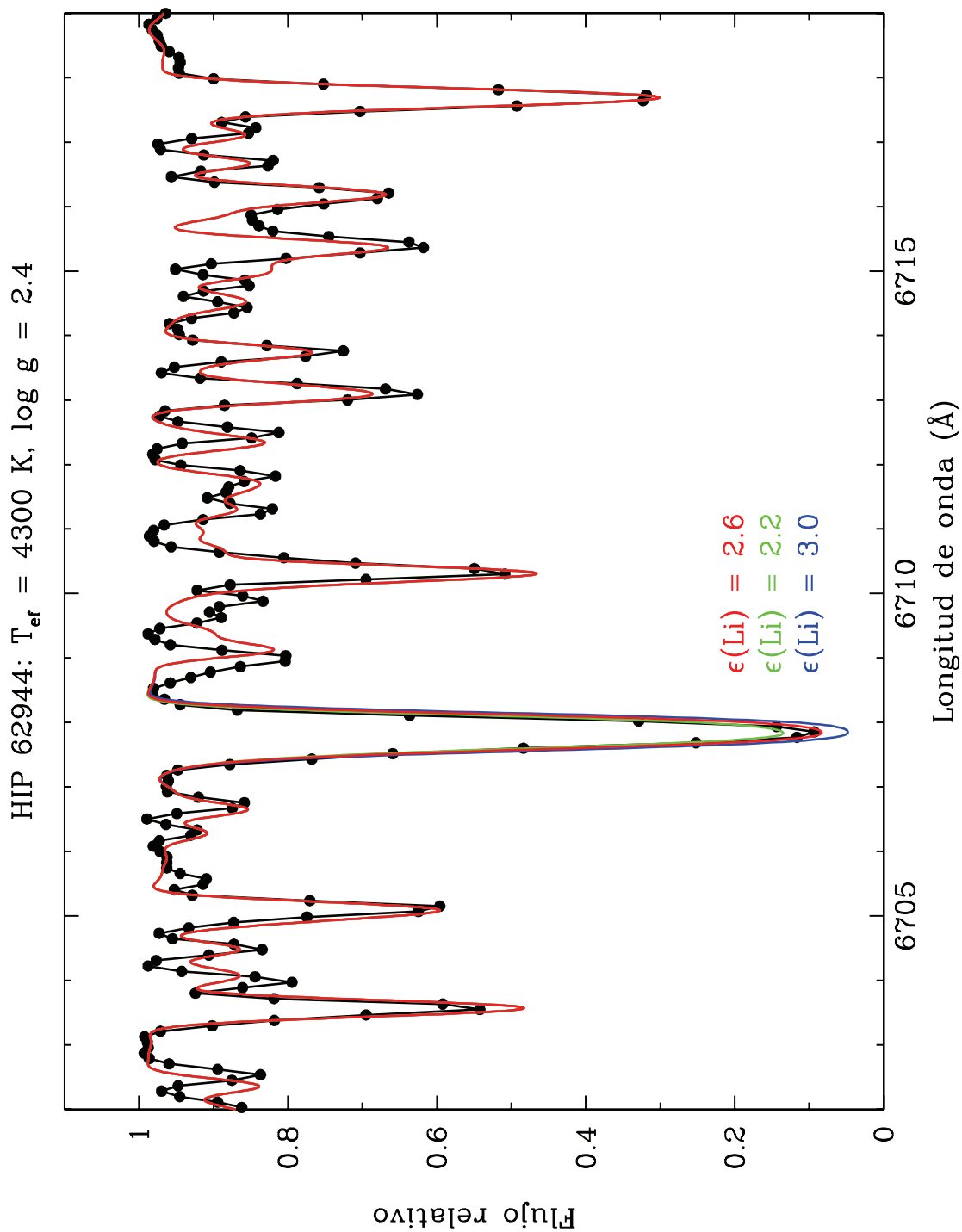


Figura B.3: La estrella de tipo espectral K, rica en litio, HIP 62944.

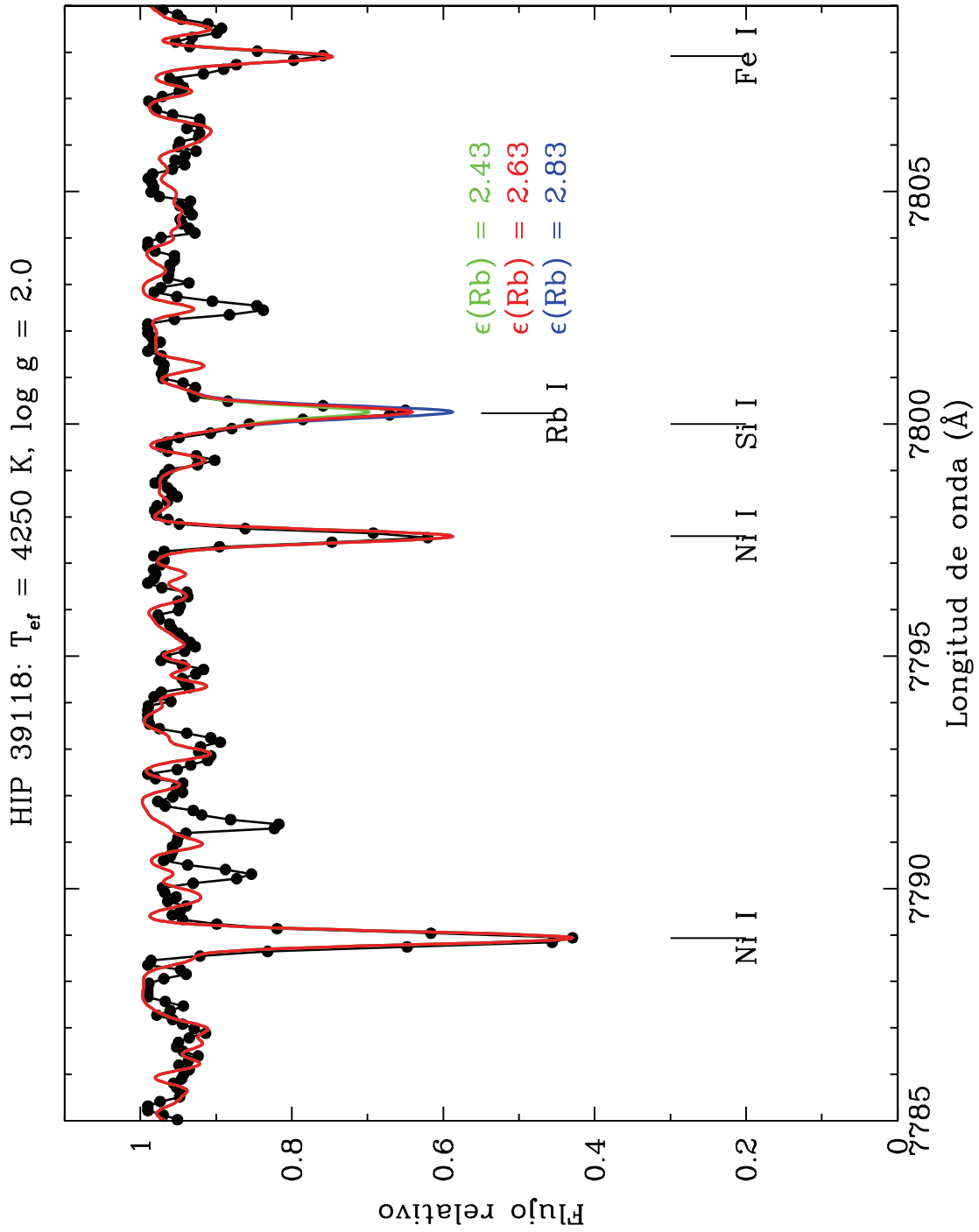


Figura B.4: Determinación de la abundancia de rubidio en la estrella clasificada como *CN-strong* HIP 39118. Obsérvese la presencia de líneas no identificadas en esta región del espectro.

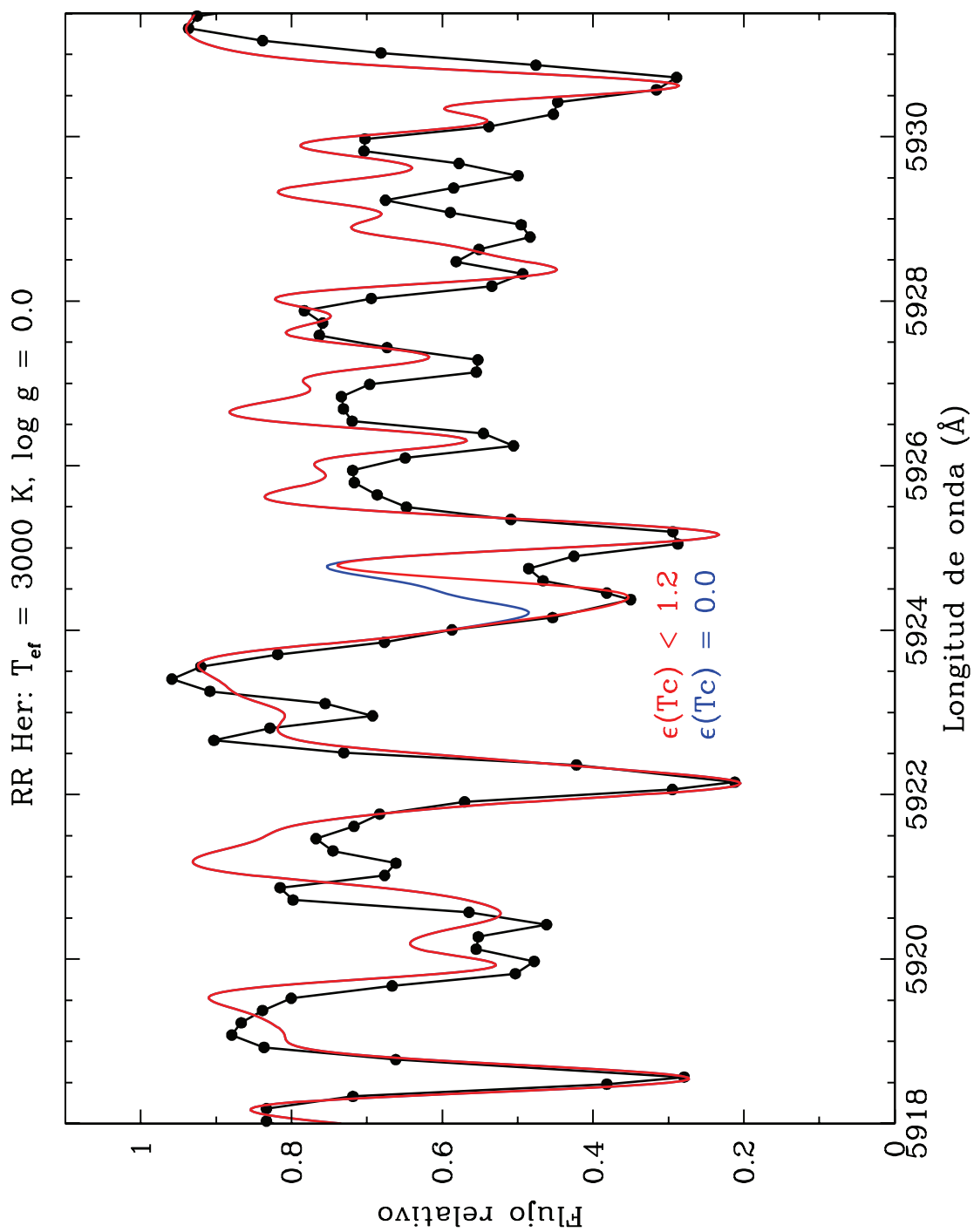


Figura B.5: Detección de tecnecio en la estrella de tipo espectral SC RR Her.

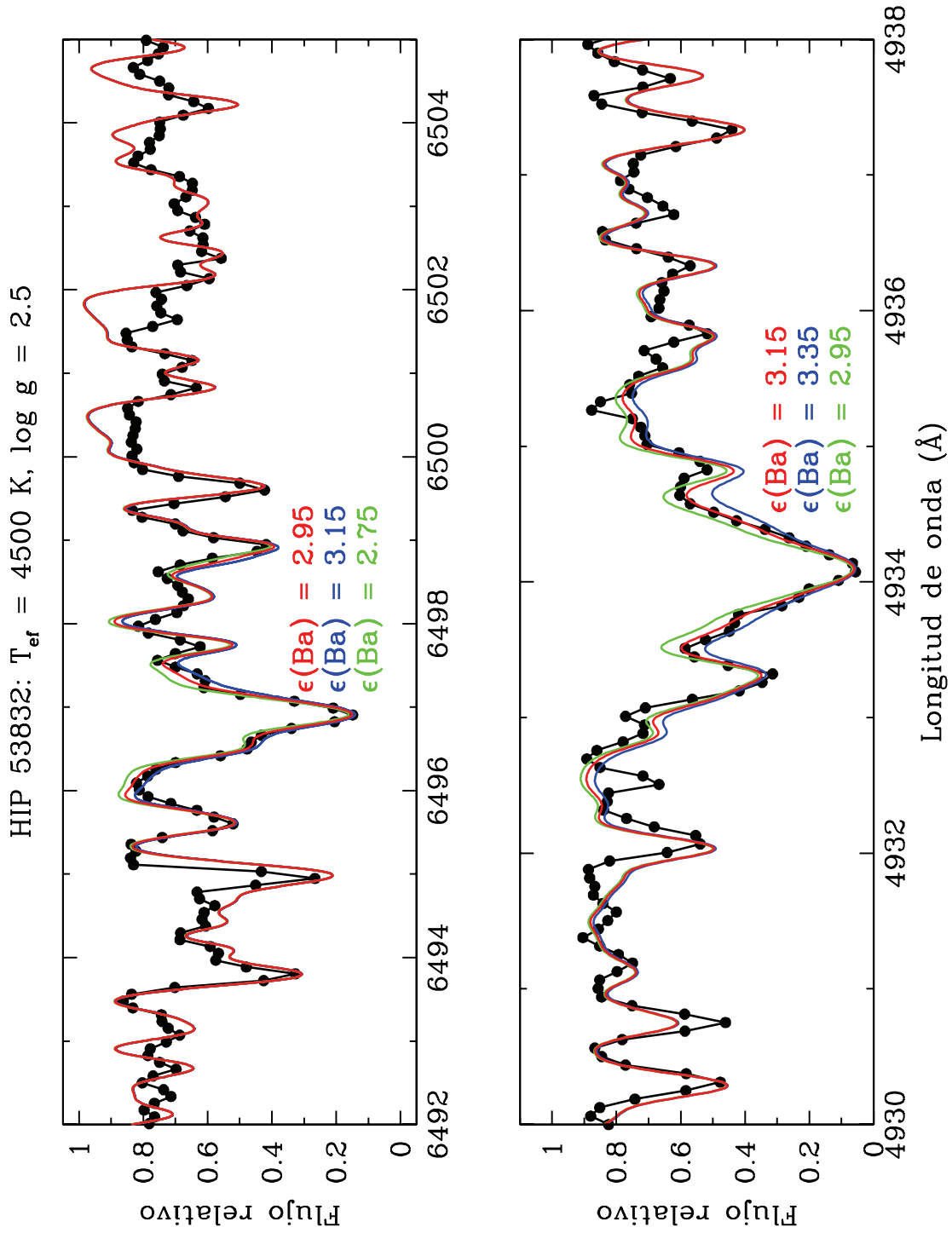


Figura B.6: Abundancia de bario derivada en la estrella de tipo espectral CH HIP 53832.



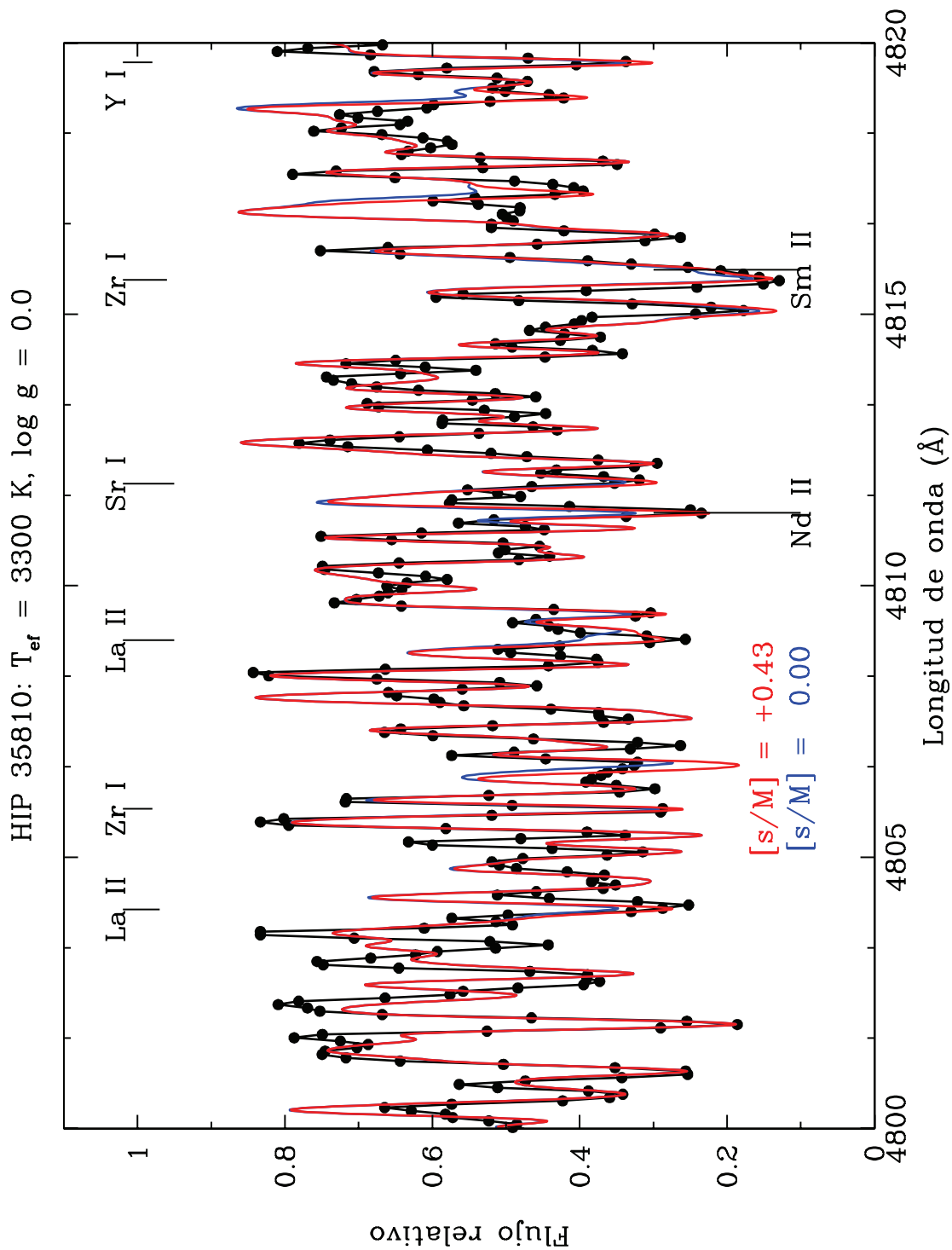


Figura B.7: Enriquecimiento en elementos- $s$  derivado en las estrella R-fría HIP 35810.

# C

---

## Publicaciones que se derivan de este trabajo

### Trabajos publicados:

- Abia, C., Domínguez, I., Straniero, O., & Zamora, O. 2006, *Chemical Abundances and Mixing in Stars in the Milky Way and its Satellites*, ESO ASTROPHYSICS SYMPOSIA. ISBN 978-3-540-34135-2. Springer-Verlag, 2006, p. 23.
- Zamora, O., Abia, C., de Laverny, P., & Domínguez, I. 2004, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 75, 596.
- Zamora, O., Abia, C., Plez, B., & Domínguez, I. 2006, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 77, 973.
- Zamora, O., Abia, C., Plez, B., & Domínguez, I. *Why Galaxies Care About AGB Stars: Their Importance as Actors and Probes*, 2007, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 378, 141.

### Trabajos en preparación:

- Zamora, O., Abia, C., Plez, B., & Domínguez, I., *The chemical composition of carbon stars: the R-type stars*, 2009, *ApJ*, en preparación.
- Piersanti, L., Cabezón, R. M., Zamora, O., Domínguez, I., García-Senz, D., Abia, C., & Straniero, O., *He-white dwarf mergins, the He-flash and the origin of R-type carbon stars*, 2009, *ApJ*, en preparación.

