

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**  
**Departamento de Física de la Tierra, Astronomía**  
**y Astrofísica II**



**CARACTERIZACIÓN DEL ÍNDICE DEL CO**  
**EN 2.3  $\mu\text{m}$  Y SU APLICACIÓN AL ESTUDIO DE**  
**POBLACIONES ESTELARES EN GALAXIAS DE PRIMEROS**  
**TIPOS**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR**  
**PRESENTADA POR**

**Esther Mármol Queraltó**

Bajo la dirección del doctor

Nicolás Cardiel López,

**Madrid, 2009**



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS  
Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II

# Caracterización del índice de CO en $2.3 \mu\text{m}$ y su aplicación al estudio de poblaciones estelares en galaxias de primeros tipos

Tesis dirigida por  
Dr. Nicolás Cardiel López  
Profesor Titular  
Universidad Complutense de Madrid

Memoria presentada por  
Esther Mármol Queraltó  
para aspirar al título de  
Doctora en Ciencias Físicas  
Madrid, Octubre de 2008



*A mis padres, por apoyarme siempre.*

*Y a Jose, por acompañarme en este camino.*



*Caminante no hay camino  
se hace camino al andar.*

Antonio Machado



# Índice general

---

<b>Agradecimientos</b>	<b>XI</b>
<b>Prefacio</b>	<b>XV</b>
<b>Summary</b>	<b>XVII</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>1</b>
<b>Índice de tablas</b>	<b>7</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>9</b>
1.1. Galaxias de primeros tipos . . . . .	9
1.1.1. Características generales . . . . .	9
1.1.2. Modelos de formación y evolución . . . . .	10
1.1.3. Características observacionales . . . . .	13
1.1.4. Modelización del contenido estelar . . . . .	18
1.1.5. Poblaciones estelares . . . . .	22
1.2. Observaciones en la banda K . . . . .	25
1.2.1. Detectores infrarrojos . . . . .	25
1.2.2. Limitaciones observacionales en el infrarrojo . . . . .	28
1.3. Estudios previos de galaxias de primeros tipos en la banda K . . . . .	30
1.4. Motivación y objetivos de este trabajo . . . . .	33
<b>2. Nueva biblioteca estelar en la banda K</b>	<b>35</b>
2.1. Bibliotecas previas en la banda K . . . . .	35
2.2. Selección de la muestra . . . . .	39
2.3. Observación de la muestra . . . . .	39
2.4. Reducción de las observaciones . . . . .	45
2.4.1. Calibración de la respuesta del detector ( <i>flatfield</i> ) . . . . .	46
2.4.2. Sustracción del cielo . . . . .	47
2.4.3. Eliminación de defectos cosméticos . . . . .	47
2.4.4. Corrección de distorsión C y calibración en longitud de onda . . . . .	47
2.4.5. Extracción final del espectro . . . . .	54



2.4.6.	Corrección de extinción atmosférica . . . . .	54
2.4.7.	Calibración en flujo . . . . .	56
2.4.8.	Corrección de velocidad radial . . . . .	58
2.4.9.	Problemas especiales en la reducción de la biblioteca . . . . .	60
2.5.	Resumen . . . . .	73
<b>3.</b>	<b><math>D_{CO}</math> : un nuevo índice para la medida del CO en <math>2.3 \mu\text{m}</math></b>	<b>75</b>
3.1.	Índices de intensidad de líneas . . . . .	75
3.2.	Absorción debida al CO . . . . .	77
3.3.	Definiciones previas para el índice de CO . . . . .	78
3.4.	Nueva definición para el índice de CO . . . . .	83
3.5.	Estudio de la idoneidad de los diferentes índices . . . . .	85
3.5.1.	Resolución espectral y ensanchamiento por dispersión de velocidades . . . . .	86
3.5.2.	Calibración en longitud de onda y velocidad radial . . . . .	86
3.5.3.	Calibración en flujo . . . . .	88
3.5.4.	Relación señal-ruido (S/N) . . . . .	90
3.5.5.	Conclusión: mejor definición para el índice de CO . . . . .	90
3.6.	Conversiones entre los diferentes sistemas de índices . . . . .	92
3.7.	Resumen . . . . .	93
<b>4.</b>	<b>Medida de la absorción del CO en <math>2.3 \mu\text{m}</math> en la biblioteca estelar</b>	<b>97</b>
4.1.	Medidas de la absorción de CO en $2.3 \mu\text{m}$ . . . . .	97
4.2.	Determinación de errores . . . . .	98
4.2.1.	Errores aleatorios . . . . .	99
4.2.2.	Fuentes adicionales de error aleatorio . . . . .	102
4.2.3.	Efectos sistemáticos . . . . .	114
4.3.	Corrección empírica de los índices medidos en la biblioteca estelar . . . . .	116
4.3.1.	Consistencia de los índices medidos en los espectros observados en La Palma frente a los medidos en los espectros de KH86 . . . . .	118
4.3.2.	Cálculo de la corrección empírica de los índices medidos en la biblioteca estelar . . . . .	121
4.4.	Resumen . . . . .	124
<b>5.</b>	<b>Calibración empírica del índice <math>D_{CO}</math></b>	<b>125</b>
5.1.	Comportamiento cualitativo de la absorción del CO con los parámetros atmosféricos . . . . .	125
5.2.	Trabajos previos en la parametrización de la absorción de CO en $2.3 \mu\text{m}$ . . . . .	128
5.3.	Funciones empíricas de ajuste . . . . .	130
5.3.1.	Método general . . . . .	131
5.4.	Estrellas utilizadas en el cálculo de las funciones de ajuste para el $D_{CO}$ . . . . .	133
5.4.1.	Parámetros atmosféricos de las estrellas de la biblioteca estelar . . . . .	134

5.4.2. Parámetros atmosféricos de las estrellas adicionales de cúmulos globulares . . . . .	134
5.5. Funciones empíricas de ajuste para el índice $D_{CO}$ . . . . .	137
5.6. Residuos y análisis de errores . . . . .	141
5.7. Modelos de síntesis evolutiva para el índice $D_{CO}$ . . . . .	146
5.7.1. Predicciones del modelo de síntesis evolutiva . . . . .	149
5.8. Resumen . . . . .	152
<b>6. Observación y reducción de galaxias de primeros tipos de campo</b>	<b>155</b>
6.1. Selección de la muestra . . . . .	155
6.2. Observación de la muestra . . . . .	160
6.3. Reducción de las observaciones . . . . .	162
6.3.1. Eliminación de <i>ghosts</i> . . . . .	163
6.3.2. Calibración de la respuesta del detector ( <i>flatfield</i> ) . . . . .	163
6.3.3. Corrección de distorsión C y calibración en longitud de onda . . . . .	165
6.3.4. Corrección de distorsión S . . . . .	166
6.3.5. Estudio de la contaminación de la galaxia en la estimación del cielo . . . . .	169
6.3.6. Combinación de imágenes y eliminación de residuos de líneas de cielo . . . . .	171
6.3.7. Calibración en flujo y corrección de absorciones telúricas . . . . .	172
6.4. Resumen . . . . .	177
<b>7. Análisis de galaxias de primeros tipos</b>	<b>179</b>
7.1. Curvas de rotación . . . . .	179
7.2. Extracción de los espectros finales . . . . .	184
7.3. Determinación de la velocidad radial y la dispersión de velocidades . . . . .	188
7.3.1. Método general . . . . .	189
7.3.2. Aplicación del método . . . . .	190
7.3.3. Comparación con trabajos previos en el óptico . . . . .	193
7.4. Medida de índices centrales en la banda K . . . . .	198
7.5. Información espectroscópica en el óptico . . . . .	204
7.6. Predicciones de los modelos en el óptico . . . . .	209
7.7. Predicciones de los modelos para el índice $D_{CO}$ . . . . .	223
7.8. Comparación con los índices en el óptico . . . . .	224
7.8.1. El índice $D_{CO}$ . . . . .	224
7.8.2. El índice NaI . . . . .	232
7.8.3. El índice CaI . . . . .	240
7.8.4. El índice $\langle FeI \rangle$ . . . . .	241
7.9. Relaciones entre índices infrarrojos . . . . .	244
7.9.1. $D_{CO}$ y NaI . . . . .	244
7.9.2. $D_{CO}$ y $\langle FeI \rangle$ . . . . .	245
7.9.3. NaI y $\langle FeI \rangle$ . . . . .	245
7.9.4. Otras relaciones . . . . .	248

---

7.10. Diagramas índice— $\sigma$ en la banda K . . . . .	250
7.10.1. Estudio con la morfología de las galaxias . . . . .	258
7.11. Interpretación general . . . . .	263
<b>8. Conclusions and future work</b> . . . . .	<b>267</b>
8.1. Conclusions . . . . .	267
8.2. Future work . . . . .	270
<b>A. Estrellas de la nueva biblioteca estelar</b> . . . . .	<b>271</b>
<b>B. Estrellas de cúmulos globulares para el cálculo de las funciones de ajuste</b> . . . . .	<b>281</b>
<b>C. Ajustes para la determinación de los parámetros dinámicos</b> . . . . .	<b>289</b>
<b>D. Determinación de los parámetros dinámicos</b> . . . . .	<b>295</b>
<b>E. Medidas de los índices infrarrojos</b> . . . . .	<b>299</b>
<b>Bibliografía</b> . . . . .	<b>317</b>

# Agradecimientos

---

El trabajo presentado en esta memoria ha sido fruto de varios años de aprendizaje, dedicación y esfuerzo, que termina con la escritura de estas líneas. En este tiempo, muchas personas han compartido su tiempo conmigo, a quienes querría agradecer su compañía en este camino.

Durante estos años he tenido la inmensa suerte de trabajar con el doctor Nicolás Cardiel, mi director de tesis, y aprender junto a él lo que significa *hacer ciencia* y la importancia de ser cuidadoso en el día a día del trabajo científico. Su dedicación e implicación en este proyecto ha sido total desde el primer día, y le estoy profundamente agradecida por ello. Él sabe mejor que nadie el esfuerzo que ha supuesto este trabajo de investigación, y he contado con su apoyo y confianza en todo momento. Gracias, Nico, por tu entusiasmo y optimismo, por tantas risas trabajando codo con codo, por tu paciencia y por tantas conversaciones ajenas a la ciencia. No sólo eres un excelente investigador y maestro, sino que también eres una magnífica persona y un gran amigo. Espero que todavía nos queden largas noches de observación y mucho camino por recorrer juntos.

También quisiera agradecer al resto del grupo de investigación el haberme acogido como un miembro más desde el principio, haberme ayudado y respondido mis dudas, y haberme animado en los momentos difíciles de esta investigación. Gracias, Javier (Gorgas), por ocuparte de tantos trámites administrativos y por confiar en mi trabajo. Gracias, Javier (Cenarro), por seguir de cerca este proyecto, tus ánimos y tus consejos. Gracias, Patricia, por estar siempre ahí, preparada y dispuesta a ayudar siempre tan rápido. Gracias, Santos, por tu espíritu optimista y constante. Gracias, Jose Manuel, por enseñarme que el trabajo y el empeño son lo realmente importante. Gracias, Elisa, por hacerme ver que hay otra forma de hacer las cosas. Y gracias, Nico, por hacerme partícipe de todo esto. Compartir mi trabajo con todos vosotros es un privilegio que espero que continúe durante muchos años.

Sin duda, tengo que agradecer a quienes desde el principio hicieron que me sintiera en el Departamento como en casa y que sea un lugar al que echo de menos cuando estoy lejos. Sin ellos, no podría llevar el día a día en la facultad con la misma alegría. Gracias a Jesús, Jaime (Zamorano), África, Maleni, Inés, Javier (López), Sergio, Cristina, Jaime (Izquierdo), Pablo, Armando, Víctor, África, Carmen, Marta, Antonio, Guillermo y Juan Carlos, por las multitudinarias comidas entre cúpulas, siempre tan amenas y divertidas, y por vuestros ánimos durante todo este tiempo. Gracias Sergio por tu infinita paciencia cada vez que me acerco con una de mis dudas sobre ordenadores, que no tienen secretos para ti. Gracias a mi *counterpart* estelar, Maleni, por ser una gran amiga y mi apoyo durante este último año. Gracias, Cristina, la tercera melliza, por tu alegría contagiosa y tu cariño. Y gracias a los miembros del *Grupo g-astronómico* y del *Club de La Palmera*, por tan buenos momentos al margen de la ciencia.

En el transcurso de esta tesis doctoral he tenido la oportunidad de visitar dos centros extranjeros. Estas dos estancias me han servido para mejorar como investigadora y crecer como persona. Debo agradecer en primer lugar al profesor R.F. Peletier la oportunidad de trabajar con él en el Kapteyn Institute for Astronomy en Groningen y haber facilitado todos los medios necesarios para que pudiera desarrollar mi investigación allí. Gracias, Reynier, por la confianza mostrada en mi trabajo. Por otro lado, la estancia en Groningen habría sido muy diferente sin Isabel. A ella tengo que agradecer todas las palabras de ánimo que me ayudaron a superar la experiencia holandesa. Gracias, Isa, por tu amistad entonces y ahora, un gran regalo en los días lluviosos de Groningen.

La segunda estancia durante esta tesis doctoral se desarrolló en el Departamento de Astronomía de la Universidad de Florida, en Gainesville, bajo la supervisión del profesor R. Guzmán, a quien debo agradecer su hospitalidad durante el tiempo que estuve allí. Gracias, Rafael, por tu entusiasmo contagioso, tus palabras de ánimo y tu valoración siempre positiva del trabajo realizado. En la aventura americana ha tenido mucho que ver el amplio grupo de *españoles* que hay en el departamento, de quienes he aprendido mucho. Quiero agradecer muy especialmente a Jorge y Mari Cruz su apoyo durante ese tiempo. Gracias, Jorge, por hacerme compañera en tu filosofía de vida. Y gracias, Mari Cruz, por ofrecerme tu casa y tu amistad. Sin ti no hubiera sobrevivido los últimos días allí.

También durante este tiempo he tenido la suerte de trabajar con el doctor A. Vazdekis, con quien estuve dos semanas en el Instituto de Astrofísica de Canarias. Gracias, Alejandro, por el trabajo a contrarreloj con los modelos y tu paciencia conmigo, por tu amabilidad y cariño siempre hacia mí.

Quiero también mostrar mi agradecimiento al resto de los miembros del Departamento de Astrofísica de la Universidad Complutense de Madrid por acogerme como doctoranda y poner a mi disposición sus medios: a su catedrático D. Manuel Rego, y a los profesores Dña. María José Fernández-Figueroa, Dña. Elisa de Castro, D. Manuel Cornide y D. David Montes.

También quisiera agradecer al Ministerio de Educación y Ciencia y al Fondo Social Europeo la concesión de una beca de personal investigador (FPI) bajo el proyecto AYA2003-01840, sin la cual no hubiera sido posible el desarrollo de este trabajo.

Durante todo este camino ha sido imprescindible el apoyo que mi familia, mi pareja y mis amigos me han mostrado en todo momento. En primer lugar, debo agradecer a mis padres la posibilidad de estar escribiendo estas líneas. Ellos han permitido, con su apoyo y esfuerzo, que pudiera empezar esta aventura. Gracias a mi madre por no poner en duda nunca mi capacidad y confiar desde el principio en mí. Gracias a mi padre por enseñarme a hacer bien las cosas, ser paciente y trabajadora. Los dos sois mi gran ejemplo a seguir.

Tengo que agradecer también a mis hermanos, Rafa y Javi, tanto cariño y apoyo, y a mis amigos incondicionales la paciencia y el ánimo que han mostrado durante todo este tiempo. Gracias a mi *niñas* Inés, Kiri, Megüi y María, por su cariño y su amistad todos estos años. Gracias Luis por tus visitas al departamento, por tantos abrazos y por ser tú. Gracias Luis por tus palabras desde tan lejos. Gracias Luis y, en especial, Vero por ser estar tan pendientes de mí estos últimos meses y por todas las tardes de juegos. Gracias David por tu paciencia y tu alegría. Gracias Chiara, mi italianini loca, por dejarme compartir tus inquietudes. Gracias por haber vuelto, Cote, uno de los regalos de esta vida científica. Gracias a Ana por haber estado aquí desde el principio. Gracias, Izas, por entenderme tan bien. Y gracias a todos los que se han cruzado en mi camino y han viajado conmigo, con más o con menos obstáculos. Gracias a todos vosotros soy como soy.

Y finalmente, debo agradecer a mi pareja, Jose, que me haya acompañado todo este tiempo. Él es quien ha sufrido mis ausencias y viajes, noches de observación y congresos, y siempre me ha animado para que siga adelante con esta vida científica. Gracias Jose por tu música y tu equilibrio. No podría estar escribiendo estas últimas líneas sin ti.

Madrid, a 23 de octubre de 2008.



# Prefacio

---

El principal objetivo de este trabajo de investigación es avanzar en el conocimiento de las poblaciones estelares y la historia de la formación estelar de las galaxias de primeros tipos. Para ello exploramos las posibilidades que ofrece la banda K para el análisis espectroscópico de estos objetos. En primer lugar, dedicamos una parte importante de este trabajo de investigación a la calibración empírica de la absorción de CO en  $2.3\mu\text{m}$ , una de las características más intensas en este intervalo espectral, utilizando para ello la nueva biblioteca estelar presentada en este trabajo. A continuación, presentamos por primera vez el análisis conjunto de las características espectrales en el óptico y en el infrarrojo para estudiar la historia de la formación estelar de galaxias de primeros tipos que habitan en diferentes entornos.

Parte de los resultados presentados en este trabajo pueden ser útiles para la comunidad astrofísica más allá del estudio de las poblaciones estelares de galaxias de primeros tipos. En particular, presentamos una nueva biblioteca en la banda K con un mejor recubrimiento del espacio de parámetros atmosféricos estelares, una definición del índice de CO más robusta y las funciones empíricas de ajuste que describen el comportamiento de la absorción de CO, que pueden ser de interés en otros campos como las galaxias activas, los cúmulos globulares y la astrofísica estelar, entre otros. Por otro lado, los excelentes datos infrarrojos obtenidos en este trabajo para galaxias de primeros tipos de campo constituyen, junto con los datos previos en el óptico, un reto para los modelos de síntesis evolutiva y serán decisivos en el futuro análisis de las poblaciones estelares desde una visión global en longitud de onda.





# Summary

---

One of the most important challenges in modern astrophysics is the proper understanding of the stellar content galaxies in different environments. Since the pioneering work of Crampin & Hoyle (1961) and Tinsley (1972, 1978, 1980), this has been accomplished through the comparison of the photometric and spectroscopic data with so-called evolutionary stellar population synthesis models, which make use of theoretical isochrones and libraries of spectral energy distributions (SEDs), either theoretical, empirical or mixed (for more recent models see e.g. Vazdekis et al., 2003; Bruzual & Charlot, 2003; Maraston, 2005). The most powerful approach to achieve this goal is to compare a number of observed line-strengths indices with their model predictions, providing in this way constraints to the relevant physical properties of the systems, namely age, metallicity, initial mass function (IMF), and the relative abundance of different chemical species. Since, obviously, the reliability of model predictions improves as more realistic physical ingredients are included, an important effort has been devoted to improve the quality of the SED libraries. Theoretical libraries usually exhibit systematic discrepancies among themselves and when compared with observational data (e.g., Lejeune et al., 1997, 1998). Although the alternative empirical libraries constitute a coarse grained, and usually incomplete (especially for non solar metallicities and non solar abundance ratios) sampling of the space of stellar atmospheric parameters, the use of empirical fitting functions (e.g., Gorgas et al., 1993, 1999; Worthey et al., 1994; Cenarro et al., 2002) can help to reduce these effects (e.g., Worthey, 1994; Vazdekis et al., 2003).

Up to date, most of the observational effort has been focused to obtain complete set of data in the optical range. However, a full understanding of the physical properties of integrated stellar systems cannot be achieved ignoring other spectral windows. The multi-wavelength study of early-type galaxies can help us to understand the complexity of these objects because each observational window shows us the contribution of different types of stars. In fact, the near-infrared (near-IR) samples different evolutionary phases than the optical—red supergiants from young populations, AGB stars from intermediate-age populations, and tip of the RGB stars in the near-IR as opposed to turn-off dwarfs and stars at the base of the RGB in the optical— so that near-IR spectroscopy may allow a breaking of the degeneracy between multiple stellar populations that plagues optical absorption-line strength studies (e.g., Trager et al., 2000a).

This work is devoted to the study of the stellar populations in early type galaxies from their analysis in the K band. Since, as already mentioned, a fundamental ingredient of evolutionary synthesis models are the stellar libraries, we have observed a new library of 220 stars which clearly surpasses preceding works in the coverage of the stellar atmospheric parameters. The observed sample is a subset of MILES (Medium-resolution Isaac Newton Telescope Library of Empirical Spectra; Sánchez-Blázquez et al., 2006), a stellar library in the optical range with well known atmospheric parameters for all the stars (Cenarro et al., 2007). Our final stellar sample includes stars in the following stellar parameter ranges:

$$\begin{aligned} 2485 \text{ K} &\leq T_{\text{eff}} \leq 13404 \text{ K}, \\ -0.34 \text{ dex} &\leq \log g \leq 5.30 \text{ dex}, \\ -2.63 \text{ dex} &\leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0.98 \text{ dex}, \end{aligned}$$

where  $[\text{Fe}/\text{H}] = \log Z - \log Z_{\odot}$ .

After a thorough analysis of previous index definitions that have been used to measure the first CO bandhead at  $2.3 \mu\text{m}$ , we present a new index,  $D_{\text{CO}}$ , which is well suited for stellar population studies. This new index depends very little on spectral resolution (or velocity dispersion), is less sensitive to uncertainties in radial velocities, and can be measured with poorer S/N ratios. The  $D_{\text{CO}}$  index is defined as a *generic discontinuity*, i.e., as the ratio between the average fluxes in the continuum and in the absorption bands

$$D_{\text{generic}} \equiv \frac{\frac{\sum_{i=1}^{n_c} \int_{\lambda_{c,i_1}}^{\lambda_{c,i_2}} F_{c,i}(\lambda) d\lambda}{n_c}}{\sum_{i=1}^{n_c} (\lambda_{c,i_2} - \lambda_{c,i_1})}}{\frac{\sum_{i=1}^{n_a} \int_{\lambda_{a,i_1}}^{\lambda_{a,i_2}} F_{a,i}(\lambda) d\lambda}{n_a}}{\sum_{i=1}^{n_a} (\lambda_{a,i_2} - \lambda_{a,i_1})}} \quad (1)$$

where  $D_{\text{generic}}$  is the generic discontinuity, and  $F_{a,i}(\lambda)$  and  $F_{c,i}(\lambda)$  are the fluxes in the  $n_a$  absorption bands and  $n_c$  continuum bands, respectively. Finally,  $\lambda_{x,i_1}$  and  $\lambda_{x,i_2}$  are the lower and upper wavelength limits of the  $i^{\text{th}}$  band  $x$  (where  $x$  is  $a$  or  $c$ ). This new definition is similar to the B4000 index defined by Gorgas et al. (1999) but using more than one bandpass to define the continuum and the absorption regions. In the case of the  $D_{\text{CO}}$  index, we propose two bandpasses for the continuum ( $n_c = 2$ , with limits  $\lambda\lambda 2.2460 - 2.2550 \mu\text{m}$  and  $\lambda\lambda 2.2710 - 2.2770 \mu\text{m}$ ) and one bandpass for the absorption region ( $n_a = 1$ , with limits  $\lambda\lambda 2.2460 - 2.2550 \mu\text{m}$ ). This new index is less sensitive to spectral resolution, wavelength calibration, signal-to-noise ratio and flux calibration than previous definitions.

Measurements of the  $D_{\text{CO}}$  index on the new stellar library have been used to compute empirical fitting functions, which become a fundamental ingredient of the stellar population models when employed to derive the index values for populations of different ages and metallicities. To improve the stellar parameter coverage of our stellar library, additional stars were included for the computation of the empirical fitting functions for the  $D_{\text{CO}}$ . Frogel et al. (2001) and Stephens & Frogel (2004) presented a sample of globular cluster giant stars ( $R \sim 1500$ ,  $\sigma \sim 85$  km/s), characterized by their low metallicity, with measurements of the CO absorption at  $2.3 \mu\text{m}$ . The stellar atmospheric parameters of these stars have been determined from  $J$  and  $K$  photometry. Finally, we considered 80 stars from Frogel et al. (2001) and 14 stars from Stephens & Frogel (2004), which, together with the stellar library presented in this work, have been used to parametrize the behavior of the CO index as a function of the stellar atmospheric parameters ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  and  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ). As a result of the large stellar parameter coverage of the final data set, there is not a single fitting function able to reproduce the whole behavior of the  $D_{\text{CO}}$  index. For that reason, we have divided the stellar parameter space into several ranges where local fitting functions have been computed. The final fitting function for the whole parameter space is then constructed by considering the derived local fitting functions. Since there is a clear dichotomy in the behavior of stars depending on their gravity, first at all we have divided the stellar atmospheric parameter space in two main regions: dwarf stars ( $\log g > 3.5$  dex) and giant and supergiant stars ( $\log g < 3.5$  dex). As there is also a strong dependence of the CO absorption with the effective temperature, we have subdivided each gravity group into different temperature ranges. Independently of their gravity, stars with high effective temperature exhibit no traces of CO absorptions and their index value tends to a constant ( $D_{\text{CO}} \simeq 1.05$ ). On the other hand, due to the lack of very cold stars in both gravity regimes, we have computed a constant value of the index for cold dwarf and giant stars. In short, we have considered three temperature ranges for dwarf stars, while we have used four different ranges for the giants. Besides the global behavior described for giant stars, two different trends are found for this type of stars around  $\theta (= 5040/T_{\text{eff}}) = 1.3 - 1.4$ . After a careful study of these stars with a higher CO index, we found that they are stars in the asymptotic giant branch (AGB). For that reason, we decided to compute an independent fit for these stars in the range  $\theta = 1.01 - 1.56$ . Since there are no AGB stars for  $\theta > 1.56$ , we simply extrapolate the constant value of the CO index at  $\theta = 1.56$ . These fitting functions have been implemented into the evolutionary synthesis code of Dr. A. Vazdekis, obtaining very preliminary predictions for the  $D_{\text{CO}}$  index in the integrated light of SSP (*Simple Stellar Population*). This predictions indicate that the infrared  $D_{\text{CO}}$  index is sensitive to metallicity and the slope of the IMF, and presents higher values for populations below 2 Gyr, decreasing until almost constant values for older ages.

Users interested in implementing these fitting functions into their own population synthesis codes can make use of the FORTRAN subroutine available at

<http://www.ucm.es/info/Astrof/ellipt/CO.html>.

Finally, we have analyzed the near-infrared features of early-type galaxies in dif-

ferent environments. Mobasher & James (1996, 2000) and James & Mobasher (1999, 2000) presented the only systematic studies of K-band spectroscopy of early-type galaxies, analyzing the strength of the CO features in galaxies in different environments. Their initial findings (Mobasher & James, 1996) of a systematic difference between field and cluster galaxies were later contradicted by James & Mobasher (1999), where the authors concluded that they could not detect clear evidences of an offset in the CO absorption strength between ellipticals in different environments. In this work, we have measured the near-infrared indices, namely NaI, CaI,  $\langle\text{FeI}\rangle$  and  $D_{\text{CO}}$ , on the spectra of 12 field early-type galaxies observed for this study. These data have been analyzed simultaneously with 11 Fornax cluster galaxies from Silva et al. (2008). Due to the lack of model predictions for most of the indices, except the  $D_{\text{CO}}$ , an extensive comparison with optical data has been carried out. From this study, we find the following main results: (i) The  $D_{\text{CO}}$  index is sensitive to metallicity and carbon abundance. (ii) The NaI index is sensitive to metallicity. The strong correlation of this infrared index with C4668 optical index means either sodium abundance scales with carbon abundance or CN lines in the continuum bands of the NaI index have a more important influence in the index measurement than the Na + Sc and V. (iii) The CaI index is not well understood because different elements are responsible for this absorption. (iv) The  $\langle\text{FeI}\rangle$  index is a good metallicity indicator for both galaxy samples. The clear differences in  $D_{\text{CO}}$  and NaI measurements when comparing field and Fornax galaxies (higher values of both indices for field galaxies) are interpreted as differences in their carbon abundance, which very likely are due to distinct star formation histories. Galaxies in low density environments have suffered either recent star formation episodes or a more extended star formation history than their counterparts in dense environments, like those inhabiting rich galaxy clusters.

# Índice de figuras

---

1.1.	Esquema para la evolución de galaxias propuesto por Faber et al. (2007)	12
1.2.	Ejemplo de perfiles de luminosidad <i>core</i> y <i>power-law</i>	15
1.3.	Esquema de la estructura de un detector infrarrojo	26
1.4.	Esquema de lectura de un píxel en un detector infrarrojo	27
1.5.	Esquema general de lectura en un detector infrarrojo	27
1.6.	Ventanas observacionales en el infrarrojo	28
1.7.	Absorbentes atmosféricos de 1 a 6 $\mu\text{m}$	29
1.8.	Fondo térmico a $\sim 280$ K	30
2.1.	Espectros de la estrella HD095735 en las bibliotecas de Kleinmann & Hall (1986), Wallace & Hinkle (1997) e Ivanov et al. (2004)	37
2.2.	Comparación las bibliotecas anteriores	40
2.3.	Recubrimiento de parámetros de la nueva biblioteca estelar	41
2.4.	FWHM frente a longitud de onda para las distintas campañas de observación en Calar Alto	43
2.5.	Flatfield en modo espectroscópico para la campaña de abril de 2005 en Calar Alto	48
2.6.	Flatfield en modo imagen para la campaña de abril de 2005 en Calar Alto	48
2.7.	Imágenes de arco antes y después de corregir de distorsión C	50
2.8.	Arco de comparación de la lámpara de argón observado en Calar Alto	51
2.9.	Espectro del cielo de Calar Alto en la banda K	51
2.10.	Corrección a la calibración de longitud de onda en Calar Alto	53
2.11.	Comprobación de la calibración en longitud de onda para las imágenes sin arco	55
2.12.	Curvas de respuesta para la calibración en flujo en las observaciones realizadas en Calar Alto y La Palma.	57
2.13.	Corrección a aplicar a las curvas de respuestas de campañas anteriores para obtener la correspondiente a enero de 2005	59
2.14.	Curva de respuesta para enero de 2005 a partir de curvas de respuestas de campañas anteriores	59
2.15.	Ejemplo de exceso de señal en el cuadrante inferior izquierdo	60
2.16.	Imagen con un ruido residual vertical importante	62
2.17.	Imagen después de corregir del ruido residual observado	62

2.18. Imagen obtenida como resta de dos observaciones consecutivas . . . . .	63
2.19. Imagen corregida del exceso de señal en los cuadrantes derecho e izquierdo	63
2.20. Espectros obtenidos antes y después de la corrección del exceso de señal observado . . . . .	64
2.21. Diferencias entre los <i>flatfields</i> en modo imagen y espectroscópico obtenidos en Calar Alto . . . . .	65
2.22. Ejemplo de espectros corregidos de defectos adicionales . . . . .	65
2.23. Imagen sin corregir del salto observado en Vega para distintos espectros .	67
2.24. Espectros del salto observado en Vega . . . . .	67
2.25. Imagen corregida del salto observado en Vega . . . . .	67
2.26. Comparación entre diferentes iteraciones en el cálculo del espectro de Vega	68
2.27. Estudio de las absorciones telúricas . . . . .	69
2.28. Correcciones de las absorciones telúricas en la biblioteca estelar . . . . .	70
2.29. Representación del valor r.m.s. frente al factor de corrección K para cada una de las bandas consideradas para el espectro de Vega de la campaña de junio de 2002 . . . . .	72
2.30. Histograma para los factores de corrección de las diferentes bandas para la campaña de junio de 2002 . . . . .	72
3.1. Principales características espectrales en la banda K señaladas en el espectro de una estrella en la banda K . . . . .	79
3.2. Límites de las bandas de absorción y continuo para las diferentes definiciones de estudio . . . . .	86
3.3. Estudio de la sensibilidad de los índices espectroscópicos de CO con la dispersión de velocidades ( $\sigma$ ), la velocidad radial ( $v_r$ ) y errores en la calibración en flujo (curvatura errónea del espectro). . . . .	87
3.4. Ejemplos de espectros curvados utilizados en el estudio de la sensibilidad de los índices a errores en la calibración en flujo (curvatura errónea en el espectro). . . . .	89
3.5. Estudio de la dependencia del error relativo en los índices de CO analizados con la S/N. . . . .	91
3.6. Comparación entre medidas de la absorción del CO en $2.3 \mu\text{m}$ sobre la submuestra de estrellas observadas en La Palma utilizando diferentes definiciones . . . . .	94
4.1. Comparación del espectro de la estrella HD114961 observada en Calar Alto y en La Palma . . . . .	98
4.2. Histogramas para las diferentes fuentes de error . . . . .	101
4.3. Estudio de efectos sistemáticos entre diferentes noches de observación en Calar Alto . . . . .	117
4.4. Estudio de efectos sistemáticos entre diferentes noches de observación en La Palma . . . . .	118

4.5.	Índices medidos en las estrellas de metalicidad solar observadas en La Palma frente a los índices medidos sobre las estrellas de comparación elegidas de Kleinmann & Hall (1986) . . . . .	120
4.6.	Comparación del índice $CO_{KH}$ para las estrellas comunes en las observaciones realizadas en La Palma y en Calar Alto . . . . .	122
4.7.	Comparación del índice $CO_{KH}$ para las estrellas comunes en las observaciones realizadas en La Palma y en Calar Alto para las distintas campañas de observación en Calar Alto . . . . .	123
5.1.	Dependencia del índice de CO fotométrico de Baldwin et al. (1973) con el tipo espectral. . . . .	126
5.2.	Variación del índice de CO con la temperatura efectiva dada por Kleinmann & Hall (1986) . . . . .	126
5.3.	Modelos teóricos de las dependencias de la absorción del CO en $2.3 \mu m$ según diferentes autores . . . . .	127
5.4.	Dependencia cualitativa de la absorción del CO en $2.3 \mu m$ con los parámetros atmosféricos . . . . .	129
5.5.	Diagramas color–magnitud para las estrellas de cúmulos globulares utilizadas en el cálculo de las funciones de ajuste junto con las isocronas adecuadas . . . . .	136
5.6.	$D_{CO}$ frente a $\theta$ para las estrellas consideradas en el cálculo de las funciones de ajuste . . . . .	138
5.7.	Diagrama $\log(g) - \theta$ para las estrellas de la biblioteca estelar junto con las regiones consideradas en el cálculo de las funciones de ajustes locales . . . . .	139
5.8.	Funciones de ajuste del índice $D_{CO}$ para estrellas enanas y gigantes . . . . .	142
5.9.	Residuos de las funciones de ajuste frente a los distintos parámetros atmosféricos . . . . .	143
5.10.	Ajustes para el cálculo del factor de escala según diferentes tipos de estrellas para la estimación del índice $D_{CO}$ en los modelos de síntesis evolutiva . . . . .	149
5.11.	Evolución del índice $D_{CO}$ con la edad para diferentes valores de la pendiente de la IMF . . . . .	150
5.12.	Evolución temporal para los índices del óptico utilizados en este trabajo . . . . .	151
6.1.	Diferencias en la dirección espacial entre una imagen de <i>flatfield</i> observada con ISAAC antes y después de corregir de <i>ghosts</i> . . . . .	163
6.2.	Imágenes de <i>flatfield</i> para una de las galaxias de la muestra . . . . .	164
6.3.	Estudio de la corrección de la distorsión C en las imágenes de galaxias . . . . .	165
6.4.	Comprobación de la estabilidad de la calibración en longitud de onda para las observaciones realizadas con ISAAC . . . . .	166
6.5.	Comprobación de la calibración en longitud de onda para las observaciones realizadas con ISAAC . . . . .	167
6.6.	Corrección de la distorsión S en una de las galaxias de la muestra . . . . .	168
6.7.	Estudio de la contaminación de la galaxia en la estimación del cielo . . . . .	170



6.8. Curva de respuesta y transmisión de la atmósfera para las observaciones realizadas en el observatorio de Paranal . . . . .	173
6.9. Ejemplo de eliminación de líneas telúricas . . . . .	173
6.10. Estudio de la resolución de las estrellas telúricas . . . . .	174
6.11. Estudio de la intensidad de las líneas telúricas para las galaxias de la muestra	176
7.1. Histogramas de las simulaciones utilizadas para la estimación de la curva de rotación para la galaxia ESO503-G012 . . . . .	181
7.2. Curvas de rotación de las galaxias de la muestra . . . . .	182
7.3. Continuación de la Figura 7.2 . . . . .	183
7.4. Espectros centrales de las galaxias de la muestra antes de la corrección fina de las líneas telúricas . . . . .	186
7.5. Espectros centrales finales de las galaxias de la muestra . . . . .	187
7.6. Estudio de la corrección de extinción atmosférica en el observatorio de Paranal. . . . .	188
7.7. Ejemplo de los pasos seguidos para calcular $\sigma$ y $V$ con el programa <code>move1</code> para NGC1404 . . . . .	191
7.8. Comparación entre la dispersión de velocidades obtenida en el nIR y en el óptico para las galaxias de la muestra . . . . .	196
7.9. Comparación entre la velocidad radial obtenida en el nIR y en el óptico para las galaxias de la muestra . . . . .	197
7.10. Comparación en las medidas de los índices en los espectros de las galaxias de Fornax . . . . .	201
7.11. Espectros de las galaxias NGC1379 y NGC1404 observados en este trabajo en comparación con los obtenidos por Silva et al. (2008) . . . . .	202
7.12. Polinomios para la corrección de los índices $H\beta$ , Mgb, Fe5270 y Fe5335 dependiendo de la resolución de los espectros utilizados . . . . .	207
7.13. Diagrama $H\beta - [MgFe]'$ para las galaxias de Fornax y de campo estudiadas en este trabajo . . . . .	210
7.14. Ajustes de las distribuciones espectrales de energía de las galaxias NGC4261, NGC4636 y NGC5813 con los modelos actualizados de Vazdekis et al. (2003) . . . . .	212
7.15. Comparación de los parámetros derivados de los modelos de Thomas et al. (2003) y Vazdekis et al. (2003) . . . . .	213
7.16. Edad frente a $[Z/H]$ derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . . . .	214
7.17. Edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) frente a la dispersión de velocidades para las galaxias estudiadas en este trabajo . . . . .	215
7.18. $[Z/H]$ derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) frente a la dispersión de velocidades para las galaxias estudiadas en este trabajo . . . . .	215
7.19. $[MgFe]'$ frente a $[Z/H]$ derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . . . .	217
7.20. $[MgFe]'$ frente a la edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . . . .	217
7.21. Diagrama $H\beta - C4668$ para las galaxias de Fornax y de campo estudiadas en este trabajo . . . . .	219

7.22. C4668 frente a $[Z/H]$ derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . .	221
7.23. C4668 frente a la edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . .	221
7.24. $\langle Fe \rangle$ frente a $[Z/H]$ derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . .	222
7.25. Comparación de la metalicidad derivada utilizando el índice C4668 con la calculada con el índice $[MgFe]'$ , utilizando los modelos de Thomas et al. (2003) . . . . .	222
7.26. Diagrama $H\beta-D_{CO}$ para las galaxias de Fornax y de campo estudiadas en este trabajo . . . . .	225
7.27. $D_{CO}$ frente a $[MgFe]'$ . . . . .	229
7.28. $D_{CO}$ frente a $[Z/H]$ derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . .	229
7.29. $D_{CO}$ frente $H\beta$ . . . . .	230
7.30. $D_{CO}$ frente la edad derivadas de los modelos de Thomas et al. (2003) . . .	230
7.31. $D_{CO}$ frente a C4668 para las galaxias en estudio . . . . .	231
7.32. $D_{CO}$ frente a G4300 para las galaxias en estudio . . . . .	231
7.33. Intervalo espectral de la banda central de los índices NaI y CaI en los espectros de alta resolución de Wallace & Hinkle (1996) . . . . .	233
7.34. NaI frente al índice $[MgFe]'$ . . . . .	235
7.35. NaI frente a $[Z/H]$ derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . .	235
7.36. NaI frente a Mgb para las galaxias en estudio . . . . .	236
7.37. NaI frente $\langle Fe \rangle$ para las galaxias en estudio . . . . .	236
7.38. NaI frente $H\beta$ . . . . .	237
7.39. NaI frente a la edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . .	237
7.40. NaI frente a C4668 para las galaxias en estudio . . . . .	238
7.41. NaI frente a G4300 para las galaxias en estudio . . . . .	238
7.42. Representación del índice NaI frente al índice NaD para las galaxias de campo . . . . .	240
7.43. CaI frente a diferentes cantidades del intervalo óptico . . . . .	242
7.44. $\langle FeI \rangle$ frente a la metalicidad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) . . . . .	243
7.45. NaI frente a $D_{CO}$ para las galaxias de estudio . . . . .	246
7.46. Diferencias entre el NaI y el ajuste realizado frente al $D_{CO}$ en función de diferentes parámetros e índices . . . . .	247
7.47. Zona de la absorción del NaI para NGC1375 . . . . .	248
7.48. $D_{CO}$ frente a $\langle FeI \rangle$ para las galaxias de estudio . . . . .	249
7.49. Diferencias entre el $D_{CO}$ y el ajuste realizado frente al $\langle FeI \rangle$ en función de diferentes parámetros . . . . .	249
7.50. NaI frente a $\langle FeI \rangle$ para las galaxias de estudio . . . . .	250
7.51. Estudio de las relaciones entre los índices en el infrarrojo . . . . .	251
7.52. $D_{CO}$ frente a $\sigma$ para las galaxias en estudio . . . . .	255
7.53. NaI frente a $\sigma$ para las galaxias en estudio . . . . .	256
7.54. CaI frente a $\sigma$ para las galaxias en estudio . . . . .	257
7.55. $\langle FeI \rangle$ frente a $\sigma$ para las galaxias en estudio . . . . .	258

7.56. Estudio de la relación $D_{\text{CO}} - \sigma$ en función de características morfológicas de las galaxias de estudio . . . . .	261
7.57. Estudio de la relación $\text{NaI} - \sigma$ en función de características morfológicas de las galaxias de estudio . . . . .	262
C.1. Ajuste final alcanzado con <code>move1</code> para cada una de las galaxias de la muestra . . . . .	290
D.1. Representación de los parámetros $\gamma$ , $\sigma$ y $V$ obtenidos en las simulaciones para cada galaxia de la muestra . . . . .	296
E.1. Región del índice $\text{NaI}$ para las galaxias de campo . . . . .	300
E.2. Región del índice $\text{CaI}$ para las galaxias de campo . . . . .	302
E.3. Región del índice $\langle \text{FeI} \rangle$ para las galaxias de campo . . . . .	304
E.4. Región del índice $D_{\text{CO}}$ para las galaxias de campo . . . . .	306
E.5. Región del índice $\text{NaI}$ para las galaxias de Fornax . . . . .	308
E.6. Región del índice $\text{CaI}$ para las galaxias de Fornax . . . . .	310
E.7. Región del índice $\langle \text{FeI} \rangle$ para las galaxias de Fornax . . . . .	312
E.8. Región del índice $D_{\text{CO}}$ para las galaxias de Fornax . . . . .	314

# Índice de tablas

---

2.1. Bibliotecas previas de espectros estelares en el infrarrojo cercano . . . . .	38
2.2. Campañas de observación realizadas en Calar Alto . . . . .	44
2.3. Campañas de observación realizadas en La Palma . . . . .	44
3.1. Principales características espectroscópicas en la banda K . . . . .	78
3.2. Bandas propuestas para las medidas del índice de CO según varios autores	83
3.3. Valores de la constante $c$ que relaciona el error relativo y la S/N para las diferentes definiciones del índice de CO. . . . .	91
3.4. Coeficientes de las transformaciones de los índices espectroscópicos de CO en el nuevo índice $D_{CO}$ . . . . .	93
4.1. Estudio de la consistencia de errores para medidas del índice $CO_{KH}$ en La Palma durante la campaña de Febrero de 2006 . . . . .	104
4.2. Continuación de la Tabla 4.1 para la campaña de Mayo de 2007 . . . . .	105
4.3. Estudio de la consistencia de errores para medidas del índice $CO_{KH}$ en Calar Alto durante la noche 2002/06/28 . . . . .	107
4.4. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2003/02/23 . . . . .	108
4.5. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2003/03/20 . . . . .	108
4.6. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2003/03/21 . . . . .	109
4.7. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/01/21 . . . . .	109
4.8. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/01/22 . . . . .	110
4.9. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/01/23 . . . . .	110
4.10. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/13 . . . . .	111
4.11. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/14 . . . . .	112
4.12. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/15 . . . . .	112
4.13. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/16 . . . . .	113
4.14. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/17 . . . . .	113
4.15. Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/18 . . . . .	114
4.16. Estudio de de compatibilidad de medidas del índice $CO_{KH}$ en estrellas repetidas las diferentes noches de observación en Calar Alto . . . . .	115
4.17. Consistencia de errores en diferentes campañas de observación en Calar Alto . . . . .	115
4.18. Estrellas de comparación con KH86 . . . . .	119

5.1. Coeficientes y datos estadísticos para las funciones de ajuste locales para cada intervalo de temperatura efectiva y gravedad considerado . . . . .	140
5.2. Incertidumbres en las funciones de ajuste iniciales para el índice $D_{CO}$ . . .	144
5.3. Incertidumbres en las funciones de ajuste finales para el índice $D_{CO}$ . . .	144
5.4. Errores absolutos en las predicciones de las funciones de ajuste para diferentes valores de parámetros atmosféricos . . . . .	145
6.1. Datos procedentes del catálogo XSC ( <i>eXtended Source Catalog</i> ) de 2MASS de la muestra de galaxias observadas . . . . .	158
6.2. Datos generales de la muestra de galaxias observadas . . . . .	159
6.3. Descripción de la configuración instrumental utilizada en la campaña de observación de las galaxias de la muestra . . . . .	160
6.4. Datos observacionales para la muestra de galaxia seleccionada . . . . .	161
6.5. Parámetros para la eliminación de líneas telúricas . . . . .	175
7.1. Zonas de extracción del espectro central para las galaxias de la muestra . .	185
7.2. Parámetros dinámicos calculados para las galaxias de la muestra . . . . .	194
7.3. Definiciones de otros índices espectroscópicos en la banda K . . . . .	195
7.4. Polinomios de corrección por dispersión de velocidades para los índices NaI, CaI, FeIA y FeIB derivados por Silva et al. (2008) . . . . .	199
7.5. Medidas de los índices centrales de las galaxias observadas en este trabajo	199
7.6. Medidas de los índices centrales para las galaxias de Fornax . . . . .	203
7.7. Diferencias en las medidas de los índices para las dos galaxias en común .	204
7.8. Diferencias calculadas por Kuntschner (2000) entre índices medidos en estrellas comunes por el grupo Lick/IDS y estos autores . . . . .	206
7.9. Coeficientes de los polinomios de la corrección aplicada por la diferente resolución de los datos . . . . .	206
7.10. Índices espectroscópicos en el óptico . . . . .	208
7.11. Edad y metalicidad derivadas de los modelos de Thomas et al. (2003) para las galaxias de Fornax y de campo estudiadas en este trabajo . . . . .	211
7.12. Edad y metalicidad derivadas de los modelos de Thomas et al. (2003) . .	213
7.13. Características morfológicas de las galaxias estudiadas . . . . .	260
A.1. Estrellas de la nueva biblioteca en la banda K . . . . .	272
B.1. Estrellas de cúmulos utilizadas para el cálculo de las funciones de ajuste del índice $D_{CO}$ . . . . .	282
B.2. Datos fotométricos utilizados para derivar la temperatura efectiva y la gravedad superficial de las estrellas de cúmulos utilizadas para el cálculo de las funciones de ajuste del índice $D_{CO}$ . . . . .	285

# Capítulo 1

## Introducción

---

### 1.1. Galaxias de primeros tipos

Llamamos galaxias de primeros tipos a las galaxias elípticas y lenticulares. Esta denominación se debe a E.P. Hubble quien clasificó en 1936 los diferentes tipos de galaxias según su morfología, interpretada a su vez como una secuencia evolutiva. Según esta clasificación, las galaxias elípticas y lenticulares serían los primeros estadios en la evolución de las galaxias y por ello se denominan galaxias de primeros tipos. En las siguientes secciones se presenta un breve resumen de las características más importantes de estas galaxias, así como una descripción de los principales escenarios propuestos para la explicación de la formación de galaxias de primeros tipos y sus poblaciones estelares.

#### 1.1.1. Características generales

Las galaxias elípticas normales son objetos centralmente condensados con una luminosidad superficial central relativamente alta. Las magnitudes absolutas  $M_B$  de las galaxias elípticas normales varía de  $-15$  a  $-23$ , presentan diámetros de menos de 1 kpc hasta casi 200 kpc y una relación masa/luminosidad entre 7 y más de  $100 M_\odot/L_\odot$ . Las galaxias elípticas enanas (dEs) representan una clase de objetos que son fundamentalmente diferentes de la secuencia normal de elípticas. Su brillo superficial tiende a ser mucho más bajo que el de las elípticas compactas de la misma magnitud. La magnitud absoluta de las dEs,  $M_B$ , está entre  $-15$  y  $-19$ , teniendo masas típicas de entre  $10^6$  y  $10^9 M_\odot$ , y diámetros entre 1 y 10 kpc. Las galaxias enanas esferoidales (dSph) son el extremo inferior de baja luminosidad y bajo brillo superficial de la secuencia dEs y sólo han sido detectadas en la vecindad de la Vía Láctea. Sus magnitudes absolutas  $M_B$  varían entre  $-8$  y  $-15$ , sus masas son de aproximadamente  $10^7 - 10^8 M_\odot$ , y sus diámetros oscilan entre 0.1 y 0.5 kpc. En el otro extremo, las galaxias cD son objetos muy masivos y brillantes, encontrados cerca del centro de cúmulos de galaxias grandes y densos, y que pueden medir hasta 1 Mpc de diámetro. Sus magnitudes absolutas  $M_B$  varían de  $-22$  a  $-25$  y tienen masas de  $10^{13} - 10^{14} M_\odot$ . Las galaxias cD están caracterizadas por un alto brillo superficial y envolturas extendidas y difusas. Presentan una alta relación masa/luminosidad, excediendo algunas veces  $750 M_\odot/L_\odot$ .

Como primera aproximación, las isofotas (curvas de igual luminosidad) de una galaxia elíptica pueden ser representadas por elipses con un eje mayor  $a$  y un eje menor  $b$ . Siguiendo la clasificación realizada por Hubble, la excentricidad de una galaxia elíptica es definida por  $\epsilon = (a - b)/a$ . El intervalo observado de excentricidades iría desde  $\epsilon = 0.0$  a  $\epsilon = 0.7$ , correspondiente a los tipos E0–E7.

Aunque inicialmente se pensó que las galaxias elípticas eran objetos sencillos sin gas en su interior, evidencias observacionales han mostrado un escenario más rico y complicado para este tipo de galaxias. Por ejemplo, la muestra de Ebneter et al. (1988) incluye todo tipo de estructuras relacionadas con polvo en galaxias de primeros tipos. Por otro lado, Hawarden et al. (1981), Sparks et al. (1985), Ebneter & Balick (1985), Sadler & Gerhard (1985), Knapp et al. (1985), Veron-Cetty & Veron (1988) son sólo algunos de los trabajos de la década de los 80 centrados en la detección y estudio del polvo en las galaxias elípticas. Podemos hablar de presencia de cuatro componentes en el medio interestelar de estas galaxias (Schweizer, 1987): a) Una componente de  $T > 10^6$  K de gas caliente que emite rayos X, de  $10^8$  a  $10^{10}M_{\odot}$ , constituye la mayoría del gas presente (posibles mecanismos de calentamiento incluyen supernovas y vientos estelares); b) Una componente de gas caliente a  $10^4$  K, de  $10^5$  a  $10^5M_{\odot}$ , observable en  $H\alpha$  y que está también presente en forma de regiones H II; c) Entre  $10^7$  y  $10^9M_{\odot}$  de gas H I frío ( $10^2$  K) detectable en radio a 21 cm; d) Hidrógeno molecular, entre  $10^7$  y  $10^9M_{\odot}$ , tal y como se deduce de estudios de emisión de CO.

### 1.1.2. Modelos de formación y evolución

Clásicamente se han propuesto dos escenarios para explicar la formación de las galaxias de primeros tipos:

**1.- Colapso monolítico.** Según este modelo, las galaxias de primeros tipos se formaron en épocas muy tempranas, a partir de un periodo inicial de formación estelar intensa en la nube protogaláctica, y han evolucionado pasivamente desde entonces. Dentro de este esquema se consideran dos posibilidades: a) Colapso sin disipación de gas (Gott, 1973, 1975; Aarseth & Binney, 1978; McGlynn, 1984), en el que la formación estelar en las galaxias sería casi instantánea, sin que transcurra el tiempo suficiente para que la energía del gas se disipe y éste caiga hacia el centro de la galaxia. De esta manera, el colapso de la galaxia depende únicamente del potencial gravitatorio estelar y tendría como resultado una distribución gaussiana de velocidades en equilibrio (White, 1987); b) Colapso disipativo (Larson, 1974a,b, 1975; Carlberg, 1984a,b; Arimoto & Yoshii, 1987), en el que la formación estelar se produce en todas las partes de la galaxia con una eficiencia que es proporcional al tiempo de colapso de la nube. De esta manera, las estrellas apenas se desplazan hacia el interior, mientras que el gas confinado en las zonas más alejadas disipa energía cayendo a zonas cada vez más internas, al mismo tiempo que se enriquece progresivamente el medio interestelar debido a la formación estelar. Estos modelos tienen

en cuenta los efectos de disipación de energía por el gas, formación estelar, eyección de masa por las estrellas y producción de metales. También incluyen el efecto de los vientos galácticos, que aparecen cuando la energía térmica del gas supera la energía de enlace de la galaxia y que podrían provocar la pérdida del material gaseoso en la galaxia, explicando así las pequeñas cantidades de gas que se observan en estos sistemas.

**2.- Agrupamiento jerárquico** (Toomre, 1977; White & Rees, 1978). En este escenario, las galaxias de primeros tipos se han formado por la fusión (*mergers*) de galaxias más pequeñas. Una evidencia observacional muy importante a favor de este escenario fue el descubrimiento (Arp, 1966; Malin & Carter, 1980, 1983) de estructuras con forma de conchas alrededor de algunas galaxias elípticas. Más recientemente, la utilización de la cámara ACS del Hubble Space Telescope ha permitido estudiar en más detalle estas estructuras (por ejemplo Sikkema et al., 2006, 2007), que son explicadas como indicaciones de procesos de interacciones recientes (Kormendy, 1984; Fort et al., 1986; Dupraz & Combes, 1986; Barnes & Hernquist, 1992). Estas estructuras han sido reproducidas por simulaciones de N-cuerpos en las que se permiten fusiones de galaxias de disco para reproducir galaxias elípticas de luminosidad baja e intermedia (Barnes, 1992; Hernquist, 1992), mientras que las galaxias más masivas son más probablemente el resultado de fusiones de galaxias elípticas sin gas (Khochfar & Burkert, 2003, 2005; Naab et al., 2006; Faber et al., 2007).

Las fusiones de galaxias también son predichas dentro de los modelos cosmológicos de materia oscura (por ejemplo, White & Frenk, 1991; Somerville & Primack, 1999; Cole et al., 2000; De Lucia et al., 2006). En estos modelos, las galaxias elípticas aparecen más rojas que las tardías (es decir, más viejas y/o más metálicas) debido a que los procesos de fusión son más probables a desplazamientos al rojo más altos, y porque se predice que, como consecuencia de la fusión entre galaxias, se producen brotes de formación estelar que consumen o expulsan el gas restante por medio de vientos galácticos, finalizando por tanto con la formación estelar (Kauffmann & Charlot, 1998). Esta dependencia cosmológica del ritmo de fusiones sugiere que las poblaciones estelares de estos sistemas deberían depender de la masa y del entorno en el que habitan, en el sentido de que las galaxias más masivas tendrían una metalicidad mayor y las galaxias en cúmulos densos presentarían poblaciones estelares más viejas (apoyado por evidencias observacionales de algunos estudios como Bower et al., 1990; Guzman et al., 1992; Rose et al., 1994; Terlevich et al., 1999; Trager et al., 2000a; Poggianti et al., 2001; Caldwell et al., 2003; Thomas et al., 2005).

Se pueden utilizar diversas estrategias para investigar la validez de estos dos escenarios de formación de galaxias, como por ejemplo el estudio de la evolución del tamaño de las galaxias desde desplazamientos al rojo altos hasta el presente. Gracias al avance de la instrumentación necesaria para la observación de estos objetos, se han presentado diversos trabajos en este campo en los últimos años (e.g. Trujillo et al., 2004, 2006; Franx et al., 2008; Kriek et al., 2008; Buitrago et al., 2008; van der Wel et al., 2008) desde  $z \sim 3$



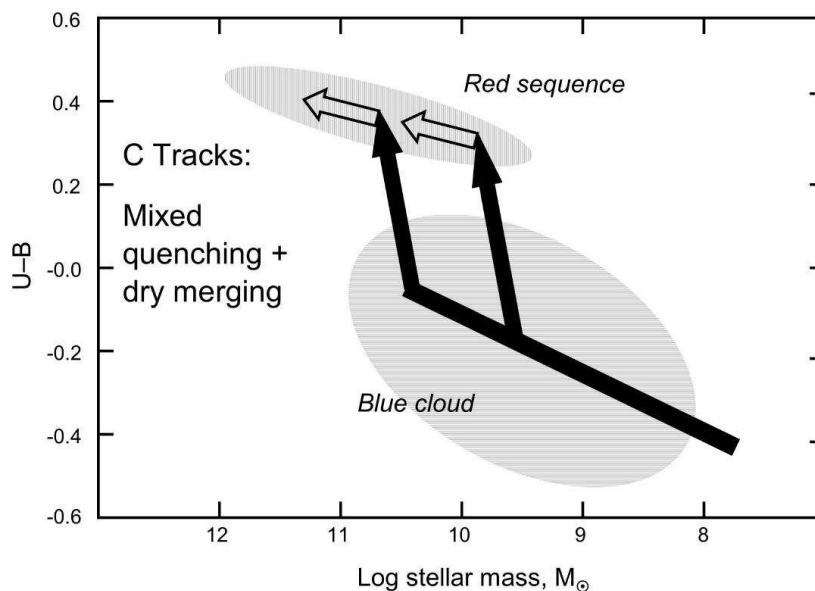


Figura 1.1: Esquema para la evolución de galaxias propuesto por Faber et al. (2007) (figura extraída de dicho trabajo). Ver explicación en el texto.

hasta el presente, que muestran la evolución del tamaño de las galaxias en el sentido de que las galaxias más masivas eran más compactas (más pequeñas) en épocas pasadas que las galaxias masivas en el universo local. Trujillo et al. (2007), y más recientemente van Dokkum et al. (2008), indicaron que un escenario monolítico puro no puede explicar esta evolución (ya que la relación entre masa y tamaño en estas galaxias no debe cambiar durante la evolución de la galaxia desde su formación), mientras que los mecanismos de fusiones de galaxias (con y sin gas) son los más adecuados para explicarlo (ya que la relación entre la masa y el tamaño evolucionará como resultado del aumento en el tamaño después de cada fusión).

Cuando se representan en un diagrama el color de las galaxias (por ejemplo,  $U - B$ ) frente a otras características como por ejemplo la masa, se ve una segregación clara entre una secuencia roja (habitada fundamentalmente por galaxias elípticas) y una secuencia azul (donde se encuentran las galaxias de últimos tipos). Faber et al. (2007) han propuesto un escenario mixto de formación de galaxias en el que se permiten fusiones entre galaxias ricas en gas (*wet mergers*), seguido por procesos que paran la formación estelar (*quenching*) y fusiones entre galaxias elípticas sin gas (*dry mergers*) para producir las galaxias elípticas más masivas. La Figura 1.1 es el esquema de evolución que presentan estos autores. Este escenario parece el más viable para explicar las propiedades de las galaxias de primeros tipos cercanas y lejanas por varias razones. En primer lugar, las fusiones que producen pequeñas galaxias esferoidales serían en su mayoría ricas en gas, mientras

que las fusiones posteriores a lo largo de la secuencia roja serían progresivamente más pobres en gas (compatible con las simulaciones de Naab et al., 2006, por ejemplo). Por otro lado, el punto de ruptura entre las elípticas con isofotas tipo *boxy* y *disky* (explicado con más detalle en la siguiente sección) se correspondería con las galaxias azules mayores que han migrado recientemente a la secuencia roja. Ese punto de ruptura está en el rango  $M_B = -20$  a  $-21$ , donde coexisten ambos tipos de galaxias (Faber et al., 1997; Lauer et al., 2007). Dentro de este esquema de evolución, también la relación masa–metalicidad observada para las galaxias de primeros tipos aparece de forma natural como consecuencia de la misma relación que ya existía entre las galaxias precursoras (azules y con formación estelar). Si la cantidad de fusiones sin gas no es demasiado grande, esta tendencia sobrevivirá para formar la contribución de metalicidad de las relaciones de escala de la población estelar de las galaxias E/S0 observada hoy, donde las galaxias más masivas son las más metálicas. De este modo, la relación masa–metalicidad de las galaxias de primeros tipos de hoy puede simplemente ser el fósil de una relación preexistente entre los progenitores azules. Por último, este escenario evolutivo puede también explicar la anticorrelación entre edad y metalicidad. Las galaxias podrían llegar a una misma masa en la secuencia roja por varios caminos. Algunas habrán sido producidas por fusiones de dos galaxias azules ricas en gas que pasan a la secuencia roja después de los procesos de *quenching* y que posteriormente sufren fusiones sin gas. En este caso, las galaxias formadas tendrán una metalicidad baja (que refleja la metalicidad de sus progenitores) pero una edad vieja (por las fusiones sin gas producidas después). Por el contrario, las galaxias que han parado su formación estelar más tarde y llegan a su posición en la secuencia roja con una masa similar a la estudiada tendrán altas metalicidades (reflejando también progenitores más masivos), pero su edad promedio será más joven (por la formación estelar más extendida y el *quenching* más tardío). De esta manera, la anticorrelación edad–metalicidad puede ser explicada dentro de este escenario.

En cualquier caso, debemos tener en cuenta que los diferentes escenarios de formación de galaxias deben explicar no sólo las características del Universo a gran escala, sino que también deben ser capaces de predecir las propiedades intrínsecas de las galaxias individuales. La aparente uniformidad que presentan las galaxias elípticas en sus relaciones globales contrasta con la enorme variedad de estructuras que se encuentran en ellas, por lo que son el laboratorio ideal para estudiar los procesos que han ocurrido en la formación y evolución de galaxias a lo largo de la vida del Universo. A continuación se detallan algunas de las características más importantes de este tipo de galaxias.

### 1.1.3. Características observacionales

#### Perfiles de luminosidad

Las galaxias elípticas se caracterizan por perfiles de luminosidad que decrecen de manera suave desde el centro a los extremos. Clásicamente, sus perfiles de brillo superficial se han ajustado a perfiles de de Vaucouleurs (1948), mientras que las galaxias

esferoidales y las elípticas enanas se ajustan más adecuadamente a perfiles exponenciales de brillo superficial (Binggeli & Cameron, 1991). En realidad, Graham & Colless (1997) muestran que ambos tipos de galaxias pueden ser ajustados mediante una ley de Sérsic del tipo

$$I(r) = I(0) \exp[-b_n((r/r_{\text{eff}})^{1/n} - 1)] \quad (1.1)$$

donde  $I(0)$  representa la intensidad central,  $r_{\text{eff}}$  es el radio efectivo de las galaxias (definido como el radio donde la galaxia contiene la mitad de su luminosidad), y  $n$  es el parámetro de forma que controla la curvatura del perfil de luminosidad. El parámetro  $b_n$  se ajusta de manera que  $I(r_{\text{eff}})$  se corresponda con la intensidad a un radio igual al radio efectivo de la galaxia, de manera que se relaciona con  $n$  por la expresión  $b_n = 1.999n - 0.327$ . Obtenemos un perfil exponencial para  $n = 1$  y  $b_n = 1.67$ , mientras que el perfil clásico de de Vaucouleurs se corresponde con  $n = 4$  y  $b_n = 7.67$ . De esta manera, las dEs aparecen como una continuación de las Es clásicas en el extremo de baja luminosidad (Binggeli & Jerjen, 1998).

Debido a que las nuevas imágenes de las zonas centrales de galaxias elípticas obtenidas con el HST (*Hubble Space Telescope*) no se ajustan a perfiles de este tipo, Lauer et al. (1995) introdujeron la expresión

$$I(r) = I_b 2^{(\beta-\gamma)/\alpha} \left(\frac{r}{r_b}\right)^{-\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_b}\right)^{-\alpha}\right]^{(\gamma-\beta)/\alpha}, \quad (1.2)$$

que tiene cinco parámetros de ajuste para reproducir el brillo, y que se conoce como perfil de Nuker.  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$  son parámetros libres en el ajuste. En realidad, este perfil está descrito esencialmente por dos leyes de potencia que se unen en un radio de *ruptura*  $r_b$ , que se corresponde con el punto en el que la pendiente es la media entre  $\beta$  y  $\gamma$ , y que es el radio de máxima curvatura en coordenadas logarítmicas. En principio, este parámetro puede ser medido de manera independiente al ajuste del perfil de Nuker. El valor  $I_b$  establece la escala de intensidad, de tal manera que  $I_b = I(r_b)$ . Para zonas externas ( $r \gg r_b$ ),  $I(r) \propto r^{-\beta}$ , que describe una ley de potencias compatible con el perfil clásico de de Vaucouleurs. Para las zonas más centrales ( $r \ll r_b$ ),  $I(r) \propto r^{-\gamma}$  describe la distribución del centro.  $\alpha$  indica cómo de brusca es la transición entre ambas regiones. Por último hay que señalar que en las zonas centrales aparecen dos tipos de perfiles: *power-law* o *cusp* en el caso de que el perfil de luminosidad continúe creciendo hasta el centro donde diverge (NGC596 en la Figura 1.2), y *core*, donde el perfil se aplana en el centro y presenta un valor finito (NGC1399 en la misma figura).

### Morfología y cinemática

Parece existir una clara separación en la familia de las galaxias elípticas en función de sus propiedades cinemáticas y morfológicas. Las elípticas de baja luminosidad son compatibles con un tensor de dispersión de velocidades isótropo y se encuentran generalmente soportadas por rotación, muestran una rotación pequeña en torno a su eje menor

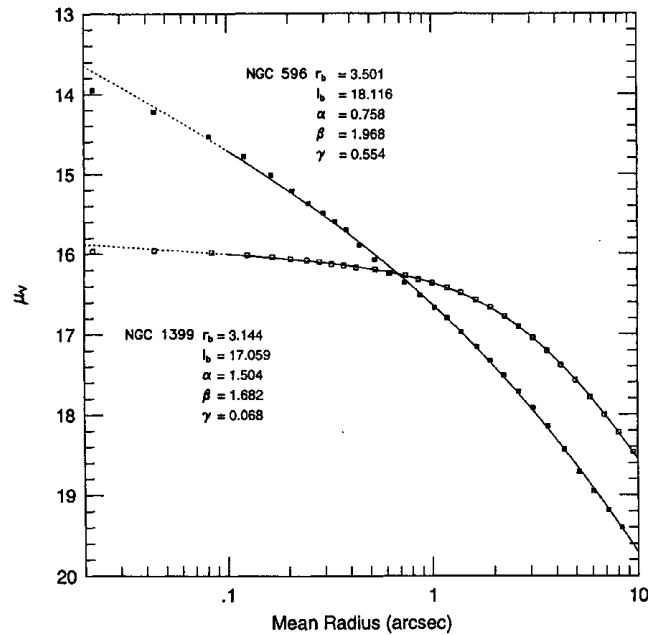


Figura 1.2: Ejemplo de perfiles de luminosidad *core* (NGC1399) y *power-law* (NGC596). Figura extraída de Lauer et al. (1995).

y sus isofotas tienden a mostrar desviaciones en forma de disco con respecto a la forma perfecta de una elipse, razón por la que reciben el nombre de galaxias *disky* (Bender, 1988; Kormendy & Bender, 1996). Por otra parte, las galaxias más luminosas rotan más lentamente, son anisotrópicas, exhiben una rotación importante en torno al eje menor y muestran isofotas con desviaciones rectangulares con respecto a una elipse, de ahí que se denominen *boxy*). Debido a esta clara dicotomía, Kormendy & Bender (1996) propusieron una revisión de la secuencia de Hubble para las galaxias elípticas, clasificándolas en función de la forma de sus isofotas, ya que éstas a su vez son un indicador implícito de su anisotropía. Por otro lado, se ha comprobado que la clasificación de las galaxias en *power-law* y *core* propuesta por Lauer et al. (1995), según el perfil de luminosidad observado en el centro está íntimamente relacionada con propiedades físicas globales y, en particular, con la clasificación de las galaxias elípticas en *boxy* o *disky*:

1. Las galaxias *core* son en promedio más luminosas que las *power-law*, estas últimas dominando por debajo de  $M_V \sim -21$  y galaxias *core* dominando a luminosidades mayores (Faber et al., 1997).
2. Las galaxias *core* presentan normalmente isofotas tipo *boxy*, mientras que las *power-law* son *disky* (Nieto et al., 1991; Kormendy & Bender, 1996; Faber et al., 1997), compatible con las luminosidades características de ambos tipos de galaxias.
3. Las galaxias *core* rotan lentamente, mientras que las galaxias *power-law* son rápidos rotadores (Faber et al., 1997); paralelamente, se ha observado que las galaxias con

isofotas tipo *boxy* incluyen lentos rotadores y las *disky* rotan rápidamente (Bender, 1988; Bender et al., 1989, 1994; Kormendy & Bender, 1996).

4. Las galaxias *core/boxy* muestran rotación en el eje menor que indica triaxialidad, mientras que las galaxias *disky* sin núcleos no (Kormendy & Bender, 1996).
5. Las galaxias *core* son sistemáticamente más redondas que las galaxias *power-law* (Jaffe et al., 1994; Ferrarese et al., 1994; Ryden et al., 2001; Lauer et al., 2005), igual que las galaxias brillantes (y *boxy*) son más redondas que las galaxias débiles (y *disky*) (Tremblay & Merritt, 1996).
6. Las galaxias *core* correlacionan con núcleos activos intensos en radio (Capetti & Balmaverde, 2005; Balmaverde & Capetti, 2006), al igual que lo hacen las galaxias con isofotas *boxy* (Bender et al., 1989). También las galaxias *core* correlacionan con una fuerte emisión en rayos X (Pellegrini, 2005), igual que las galaxias *boxy* (Bender et al., 1989).
7. La mayoría de las galaxias elípticas masivas son *boxy*, mientras que dos tercios de las elípticas de baja masa son *disky* (Bender et al., 1992).

Esta dicotomía en las galaxias elípticas hace pensar que han podido tener distintas historias de formación estelar, lo que también viene apoyado por la aparente influencia del entorno, ya que las elípticas *boxy* tienden a encontrarse en cúmulos o regiones densas, mientras que las *disky* se encuentran principalmente en el campo (Faber et al., 1997). De hecho, Khochfar & Burkert (2005) y Naab et al. (2006) señalaron, utilizando modelos semianalíticos de fusión de galaxias, que se pueden producir galaxias con isofotas tipo *boxy* por la fusión de galaxias de disco de masa similar o por fusión de galaxias elípticas independientemente de la proporción entre las masas de las galaxias, mientras que las galaxias tipo *disky* serían fruto de la fusión de galaxias de disco de diferente masa (en particular, *major mergers*, con  $M_1/M_2 \leq 3.5$ , siendo  $M_1 \geq M_2$ ) o por la caída posterior de gas. Estas combinaciones también explican la conexión con los perfiles centrales *core* o *power-law* de los dos tipos de galaxias expuestas anteriormente (estos autores comparan los resultados de sus simulaciones con la muestra observacional de Rest et al., 2001, encontrando una buena correlación entre ambos). El escenario propuesto por estos autores es compatible con el esquema revisado por Kormendy & Bender (1996) para la clasificación de galaxias, en el que aumenta la importancia de la disipación del gas conforme nos movemos de galaxias elípticas *boxy* a *disky* (y posteriormente a galaxias espirales). Por otro lado, el papel de la disipación del gas en la forma de las isofotas de los restos de las fusiones también ha sido investigado en varios estudios (e.g. Barnes & Hernquist, 1996; Bekki & Shioya, 1997; Springel, 2000). Estos estudios están de acuerdo en afirmar que la disipación del gas hace que los restos de las fusiones tengan más forma de disco. Posteriormente, Kauffmann & Haehnelt (2000) y Khochfar & Burkert (2003, 2005) mostraron que el papel de la disipación en la formación de esferoides masivos no es importante en comparación con su papel en la formación de esferoides de baja masa. Por otro lado, Khochfar & Burkert (2003, 2005) y Naab et al. (2006) demostraron que las elípticas masivas

deberían haberse ensamblado predominantemente en fusiones entre galaxias elípticas dominadas por bulbos y sin gas (*dry mergers*). Estos trabajos concluyen que las propiedades características observadas de las galaxias elípticas masivas podrían reflejar la física de las fusiones entre galaxias de primeros tipos, que en este caso deberían conducir a sistemas predominantemente tipo *boxy*, lentos rotadores y anisotrópicos, independientemente de la proporción entre la masa de los progenitores. Esto estaría en contraste con las fusiones entre espirales, que producen sistemas tipo *boxy* anisotrópicos sólo si los progenitores tienen masa similar. Los modelos semianalíticos de Khochfar & Burkert (2005) predicen que las fusiones de primeros tipos también se producen a bajos desplazamientos al rojo. Estos restos aún parecerían ser viejos si el gas que cae y la formación estelar consecuente fueran despreciables durante y después de las fusiones. El trabajo de Naab et al. (2006) apoya que las fusiones entre galaxias de primeros tipos juegan un papel fundamental en el ensamblaje de galaxias elípticas incluso a bajos desplazamientos al rojo y muestran que las poblaciones estelares de las galaxias elípticas masivas seguirán siendo viejas aún después de los procesos de fusión. Esto está de acuerdo con la parte superior del diagrama de Faber et al. (2007) (Figura 1.1 que sugiere fusiones sin gas (*dry mergers*) entre galaxias rojas para explicar la formación de galaxias elípticas gigantes.

### Relación color–magnitud

Faber (1972) detectó por primera vez que las galaxias que tienen un color más rojo son también las más luminosas (y masivas), mostrando la llamada relación color–magnitud de estos objetos. Esta relación se ha interpretado clásicamente como una relación masa–metalicidad, en el sentido de que las galaxias más masivas albergan una población de estrellas más metálicas (Faber, 1973; Visvanathan & Sandage, 1977) y es apoyado por el hecho de que la intensidad de las líneas metálicas aumenta con la dispersión de velocidades (Terlevich et al., 1981; Bender et al., 1993; Colless et al., 1999), y, por tanto, con la masa o la luminosidad (relación de Faber–Jackson, Faber & Jackson, 1976). Esto estaría de acuerdo con los modelos de colapso disipativo, ya que debido a su potencial gravitatorio, aquellas galaxias más masivas serían capaces de atraer más eficazmente el gas después de un brote inicial de formación estelar. De esta manera, la formación estelar sería más extendida y alcanzaría metalicidades superiores (Larson, 1974b; Carlberg, 1984b; Arimoto & Yoshii, 1986). Las explosiones de supernovas serían capaces de expulsar el gas de las galaxias menos masivas pero no de las más masivas (Matteucci & Tornambe, 1987; Brocato et al., 1990; Pipino & Matteucci, 2004; Matteucci et al., 2006). Por otro lado, los vientos galácticos también se desarrollarían más tarde en las galaxias más masivas (Larson, 1974b; Arimoto & Yoshii, 1986; Recchi et al., 2008), favoreciendo también una formación estelar más extendida.

### Plano fundamental

Una característica muy importante de las galaxias elípticas es que al representar en el espacio tridimensional su dispersión de velocidades  $\sigma$ , radio efectivo  $r_e$  y la luminosidad  $L$  (o, de manera equivalente, el brillo superficial dentro del radio efectivo

$I_e = L/2\pi r_e^2$ ) no se distribuyen por todo el espacio sino que lo hacen confinadas en un plano, llamado plano fundamental (FP, del inglés *Fundamental Plane*; Djorgovski & Davis, 1987; Dressler et al., 1987), con  $r_e \propto \sigma^a I_e^b$ , donde los exponentes  $a$  y  $b$  dependen de la banda utilizada para medir la luminosidad. La proyección del FP en cualquier pareja de ejes reproduce las relaciones de escala ya conocidas con anterioridad: la relación de Kormendy entre el radio efectivo y el brillo superficial (Kormendy, 1977, 1985a,b, las galaxias más compactas presentan brillos superficiales mayores) y la relación de Faber-Jackson entre la luminosidad y la dispersión de velocidades (Faber & Jackson, 1976, las galaxias más luminosas tienen una dispersión de velocidades mayor). La existencia de un tercer parámetro en ambas explica buena parte de la dispersión inicial encontrada en estas dos relaciones. Posteriormente, Bender et al. (1992) propusieron un cambio de coordenadas a un sistema ortogonal ( $k_1, k_2, k_3$ ) en el que las tres nuevas magnitudes son proporcionales a  $\log(\sigma^2 r_e) \propto \log M$ ,  $\log [I_e (M/L)^{1/3}]$  y  $\log(M/L)$  respectivamente, siendo  $M$  la masa de la galaxia. En este nuevo sistema de coordenadas se ve más claramente la existencia del FP, observándose de cara en el plano  $k_2 - k_1$  y de canto, con muy poca dispersión, en el plano  $k_3 - k_1$ . La inclinación observada del FP no es compatible con la hipótesis de que la relación  $M/L$  permanece constante en función de la luminosidad. Por ello, tanto la inclinación y el punto cero del FP ha sido ampliamente estudiado para explicar si las diferencias son debidas a sus poblaciones estelares (combinación de edad y metalicidad; por ejemplo Worthey et al., 1995; Pahre et al., 1995, 1998; Scodreggio et al., 1998; Mobasher et al., 1999; Jun & Im, 2008) o a desviaciones en la estructura global de estos objetos en la materia visible (como variaciones en el contenido y/o distribución de la materia estelar y la materia oscura, anisotropía, y soporte rotacional Ciotti et al., 1996; Prugniel & Simien, 1996; Ciotti & Lanzoni, 1997; Cappellari et al., 2006). Trujillo et al. (2004) defienden que un cuarto de la inclinación es debida a la población estelar de las galaxias (es decir, a una combinación de la edad y la metalicidad) y tres cuartas partes son debidas a variaciones en la homología estructural en la distribución de la materia visible. Sin embargo, el trabajo presentado recientemente por La Barbera et al. (2008) para una muestra de 1430 galaxias (datos ópticos de SDSS<sup>1</sup> e infrarrojos de UKIDSS<sup>2</sup>) indica que la pendiente es consistente con variaciones únicamente debidas a la no homología. En cuanto a la influencia del entorno en el FP, Bernardi et al. (2003) encontraron diferencias muy pequeñas, pero detectables, en el punto cero del FP de galaxias en diferentes entornos en una muestra que incluye galaxias hasta  $z \sim 0.3$ . Estas diferencias son utilizadas para indicar que la galaxias en zonas de baja densidad son  $\sim 1$  Gaños más jóvenes que aquellas que se encuentran en cúmulos.

#### 1.1.4. Modelización del contenido estelar

Debido a las limitaciones técnicas en la observación de objetos lejanos y débiles, el estudio de las poblaciones estelares de galaxias ha estado limitado a la luz integrada procedente de las galaxias como un todo. Sólo en el caso de los objetos más cercanos

<sup>1</sup>Sloan Digital Sky Survey: <http://www.sdss.org/>

<sup>2</sup>UKIRT Infrared Deep Sky Survey: <http://www.ukidss.org/>

y brillantes se pueden resolver individualmente las estrellas, de manera que es posible hacer un análisis directo de su composición estelar. Sin embargo esto no ocurre así con la mayoría de las galaxias y por ello se han desarrollado modelos de síntesis de poblaciones que permiten estudiar su composición estelar. Estos modelos se clasifican en dos tipos: modelos de síntesis empírica y modelos de síntesis evolutiva. Los primeros buscan, partiendo de una biblioteca de distribuciones espectrales de energía, la combinación de estrellas que mejor consigue reproducir el diagrama color–magnitud observado para una galaxia, utilizando para ello muy pocas restricciones astrofísicas. Sin embargo, los modelos de síntesis evolutiva de poblaciones estelares (Tinsley, 1972; Tinsley & Gunn, 1976; Tinsley, 1978, 1980), partiendo de primeros principios (IMF, tasa de formación estelar, etc.), predicen una nube de gas con una determinada composición química. Modificando dicha composición y la historia de la formación estelar, y utilizando bibliotecas de distribuciones espectrales de energía, se predicen espectros integrados para diferentes edades. De esta manera, comparando dichas poblaciones sintéticas con las observadas realmente conseguiremos una aproximación a la composición estelar de la galaxia que estudiamos. Este segundo método asegura que los resultados son consistentes desde el punto de vista de la evolución estelar y ha sido el más utilizado en las últimas décadas (por ejemplo, Guiderdoni & Rocca-Volmerange, 1987; Arimoto & Yoshii, 1986, 1987; Bruzual & Charlot, 1993, 2003; Worthey, 1994; Bressan et al., 1996; Vazdekis et al., 1996, 2003; Vazdekis, 1999; Thomas et al., 2003; Maraston, 2005).

Como se acaba de mencionar, junto con las teorías de evolución estelar, las bibliotecas estelares son fundamentales en el desarrollo de los modelos de síntesis evolutiva. Una biblioteca estelar es un conjunto de espectros sintéticos o de espectros individuales de estrellas reales que nos ayudarán a estudiar el comportamiento de una o varias características espectrales en función de sus parámetros atmosféricos (temperatura efectiva, gravedad y metalicidad). Hasta el momento, el mayor esfuerzo observacional se ha centrado en el intervalo óptico hasta  $\sim 9000 \text{ \AA}$ , como por ejemplo la biblioteca de Silva & Cornell (1992), la del grupo de Lick (Burstein et al., 1984a; Faber et al., 1985; Burstein et al., 1986; Gorgas et al., 1993; Worthey et al., 1994), Pickles (1998), Cenarro et al. (2001), STELIB de Le Borgne et al. (2003), Indo-US de Valdes et al. (2004) y MILES de Sánchez-Blázquez et al. (2006), entre otras. Más recientemente, los avances en los detectores infrarrojos ha permitido el desarrollo de bibliotecas estelares que incluyen otros intervalos espectrales como la banda J (por ejemplo, Joyce et al., 1998; Wallace et al., 2000; Ranade et al., 2007), la banda H (por ejemplo, Lançon & Rocca-Volmerange, 1992; Origlia et al., 1993; Dallier et al., 1996; Meyer et al., 1998; Lançon & Wood, 2000) y la banda K (ver § 2.1).

Aunque los modelos de síntesis evolutiva son una herramienta potente para el estudio de poblaciones estelares hay que tener en cuenta ciertas limitaciones en su utilización. En primer lugar, la mayoría de los modelos de síntesis evolutiva asumen que todas las estrellas de la galaxia se formaron al mismo tiempo con una metalicidad uniforme, de manera que las predicciones se restringen a poblaciones simples (SSP, del inglés *Simple Stellar Population*). Sin embargo, la población de las galaxias es, por lo general, resultado



de una combinación de varios episodios de formación estelar, y las edades y metalicidades derivadas de la comparación con estos modelos son, por tanto, valores promedios, pesados con la luminosidad de las estrellas individuales. De esta manera, las edades y metalicidades inferidas en cada intervalo espectral estarán sesgadas hacia las estrellas que más contribuyen en luz en esa ventana observacional. En el caso del infrarrojo cercano, la mayoría de la luz procede de estrellas rojas supergigantes y masivas, estrellas de masa intermedia que evolucionan a lo largo de la AGB (del inglés *Asymptotic Giant Branch*, rama asintótica de las gigantes) y estrellas poco masivas cerca del *tip* (punto más alto) de la rama de las gigantes rojas (RGB, del inglés *Red Giant Branch*, rama de las gigantes rojas) (por ejemplo, Renzini & Buzzoni, 1986; Chiosi et al., 1986). En especial, el estudio de la banda K es muy interesante debido a la presencia de absorciones debidas al CO en  $\sim 2.3 \mu\text{m}$ . Las variaciones observadas en dichas absorciones inicialmente fueron interpretadas como indicadores de población de edad joven e intermedia (Mobasher & James, 1996; Mayya, 1997; Puxley et al., 1997; Ivanov et al., 2000), pero es necesario un estudio más detallado para distinguir los efectos que la edad, la metalicidad y diferencias en las abundancias relativas de elementos (en particular C al estudiar el CO) tienen en esta característica espectral.

Otra fuente de incertidumbre importante en los modelos es la falta de conocimiento de algunos aspectos que influyen en la evolución de las estrellas (como opacidades, mezcla de elementos pesados, contenido de helio, convección, pérdidas de masa, difusión atómica, etc.). Variaciones en estos parámetros puede cambiar de forma considerable el modo en el que las estrellas se distribuyen a lo largo de una isocrona y producir estimaciones erróneas en la síntesis espectral.

Por tanto, los modelos de síntesis evolutiva son una poderosa herramienta para el estudio y análisis de las poblaciones estelares al comparar con observaciones de galaxias, pero hay que tener en cuenta las limitaciones que presentan al interpretar los resultados obtenidos.

### Degeneración edad–metalicidad

Uno de los principales obstáculos para determinar los parámetros de una población estelar consiste en distinguir los efectos de la edad y la metalicidad sobre el espectro integrado de una población estelar, ya que un aumento en la edad produce un efecto muy similar en las características observables (colores, líneas espectrales) de la galaxia que un aumento en la metalicidad. Este efecto, conocido como degeneración edad–metalicidad, fue cuantificado por Worthey (1994), mostrando que una variación conjunta de la edad y la metalicidad  $Z$  siguiendo la línea  $\Delta_{\text{edad}} \simeq -3/2\Delta Z$  produce el mismo efecto en los colores de banda ancha y en la mayoría de los índices de líneas (utilizados para medir características espectrales). Para romper esta degeneración edad–metalicidad, se utilizan diagramas índice–índice donde se representa un índice sensible fundamentalmente a la edad (en el óptico,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  y  $H\delta$  que miden las líneas de Balmer y cuya contribución

proviene principalmente de estrellas en el punto de giro de la secuencia principal) frente a un índice sensible principalmente a la metalicidad (cuya mayor contribución proviene fundamentalmente de estrellas de la rama de las gigantes, por ejemplo, C4668 o Mgb). Un diagrama de este tipo es tanto más útil para romper la degeneración edad–metalicidad cuanto más ortogonales sean las líneas de edad y metalicidad constantes en el diagrama. Este método ha sido utilizado ampliamente (por ejemplo, González, 1993; Jørgensen et al., 1999; Kuntschner, 2000; Trager et al., 2000a; Sánchez-Blázquez et al., 2006b) para estimar las edades y metalicidades relativas (pesadas con la luminosidad) de las poblaciones estelares de galaxias de primeros tipos. Sin embargo, tal y como advierten Cardiel et al. (2003), la utilización de diagramas lo más ortogonales posible no asegura una estimación más realista de la edad y la metalicidad, ya que esta estimación está sujeta también a los errores en las medidas de los índices espectrales, que dependen a su vez de la relación señal–ruido de los espectros. Por tanto, junto con la ortogonalidad del diagrama índice–índice a utilizar, hay que tener en cuenta los errores con los que se pueden medir los índices espectrales representados.

### Abundancias relativas de elementos

Al estudiar las poblaciones estelares de galaxias masivas, Worthey et al. (1992) mostraron que los elementos tipo  $\alpha$  (O, Ne, Mg, Si, S, Ca y Ti, producidos principalmente en supernovas tipo II, SNII) son típicamente más abundantes con respecto al Fe (producido principalmente en supernovas tipo Ia, SNIa) que lo observado en el disco de la Vía Láctea. Otros autores también han señalado esta *sobreabundancia*<sup>3</sup> de elementos (por ejemplo, Worthey et al., 1994; Origlia et al., 1997; Trager et al., 2000a). Los modelos de síntesis de poblaciones tradicionalmente han sido calculados sin tener en cuenta posibles variaciones en las abundancias de elementos con respecto a lo observado en la vecindad solar (debido a que las bibliotecas empíricas de distribuciones espectrales de energía se han construido a partir de estrellas de la vecindad solar, las únicas disponibles para ello) y por esa razón no pueden reproducir estas observaciones.

Como ya hemos dicho, uno de los ingredientes fundamentales de los modelos de síntesis evolutiva son las bibliotecas estelares que son utilizadas para asignar ciertas características observables a las estrellas en un estado evolutivo determinado, ya sea utilizando el espectro completo o funciones de ajuste que describen cómo los índices espectrales varían en función de los parámetros estelares (temperatura efectiva  $T_{\text{eff}}$ , gravedad superficial  $\log g$  y metalicidad ( $[\text{Fe}/\text{H}]$ ). Las bibliotecas empíricas tienen el inconveniente de estar limitadas observacionalmente a estrellas de la vecindad solar, mientras que las bibliotecas teóricas intentaban reproducir los espectros reales de estrellas, y por ello tam-

---

<sup>3</sup>Decimos que un elemento es *sobreabundante* cuando la abundancia de ese elemento con respecto al Fe es mayor que lo que se encuentra en el entorno solar. Hay que señalar que algunos autores, como Trager et al. (2000a) indican que en realidad es el valor de Fe el que se encuentra por debajo del valor solar. De igual manera, diremos que un elemento es *subabundante* cuando aparece en menor proporción con respecto al Fe que lo obtenido en la vecindad solar.

poco reproducían espectros de estrellas con abundancia relativa de elementos diferente a la solar. Para intentar solucionar este problema, al menos empíricamente, Tripicco & Bell (1995), Houdashelt et al. (2002), y Korn et al. (2005) calcularon funciones de respuesta teóricas que cuantifican cómo cambian los índices debido a variaciones individuales de algunos elementos químicos. Típicamente, estas funciones de respuesta son calculadas sólo para tres combinaciones de temperatura efectiva ( $T_{\text{eff}}$ ) y gravedad superficial ( $\log g$ ), que se corresponden con una estrella en la secuencia principal, una estrella en el punto de giro y una estrella gigante roja para una población de 5 Gaños de edad. A partir de ahí, se asume que todas las estrellas en una misma fase evolutiva responden de la misma manera a la variación de la abundancia. Estas funciones de respuesta teóricas son aplicadas por diversos autores (por ejemplo, Trager et al., 2000b; Thomas et al., 2003; Proctor et al., 2004; Tantaló & Chiosi, 2004; Lee & Worthey, 2005; Annibali et al., 2007; Schiavon, 2007) a las funciones empíricas de ajuste para predecir ciertos índices de líneas con proporciones de abundancias variables. De manera alternativa, pueden utilizarse funciones de ajuste teóricas con una dependencia explícita con  $\alpha/\text{Fe}$  (por ejemplo, Barbuy et al., 2003). Recientemente, diversos autores (Gustafsson et al., 2003; Brott & Hauschildt, 2005; Coelho et al., 2005; Munari et al., 2005) han presentado bibliotecas teóricas que consideran *sobreabundancia* de elementos  $\alpha$  que tratan de solucionar estos problemas. Los modelos de síntesis presentados por Coelho et al. (2007) constituyen el primer intento de modelizar poblaciones con abundancias relativas diferentes a la solar de una manera consistente, ya que utilizan una biblioteca estelar que considera este efecto (teórica en este caso Coelho et al., 2005) y las nuevas trazas evolutivas de Weiss et al. (2007), también calculadas para diferentes valores de  $\alpha/\text{Fe}$ .

Sin embargo, aún teniendo en cuenta todos estos avances, todavía son necesarios modelos capaces de reproducir las características espectrales de las galaxias en otros intervalos de observación diferentes del óptico y de contemplar la posibilidad de que las abundancias relativas de elementos sean diferentes a la observada en la vecindad solar.

### 1.1.5. Poblaciones estelares

Tradicionalmente se ha pensado que las galaxias elípticas eran objetos rojos y viejos, que habían formado sus estrellas a altos desplazamientos al rojo y que habían evolucionado pasivamente desde entonces sin sufrir episodios adicionales de formación estelar (escenario de colapso monolítico), lo que explicaría las estrechas relaciones observadas para ciertas características fundamentales de las galaxias que hemos comentado anteriormente. Sin embargo, el estudio de poblaciones estelares de González (1993) mostró que su muestra de 39 galaxias elípticas cercanas presentaba una dispersión en edad incompatible con la visión anterior. Posteriormente otros autores (e.g. Trager et al., 1998; Jørgensen et al., 1999; Trager et al., 2000a; Terlevich & Forbes, 2002; Caldwell et al., 2003; Sánchez-Blázquez et al., 2006b) han confirmado que las galaxias en regiones de baja densidad presentan una amplia dispersión en edad. No obstante, esto no parece ser así al estudiar las poblaciones estelares en galaxias elípticas en cúmulos. Kuntsch-

ner & Davies (1998) (Kuntschner, 2000) centraron su estudio en el cúmulo de Fornax, encontrando que las galaxias elípticas de dicho cúmulo eran compatibles con tener una misma edad pero que presentaban una dispersión en la distribución de metalicidades. Sin embargo, las edades de una muestra de galaxias lenticulares del mismo cúmulo exhibían una importante dispersión hacia edades más jóvenes, apuntando a una historia de la formación estelar más extendida. Poggianti et al. (2001) (y posteriormente Mehlert et al., 2003), en su estudio de las poblaciones estelares en galaxias pertenecientes al cúmulo de Coma, encontraron el mismo comportamiento que el observado en el cúmulo de Fornax: las galaxias elípticas eran de nuevo compatibles con tener una población vieja, mientras que las galaxias lenticulares mostraban una edad relativamente joven. Estas diferencias en las poblaciones estelares de galaxias que habitan en diferentes entornos ha sido explicada como diferencias en su historia de la formación estelar. Sánchez-Blázquez et al. (2006a,b) analizaron una muestra de 98 galaxias elípticas que contiene galaxias de campo y del cúmulo de Virgo (galaxias en entornos de baja densidad) y de Coma. Los resultados de estos autores están de acuerdo con los trabajos anteriores: las galaxias en entornos de baja densidad presentan una dispersión mayor en las edades y metalicidades que la que muestran las galaxias de Coma (un cúmulo rico de galaxias). Esto fue interpretado como que las galaxias en entornos de baja densidad han sufrido una historia de la formación estelar más extendida que las galaxias del cúmulo de Coma. Por otro lado, las pendientes en las relaciones índice–dispersión de velocidades ( $\sigma$ ) fue explicada por Sánchez-Blázquez et al. (2006a) por variaciones en la metalicidad a lo largo de la secuencia de  $\sigma$  en el caso de galaxias de Coma, mientras que eran necesarias variaciones tanto en la edad como en la metalicidad para explicar la pendiente observada en las galaxias de campo. Estos autores también encuentran que los modelos que mejor reproducen las pendientes son aquéllos en los que los elementos  $\alpha$  varían más que los elementos del grupo del Fe en función de la dispersión de velocidades, mientras que a una  $\sigma$  dada, las galaxias más viejas muestran un  $[\alpha/\text{Fe}]$  mayor. Todos estos resultados pueden ser explicados de nuevo si se asume que las galaxias del cúmulo de Coma han sufrido una historia truncada de la formación estelar y de enriquecimiento químico en comparación con una historia de la formación estelar más extendida en el caso de galaxias en entornos menos densos.

Otra aproximación para estudiar la formación y evolución de las galaxias de primeros tipos es el análisis de las abundancias de distintos elementos. Los modelos jerárquicos predicen que las galaxias elípticas en cúmulos ricos se ensamblaron completamente a altos desplazamientos al rojo ( $z > 3$ ), mientras que las galaxias de campo pueden haber sufrido una historia de la formación estelar más extendida y compleja (Kauffmann & Charlot, 1998). Ya que los diferentes elementos químicos son vertidos al medio interestelar por estrellas que evolucionan en diferentes escalas de tiempo, el estudio de las proporciones entre las abundancias de elementos químicos puede proporcionar información sobre la formación estelar que ha tenido lugar y ayudarnos a entender la historia de la formación estelar que han experimentado las galaxias en diferentes entornos. El proceso de enriquecimiento químico es producido principalmente por la explosión de supernovas SNIa (principales productores de elementos tipo Fe) y supernovas SNII (responsa-

bles de elementos tipo  $\alpha$  como el Mg). Debido a que las SNIa (con tiempos de vida de  $\sim 1$  Gaño) aparecen después de las SNII (que explotan en escalas de tiempo menores,  $< 1 - 10$  Myr), la proporción  $[\text{Mg}/\text{Fe}]$  viene determinada por la duración de la formación estelar y la función inicial de masas (e.g. Worthey et al., 1992). Varios autores (e.g. Worthey et al., 1992; Peletier, 1989; Vazdekis et al., 1997) han indicado que el  $[\text{Mg}/\text{Fe}]$  es *sobreabundante* en galaxias elípticas masivas con respecto a lo observado en la vecindad solar. Tanto Jørgensen et al. (1999) como Kuntschner et al. (2002) estudiaron el  $[\text{Mg}/\text{Fe}]$  entre galaxias de campo y de cúmulos, no encontrando diferencias entre galaxias que habitan en diferentes entornos. Por otro lado, el Ca es un elemento que por su nucleosíntesis debería comportarse como un elemento tipo  $\alpha$ , pero los estudios de este elemento a partir del índice Ca4227 (el índice de Lick más sensible a Ca según Tripicco & Bell, 1995) indican que el Ca no aparece en mayor proporción que el Fe, sino que además parece que está deprimido con respecto a este elemento (al contrario que el Mg). El estudio de los índices Ca4227 y CaT entre galaxias elípticas de campo y del cúmulo de Coma de Cenarro et al. (2004) mostró diferencias significativas en estos índices entre ambos grupos de galaxias, lo que confirma que el Ca no se comporta como un elemento  $\alpha$ .

Aparte de estos elementos, hay otros elementos que no son producidos en las SN. Por ejemplo, durante la fase AGB las estrellas masivas eyectan al medio interestelar cantidades importantes de  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  y  $^{14}\text{N}$ , enriqueciendo el medio donde se formarán nuevas estrellas. En particular, el N es producido tanto en estrellas de masa baja e intermedia (e.g. Chiappini et al., 2003) como en estrellas masivas (e.g. Carigi et al., 2005), y puede tener un origen primario (durante la nucleosíntesis inicial junto con el C y el O en los ciclos CNO y CN, y es independiente de la metalicidad) o secundario (sintetizado a partir del C y el O ya presentes en la estrella, y en este caso su abundancia es proporcional a la de estos elementos). Por otro lado, el C es un elemento primario que se puede producir en estrellas de baja masa e intermedia (e.g. Chiappini et al., 2003, con masas entre 1 y 4  $M_{\odot}$ ) o estrellas masivas (e.g. Prantzos et al., 1994; Henry et al., 2000, con masas entre 4 y 8  $M_{\odot}$  para estos últimos). Carigi et al. (2005), sin embargo, muestran que el enriquecimiento<sup>4</sup> de C del medio interestelar en la vecindad solar se debe a ambos tipos de estrellas en la misma proporción. La evolución de los dos tipos de estrellas depende de los vientos estelares, el tratamiento de la convección y del ritmo de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , que son fenómenos todavía no bien entendidos. Carigi et al. (2005) proponen un escenario en el que la pérdida de masa por vientos estelares aumenta conforme lo hace la metalicidad en el caso de estrellas masivas, mientras que decrece con la metalicidad para estrellas de masa baja e intermedia, aunque indican que es necesario un estudio más completo tanto de los vientos estelares como de la convección y el ritmo de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  para entender correctamente el enriquecimiento de C observado en nuestra Galaxia. Es importante señalar que ciertos procesos, como la pérdida de masa por vientos estelares, dependen de la metalicidad. En particular, el enriquecimiento de C producido por estrellas masivas aumenta conforme lo hace la metalicidad y la pérdida de

<sup>4</sup>El enriquecimiento químico del medio interestelar debido al material procesado en la evolución estelar de las estrellas se denomina en inglés *yield*.

masa por vientos estelares, ya que estas dos cantidades están relacionadas. En cualquier caso, las estrellas responsables de la producción de C son fundamentalmente estrellas de edades intermedias que eyectan el C en estadios tempranos de la vida de una galaxia.

En resumen, el C y el N son elementos producidos por estrellas de edades intermedias, mientras que los elementos tipo  $\alpha$  son producidos por estrellas de edades muy tempranas (en las SNII) y los elementos del grupo del Fe son producidos por las SNIa (de escala de tiempo mayores). Por esta razón, el estudio de estos elementos en las galaxias de primeros tipos puede imponer nuevas limitaciones en la historia de la formación estelar sufrida por las galaxias. Sánchez-Blázquez et al. (2003) analizaron las características espectrales que involucran al C y al CN en galaxias en entornos de baja densidad y del cúmulo de Coma, encontrando diferencias sistemáticas entre ambos grupos de galaxias que fueron interpretadas como variaciones en las abundancias de C y/o N entre ellas. Según estos autores, las galaxias de cúmulo deberían haberse formado completamente antes de que las estrellas masivas de segunda generación fueran capaces de incorporar y eyectar el C y el N producido por las estrellas de masa baja e intermedia de la primera generación. Sin embargo, las galaxias en entornos de baja densidad presentan una *sobreabundancia* de C y/o N debido a que han sufrido una formación estelar más extendida que ha permitido incorporar estos elementos en sus nuevas estrellas. Por tanto, aunque todavía hay muchas incertidumbres en el conocimiento de la evolución estelar, el análisis de las abundancias relativas entre diferentes elementos, en combinación con el análisis de galaxias en diferentes entornos, puede ser la clave para llegar a comprender la formación y evolución de las galaxias de primeros tipos dentro de alguno de los escenarios propuestos anteriormente.

## 1.2. Observaciones en la banda K

Este trabajo de investigación se centra en el estudio de características espectrales en la banda K. Por esta razón resumimos a continuación algunas características interesantes de la observación en este intervalo espectral.

### 1.2.1. Detectores infrarrojos

El problema fundamental en el desarrollo de la astronomía infrarroja fue tener detectores sensibles a esas longitudes de onda. Para ello fue necesario contar con materiales semiconductores con diferencias entre las bandas de valencia y de conducción menores a los utilizados por los CCDs (del inglés *Couple Charged Device*, dispositivos de carga acoplada, construidos con silicio y sensibles en el intervalo espectral de 300 nm a 1  $\mu\text{m}$  para la observación en el óptico). Los materiales típicos que forman los detectores infrarrojos incluyen PtSi, InSb y HgCdTe. Los detectores que incluyen uno de estos dos últimos compuestos aprovechan la tecnología más avanzada del Si para formar detectores *híbridos*. Estos nuevos detectores están compuestos por un sustrato (la mayoría de los

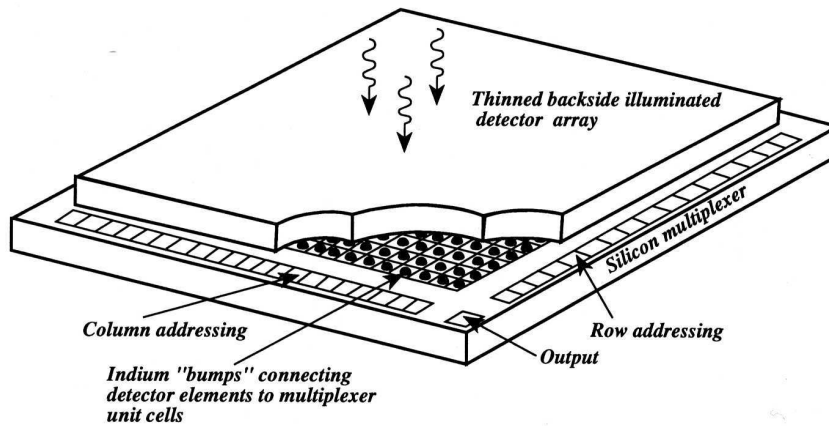


Figura 1.3: Esquema de un detector infrarrojo. En la base vemos indicado el multiplexor de Si, que se une al material detector de la superficie a través de los *bumps* de In.

casos zafiro), transparente a las longitudes de onda que queremos detectar, sobre el que se deposita el material detector, que se une a un multiplexor de Si que se encarga de recoger la señal a través de unos conectores de indio (*bumps* de In). La Figura 1.3 presenta un esquema de la estructura de este tipo de detectores.

Una de las características más interesante de los detectores infrarrojos es que, debido a su particular construcción, permiten llevar a cabo lecturas no destructivas. Al realizar el *reset* inicial se aplica un voltaje a todos los píxeles, forzando a que todos ellos tengan un valor determinado. Cuando se empieza la exposición, se produce un pequeño salto a un nivel de voltaje variable llamado *pedestal*, que depende fundamentalmente de la temperatura. A partir de entonces, durante la exposición, aumenta linealmente con la carga recibida (ver Figura 1.4). Al final de la integración se lee el valor que ha alcanzado el voltaje y se vuelve al valor inicial mediante el *reset*. Por lo general, se realiza una primera lectura justo en el instante inicial de la exposición, de modo que la resta de este valor del obtenido al final de la integración nos da el voltaje real de la carga que ha sido recibida por el detector, eliminando el pedestal anteriormente citado y otros excesos de señal que pudieran existir. Sin embargo tiene el inconveniente de aumentar el ruido de lectura en un factor  $\sqrt{2}$  ya que el ruido procedente de dos lecturas se introduce en una única imagen. Del mismo modo que realizamos una lectura inicial y otra final, se pueden realizar lecturas intermedias que permite reducir el ruido de lectura. Por otro lado, aunque el detector infrarrojo es único, la lectura se realiza en canales de manera independiente (ver Figura 1.5), disminuyendo así el tiempo necesario para completar una lectura.

Esta forma diferente de realizar la lectura en los detectores infrarrojos, en comparación con los CCDs utilizados en el óptico, hace que sean innecesarias ciertas imágenes de calibración. En el caso de observaciones en el visible, se obtienen imágenes de *bias* (imagen en ausencia de iluminación, con tiempo de exposición nulo) para eliminar la constante

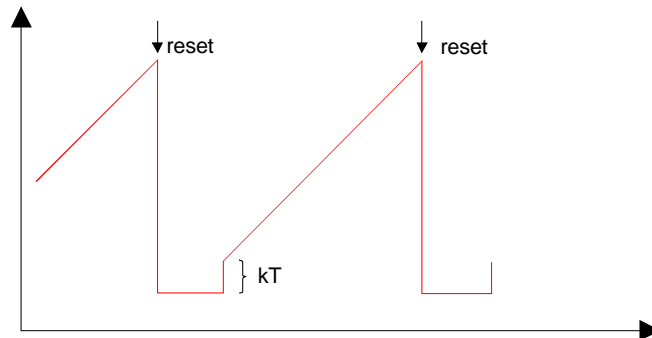


Figura 1.4: Esquema de lectura de un píxel en un detector infrarrojo. Representación de la variación del voltaje en valor absoluto a lo largo del tiempo.

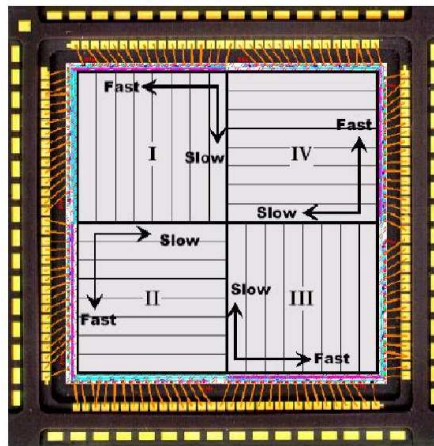


Figura 1.5: Esquema general de lectura en un detector infrarrojo (Hawaii-I,  $1024 \times 1024$  píxeles). Aunque es un único detector, la lectura de cada cuadrante se realiza de modo independiente, lo que aumenta la velocidad de lectura de todo el detector.



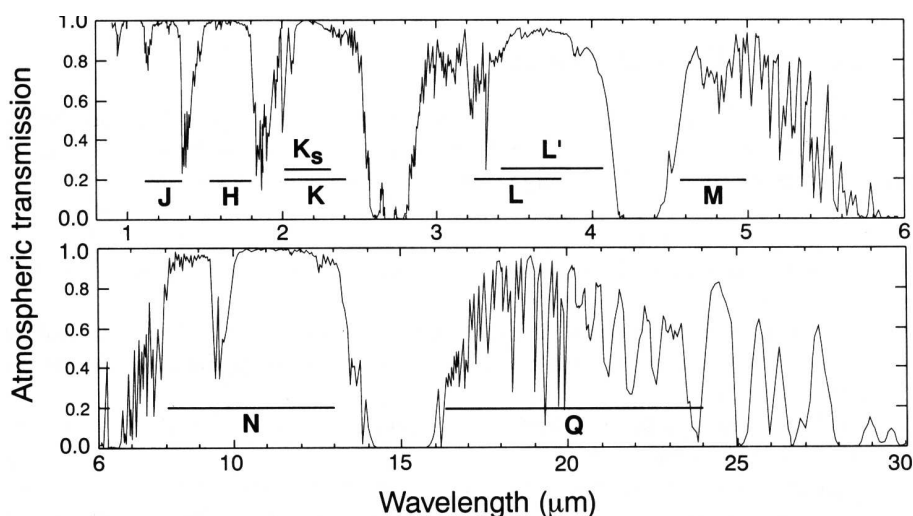


Figura 1.6: Ventanas observacionales en el infrarrojo debidas a la transmisión atmosférica.

de *bias* (señal constante, muy plana, introducida en el mecanismo de lectura para evitar posibles cuentas negativas debidas al ruido de lectura introducido por el detector) y la posible señal existente aún con tiempo de exposición nulo. Sin embargo, al realizar la doble lectura del detector explicada anteriormente nos aseguramos de que las imágenes no presentan *bias*. Tampoco son necesarias las imágenes *dark* (imágenes de largo tiempo de exposición obtenidas con el obturador cerrado, de manera que no recibimos luz en el detector y que permiten eliminar la corriente de oscuridad —pequeña señal introducida por el ruido térmico en los detectores CCDs en ausencia de iluminación y que depende del tiempo de exposición) porque para sustraer el cielo de manera adecuada en el infrarrojo se restan imágenes consecutivas con el mismo tiempo de exposición y, al hacerlo, eliminamos los posibles efectos que en el óptico buscábamos corregir con los *darks* (ver § 1.2.2).

### 1.2.2. Limitaciones observacionales en el infrarrojo

En la atmósfera terrestre encontramos moléculas que presentan líneas de absorción o emisión en el infrarrojo que dificultan las observaciones desde Tierra. Las transiciones moleculares que las producen pueden ser tanto vibracionales como rotacionales (aunque estas últimas son dos órdenes de magnitud más débiles). El hecho de que moléculas homonucleares no presenten transiciones dipolares vibracionales ni rotacionales es muy importante porque de este modo el  $O_2$  y el  $N_2$ , principales constituyentes de la atmósfera, son inactivos en la región infrarroja.

A longitudes de onda mayores de  $\sim 2.3 \mu\text{m}$  debemos tener en cuenta fundamentalmente la emisión térmica de la atmósfera y del telescopio, mientras que para longitudes de onda menores la señal del cielo está dominada por la emisión de las moléculas presen-

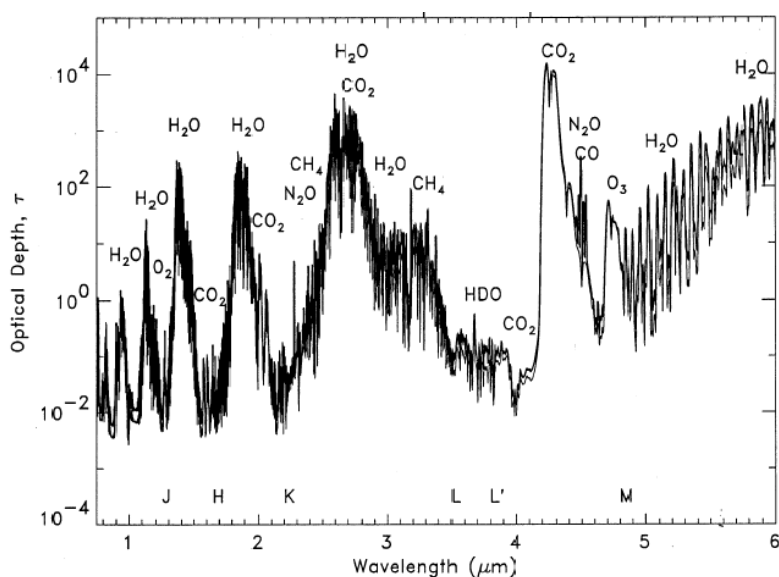


Figura 1.7: Contribuyentes a la absorción atmosférica en el intervalo espectral de 1 a 6  $\mu\text{m}$ . En nuestra región de estudio, la banda K, los principales absorbentes son  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  y  $\text{NO}_2$ .

tes en la atmósfera. Así mismo, la atmósfera bloquea gran parte de la ventana espectral del infrarrojo cercano, por lo que las observaciones desde tierra quedan limitadas a ciertas ventanas atmosféricas (ver Figura 1.6). En particular, en el infrarrojo cercano contamos con las bandas J, H y K centradas en 1.25, 1.65 y 2.2  $\mu\text{m}$  respectivamente.

Para longitudes de onda comprendidas entre 1 y 6  $\mu\text{m}$ , el  $\text{H}_2\text{O}$  es la molécula absorbente dominante, con bandas muy importantes en 1.1, 1.38, 1.88, 2.7 y a partir de 5  $\mu\text{m}$ , y algo más débiles en 0.94 y 3.20  $\mu\text{m}$ . También el  $\text{CO}_2$  es un absorbente muy importante, presentando fuertes bandas cerca de 2.0, 2.7 y 4.3  $\mu\text{m}$ , y absorciones mucho más débiles en 1.2, 1.4, 1.6, 4.0, 4.8 y 5.2  $\mu\text{m}$ . Por último, el  $\text{CH}_4$  (2.4 y 3.3  $\mu\text{m}$ ), el  $\text{NO}_2$  (2.1, 2.2, 2.47, 2.6, 2.9, 4.7  $\mu\text{m}$ ), y el  $\text{O}_3$  (3.3, 3.57 y 4.7  $\mu\text{m}$ ) también producen parte de extinción en el infrarrojo cercano (Figura 1.7). En particular, en la banda K las absorciones más importantes son debidas a  $\text{H}_2\text{O}$  y al  $\text{CO}_2$ , y en menor medida a  $\text{NO}_2$  y al  $\text{CH}_4$ .

Por otro lado, las observaciones en el infrarrojo también están afectadas por la emisión atmosférica conocida como *airglow*, que es la fuente de fondo dominante en la región del infrarrojo cercano y que se origina a partir de la emisión del radical  $\text{OH}^-$  a una altitud entre 85 y 100 km. Los radicales son producidos durante el día según la reacción



Estas líneas de emisión aparecen entre 0.61  $\mu\text{m}$  y 2.62  $\mu\text{m}$ , y se corresponden a transiciones entre los niveles vibracionales  $\Delta\nu = 2 - 5$  (Rousselot et al., 2000). Dichas líneas pueden ser identificadas en nuestros espectros (ver Figura 2.9).

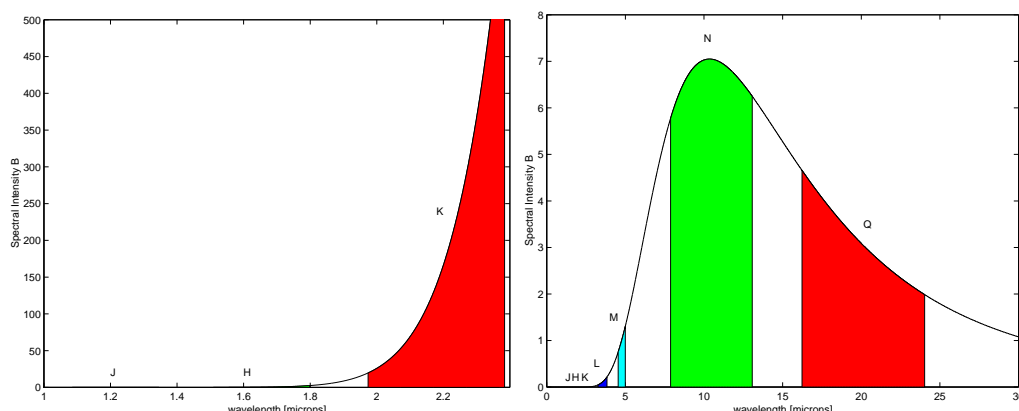


Figura 1.8: Espectro de un cuerpo negro a  $T = 280$  K en el infrarrojo cercano (panel izquierdo) y en toda la región infrarroja (panel derecho). Las zona sombreadas representan el flujo integrado para los diferentes filtros. El máximo de la curva está en  $\lambda_{max} = 10.4 \mu\text{m}$ .

Como ya se ha mencionado, otro aspecto importante a la hora de realizar observaciones en el infrarrojo cercano es la contribución del fondo térmico. Además de la emisión y absorción debidas a la atmósfera, debemos tener en cuenta que existen limitaciones adicionales debidas a que el espejo primario, la estructura del telescopio, la cúpula y, en general, todos los elementos que rodean el instrumento, además de la atmósfera, emiten un espectro similar al de un cuerpo negro. Para minimizar el flujo térmico debido a estas fuentes, todas las partes del instrumentos son enfriadas, pero aún así hay una contribución importante que debemos tener en cuenta al elegir los tiempos de exposición ya que podemos saturar debido no a la señal procedente de nuestro objeto, sino a la correspondiente a la contribución de la atmósfera y al fondo térmico de todo lo que rodea al instrumento. En la Figura 1.8 se muestra el espectro de un cuerpo negro a una temperatura de  $T = 280$  K =  $7^\circ$  C. La región del infrarrojo cercano es el final del espectro de Planck y longitudes de onda cortas para temperaturas ambientales típicas, correspondientes a  $\lambda_{max} \approx 10 \mu\text{m}$ , de modo que la intensidad espectral crece exponencialmente (aproximación de Wien). El fondo térmico es la fuente dominante del flujo para  $\lambda \geq 2.2 \mu\text{m}$  haciendo que las exposiciones en la banda K desde observatorios terrestre sean más largas, y extremadamente difíciles a partir de  $2.5 \mu\text{m}$ .

### 1.3. Estudios previos de galaxias de primeros tipos en la banda K

Debido a las dificultades técnicas para la observación en la banda K explicada en la sección anterior, hasta la fecha hay pocos estudios que hayan estudiado en profundidad el contenido estelar de las galaxias de primeros tipos en este intervalo espectral. El primer estudio fotométrico de este tipo de galaxias en el infrarrojo (JHK) fue presentado por

Frogel et al. (1978). Estos autores analizaron una muestra de 51 galaxias elípticas y lenticulares, midiendo por primera vez las bandas de absorción en  $2.3 \mu\text{m}$ . Con estos datos dedujeron que la luz en las zonas centrales de las galaxias estaba dominada por estrellas de tipo espectral M y que el estudio de la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  imponía fuertes limitaciones a la proporción de estrellas enanas-gigantes presentes en las galaxias, debido a la dependencia de las líneas de CO con la clase de luminosidad.

Desde el trabajo de Frogel et al. (1978), el único estudio espectroscópico sistemático de este tipo de galaxias es el realizado por P.A. James y B. Mobasher, quienes analizaron posibles diferencias en la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  en galaxias situadas en diferentes entornos. Inicialmente Mobasher & James (1996) encontraron diferencias estadísticamente significativas en la medida del CO en una muestra de 21 galaxias de campo y de cúmulo, que interpretaron como una evidencia de la presencia de una población estelar intermedia, indicativa de una formación estelar más extendida o reciente en galaxias de campo en comparación con las galaxias de cúmulo. Sin embargo, dichas diferencias no fueron encontradas en un trabajo posterior (James & Mobasher, 1999) al ampliar la muestra a 50 galaxias de primeros tipos. En este trabajo, dichos autores encontraron una distribución bimodal para galaxias de campo, estando relacionadas directamente con el grado de aislamiento de las galaxias. En particular, encontraron que las galaxias muy aisladas parecen formar una población muy homogénea, sin signos de formación reciente (es decir, valores bajos para la medida del CO para estos autores) y un pequeño intervalo de metalicidades (obtenido a partir del índice  $\text{Mg}_2$ ). Por otro lado, las elípticas en grupos mostraban frecuentemente evidencias de poblaciones estelares intermedias (valores más altos de CO) y un amplio intervalo en metalicidades. Por último, las elípticas en cúmulos presentaban propiedades intermedias entre ambas. Aunque en esta ocasión no encontraron diferencias claras entre galaxias de campo y de cúmulo, los autores proponen en ambos trabajos que todas las galaxias elípticas han formado la mayor parte de sus estrellas en una época temprana, y que aquéllas que contienen estrellas más jóvenes las han adquirido recientemente por pequeñas fusiones con galaxias ricas en gas. Posteriormente, Mobasher & James (2000) analizaron 31 galaxias en el centro y en las partes externas del cúmulo de Coma, donde encontraron que las galaxias situadas en las zonas exteriores presentaban una absorción del CO más intensa que las galaxias situadas en el centro del cúmulo. Los autores interpretaron de nuevo el efecto observado por la presencia de una población estelar joven (estrellas gigantes y supergigantes) en las galaxias elípticas de las regiones más externas (zonas de baja densidad) del cúmulo, y que las galaxias en estas regiones eran relativamente más jóvenes que las situadas en el centro del cúmulo. Esta interpretación está de acuerdo con el escenario propuesto en primer lugar para las diferencias observadas entre galaxias de campo y de cúmulo. Por último, James & Mobasher (2000) analizaron el CO medido en 21 galaxias cD, encontrando que este índice es bastante constante en todas ellas. Esta homogeneidad fue interpretada como resultado una historia de la formación estelar más uniforme y probablemente más temprana que la de las galaxias elípticas normales, mientras que la metalicidad no fue considerada como parámetro responsable de la absorción del CO en este tipo de galaxias. Hay que señalar

que el estudio realizado en todos estos trabajos era principalmente cualitativo, ya que no comparaban sus resultados con modelos de síntesis de poblaciones y la baja resolución de los espectros ( $R \sim 230 - 900$ ) tiene un impacto crítico en la credibilidad de la sustracción del cielo. Quizás por esa razón fundamentalmente no pudieron llegar más allá en el análisis de la comparación de galaxias en diferentes entornos.

Más recientemente, Davidge et al. (2008) han presentado un estudio de las poblaciones estelares a lo largo del radio en tres galaxias elípticas compactas (M32, NGC4486B y NGC5846) utilizando observaciones espectroscópicas en la banda K. Estos autores han medido las absorciones espectrales más importantes que se encuentran en este intervalo espectral y, comparando con los índices en estrellas de la vecindad solar, llegan a la conclusión de que NGC4486B y NGC5846 presentan una mezcla de elementos diferente a la solar, al contrario que para M32.

También este año, Silva et al. (2008) han publicado el análisis espectroscópico de 11 galaxias de primeros tipos de Fornax. Los espectros incluyen la línea de NaI en  $\sim 2.2 \mu\text{m}$  y la banda de CO en  $2.3 \mu\text{m}$ , y se han obtenido con una resolución espectral  $R \simeq 2500$ . Junto con estos datos, también han observado estrellas de cúmulos abiertos galácticos con las que comparan las medidas obtenidas para las galaxias. Estos autores analizan conjuntamente los índices infrarrojos NaI, CaI,  $\langle\text{FeI}\rangle$  y CO, y los comparan con medidas en el óptico para hacer un estudio comparativo de la edad y la metalicidad de las galaxias. En su trabajo analizan por separado las tres galaxias del cúmulo más jóvenes (con valores de  $H\beta$  elevados), haciendo la suposición de que estas galaxias han sufrido un brote de formación estelar reciente (llamada componente caliente en su artículo, con un número significativo de estrellas A/F enanas o subgigantes) que se superpone a una población más evolucionada (denominada componente fría), probablemente vieja ( $> 8$  Gaños) y metálica ( $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.3$ ), dominada por estrellas gigantes K tardías o M tempranas (de acuerdo con los primeros análisis fotométricos de Frogel et al., 1978). Los autores están limitados a utilizar los modelos de Thomas et al. (2003) para intentar ajustar los índices ópticos, en particular  $H\beta$ , y derivar la proporción de las dos componentes que deben estar presentes en estas tres galaxias, en una primera aproximación al estudio de las poblaciones estelares de estas galaxias, y señalan la necesidad de modelos de síntesis capaces de analizar los índices infrarrojos. Por otro lado, los índices NaI y CO medidos sobre los espectros de galaxias sin signos de formación estelar reciente (valores de  $H\beta$  bajos) presentan una alta correlación con la dispersión de velocidades, como ocurre con otros índices en el óptico para estas galaxias (Kuntschner, 2000).

La muestra de galaxias de Fornax presentada por Silva et al. (2008) será analizada en este trabajo junto con la muestra de galaxias de campo que constituye el núcleo de esta tesis, lo que nos permitirá estudiar las poblaciones estelares en galaxias de diferentes entornos en la banda K (Capítulo 7).

## 1.4. Motivación y objetivos de este trabajo

El infrarrojo cercano, y en particular la banda K, es un intervalo espectral poco explotado hasta el momento debido fundamentalmente a que tanto los detectores como los instrumentos no eran eficientes para la observación en dicho intervalo. Sin embargo, el estudio simultáneo de las poblaciones estelares de galaxias en diferentes longitudes de onda es imprescindible para llegar a entender por completo la naturaleza y evolución de dichos objetos, ya que cada ventana espectral muestra luz procedente de distintos tipos de estrellas. En particular, la luz en la banda K está dominada por estrellas de la RGB y la AGB, que apenas contribuyen en otros intervalos espectrales como el óptico. Además, en la banda K se encuentra una de las bandas de absorción más intensas producidas por el CO, que está dominada fundamentalmente por el carbono. El trabajo de Sánchez-Blázquez et al. (2003) mostró que las galaxias en entornos de baja densidad presentaban valores mayores de los índices ópticos C4668 (sensible fundamentalmente al carbono) y CN<sub>2</sub> (dependiente tanto de carbono como de nitrógeno) que las galaxias en el cúmulo rico de Coma. Estas diferencias fueron interpretadas por estos autores como que las galaxias en entornos de baja densidad habían experimentado una historia de la formación estelar más extendida en comparación con las galaxias del cúmulo de Coma, las cuales habrían visto truncada su formación estelar antes. Por esta razón, este trabajo de investigación se centra en el estudio de las poblaciones estelares en galaxias de primeros tipos que habitan en diferentes entornos, utilizando para ello las características espectrales más importantes en la banda K, prestando especial atención a la absorción del CO en 2.3  $\mu\text{m}$ . Sin embargo, para realizar este análisis es imprescindible el desarrollo de ciertas herramientas necesarias en el estudio de poblaciones estelares. En primer lugar, hemos observado una biblioteca estelar que mejora el recubrimiento en el espacio de parámetros atmosféricos estelares ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  y  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ) de trabajos previos (Capítulo 2) para poder tener una muestra lo más amplia posible de estrellas de diferentes tipos espectrales. Hemos definido un índice, el  $D_{\text{CO}}$  (Capítulo 3), para medir la absorción de CO en 2.3  $\mu\text{m}$ . Hemos medido este nuevo índice en las estrellas de la nueva biblioteca estelar (Capítulo 4) y hemos parametrizado su comportamiento con los parámetros atmosféricos estelares calculando las funciones de ajuste que permitirán calcular el índice para cualquier conjunto de valores  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  y  $[\text{Fe}/\text{H}]$  (Capítulo 5). Estas funciones de ajuste son el ingrediente fundamental de los modelos de síntesis evolutiva que se utilizan para derivar parámetros fundamentales de la población de una galaxia, como su edad y su metalicidad. Por último, hemos observado una muestra de galaxias de primeros tipos de campo (Capítulo 6), que ha sido analizada paralelamente con la muestra de galaxias del cúmulo de Fornax de Silva et al. (2008), observada con la misma configuración instrumental (Capítulo 7).

En este trabajo se presenta, por tanto, el primer estudio sistemático para analizar las poblaciones estelares de galaxias de primeros tipos en diferentes entornos utilizando para ello las características espectrales más intensas observadas en la banda K, junto con la información espectroscópica en el óptico disponible, y se han desarrollado las herramientas necesarias para el estudio en profundidad del índice  $D_{\text{CO}}$ .



## Capítulo 2

# Nueva biblioteca estelar en la banda K

---

Como parte del trabajo realizado en esta tesis, hemos observado y generado una nueva biblioteca estelar en la banda K para la caracterización de la banda de absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$ . En este capítulo se presenta la muestra de estrellas y se explica el proceso de reducción que ha sido necesario realizar para obtener los espectros estelares.

### 2.1. Bibliotecas previas en la banda K

El infrarrojo cercano ha despertado el interés de la comunidad astronómica desde que se empezaron a desarrollar detectores capaces de observar en dicho intervalo espectral. Las primeras observaciones fueron realizadas por Kuiper en el observatorio McDonald (Kuiper et al., 1947), utilizando el primer detector infrarrojo de PbS. Desde entonces se ha realizado un gran esfuerzo por mejorar tanto en sensibilidad como en resolución. Los primeros espectros de estrellas (siete gigantes rojas) fueron obtenidos por Woolf et al. (1964) utilizando para ello un espectrómetro a bordo de un globo, lo que permitió la primera aproximación al estudio de la absorción producida por el CO en  $\lambda 2.3 \mu\text{m}$  en diferentes estrellas. Posteriormente, ya con un espectrómetro en tierra, McCammon et al. (1967) estudiaron un conjunto de 12 estrellas tipo M. Con el desarrollo de los espectrómetros infrarrojos basados en transformadas de Fourier (Mertz, 1965; Connes, 1970), Montgomery et al. (1969) obtuvieron por primera vez un espectro de alta resolución de Arturo (K1.5IIIp), estudiando detalladamente las líneas observadas en el intervalo  $\lambda\lambda 11407 - 25129 \text{ \AA}$ . Forbes et al. (1970) observaron una muestra de 26 estrellas de últimos tipos y fueron los primeros en sugerir una posible relación entre la absorción observada para el CO y la luminosidad y la composición (metalicidad) de las estrellas. Johnson & Mendez (1970) presentaron la primera biblioteca estelar en la banda K, un estudio de 32 estrellas entre los tipos A0 y M7 con espectros de resolución  $R = 550$ , incluyendo en su estudio siete estrellas de carbono y dando una descripción de las características observadas en el rango  $\lambda\lambda 1.0 - 4.0 \mu\text{m}$ . Por otro lado, Baldwin et al. (1973) (Frogel, 1971) midieron las bandas de absorción producidas por el CO en  $2.3 \mu\text{m}$  para 163 estrellas de últimos tipos. Estos autores representaron los colores  $[2.3 \mu\text{m}] - [2.2 \mu\text{m}]$  frente a la anchura equivalente de la banda de CO en  $\lambda \sim 2.3 \mu\text{m}$  y frente al tipo espectral para utilizarlos como indicadores efectivos de dicha absorción en la banda K, indicando la dependencia



del índice propuesto con la luminosidad (disminuye con la gravedad) y con la temperatura (disminuye con ella para gigantes). Kleinmann & Hall (1986) (de aquí en adelante, KH86) presentaron una muestra de 26 espectros de estrellas F–M de diferentes clases de luminosidad y metalicidad solar con resolución  $R = 2500 - 3100$ , y los utilizaron para definir el primer índice espectroscópico para las absorciones del CO. Con los espectros de esta biblioteca se mostró gráficamente por primera vez la variación del índice de CO con la temperatura efectiva. La biblioteca de Lançon & Rocca-Volmerange (1992) contiene una muestra de 56 estrellas de metalicidad solar, en el intervalo  $\lambda\lambda 1.4 - 2.5\mu\text{m}$  (comprende las bandas H y K), con una resolución de  $R \sim 550$ . Otras bibliotecas, dedicadas al estudio de estrellas de gravedad determinada, son las de Ali et al. (1995), con un total de 33 espectros de estrellas enanas frías de resolución intermedia ( $R = 1380$ ), y la de Ramirez et al. (1997), con 43 estrellas gigantes frías (resolución  $R = 1380, 4830$ ). Wallace & Hinkle (1996) publicaron una reducida biblioteca de 12 estrellas frías pero de muy alta resolución ( $R = 45000$ ) que permitió un estudio muy detallado de todas las líneas en este intervalo espectral. Posteriormente, Wallace & Hinkle (1997) observaron una biblioteca de 115 espectros de resolución  $R = 3000$  que comprende estrellas de tipos espectrales de O a M, tanto gigantes como supergigantes y enanas, de metalicidad fundamentalmente solar. Tanto Förster Schreiber (2000) como Lançon & Wood (2000) presentaron bibliotecas de estrellas gigantes y supergigantes frías: 31 espectros con resolución  $R = 830, 2000$  en el intervalo espectral  $\lambda\lambda 1.90 - 2.45\mu\text{m}$  el primero y 77 estrellas en el rango  $0.5 - 2.5\mu\text{m}$  de resolución  $R = 1100$  el segundo. Por último, Ivanov et al. (2004) publicaron una biblioteca de 218 espectros de estrellas frías no calibrados en flujo de resolución  $R = 2000 - 3000$  en el rango  $\lambda\lambda 1.48 - 2.45\mu\text{m}$ .

La Tabla 2.1 resume las bibliotecas estelares anteriores a este trabajo que se encuentran en la literatura. Hay que destacar que ninguna de ellas presenta espectros de estrellas que recubran adecuadamente el espacio de parámetros atmosféricos (temperatura efectiva, gravedad y metalicidad) que permitan un estudio detallado de poblaciones estelares en el infrarrojo cercano. En la Figura 2.1 se representan los espectros de una estrella en común en las bibliotecas de KH86, Wallace & Hinkle (1997) e Ivanov et al. (2004). Se puede ver cómo esta última no está calibrada en flujo relativo y su resolución es peor. Por otro lado, debido a problemas observacionales (los autores señalan un patrón de interferencias, *fringing* producido por el vaso *dewar* o el filtro), los espectros de Wallace & Hinkle (1997) han sido suavizados con un filtro de Fourier, forzándolos a coincidir con los de KH86.

En este trabajo se presenta una nueva biblioteca estelar en la banda K que mejora el recubrimiento en el espacio de parámetros estelares básicos (temperatura efectiva, gravedad y metalicidad) y que permitirá realizar en un futuro un estudio más detallado de las poblaciones estelares compuestas.

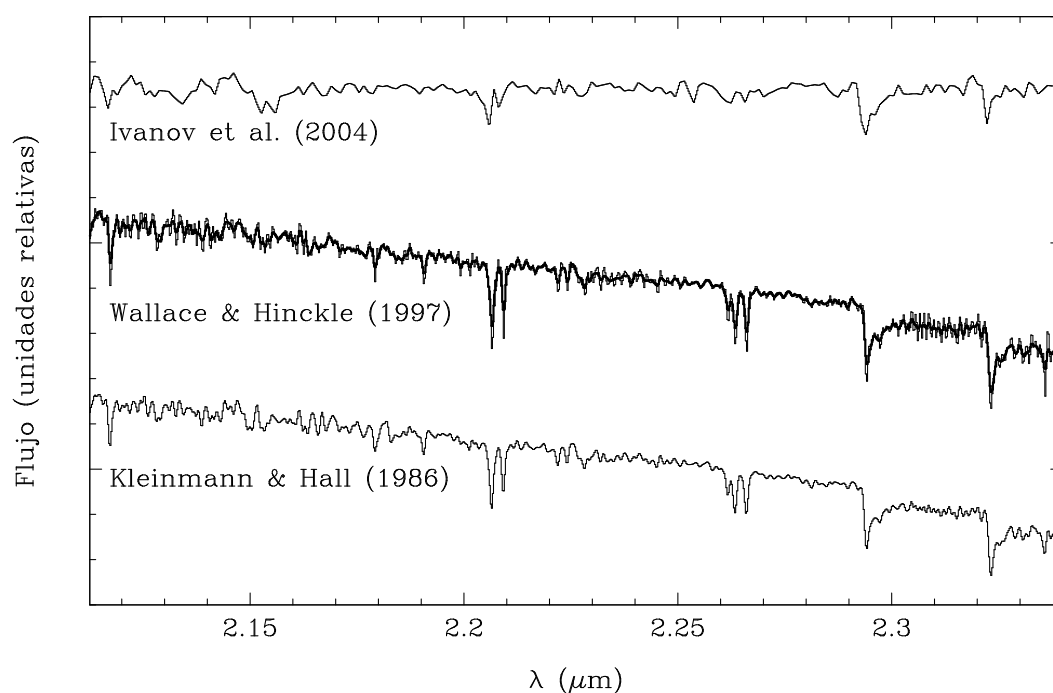


Figura 2.1: Espectros de la estrella HD095735 en las bibliotecas de KH86, Wallace & Hinkle (1997) e Ivanov et al. (2004), en sentido ascendente. La biblioteca de Ivanov et al. (2004) tiene peor resolución y no está calibrada en flujo. Para la biblioteca de Wallace & Hinkle (1997) se han representado los dos espectros que proporcionan los autores: en trazo fino el inicial obtenido (con ruido) y en trazo grueso el espectro corregido (los autores utilizan como referencia la biblioteca de KH86 para dicha corrección).

Biblioteca de referencia	Número de Estrellas	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Resolución Espectral	Tipos Espectrales	Comentarios
Johnson & Mendez (1970)	32	1.2 – 2.5	550	A–M, I–V	Baja resolución
Kleinmann & Hall (1986)	26	2.0 – 2.5	2500 – 3100	F–M, I–V	Abundancias solares
Lançon & Rocca-Volmerange (1992)	56	1.4 – 2.5	550	O–M, I–V	Baja resolución
Ali et al. (1995)	33	2.0 – 2.4	1380	F–M, V	Estrellas enanas
Hanson et al. (1996)	180	2.0 – 2.2	800 – 3000	O–B, I–V	Estrellas calientes, no región del CO
Wallace & Hinkle (1996)	12	2.02 – 2.41	$\geq 45000$	G–M, I–V	Pocas estrellas
Ramirez et al. (1997)	43	2.19 – 2.34	1380, 4830	K–M, III	Estrellas gigantes
Wallace & Hinkle (1997)	115	2.0 – 2.4	3000	O–M, I–V	Abundancias solares
Förster Schreiber (2000)	31	1.90 – 2.45	830, 2000	G–M I–III	Estrellas gigantes y supergigantes
Lançon & Wood (2000)	77	0.5 – 2.5	1100	K–M, I–III	Estrellas gigantes y supergigantes
Ivanov et al. (2004)	218	1.48 – 2.45	2000 – 3000	G–M, I–V	No calibradas en flujo
Hanson et al. (2005)	37	2.0 – 2.2	8000–12000	O–B, I–V	Estrellas calientes, no región del CO
Cushing et al. (2005)	26	0.6 – 4.1	2000	M–T, V	Estrellas enanas extremadamente frías
Ranada et al. (2007)	114	2.05 – 2.19	2200	O–M, I–V	No región del CO
<b>Este trabajo</b>	220	2.11 – 2.37	2500	O–M, I–V	Cubrimiento en metalicidad mejorado

Tabla 2.1: Bibliotecas previas de espectros estelares en el infrarrojo cercano. Para cada una de las referencias encontradas en la literatura se indica el número de estrellas, el intervalo observado en longitud de onda, la resolución espectral y los tipos espectrales de las estrellas que comprenden. También se indica un comentario sobre cada biblioteca en particular.

## 2.2. Selección de la muestra

La nueva biblioteca estelar que se presenta en este trabajo contiene 230 estrellas observadas en la región de la banda K, en el intervalo espectral  $\lambda\lambda 2.11 - 2.37 \mu\text{m}$ . La selección de estrellas se ha realizado para mejorar el recubrimiento del espacio de parámetros de las bibliotecas anteriores (Tabla 2.1, Figura 2.2), poniendo especial interés en estrellas gigantes y supergigantes rojas, ya que la contribución de estas estrellas en el infrarrojo cercano es más importante y son las que presentan mayores absorciones debidas al CO, pero sin olvidar que, para realizar una calibración realista de los índices y aplicar la síntesis de poblaciones estelares, necesitamos estrellas con el mayor recubrimiento de parámetros posible. En la Figura 2.2 presentamos en paneles separados las estrellas enanas y gigantes de las bibliotecas de KH86, Wallace & Hinkle (1997), Ivanov et al. (2004) y la presentada en este trabajo. Como se puede ver, la nueva biblioteca presenta un recubrimiento más homogéneo en metalicidades, tanto para enanas como para gigantes, e incluye estrellas calientes olvidadas en bibliotecas anteriores. Especialmente interesante es el recubrimiento en metalicidad obtenido para estrellas frías (a partir de  $\theta = 5040/T_{\text{eff}} = 1$ ), que nos permitirá estudiar mejor el comportamiento de las absorciones debidas al CO en función de la metalicidad. En general podemos ver que el recubrimiento de parámetros de la nueva biblioteca es mucho mejor que el de KH86 y Wallace & Hinkle (1997), con estrellas de metalicidad alrededor de la solar, y que la de Ivanov et al. (2004), ya que han sido incluidas estrellas con un mayor intervalo en temperatura y el recubrimiento general en metalicidades es más homogéneo.

La muestra considerada es un subconjunto de una biblioteca más amplia observada en el óptico, MILES (Sánchez-Blázquez et al., 2006; Cenarro et al., 2007), con parámetros atmosféricos ya perfectamente determinados, aunque hemos tenido en cuenta las bibliotecas anteriores en el infrarrojo. Por ello, nuestra biblioteca tiene 8 estrellas en común con la biblioteca de KH86, 23 con Wallace & Hinkle (1997) y 39 con Ivanov et al. (2004).

El recubrimiento final de parámetros que tenemos es

$$\begin{aligned} 2485 \text{ K} &\leq T_{\text{eff}} \leq 13404 \text{ K}, \\ -0.34 \text{ dex} &\leq \log g \leq 5.30 \text{ dex}, \\ -2.63 \text{ dex} &\leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0.98 \text{ dex}, \end{aligned}$$

donde  $[\text{Fe}/\text{H}] = \log Z - \log Z_{\odot}$ .

La Figura 2.3 muestra un pseudo-diagrama HR de las estrellas observadas para la nueva biblioteca estelar.

## 2.3. Observación de la muestra

La mayor parte de la biblioteca estelar que presentamos en este trabajo se observó en el telescopio de 3.5 m del Centro Astronómico Hispano Alemán (CAHA) en Calar Alto,

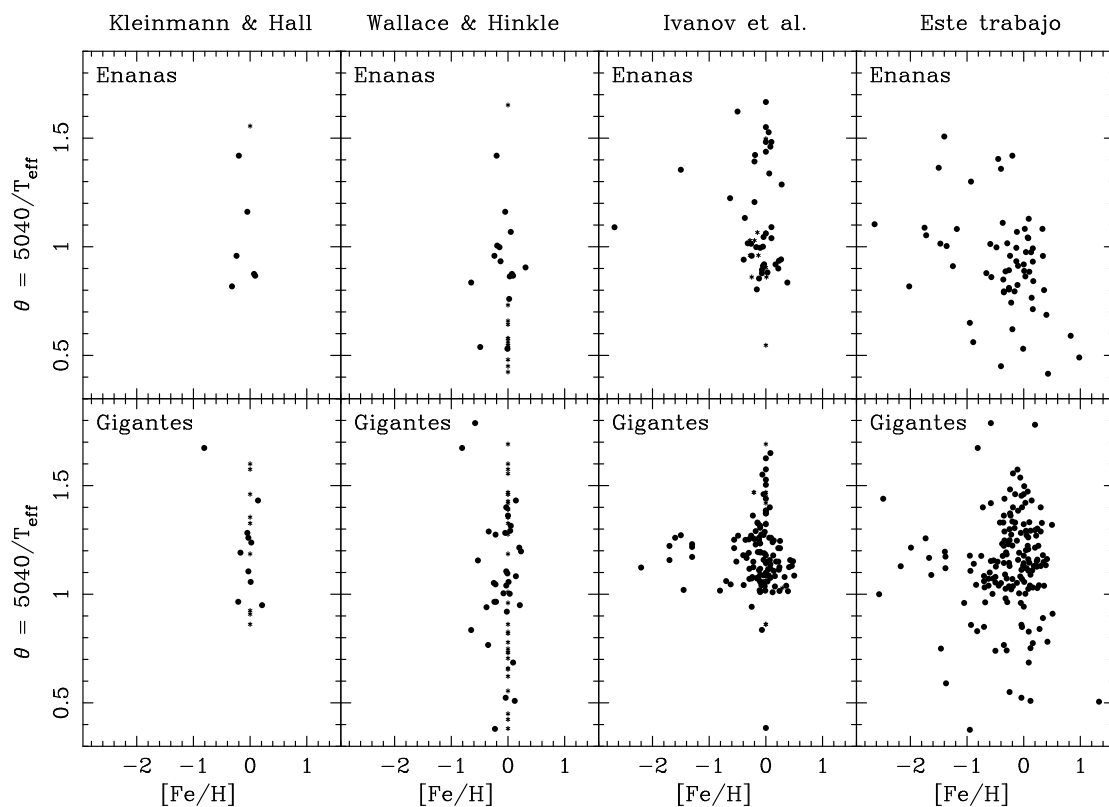


Figura 2.2: Comparación de la biblioteca estelar presentada en este trabajo con las bibliotecas anteriores de KH86, Wallace & Hinkle (1997) e Ivanov et al. (2004). En puntos pequeños se indican las estrellas cuyos parámetros atmosféricos no son conocidos y por ello han sido derivados a partir de su tipo espectral utilizando las tablas proporcionadas por Lang (1991), considerando metalicidad solar. En el caso de la biblioteca de Ivanov et al. (2004), se han adoptado los parámetros indicados por los autores en su artículo. A partir de esta comparación gráfica es fácil ver que la nueva biblioteca en este trabajo presenta un recubrimiento mucho mejor del espacio de parámetros atmosféricos estelares, especialmente en metalicidad, tanto para estrellas gigantes como para enanas.

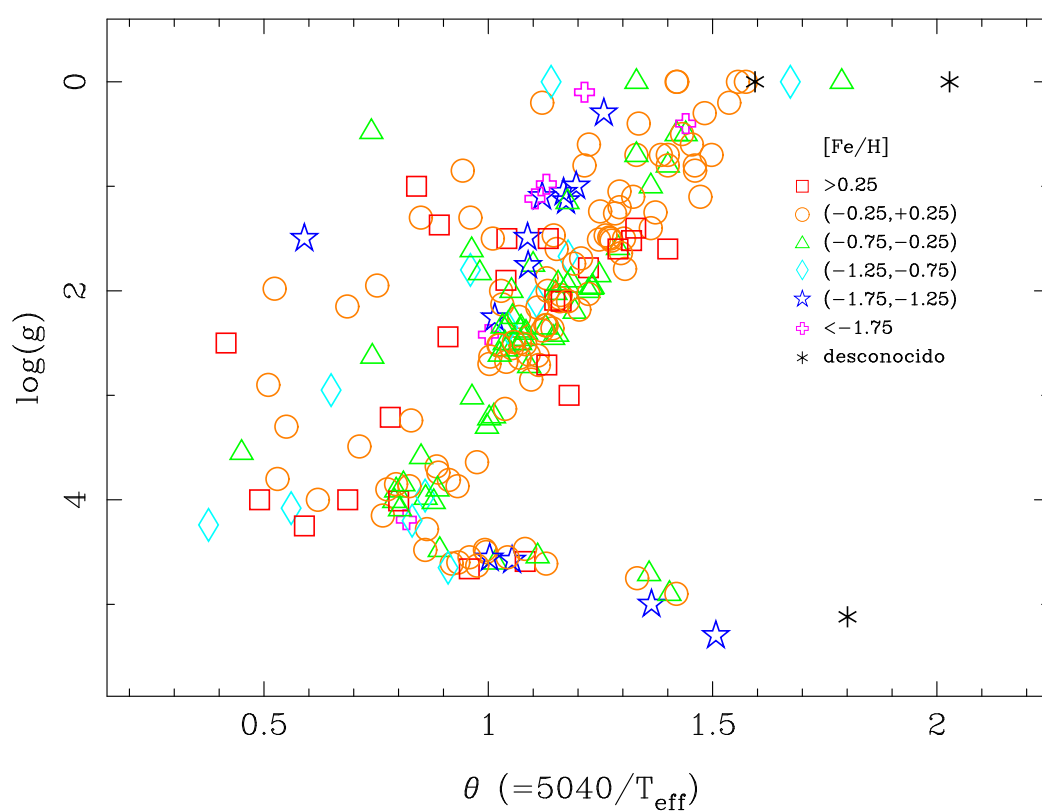


Figura 2.3: Pseudo-diagrama HR de las estrellas observadas en la nueva biblioteca estelar. Los diferentes colores y símbolos se corresponden con los intervalos en metalicidad indicados en la leyenda.

Almería, utilizando el instrumento OMEGA-CASS para realizar la espectroscopía. El detector utilizado es un Rockwell  $1024 \times 1024$  píxeles HAWAII-1, que consiste en un detector de HgCdTe más un MOSFET de Si con una lectura no destructiva. Para las observaciones utilizamos un filtro en la banda K que permitió un intervalo de observación de  $\lambda 2.008$  a  $\lambda 2.427 \mu\text{m}$  y el grisma #1 que, con una rendija de  $0.6$  arcsec de anchura, nos proporcionó una resolución  $R \simeq 3300$  con una dispersión de  $2.527 \text{ \AA}/\text{píxel}$ .

En total, fueron trece noches de observación repartidas en cinco campañas en las que se obtuvieron espectros de 230 estrellas (Tabla 2.2). En cada noche se tomaron espectros de Vega, como estrella estándar para realizar una buena calibración en flujo (§ 2.4.7), y se repitieron estrellas entre campañas para eliminar efectos sistemáticos entre las mismas. Para realizar una correcta sustracción del cielo (§ 2.4.2), cada estrella fue observada varias veces en distintas posiciones de la rendija. Los tiempos de exposición varían desde el tiempo mínimo permitido por el detector ( $0.824$  s para estrellas muy brillantes) hasta  $100$  s. En la Tabla A.1 se presentan las estrellas que constituyen la biblioteca estelar y que han sido utilizadas para el cálculo de las funciones de ajuste del índice de CO (ver Capítulo 5).

Una submuestra de la biblioteca estelar fue observada de nuevo con el Telescopio Nazionale Galileo (TNG) de  $3.56$  m en el Observatorio del Roque de los Muchachos en La Palma, utilizando el instrumento NICS para realizar la espectroscopía. El detector utilizado es un Rockwell  $1024 \times 1024$  píxeles HAWAII-1, igual que el utilizado en Calar Alto. Para las observaciones utilizamos el grisma KB que permitió un intervalo de observación en este caso de  $\lambda 1.95$  a  $\lambda 2.34 \mu\text{m}$  que, con una rendija de  $0.75$  arcsec de anchura, nos proporcionó una resolución  $R \simeq 2040$  con una dispersión de  $4.375 \text{ \AA}/\text{píxel}$ . En total,  $62$  estrellas de la biblioteca estelar fueron repetidas en dos campañas de observación (Tabla 2.3) en las que parte del tiempo observacional se dedicó a la observación de dichas estrellas siguiendo el mismo procedimiento que en Calar Alto. Junto con estas estrellas repetidas también se observaron tres estrellas nuevas, interesantes para mejorar el recubrimiento del espacio de parámetros atmosféricos.

La Figura 2.4 es la representación de la FWHM<sup>1</sup> medida en cada campaña de observación en Calar Alto frente a la longitud de onda. Para calcular dicha FWHM se utilizaron los espectros de los arcos de cada noche, una vez calibrados en longitud de onda siguiendo el método explicado en § 2.4.4, de manera que las FWHM son medidas sobre espectros que han sido calibrados del mismo modo que los espectros de las estrellas. Se midió la FWHM para siete líneas de todos los arcos de cada noche de observación (puntos pequeños en la Figura 2.4), y se calculó el valor medio para cada línea (círculos vacíos de la misma figura). Con esos valores medios para las líneas consideradas se realizó un ajuste polinómico que nos indica la variación de la FWHM con la longitud de onda para cada noche de observación. Como se puede ver, en la zona correspondien-

<sup>1</sup> Anchura a media altura, siglas procedentes del inglés, *Full Width at Half Maximum*.

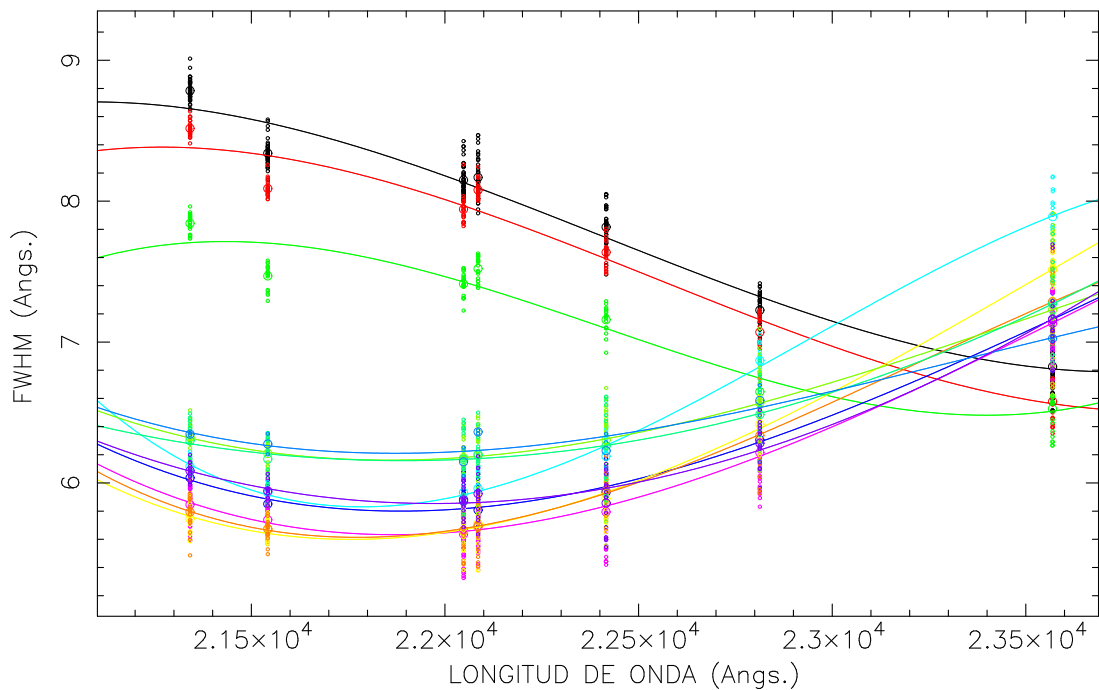


Figura 2.4: Representación de FWHM ( $\text{\AA}$ ) frente a longitud de onda ( $\text{\AA}$ ) para líneas observadas en los espectros de arco en las distintas campañas de observación en Calar Alto. El comportamiento observado para las campañas de enero de 2002, febrero y marzo del 2003 es similar (ajustes en negro, rojo y verde, más altos en el diagrama), del mismo modo que observamos un comportamiento muy parecido en todas las noches de las campañas de enero y abril de 2005 (resto de ajustes). Hay que resaltar que aunque en la parte azul del espectro el comportamiento de la FWHM con la longitud de onda difiere bastante entre las primeras campañas y las últimas, en la zona alrededor de  $\sim 23000\text{\AA}$  las diferencias en FWHM no son muy importantes ( $\langle \text{FWHM} \rangle = 6.84 \pm 0.15$ ).



Tabla 2.2: Campañas de observación llevadas a cabo en Calar Alto. En cada caso se indica el número de noches, el número total de estrellas observadas y FWHM promedio en la zona del CO.

Campaña de observación	Número de noches	Estrellas observadas	FWHM (Å)
Junio 2002	1	34	7.03
Febrero 2003	2	21	6.82
Marzo 2003	2	46	6.59
Enero 2005	2	75	6.93
Abril 2005	6	85	6.85
<b>Total</b>	13	230	6.84

Tabla 2.3: Campañas de observación llevadas a cabo en La Palma. Como en la Tabla 2.2, se indica en cada caso el número de noches, el número total de estrellas observadas y FWHM promedio en la zona del CO.

Campaña de observación	Número de noches	Estrellas observadas	FWHM (Å)
Febrero 2006	2	11	11.35
Mayo 2007	3	54	11.18
<b>Total</b>	5	65	11.26

te a las absorciones del CO ( $\sim 2.3 \mu\text{m}$ ) la FWHM es similar para todas las campañas, no variando demasiado en ese entorno. Por ello consideramos la FWHM promedio calculada en esa zona con todas las campañas, obteniendo  $\langle \text{FWHM} \rangle = 6.84 \pm 0.15 \text{ \AA}$  (Tabla 2.2) y  $R \equiv \lambda/\Delta\lambda = 23000/\text{FWHM} \simeq 3300$ , como se indicó anteriormente. Del mismo modo se procedió con las observaciones realizadas en La Palma, obteniendo  $\langle \text{FWHM} \rangle = 11.26 \pm 0.13 \text{ \AA}$  (Tabla 2.3) y  $R \simeq 2040$ .

### Estrategia de observación

Al realizar las observaciones sabemos que en nuestras imágenes tenemos la señal procedente tanto de los objetos observados (en este caso estrellas) como del cielo. Por ello es muy importante realizar una buena sustracción del cielo, ya que esta señal aditiva se superpone a los espectros de las estrellas. La variabilidad del cielo en el infrarrojo (Ramsay et al. (1992) indican periodos de variabilidad de entre 5 y 15 minutos) hace que necesitemos buscar un método que nos asegure una buena sustracción del cielo. Por eso, se realizan típicamente dos observaciones consecutivas de la estrella en diferentes posiciones de la rendija. Así, restando dichas imágenes eliminamos el cielo en la zona donde

tenemos los espectros.

Por otro lado, en el caso de las observaciones llevadas a cabo en Calar Alto, en cada apuntado realizamos un total de once exposiciones para cada objeto, eliminando la primera imagen y salvando sumadas las diez siguientes. Eliminamos la primera exposición porque sistemáticamente la primera imagen de cada serie era diferente al resto (pero iguales todas las primeras imágenes de cada serie). De esta manera obtenemos un conjunto homogéneo de observaciones. Este efecto puede ser debido a alga diferencia en la lectura del detector dependiendo de que esté un tiempo en reposo (caso de la primera imagen) o que estemos realizando lecturas consecutivas (resto de las imágenes). Dicho efecto no aparecía en las observaciones realizadas en La Palma, lo que en este caso nos permitió optimizar el tiempo de observación tomando menos imágenes para cada estrella.

## 2.4. Reducción de las observaciones

Las imágenes tomadas originalmente están afectadas de una serie de defectos y alteraciones debidos al proceso de observación y que deben ser corregidos de manera adecuada. En general, la óptica del telescopio y el instrumento, y, en el caso particular de la espectroscopía, la rendija y la red de difracción utilizadas, son los responsables de dichas alteraciones.

El esquema de la reducción estándar en el caso de la espectroscopía en el infrarrojo es el siguiente:

1. Calibración de la respuesta del detector (*flatfield*).
2. Sustracción del cielo (sustracción de imágenes consecutivas).
3. Eliminación defectos cosméticos.
4. Corrección de distorsión C.
5. Calibración en longitud de onda.
6. Extracción final del espectro.
7. Corrección de extinción atmosférica.
8. Calibración en flujo.
9. Corrección de velocidad radial.

El proceso descrito anteriormente se ha realizado utilizando el paquete de reducción RED<sub>m</sub><sup>UCE</sup><sup>2</sup> (Cardiel, 1999) desarrollado en el Departamento de Física de la Tierra,

---

<sup>2</sup><http://www.ucm.es/info/Astrof/software/reduceme/reduceme.html>

Astronomía y Astrofísica II de la Universidad Complutense de Madrid. Dicho paquete de reducción permite un tratamiento paralelo de las imágenes científicas y de errores, de manera que al final de todo el proceso de reducción tenemos una imagen en la que píxel a píxel existe una estimación realista de la propagación de los errores aleatorios inicialmente presentes en las imágenes (ruido fotónico y ruido de lectura). Además, RED<sub>UC</sub><sup>UCM</sup> permite al usuario conocer en todo momento cuál es el tratamiento de la información, los algoritmos utilizados y el razonamiento científico que hay detrás de cada uno de los programas y subrutinas utilizados en el proceso de reducción, y al estar programado en un lenguaje altamente difundido (FORTRAN) es fácilmente modificable en caso necesario.

Tal y como indicamos anteriormente (Tablas 2.2 y 2.3), hemos contado con cinco campañas de observación (trece noches en total) en Calar Alto para completar la biblioteca estelar, y dos campañas de observación en La Palma en las que parte del tiempo observacional fue utilizado para la repetición de una submuestra de la biblioteca. Debido a problemas técnicos encontrados en las observaciones, no todas ellas han sido reducidas de la misma manera. Por ello, en los siguientes apartados se irán indicando los puntos en los que hay diferencias y las soluciones adoptadas en cada caso.

### 2.4.1. Calibración de la respuesta del detector (*flatfield*)

El primer paso que llevamos a cabo en el proceso de reducción es corregir nuestras imágenes por la respuesta del detector utilizado. Cualquier detector presenta variaciones en la sensibilidad de los píxeles que lo componen, de manera que dos píxeles contiguos presentan diferente eficiencia cuántica y por ello se produce una estructura a alta frecuencia que debemos tener en cuenta al reducir las imágenes científicas. Para ello, exponemos el detector a una fuente de señal plana, sin estructuras bruscas en la dirección espacial ni espectral. En nuestro caso, tomamos imágenes de una pantalla de la cúpula que iluminamos o no con lámparas de tungsteno (*flat-on*, *flat-off*, respectivamente), de manera que al apuntar con el telescopio obtenemos una imagen plana de señal aproximadamente constante.

El proceso de reducción de las imágenes de flatfield es el siguiente: en primer lugar restamos las imágenes tomadas con las lámparas encendidas y apagadas (tomadas consecutivamente y con el mismo tiempo de exposición), de modo que eliminamos la contribución debida al fondo térmico. A continuación calculamos un espectro promedio normalizado de toda la imagen suavizada por un filtro de mediana, sumando los espectros de todas las filas en la dirección espacial, y dividimos la imagen de flatfield por este espectro. Así obtenemos la imagen de flatfield que utilizaremos para corregir las imágenes científicas, aplanando la forma espacial de las imágenes y corrigiendo la respuesta píxel a píxel del detector.

Para todas las campañas de observación se tomaron imágenes de flatfield en modo espectroscópico, de modo que en dichas imágenes tenemos en cuenta también las varia-

ciones debidas a la presencia de la rendija. Sin embargo, para las campañas de observación realizadas en 2005 en Calar Alto no pudimos utilizar las imágenes de flatfield observadas en modo espectroscópico. Durante las diferentes noches iba variando la posición de la rendija conforme movíamos el telescopio, lo que hizo que obtuviéramos imágenes rotadas con diferente inclinación que no se ajustaban a las de flatfield (Figura 2.5). Por ello, utilizamos flatfield en modo imagen (reducidos de forma similar que los espectroscópicos) que nos aseguran tener la respuesta píxel a píxel del detector aunque perdamos las variaciones producidas por la presencia de la rendija (Figura 2.6). En cualquier caso, el no realizar esta última corrección no es un problema ya que sólo estamos interesados en una calibración en flujo relativa.

### 2.4.2. Sustracción del cielo

Como ya hemos dicho anteriormente, para observaciones en el infrarrojo, el cielo es variable y para evitar problemas en su sustracción, se realizaron al menos dos imágenes consecutivas de la misma estrella en diferentes posiciones de la rendija. Restando ambas imágenes nos aseguramos de eliminar de una forma más fiable el cielo, ya que esperamos que su variación en ese intervalo de tiempo no haya sido demasiado importante. Sin embargo, en los casos de exposiciones más largas vemos que quedan restos después de dicha sustracción. Para eliminarlos, partimos de las imágenes una vez corregidas de distorsión C y calibradas en longitud de onda, y elegimos zonas de la imagen libres de espectro en la dirección espacial donde interpolamos linealmente columna a columna la señal, de manera que obtenemos una estimación del nivel del residuo de cielo en la zona donde está el espectro de la estrella. La imagen residual de cielo así obtenida se resta para realizar una corrección de segundo orden a la sustracción del cielo.

### 2.4.3. Eliminación de defectos cosméticos

Una vez hemos realizado la calibración de flatfield y eliminado el cielo, vemos que nuestras imágenes siguen presentando píxeles con un exceso o defecto de señal que no esperaríamos. Son defectos cosméticos en el detector, es decir, píxeles que tienen un comportamiento no lineal con la señal y que para exposiciones de igual tiempo no registran la misma señal. Por eso es muy importante realizar una adecuada cosmética del detector, eliminando los píxeles defectuosos en los primeros pasos de la reducción. Para ello se utilizó `cleanest`, un programa que forma parte de `REDUCE`, que nos permite seleccionar los píxeles que consideramos defectuosos y sustituir su señal por el resultado de una interpolación lineal en la dirección espacial entre los píxeles de su entorno, no modificando así la forma del espectro.

### 2.4.4. Corrección de distorsión C y calibración en longitud de onda

Para poder transformar la información recogida por el detector a una escala en longitud de onda lineal necesitamos conocer de forma precisa la forma en la que la longitud

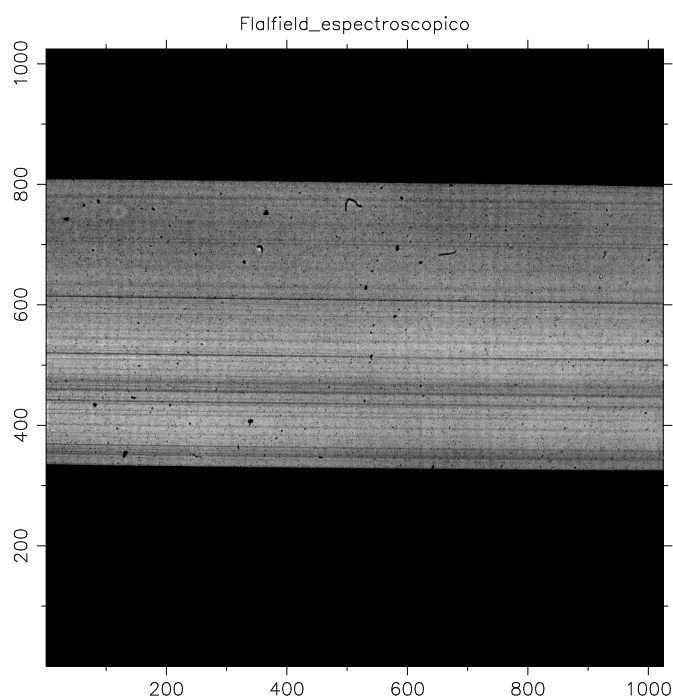


Figura 2.5: Flatfield en modo espectroscópico para la campaña de abril de 2005 en Calar Alto. Se puede ver que la región iluminada por la rendija está inclinada y que las líneas oscuras debidas a la presencia de defectos en la rendija no son perfectamente horizontales.

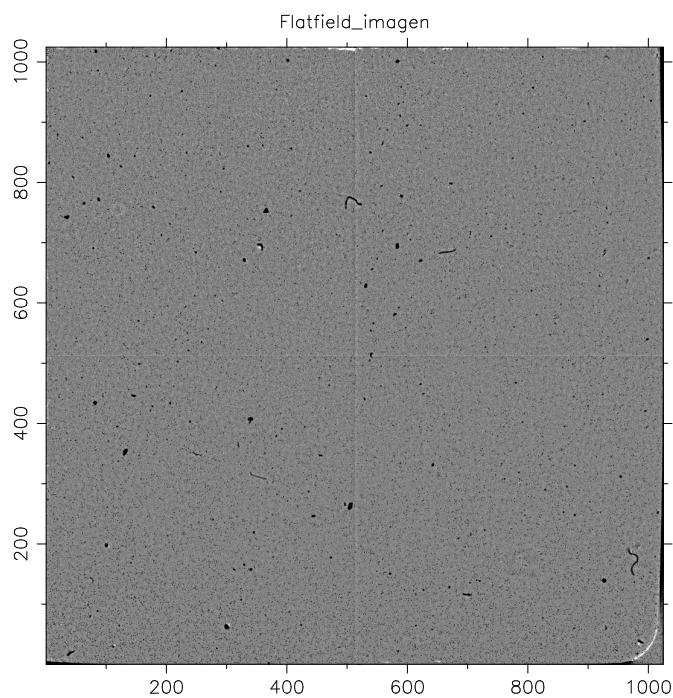


Figura 2.6: Flatfield en modo imagen para la campaña de abril de 2005 en Calar Alto. Se puede ver que los defectos observados en el flatfield en modo espectroscópico permanecen en el mismo lugar, aunque perdemos la información debida a la presencia de la rendija.

de onda se distribuye en toda la superficie del detector. En una imagen vemos por lo general cómo la dispersión de los espectros varía en función de la longitud de onda y cómo existen desplazamientos en la dirección espectral a lo largo de la dirección espacial, produciendo la llamada distorsión C. Dicha distorsión hace que las líneas observadas a lo largo del detector en la dirección espacial (por ejemplo, líneas de cielo) aparezcan curvadas, presentando desplazamientos, con respecto a la zona central del detector, mayores conforme nos acercamos a los bordes, de manera que una misma longitud de onda traza una curva sobre la superficie del detector que debemos corregir (Figura 2.7, izquierda). Por otro lado, también debemos realizar la calibración en longitud de onda, que nos permite conocer la distribución de la longitud de onda en cada píxel de la dirección espectral.

Tanto para corregir de distorsión C como para realizar la calibración en longitud de onda se utilizan imágenes de arcos de comparación de fuentes perfectamente conocidas. Para el rango espectral que observamos, contamos con una lámpara de argón que presenta un total de seis líneas con longitudes de onda bien determinadas (Figura 2.8) que nos han permitido corregir de distorsión C nuestras imágenes y que nos han proporcionado una primera aproximación a la calibración en longitud de onda.

Durante las campañas de observación en Calar Alto, se tomó para cada estrella una imagen de arco de la lámpara de argón en la misma posición del telescopio para realizar una correcta corrección de distorsión C y calibración en longitud de onda. De esta manera evitamos las diferencias que aparecían debido a las variaciones que se pudieran producir por pequeñas flexiones del instrumento al variar la posición del telescopio. Para las observaciones llevadas a cabo en La Palma, la estabilidad del instrumento permite tomar una única imagen de arco durante el día, dentro del procedimiento habitual de observación de imágenes de calibración.

También hemos utilizado las imágenes de los arcos para determinar la resolución espectral que se ha conseguido en cada campaña. Para ello, ajustamos el continuo de las líneas con un polinomio de grado uno y la forma de las líneas a una gaussiana. De estos ajustes obtenemos los valores de FWHM que ya se presentaron en las Tablas 2.2 y 2.3.

### **Corrección de distorsión C**

Para corregir las imágenes de distorsión C, extraemos un espectro a partir de unas cuantas filas en la zona central del detector y determinamos los máximos de las líneas más brillantes. Así, podemos ajustar a un polinomio los desplazamientos observados de los máximos a lo largo de las líneas en la dirección espacial con respecto al máximo central. Obtenemos una colección de polinomios (uno para cada espectro), de manera que sólo tenemos que aplicarlos a la imagen original para haber corregido de distorsión C. Mediante un proceso iterativo, vamos calculando los polinomios necesarios para enderezar la imagen. En esta ocasión, tres iteraciones son suficientes para conseguir corregir las imágenes de la distorsión C que presentan.

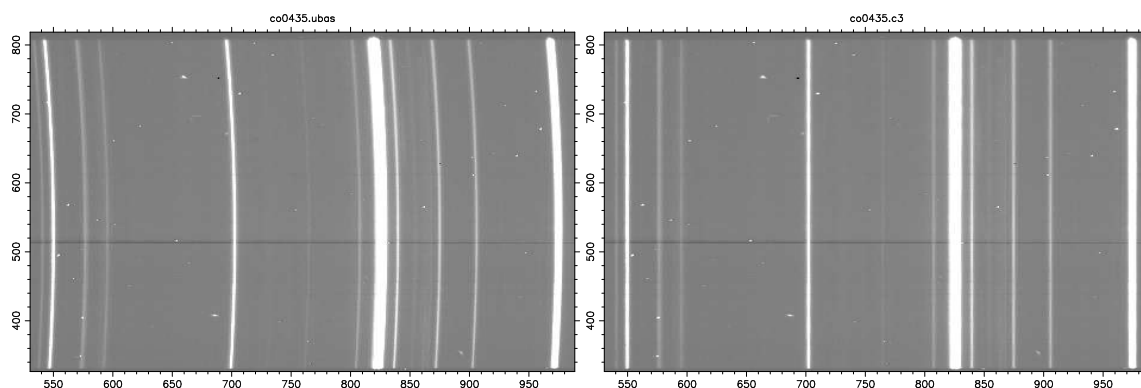


Figura 2.7: Imagen de arco antes (izquierda) y después (derecha) de corregir la distorsión C.

La Figura 2.7 es un ejemplo de una imagen de arco antes y después de corregir de distorsión C. Se puede ver la curvatura de las líneas en la imagen de la izquierda, más importante en los bordes que en el centro, y cómo se enderezan después de aplicar la corrección explicada anteriormente en la imagen de la derecha.

### Calibración en longitud de onda

Una vez hemos corregido de la distorsión C que presentan las imágenes, debemos calibrarlas en longitud de onda. Para ello utilizaremos también los arcos de la lámpara de argón procediendo de la siguiente manera: después de aplicar los polinomios de corrección de distorsión C a las imágenes de los arcos, extraemos un espectro que sea la mediana de los espectros de cada imagen, de forma que no tenemos en cuenta los píxeles defectuosos, y sobre dicho espectro identificamos las líneas del arco. Como ya se dijo anteriormente, tenemos seis líneas de argón identificadas (Figura 2.8) en el intervalo espectral estudiado. Utilizando el programa `fitlin` de RED<sup>UC</sup><sub>m</sub>E calculamos los polinomios, en este caso de grado dos ( $\lambda(x) = a + bx + cx^2$ ), que calibran las imágenes en longitud de onda en primera aproximación.

### Corrección de la calibración en longitud de onda

Después de haber aplicado el procedimiento habitual de calibración en longitud de onda, vemos que al comparar con espectros de otros autores (KH86; Wallace & Hinkle, 1997; Ivanov et al., 2004) dicha corrección no es lo suficientemente buena debido al bajo número de líneas de arco de que disponemos, sobre todo en la parte más roja. Esto ocurre tanto en los espectros obtenidos en Calar Alto como en La Palma. Por ello realizamos una corrección a la calibración en longitud de onda obtenida anteriormente utilizando un espectro de cielo con muy buena señal y calibrado en longitud de onda haciendo uso de su arco correspondiente. En ese espectro podemos identificar líneas de OH (Figura 2.9) con longitudes de onda perfectamente conocidas (Oliva & Origlia, 1992; Rousselot et al.,

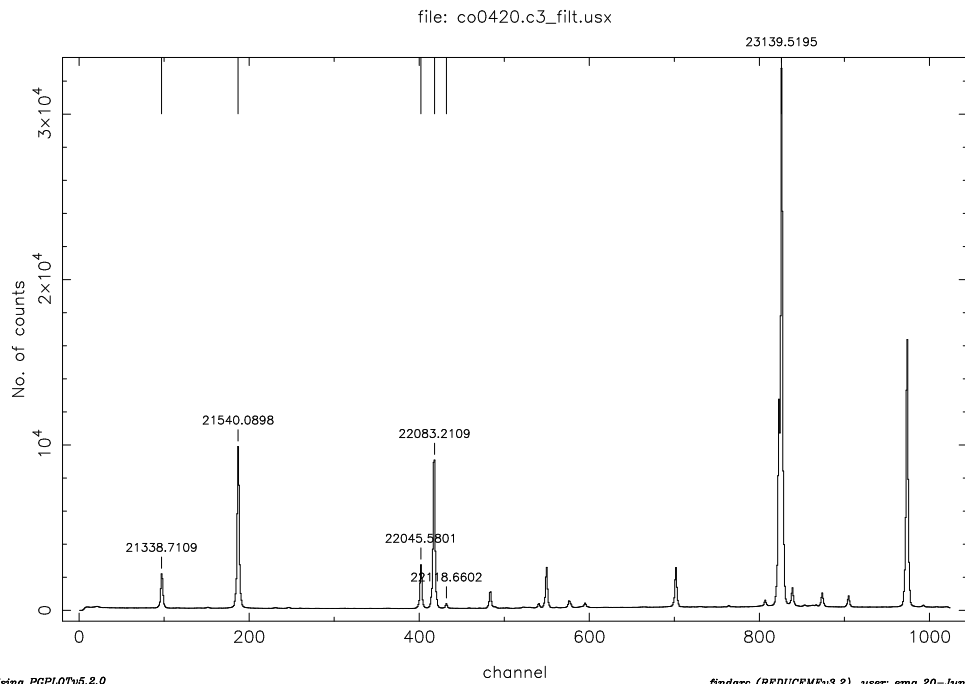


Figura 2.8: Arco de comparación de la lámpara de argón observado en Calar Alto. Tenemos seis líneas identificadas con sus correspondientes longitudes de onda en vacío ( $\text{\AA}$ ). El resto de las líneas que se observan en el arco pueden ser debidas a otros elementos que se encuentran en la lámpara y que no han sido identificadas.

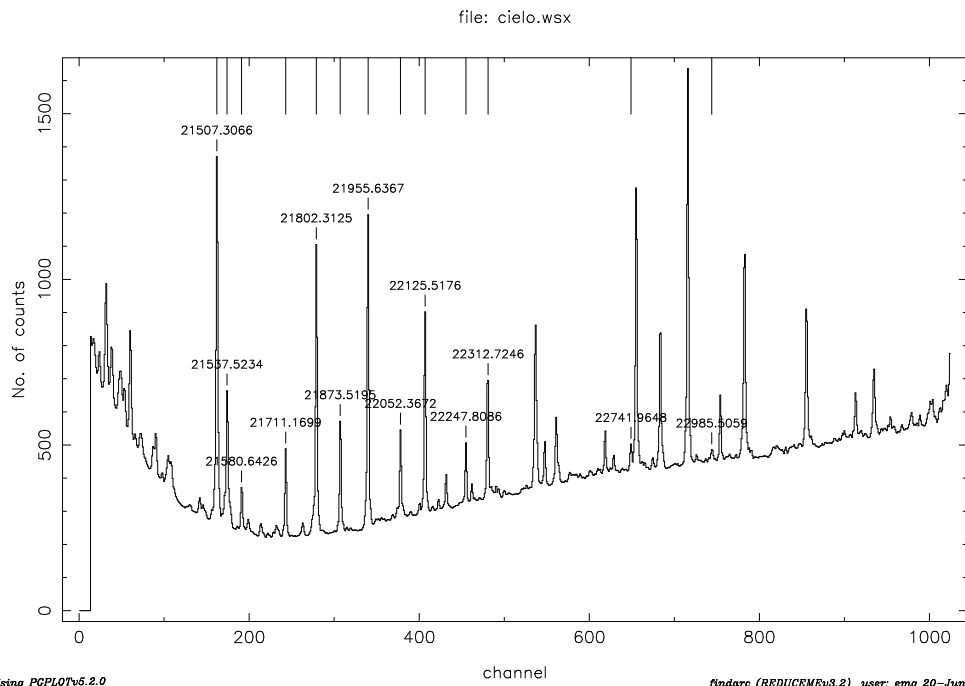


Figura 2.9: Espectro del cielo de Calar Alto utilizado para corregir la calibración en longitud de onda. Están señaladas las líneas de OH identificadas y sus correspondientes longitudes de onda teóricas en vacío ( $\text{\AA}$ ).



2000), de manera que es posible calcular las diferencias entre las longitudes de onda obtenidas en la calibración en longitud de onda inicial y las teóricas.

En el caso de las observaciones realizadas en Calar Alto, las diferencias obtenidas no son lineales con la longitud de onda. Representando dichas diferencias frente a la longitud de onda de las líneas con la calibración inicial (Figura 2.10), podemos calcular el polinomio de corrección a la calibración en longitud de onda que aplicaremos en todas las campañas.

El polinomio final de calibración en longitud de onda puede ser expresado como

$$W(x) = \lambda(x) + z(\lambda(x)), \quad (2.1)$$

siendo  $\lambda(x)$  la aproximación inicial a la calibración en longitud de onda

$$\lambda(x) = \sum_{i=0}^n a_i x^i, \quad (2.2)$$

donde  $x_i$  son los píxeles en la dirección espectral y  $a_i$  son los coeficientes del polinomio de calibración de grado  $n$ . En nuestro caso, los polinomios obtenidos con el arco de argón son de segundo grado ( $n = 2$ ).

Por otro lado,  $z(\lambda)$  es la corrección de segundo orden que aplicamos, que viene dada por la expresión

$$z(\lambda(x)) = \sum_{j=0}^m b_j \lambda^j, \quad (2.3)$$

donde  $z(\lambda)$  son las diferencias entre las longitudes de onda obtenidas con la calibración inicial y las teóricas, y  $b_j$  son los coeficientes del ajuste de grado  $m$ . En nuestro caso, el polinomio de corrección es de segundo grado (Figura 2.10).

Si tenemos en cuenta la ecuación 2.2 obtenemos que la corrección puede ser expresada como

$$z(x) = \sum_{j=0}^m b_j \left( \sum_{i=1}^n a_i x^i \right) = \sum_{k=0}^l c_k x^k, \quad (2.4)$$

donde  $c_k$  son los coeficientes del nuevo polinomio de corrección en función del píxel  $x_i$  de grado  $l = m \cdot n$ .

Así, con los polinomios de calibración en longitud de onda iniciales (ecuación 2.2) y su correspondiente corrección (ecuación 2.4) obtenemos los polinomios correctos en calibración en longitud de onda (ecuación 2.1).

Por último, una vez hemos calibrado correctamente en longitud de onda, redistribuimos linealmente la señal siguiendo la expresión  $\lambda(x) = \lambda_0 + disp \cdot x$ , donde  $disp$  es

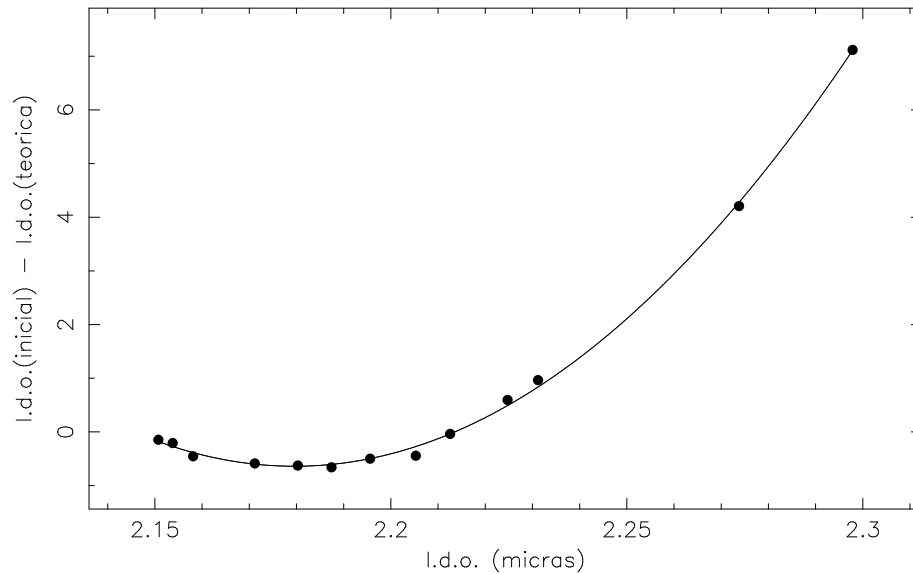


Figura 2.10: Corrección a la calibración en longitud de onda. Representación de las diferencias observadas entre las longitudes de onda medidas tras la calibración inicial y las esperadas teóricamente, frente a las longitudes de onda medidas ( $\mu\text{m}$ ) en el caso de los espectros observados en Calar Alto. El polinomio de ajuste obtenido es aplicado a los polinomios iniciales de calibración de longitud de onda, tal y como se explica en el texto, para obtener una correcta calibración en longitud de onda final.

la dispersión recíproca en  $\text{\AA}/\text{píxel}$  y  $\lambda_0$  es la longitud de onda inicial del espectro.

En las observaciones realizadas en La Palma, las diferencias observadas entre las longitudes de onda de las líneas de cielo en los espectros de La Palma y las líneas del espectro de cielo corregido de Calar Alto son constantes. Por ello, la corrección de la calibración en longitud de onda que aplicamos inicialmente es únicamente un desplazamiento del polinomio de calibración en longitud de onda inicial. Aún así, al comparar las características espectrales de los espectros observados en La Palma con los de otros autores, vemos que existen pequeñas diferencias en sus longitudes de onda (seguramente producidas por el hecho de que las estrellas no rellenaban completamente la rendija en el momento de la observación) y que hemos eliminado desplazando el espectro completo por dichas diferencias. De este modo aseguramos una correcta calibración de las líneas de absorción de interés.

### Corrección de distorsión C y calibración en longitud de onda para estrellas sin arco

Para la noche de observación 21/03/2003 en Calar Alto, sólo tenemos el arco de calibración para una de las estrellas. En ese caso seguimos el procedimiento explicado anteriormente para la corrección de distorsión C y calibración en longitud de onda de la estrella correspondiente. Para el resto de observaciones y debido a que la forma funcional de la distorsión C en cada imagen es diferente, derivamos los polinomios de corrección

a partir de las líneas de cielo presentes en las imágenes bidimensionales de cada una de las estrellas. Como hemos dicho anteriormente, disponemos de varias imágenes para cada estrella, con tiempos de exposición cortos por tratarse de objetos brillantes. Por ello, en primer lugar sumamos las diferentes imágenes que tenemos para cada estrella para obtener una imagen final con líneas de cielo más intensas. Sobre esta imagen, mapeamos dichas líneas de cielo, obteniendo los polinomios que corrigen la distorsión  $C$  de las imágenes bidimensionales que contienen los espectros de las estrellas.

Para obtener el polinomio de calibración en longitud de onda adecuado para cada estrella, partimos de los espectros de cielo extraídos de las imágenes bidimensionales ya corregidas de distorsión  $C$ . Realizamos una calibración inicial en longitud de onda utilizando el único polinomio de calibración de que disponemos para esa noche y calculamos las diferencias en longitud de onda de las líneas de cielo entre el espectro de cielo al que realmente le corresponde el polinomio de calibración y cada uno de los espectros restantes. A continuación, desplazamos el polinomio obtenido a partir del arco por la diferencia en longitud de onda observada para los espectros de cielo de cada imagen. De este modo, obtenemos un polinomio de calibración en longitud de onda para cada estrella a partir del único arco disponible y de las líneas de cielo observadas en cada una de las imágenes. En la Figura 2.11 están representados los espectros de cielo antes y después de realizar la calibración en longitud de onda, y el espectro de cielo correspondiente a la única imagen para la que disponemos de arco de calibración. Como se puede ver, el solapamiento de estos dos últimos espectros nos indica que el método de calibración en longitud de onda funciona y que estamos obteniendo los polinomios que necesitamos para calibrar nuestros espectros correctamente.

### 2.4.5. Extracción final del espectro

Aunque consideramos las estrellas como fuentes puntuales, debido al *seeing* y a efectos instrumentales vemos que en nuestras imágenes aparecen con un determinado perfil en la dirección espacial. Por ello, debemos extraer sus espectros teniendo en cuenta que no ocupan una única fila de píxeles en la dirección espectral, de modo que debemos sumar un número suficiente de filas para considerar toda la señal. En nuestro caso, calculamos la zona de extracción de los espectros (positivo y negativo en las imágenes A–B) ajustando en la dirección espacial una gaussiana (considerando el continuo sobre el que se superpone). El centro de esta gaussiana nos indica la fila donde el espectro de la estrella tiene la máxima intensidad (fila central del espectro). Consideramos que para tener en cuenta toda la señal de la estrella necesitamos sumar desde la fila central hasta seis veces  $\sigma$  (desviación típica dada por el ajuste gaussiano) a ambos lados.

### 2.4.6. Corrección de extinción atmosférica

Una vez extraídos los espectros debemos tener en cuenta la extinción atmosférica sufrida por la luz de las estrellas por el hecho de atravesar la atmósfera terrestre. Esta

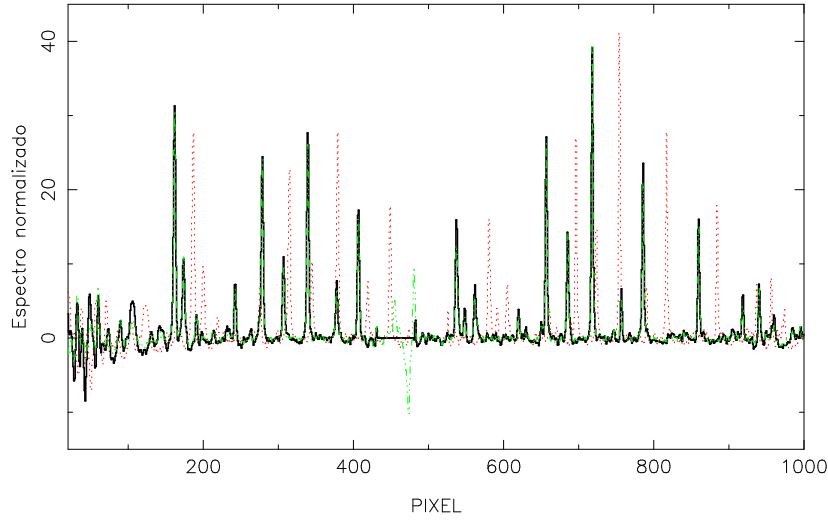


Figura 2.11: Comprobación de la calibración en longitud de onda para las imágenes sin arco. Se representa el espectro de cielo de una imagen sin arco de referencia antes (línea de puntos) y después (línea sólida) de la calibración en longitud de onda siguiendo el método explicado en el texto. Este último espectro solapa con el espectro de cielo de la imagen con arco propio (línea pespunteada), lo que indica que el método aplicado funciona para obtener una correcta calibración en longitud de onda final.

disminución de fotones recibidos por el detector debido a la absorción y dispersión de la luz en la atmósfera depende de la distancia cenital  $z$ , es decir, depende de la masa de aire,  $X(z)$ , a la que observamos dicho objeto. Podemos expresar la extinción atmosférica como

$$m_0 = m_{\text{obs}} - A_i X(z), \quad (2.5)$$

donde  $m_0$  es la magnitud real del objeto,  $m_{\text{obs}}$  la magnitud observada y  $A_i$  es el coeficiente de extinción que debemos tener en cuenta en la banda  $i$ .

En el caso de la banda K, dicha extinción tiene una componente debida a dispersión Rayleigh y a la presencia de aerosoles en la atmósfera.

La extinción Rayleigh viene dada por la expresión (Hayes & Latham, 1975)

$$A_{\text{Ray}}(\lambda, h) = 9.4977 \times 10^{-3} N^2 \left(\frac{1}{\lambda}\right)^4 \quad (2.6)$$

donde  $\lambda$  viene dado en  $\mu\text{m}$ ,  $h$  es la altura del lugar de observación (en km) y  $N$  es el índice de refracción dado por

$$N = 0.23465 + \frac{1.076 \times 10^2}{146 - (1/\lambda)^2} + \frac{0.93161}{41 - (1/\lambda)^2}. \quad (2.7)$$

La extinción debida a los aerosoles es

$$A_{\text{aero}}(\lambda, h) = \lambda^{-0.8} \exp(-h/1.5). \quad (2.8)$$

Así, la extinción total que sufren nuestros objetos es

$$A = F1 \times A_{Ray} + F2 \times A_{aero} \quad (2.9)$$

donde los factores  $F1$  y  $F2$  son 1.50 y 1.25 en verano y 1.25 y 1.00 en invierno, respectivamente, valores obtenidos para el observatorio de Calar Alto ( $h=2.168$  km) por Hopp & Fernández (2002). Para el caso de las observaciones realizadas en La Palma, esos coeficientes no son conocidos de manera que hemos considerado los mismo valores que en Calar Alto ya que sólo estamos interesados en una calibración en flujo relativa, hemos considerado los mismos valores que en Calar Alto.

### 2.4.7. Calibración en flujo

El siguiente paso en la reducción es la obtención de la curva de respuesta y la calibración en flujo de los espectros. La curva de respuesta consiste en la corrección de la diferente sensibilidad del conjunto telescopio+instrumento a la radiación como función de la longitud de onda. Debido a que cada noche puede haber variaciones en las condiciones de observación, la respuesta conjunta varía y por eso debemos obtener tantas curvas de calibración como sea posible. Para ello disponemos de observaciones de Vega como estrella estándar de flujo para las observaciones realizadas en Calar Alto, y de estrellas tipo Vega (A0) para las observaciones llevadas a cabo en La Palma. Elegimos estrellas de este tipo ya que su espectro teórico es perfectamente conocido y en el infrarrojo apenas presentan características espectrales. La curva de respuesta del detector se obtiene entonces dividiendo el espectro observado de la estrella estándar por el teórico. En la Figura 2.12 están representados el espectro teórico de Vega, el observado y la curva de respuesta obtenida finalmente para una de las campañas de observación de Calar Alto y otra en La Palma. Dividiendo nuestros espectros por su curva de respuesta conseguimos los espectros calibrados en flujo (relativo).

#### Calibración en flujo a partir de una estrella de referencia

El procedimiento explicado anteriormente para la obtención de la curva de respuesta es válido en el caso de conocer el espectro teórico de la estrella utilizada como estándar de flujo. Sin embargo, para la campaña llevada a cabo en enero de 2005 en Calar Alto no tenemos observaciones de una estrella estándar de flujo. Para calibrar en flujo esa campaña partimos de observaciones de la estrella HD 095735, que fue observada en todas las campañas de observación en Calar Alto y que hemos utilizado como estrella de referencia.

Para obtener la curva de respuesta de esa noche, partimos de los espectros de la estrella de referencia en las campañas anteriores ya calibrados en longitud de onda, corregidos de distorsión C, extinción atmosférica y normalizados. Haciendo correlación cruzada entre cada uno de ellos y los espectros de la estrella de referencia de esa noche en el mismo estado de reducción nos aseguramos de que todos estén en la misma posición. A continuación, para eliminar píxeles defectuosos en el espectro de la estrella de referencia,

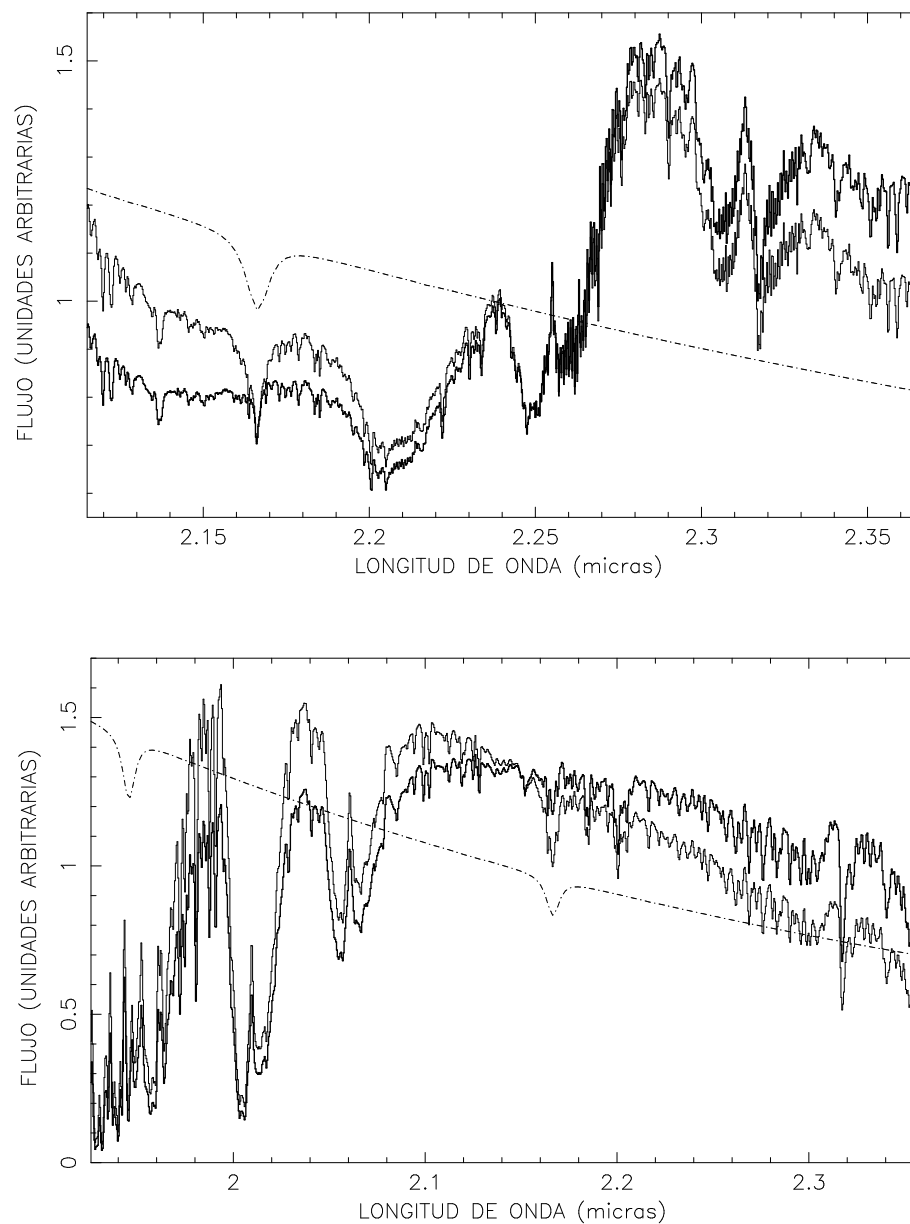


Figura 2.12: Espectros de Vega teórico (línea discontinua), observado (línea fina continua) y curva de respuesta finalmente obtenida (línea gruesa continua) para una de las campañas de observación en Calar Alto (figura superior) y La Palma (figura inferior).

calculamos la mediana de todas las observaciones para esa noche. Dividiendo el espectro de dicha estrella en cada una de las campañas anteriores por este espectro obtenemos las diferencias entre ambos debidas a la curva de respuesta. Filtramos esta última imagen utilizando un filtro de Savitzky–Golay<sup>3</sup> (Savitzky & Golay, 1964), eliminando puntos que estén a más de  $3\sigma$ , y ajustamos un polinomio a dicho espectro. En este caso, no se puede utilizar un único polinomio, por lo que dividimos la imagen en dos zonas que ajustamos por separado y en la zona de empalme realizamos una interpolación para obtener un espectro suave. Esta curva que obtenemos es la corrección que debemos aplicar a la curva de respuesta de noches anteriores para obtener la curva de respuesta de la campaña para la que carecemos de observaciones de Vega. Dichas correcciones están representadas en la Figura 2.13. Como se puede ver, la corrección que hay que aplicar a las curvas de respuesta de otras noches es bastante similar, lo que nos indica que la respuesta en conjunto del telescopio e instrumento no es muy diferente en las diferentes noches y campañas de observación. La Figura 2.14 presenta en diferentes colores las curvas de respuesta corregidas de las distintas campañas de observación. Tal y como esperábamos, la curva de respuesta obtenida para la campaña de enero de 2005 a partir de las observaciones de la estrella de referencia en distintas campañas es muy parecida (salvo variaciones en las absorciones telúricas que trataremos más adelante), de manera que decidimos tomar el promedio de todas ellas (espectro en trazo más grueso negro en la Figura 2.14) como curva de respuesta de esta campaña de observación.

## 2.4.8. Corrección de velocidad radial

Debido al efecto Doppler, los espectros de las estrellas están afectados por la velocidad radial efectiva a la que están observadas, de modo que los espectros finales sobre los que se han de realizar medidas deben estar corregidos en velocidad radial. Para ello, debemos tener en cuenta tanto la componente radial (en la dirección de observación) de la velocidad debido al movimiento de las estrellas como la componente debida al movimiento de la Tierra, por ser nuestro lugar de observación. La velocidad radial efectiva vendrá dada por la composición de ambas velocidades radiales, de manera que para cada noche de observación y para cada estrella debemos tener en cuenta su propia corrección.

La velocidad radial de la mayoría de las estrellas ha sido tomada del catálogo Hipparcos<sup>4</sup> (Turon et al., 1992). Las velocidades radiales de las estrellas que faltaban han sido tomadas de la base de datos astronómica SIMBAD<sup>5</sup>. La componente debida al movimiento terrestre en la dirección de observación de cada una de las estrellas ha sido calculada utilizando el programa `rvel` de REDUCE. Dicha aplicación permite, además, introducir la velocidad radial de la estrella, de modo que compone ambas velocidades proporcionando

---

<sup>3</sup>Filtro suave en el que cada punto es obtenido con un ajuste polinómico a  $2n + 1$  puntos vecinos (siendo el punto central el que vamos a ajustar), con  $2n$  igual o mayor que el orden del polinomio de ajuste. En realidad es un ajuste polinómico móvil sobre el conjunto de datos a suavizar.

<sup>4</sup><http://cdsweb.u-strasbg.fr/viz-bin/ftp-index?ftp/cats/I/196>

<sup>5</sup><http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

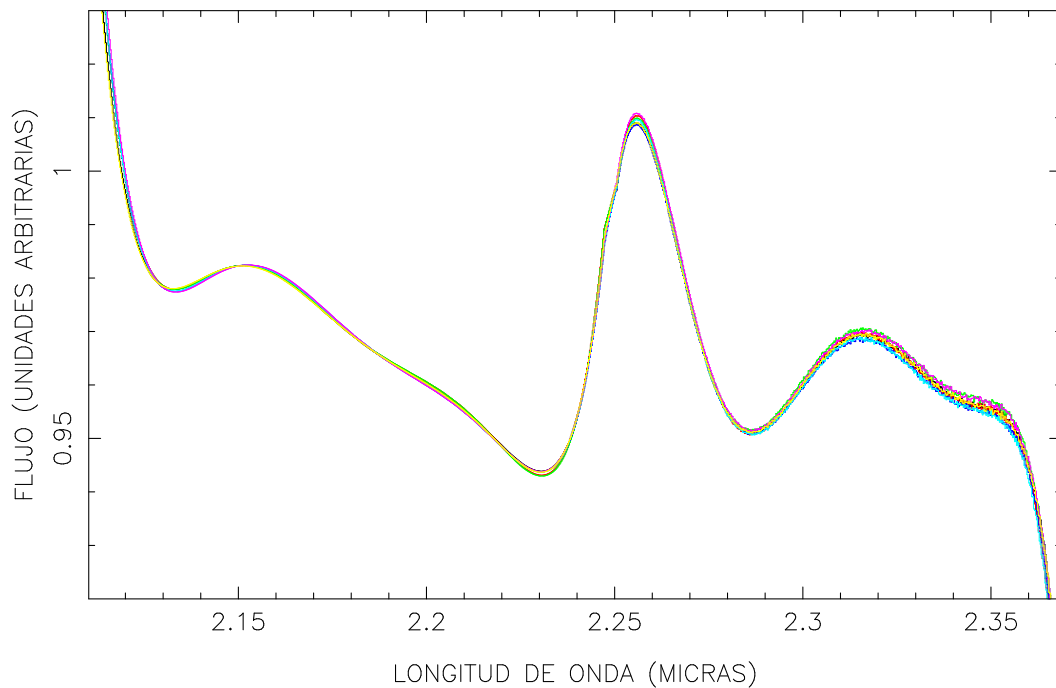


Figura 2.13: Corrección que hay que aplicar a las curvas de respuesta de las diferentes campañas para obtener la curva de respuesta de enero de 2005 a partir de la estrella de referencia HD 095735.

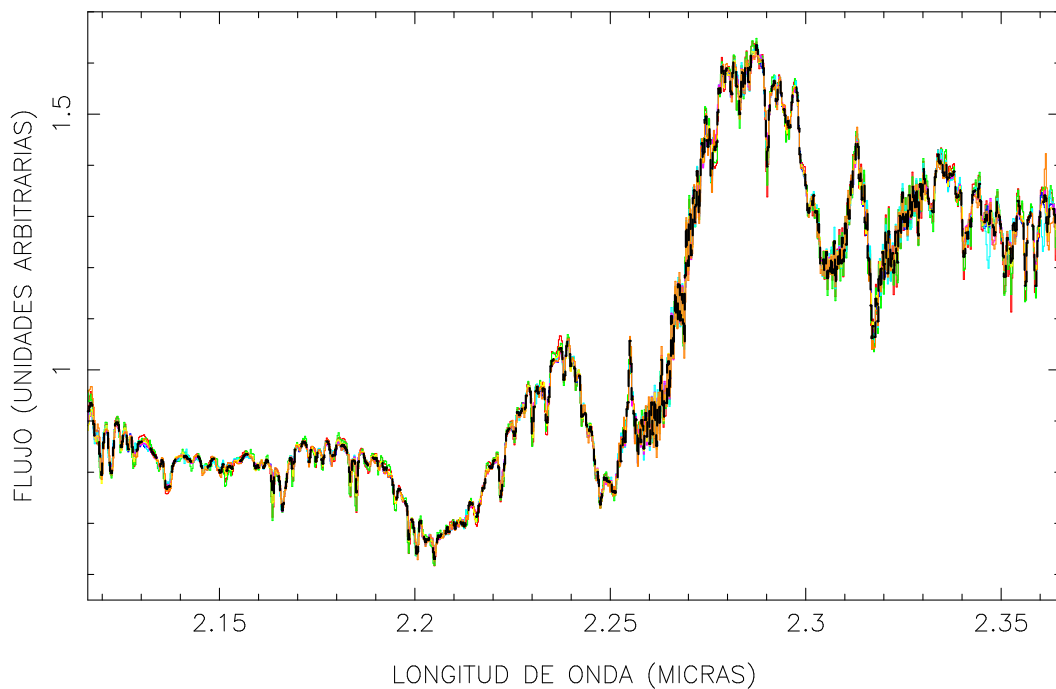


Figura 2.14: Curvas de respuesta de diferentes campañas (diferentes colores) una vez aplicada la corrección necesaria para calibrar en flujo la campaña de enero de 2005. La curva de respuesta promedio considerada finalmente está pintada en trazo grueso negro.



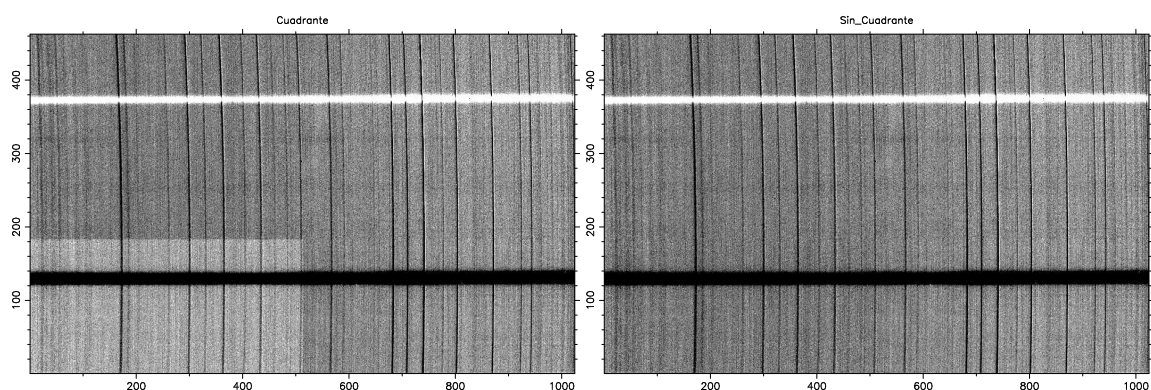


Figura 2.15: Imagen de febrero de 2003 con exceso de señal en el cuadrante inferior izquierdo (izquierda) y después de realizar la corrección (derecha). Las líneas verticales que se observan son residuos de las líneas de cielo que se eliminan como se explica en § 2.4.2.

la velocidad radial efectiva que hay que aplicar a nuestros espectros. Con el programa `rvshift` desplazamos los espectros corrigiendo de la velocidad radial obtenida, manteniéndolo en escala lineal con la misma longitud de onda inicial y dispersión que el espectro de entrada.

### 2.4.9. Problemas especiales en la reducción de la biblioteca

En algunas campañas de observación hemos encontrado problemas particulares que hemos tenido que solucionar al margen de la reducción estándar. En esta sección se explican cada uno de ellos y los procedimientos llevados a cabo para su solución.

## Observaciones realizadas en Calar Alto

### Diferencias de señal en los cuadrantes

Una vez restamos imágenes consecutivas para eliminar el cielo, esperamos que el fondo de las imágenes resultantes sea homogéneo. Sin embargo, al revisar este paso de la reducción en febrero de 2003 vemos que el cuadrante inferior izquierdo presenta un exceso de señal evidente en algunas de ellas (ejemplo en Figura 2.15). Este exceso de señal es más importante para imágenes de tiempos de exposición mayores, pero se puede encontrar a menor escala en casi todas las imágenes. Para que el proceso de reducción sea lo más homogéneo posible, al menos dentro de cada campaña de observación, eliminamos el exceso de señal observado en todas las imágenes de esta campaña. Para ello tomamos varias regiones del mismo tamaño en los cuadrantes inferiores del detector libres de espectro donde calculamos la señal media. La diferencia de señal entre ambos cuadrantes es el exceso que observamos y que eliminamos restando dicho valor a la región afectada.

### **Ruido residual en la dirección espectral**

En las primeras campañas de observación (enero de 2002, febrero y marzo de 2003) observamos un ruido residual en la dirección espectral que modifica la señal de toda la imagen (Figura 2.16) y que es diferente en la parte superior e inferior del detector. Para eliminarlo, creamos dos imágenes independientes para cada zona que reproduzca el rayado observado con el mismo procedimiento que el utilizado para eliminar los residuos de cielo (§ 2.4.2) y que combinamos para generar una única imagen que reproduzca dicho rayado. Finalmente obtenemos la imagen corregida restando a la original la creada anteriormente (Figura 2.17).

### **Señal residual en zonas no expuestas a la luz**

En las campañas realizadas en 2005 aparece un problema adicional de exceso de señal en las zonas del detector que no son expuestas a la luz procedente de la rendija. Tanto en la parte superior como en la parte inferior encontramos restos de señal que no deberíamos encontrar si el diseño del instrumento fuera ideal. En principio, esperaríamos que dicha señal estuviera relacionada con el tiempo de exposición de cada una de las imágenes y que al restar dos imágenes consecutivas desapareciera el exceso de señal observado. Sin embargo, parte de la señal permanece y además se comporta de manera diferente a ambos lados del detector, tal y como se puede ver de forma cualitativa en la Figura 2.18. Por ello, decidimos calcular la mediana de manera independiente en dos regiones de la zona superior e inferior de la imagen, de manera que generamos una nueva imagen que columna a columna tiene la mediana de la señal residual para la parte superior e inferior del detector. Restando esta imagen de la original conseguimos eliminar el exceso de señal, obteniendo una imagen como la de la Figura 2.19, donde la señal está entorno a cero en las zonas externas de la rendija.

En la Figura 2.20 vemos el espectro extraído de una región de la parte superior de la imagen ejemplo suficientemente alejada de la zona donde se encuentra la rendija (filas entre 900 y 1000) para asegurarnos de que fuera una zona donde no esperaríamos señal. En la parte inferior (cuentas absolutas negativas) aparece el espectro obtenido en la imagen original y en la parte superior (cuentas entorno a cero) el espectro obtenido en la imagen después de haber aplicado la corrección explicada anteriormente. Como ya vimos de forma cualitativa en la Figura 2.19, tras dicha corrección eliminamos la señal residual que observamos en las imágenes originales. También hay que destacar la variación de la señal en función de la posición, mostrando claramente diferencias entre los cuadrantes de la derecha y de la izquierda.

### **Defectos en los espectros**

En ocasiones puede ocurrir que los defectos cosméticos que presenta el detector estén justo en las filas donde la señal del espectro es mayor, de manera que tenemos píxeles que presentan una señal anómala que está influyendo en la señal final que considera-

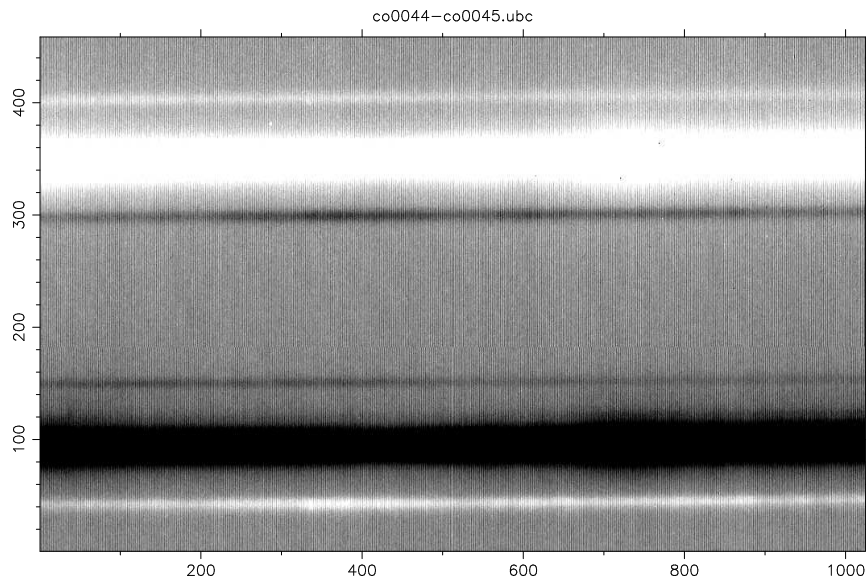


Figura 2.16: Ejemplo de imagen que presenta un ruido residual vertical importante. Se puede ver que no es un patrón que se repite a lo largo de la dirección espacial y que existe un desplazamiento vertical del residuo justo en la zona de cambio de los cuadrantes superiores a los inferiores.

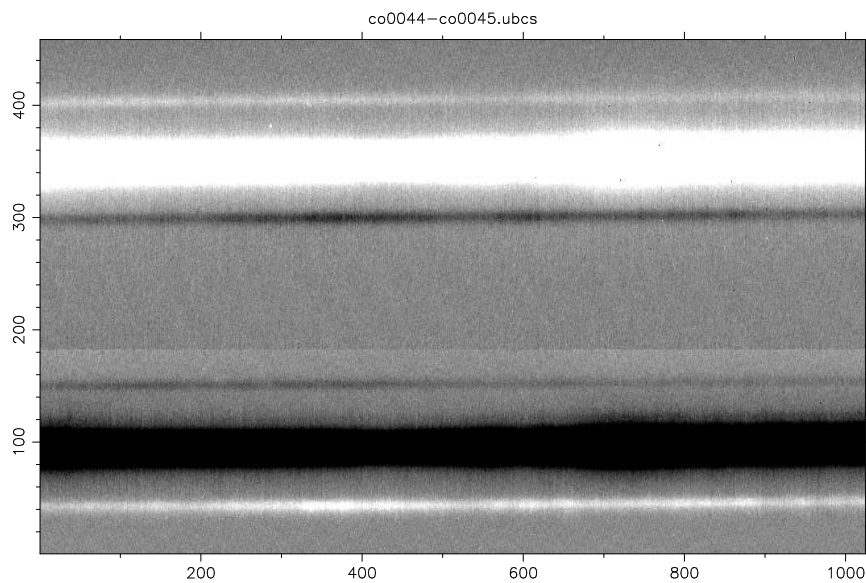


Figura 2.17: Imagen anterior corregida del ruido residual vertical como se explica en el texto.

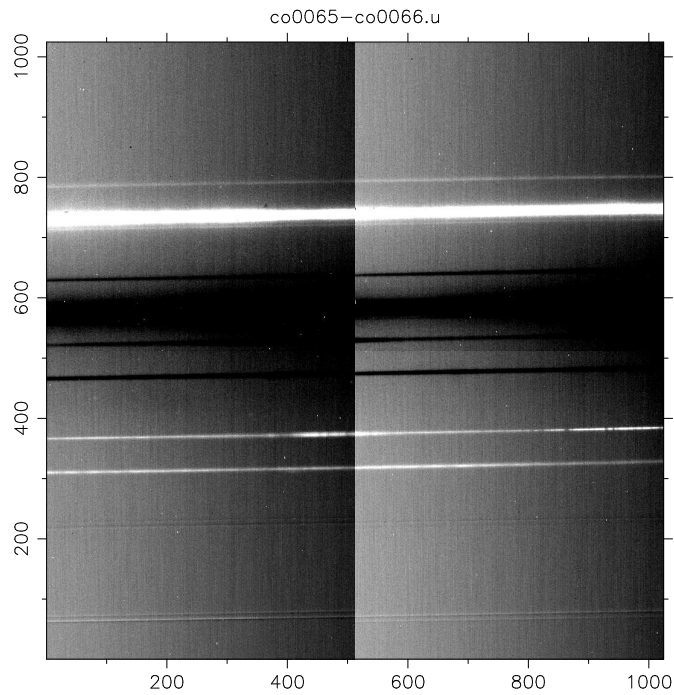


Figura 2.18: Imagen obtenida como resta de dos imágenes consecutivas de la misma estrella. Vemos en positivo y en negativo los espectros correspondientes a las dos exposiciones, así como los reflejos producidos por la rendija. Se puede apreciar claramente la diferencia de señal observada entre los cuadrantes derecho e izquierdo aún después de haber restado imágenes consecutivas.

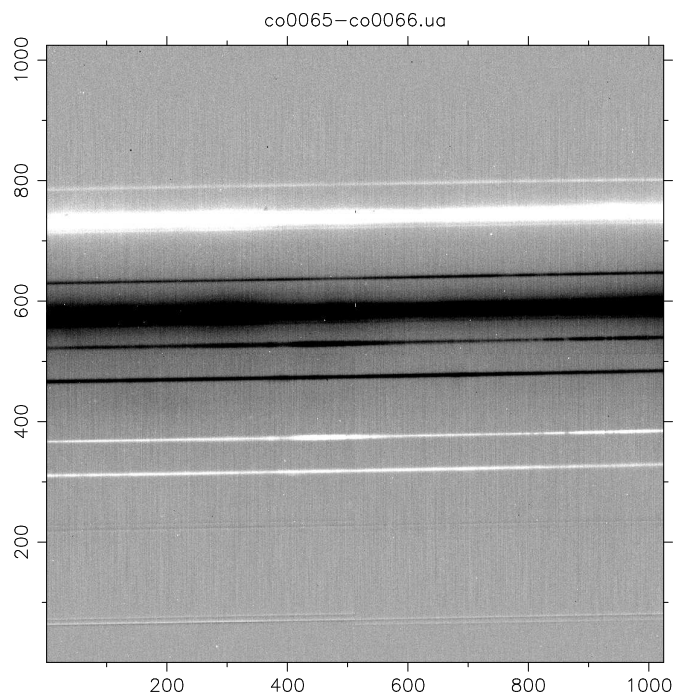


Figura 2.19: Imagen obtenida después de haber eliminado el exceso de señal observado en la figura anterior siguiendo el método explicado en el texto.

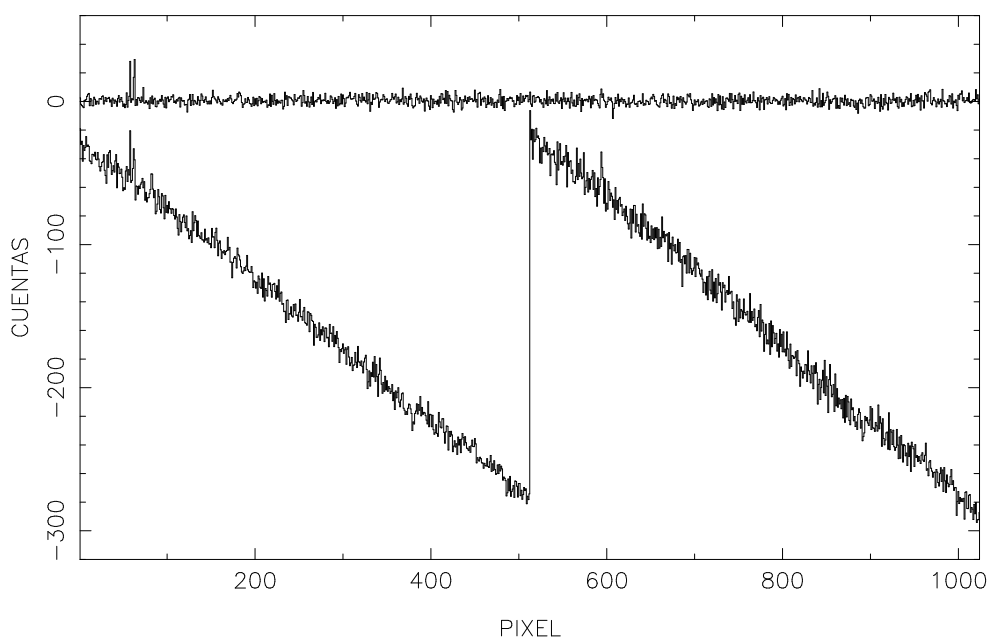


Figura 2.20: Espectros extraídos de la parte superior de las imágenes de las Figuras 2.18 y 2.19. Ambos espectros son presentados en cuentas absolutas. En la parte inferior, con cuentas negativas, encontramos el espectro correspondiente a la imagen original, donde se puede ver claramente el cambio entre los cuadrantes a derecha e izquierda. En la parte superior, con un valor medio de las cuentas entorno a cero, encontramos el espectro después de haber aplicado la corrección explicada en el texto.

remos en el espectro. En el caso de las campañas realizadas en 2005, el hecho de utilizar un *flatfield* en modo imagen hace que para ciertos defectos grandes la corrección píxel a píxel de las imágenes científicas no sea tan buena como si hubiéramos utilizado un *flatfield* observado en modo espectroscópico (Figura 2.21). Para no falsear la señal del espectro, en esas ocasiones decidimos no utilizar el programa `cleanest` para interpolar dichos píxeles. Como tenemos observaciones repetidas de las estrellas (al menos, dos espectros para cada una de ellas), utilizamos la información del mejor espectro para introducirla en el que presenta absorciones o emisiones anómalas (Figura 2.22). Para ello empleamos el programa `interlines` de RED<sup>UC</sup><sub>mE</sub>, que nos permite sustituir una parte de un espectro por otro. Para no introducir variaciones debidas a posibles diferencias en el continuo, el programa normaliza localmente ambos espectros y los escala de manera adecuada la zona a sustituir. En los casos en los que todos los espectros de la estrella presentan defectos en la misma zona se utilizó el programa `interp` sobre la imagen que presenta menor número de píxeles defectuosos para interpolarlos y de este modo no perder demasiada información de esa zona.

### Problemas con la curva de respuesta obtenida en Calar Alto

Al estudiar los espectros obtenidos de Vega en las diferentes noches observamos un salto entre la parte derecha e izquierda que se corresponde con el cambio de cuadrante en

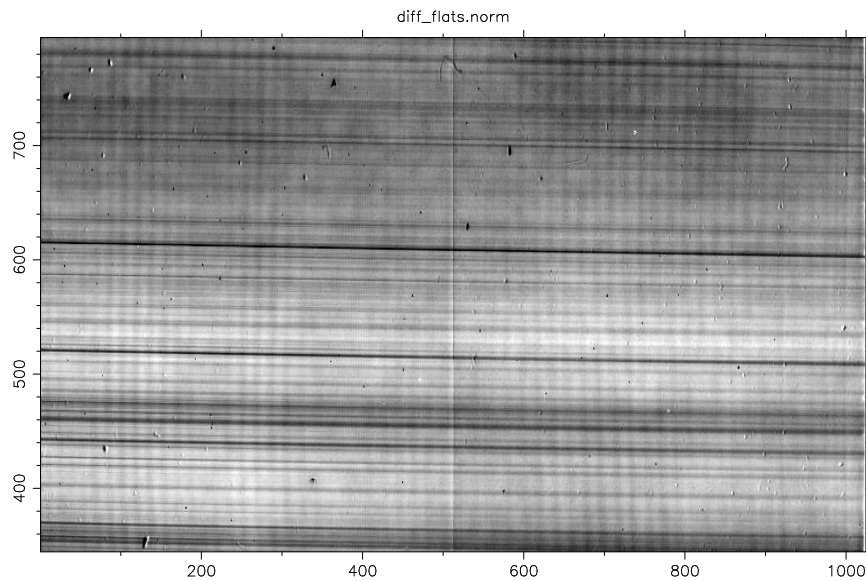


Figura 2.21: Ampliación de la imagen obtenida dividiendo los *flatfields* en modo imagen y espectroscópico obtenidos en Calar Alto. Vemos que en conjunto no hay grandes diferencias, salvo zonas puntuales donde vemos exceso/defecto de señal. Las líneas oscuras son introducidas por la rendija. Examinando con cuidado la imagen encontramos defectos mayores que presentan una parte brillante y otra oscura, lo que nos indica que aparecen pequeñas diferencias al introducir la rendija y tomar espectros.

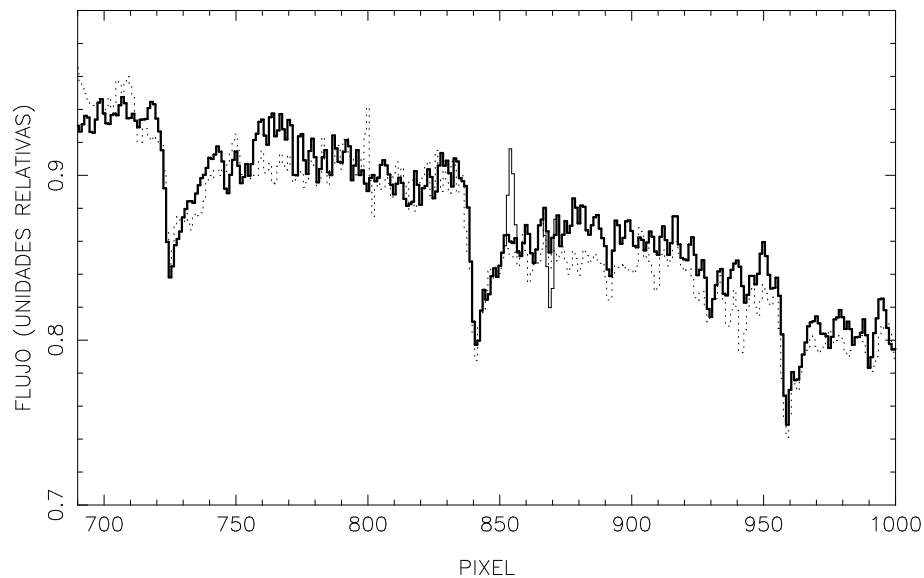


Figura 2.22: Ejemplo de espectros corregidos de defectos adicionales. Están representados los espectros inicial (línea fina), de referencia (puntos) y final corregido (línea gruesa). Nótese que, aunque el continuo no coincide, el procedimiento seguido normaliza los espectros localmente, de manera que se introduce el espectro escalado adecuadamente.

el detector (píxeles 512 – 513). Para poder corregirlo y garantizar una correcta calibración en flujo, se realizó una serie de 20 observaciones de Vega de 1 segundo de exposición en tres posiciones diferentes de la rendija, de modo que aseguramos una buena sustracción del cielo y nos permiten estudiar el comportamiento de la discontinuidad en diferentes zonas. Después de calibrar en longitud de onda, corregir de distorsión C las imágenes y extraer los espectros de Vega para las diferentes posiciones de la rendija, observamos claramente el salto entre la parte derecha e izquierda del detector. La Figura 2.23 es una imagen de los 20 espectros obtenidos para la la posición central en la rendija donde podemos ver que el salto observado entre la parte derecha e izquierda del detector no es constante y que la diferencia de señal se invierte en algunos casos. Los espectros que no presentan esa discontinuidad entre los cuadrantes son utilizados para calcular un espectro promedio que servirá para corregir aquellos espectros con salto. Los espectros originales son divididos por el espectro promedio sin salto, de manera que obtenemos las diferencias que hacen que aparezca la discontinuidad. Generamos una imagen suave aplicando un filtro de Savitzky–Golay a cada lado del detector, eliminando puntos a más de  $3\sigma$ . Para la zona del salto, calculamos los píxeles donde se encuentra la discontinuidad después de la calibración en longitud de onda y la corrección de distorsión C, y en la zona de empalme realizamos una interpolación para asegurar la obtención de un filtro suave y no falsear la señal. De este modo vemos cómo a gran escala estas diferencias son unas ondas que cuando aparecen desfasadas a ambos lados del detector hacen que se produzca el salto observado (Figura 2.24). Por último, dividimos los espectros originales por estas ondas, obteniendo como resultado los espectros sin salto. En la Figura 2.25 podemos ver la imagen de los espectros de Vega en la posición intermedia de la rendija una vez han sido corregidos del salto. Como podemos comprobar, conseguimos corregir la discontinuidad observada a ambos lados del detector después de aplicar el procedimiento explicado anteriormente.

Para conseguir los mejores espectros sin salto de una manera objetiva, se ha realizado el procedimiento explicado anteriormente de manera iterativa, de manera que los espectros obtenidos después de cada iteración son considerados sin salto en la siguiente ocasión. De este modo, la estimación subjetiva inicial de los espectros sin salto pasa a ser la real obtenida por este método de búsqueda. Después de cada iteración, comparamos los espectros obtenidos (Figura 2.26) con los de la iteración anterior y de este modo decidimos que tres iteraciones son suficientes para obtener los espectros sin salto.

### Corrección de las absorciones telúricas

Las absorciones telúricas son líneas y bandas de absorción que se observan en los espectros debidas a la presencia en la atmósfera terrestre de vapor de agua ( $H_2O$ ), oxígeno molecular ( $O_2$ ) y otras especies moleculares. Dichas absorciones dependen tanto de la masa de aire a la que se realizan las observaciones como de la humedad de la atmósfera, y debido, a la variabilidad de esta última durante la noche, es muy difícil de modelizar. En nuestro caso, después de haber calibrado en flujo utilizando la curva de respuesta corres-

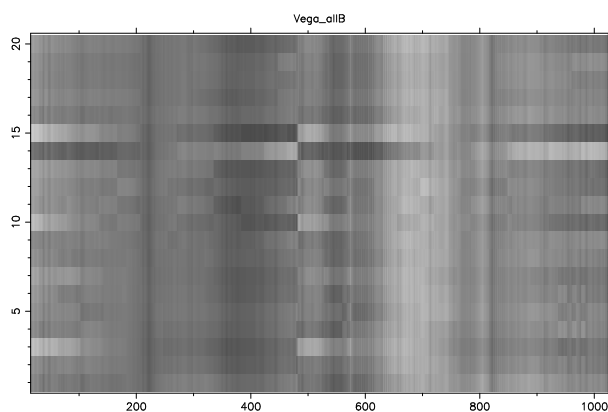


Figura 2.23: Imagen de los distintos espectros tomados para Vega en la posición intermedia de la rendija. Se puede ver cualitativamente la diferencia de señal entre la parte derecha e izquierda del detector y la variación entre las diferentes exposiciones, no siendo constante en valor absoluto ni en signo.

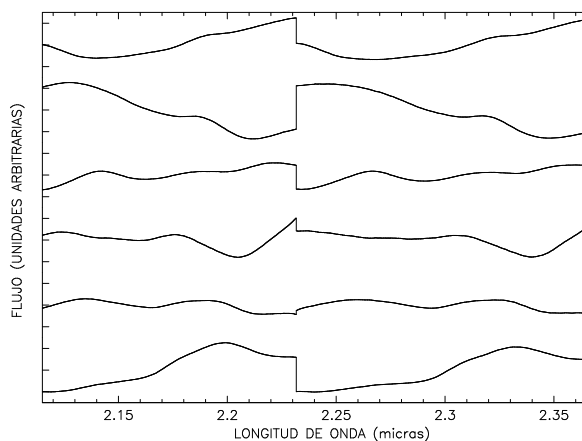


Figura 2.24: Ejemplos de las diferencias obtenidas al dividir los espectros originales de Vega por aquellos que no presentaban salto en la posición intermedia de la rendija.

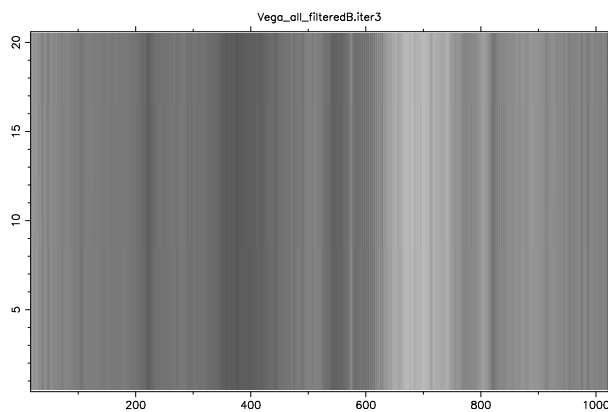


Figura 2.25: Imagen de los distintos espectros tomados para Vega en la posición intermedia de la rendija una vez corregidos del salto observado. La comparación de esta imagen con la que se presenta en la Figura 2.23 demuestra la validez del procedimiento seguido.



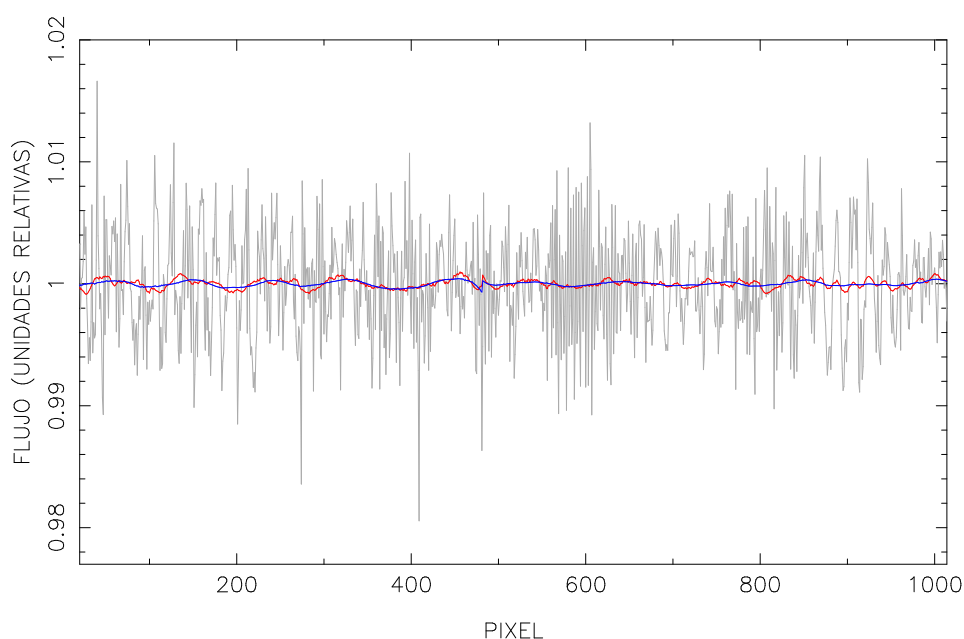


Figura 2.26: Comparación de las tres primeras iteraciones en el cálculo de la curva de respuesta sin salto entre cuadrantes. El espectro en color gris se corresponde con la primera iteración, en rojo a la segunda y en azul a la tercera. Como se puede ver, después de la segunda iteración el resultado es ya muy bueno.

pondiente a cada noche como se explicó en § 2.4.7, vemos algunas absorciones en ciertas zonas de los espectros de las estrellas repetidas en diferentes campañas. Esto nos hizo pensar en que pudieran existir variaciones de las absorciones telúricas de la atmósfera durante la noche de observación y que no corregimos de forma adecuada al considerar la curva de respuesta.

Para estudiar las absorciones telúricas, partimos de todas las curvas de respuesta de que disponemos (noches de junio de 2002, febrero y marzo de 2003, y 13, 14, 15, 16 y 18 de abril de 2005; recordar que para la campaña de enero de 2005 se generó la curva de respuesta a partir del resto, tal y como se explicó en § 2.4.7) y las dividimos por la curva de respuesta que utilizamos para eliminar el salto entre cuadrantes y que es el patrón utilizado. El resultado son los residuos observados debido a las absorciones telúricas para las diferentes noches de observación. En la Figura 2.27 vemos estos residuos y la transmisión de la atmósfera en el intervalo de observación. Salvo en zonas especialmente ruidosas, es fácil ver cómo se reproducen las líneas de menor transmisión atmosférica en los residuos, lo que nos indica que al utilizar las curvas de respuesta calculadas no estamos eliminando correctamente las absorciones telúricas esas noches.

Para poder corregir los espectros de estas absorciones seguimos el siguiente procedimiento, que aplicaremos tanto a las curvas de respuesta como a las estrellas. En primer lugar, tomamos como referencia un espectro con residuos de absorciones telúricas im-

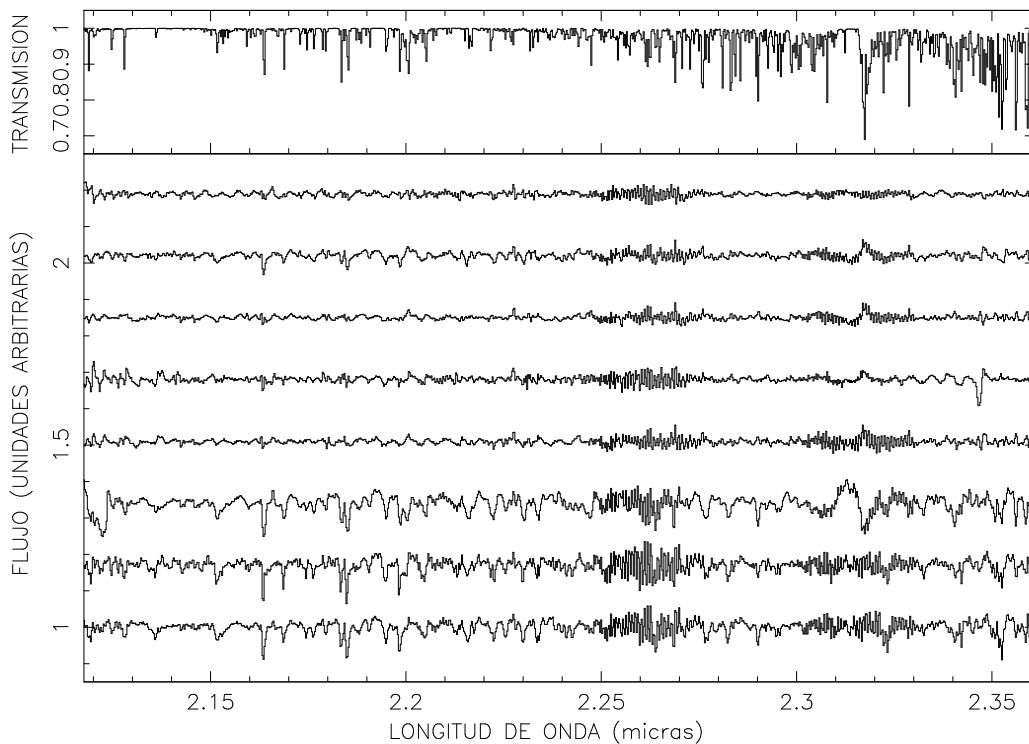


Figura 2.27: Gráfica de los residuos obtenidos debido a absorciones telúricas. En el panel superior está representado el espectro correspondiente a la transmisión atmosférica en el intervalo espectral de observación en Calar Alto. En el panel inferior están representados los residuos obtenidos al dividir las curvas de respuesta de cada noche por la curva utilizada para corregir el salto observado entre cuadrantes (§ 2.4.9). Se corresponden a las campañas de observación realizadas en Calar Alto las noches de junio de 2002, febrero y marzo de 2003, y 13, 14, 15, 16 y 18 de abril de 2005, en sentido ascendente.

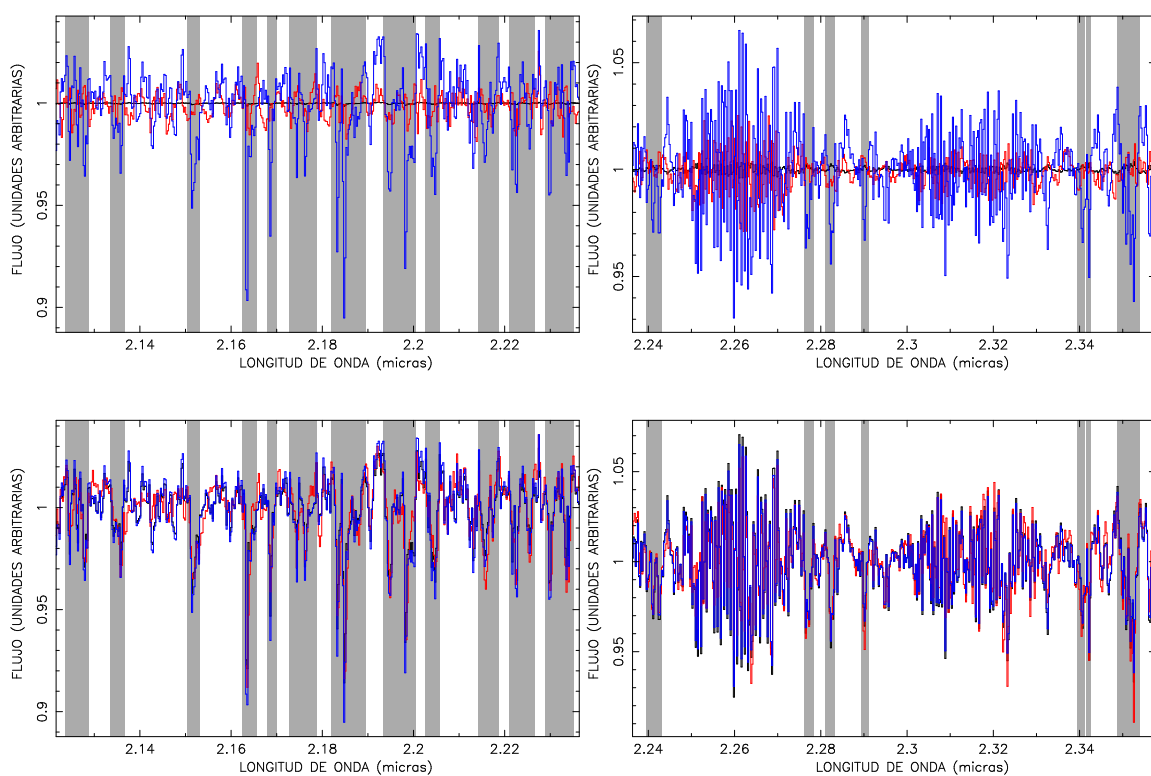


Figura 2.28: Correcciones a aplicar a las curvas del 18 de abril de 2005 (gráficas superiores) y de junio de 2002 (gráficas inferiores). Los paneles de la izquierda muestran la parte azul del espectro, mientras que los paneles de la derecha son los correspondientes a la parte roja. En todos los paneles, las franjas grises indican las bandas sobre las que se ha calculado el mejor factor a aplicar (zonas con absorciones telúricas). Los espectros azul, rojo y negro son los de referencia (febrero de 2003), inicial (18 de abril de 2005 en el panel superior y junio de 2002 en el inferior) y el de referencia escalado por un factor  $K$ , respectivamente, tal y como se explica en el texto.

portantes (febrero de 2003) y lo vamos modificando para conseguir reproducir las líneas telúricas del espectro problema siguiendo la expresión

$$S_K = (S_0 - 1) \times K + 1 \quad (2.10)$$

donde  $S_0$  es el espectro de referencia (normalizado a 1 en el continuo). El factor  $K$  es un parámetro que modula la intensidad de las absorciones telúricas con relación al continuo (para  $K = 1$  se obtiene  $S_K = S_0$ ; para  $K > 1$  se amplifican las absorciones telúricas y para  $K < 1$  se disminuyen; para  $K < 0$  se cambia el signo de las absorciones). Para nuestro caso,  $K$  varía desde  $-0.5$  a  $1.5$  en intervalos de  $0.002$ . De este modo, obtenemos un conjunto de espectros que dependen de la corrección aplicada  $K$  que vamos a comparar con el espectro problema.

Como las absorciones telúricas pueden ser debidas a diferentes elementos, no esperamos que todas ellas se comporten del mismo modo. En una primera aproximación, decidimos estudiar por separado la zona azul y roja del espectro para ver si el comportamiento en esas zonas era similar. Elegimos bandas situadas en las líneas que presentan absorciones más importantes (Figura 2.28), de forma que nos aseguramos de que estamos teniendo en cuenta sólo la contribución de las absorciones telúricas y no otro tipo de variación. Dividimos entonces el espectro problema por el espectro de referencia corregido por un factor  $K$  y calculamos el valor r.m.s. (*root square mean*) del nuevo espectro en las bandas que hemos definido anteriormente. El mejor factor de corrección será el que proporcione un valor r.m.s. menor. En la Figura 2.28 vemos dos ejemplos de espectros de Vega corregidos de manera independiente en las zonas roja y azul, con sus correspondientes factores de corrección. Si analizamos con detalle esos espectros vemos que con un único factor de corrección para cada zona no conseguimos reproducir las absorciones telúricas del espectro problema. Por ello, decidimos calcular el mejor factor de corrección en cada banda, y aplicarlo al espectro problema para corregir cada línea de absorción por separado. En la Figura 2.29 representamos los ajustes obtenidos para calcular el valor r.m.s. para cada una de las bandas en el caso de Vega en la campaña de junio de 2002. En la Figura 2.30 izquierda se presenta un histograma de frecuencias de los factores de corrección necesarios para las diferentes bandas en esa misma campaña. Como se puede ver, el espectro de valores del factor a corregir es amplio, variando desde  $\sim 0.5$  a  $\sim 1.3$ , lo que nos indica claramente que hay que corregir cada una de las líneas por separado.

Por último, generamos un espectro que contiene las correcciones que debemos aplicar banda a banda. Dividiendo el espectro problema por este espectro nos aseguramos de haber eliminado la mayor parte de la contribución de las absorciones telúricas. En la Figura 2.30 derecha se puede ver un detalle de una de las curvas de respuesta corregidas de este modo. Vemos cómo hemos modificado la profundidad de las líneas telúricas para tres de las bandas definidas, en este caso cerca de la zona del índice de CO, sin modificar el resto del espectro.

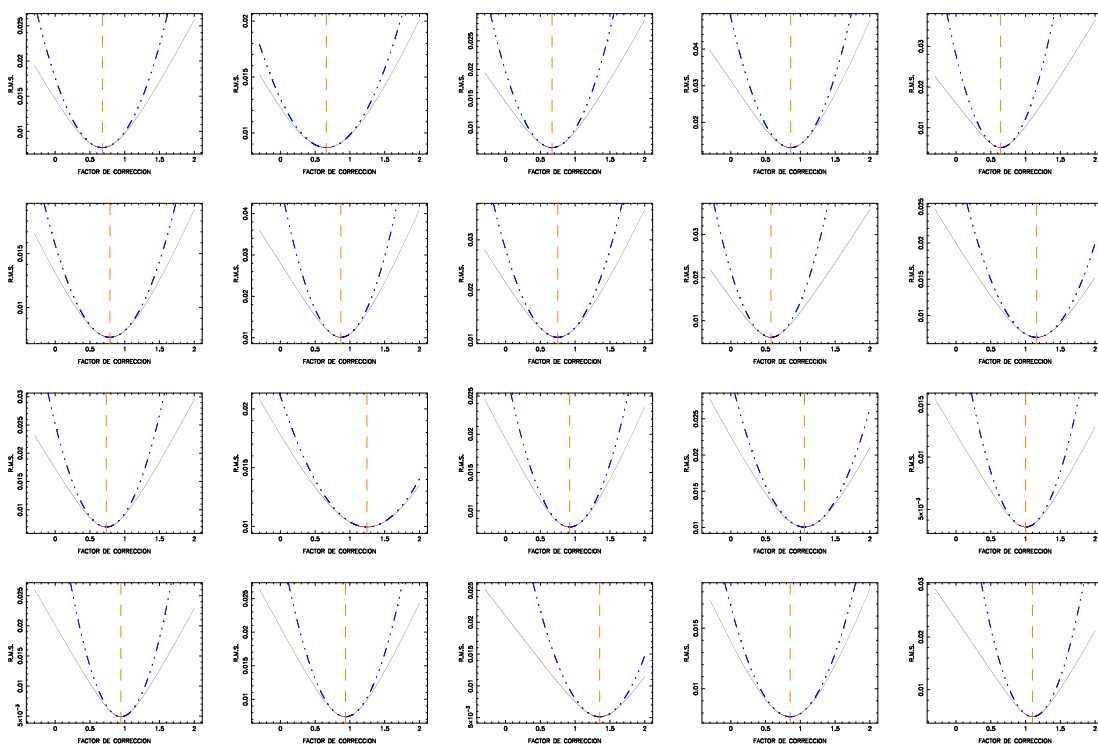


Figura 2.29: Representación del valor r.m.s. frente al factor de corrección  $K$  para cada una de las bandas: consideradas para el espectro de Vega de la campaña de junio de 2002. En gris aparecen todos los valores de r.m.s. calculados para cada factor  $K$ , en rojo se representan los puntos utilizados para el ajuste, en azul se representa la parábola de ajuste a los puntos anteriores y en naranja se indica el mejor factor de corrección  $K$  obtenido al minimizar la función anterior.

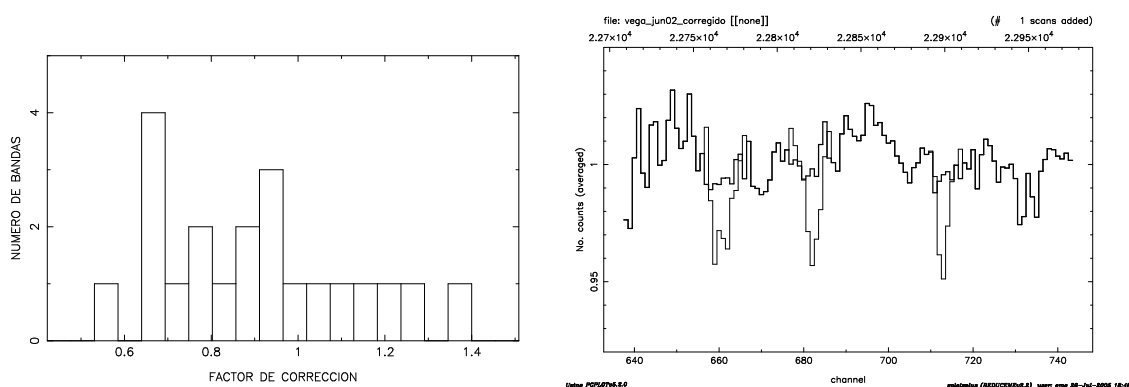


Figura 2.30: Izquierda: Histograma para los factores de corrección de las diferentes bandas para la campaña de junio de 2002. Derecha: Espectros de las curvas de flujo de junio de 2002 antes (trazo fino) y después (trazo grueso) de haber corregido las absorciones telúricas siguiendo el procedimiento explicado en el texto, en el intervalo espectral cercano a la zona del índice de CO. Como se puede ver, se han corregido tres líneas telúricas correspondientes a las definiciones de tres de las bandas adoptadas, sin modificar el resto del espectro.

## Observaciones realizadas en La Palma

### Señal residual debido a problemas con la electrónica

En el caso de las observaciones realizadas en el Telescopio Nazionale Galileo, las imágenes están afectadas por un efecto introducido por la electrónica del instrumento. La señal positiva detectada en un cuadrante dado produce restos de señal negativa en los otros tres cuadrantes debido al acoplamiento entre los canales electrónicos que son leídos simultáneamente en las cuatro secciones del detector. Este efecto es denominado *cross-talking* y debe ser corregido en el primer paso de la reducción. Para ello, utilizamos un programa en FORTRAN proporcionado por el telescopio que elimina dicho efecto para imágenes no saturadas.

## 2.5. Resumen

En este capítulo se ha presentado una nueva biblioteca estelar (220 estrellas en total) en la región de  $2.3 \mu\text{m}$  que mejora el recubrimiento en el espacio de parámetros atmosféricos de trabajos anteriores, especialmente en metalicidad. La muestra observada es un subconjunto de la biblioteca MILES (Sánchez-Blázquez et al., 2006), una biblioteca estelar en el óptico cuyas estrellas tienen perfectamente determinados los parámetros atmosféricos (Cenarro et al., 2007). El recubrimiento final de parámetros de la biblioteca es  $2485 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 13404 \text{ K}$ ,  $-0.34 \text{ dex} \leq \log g \leq 5.30 \text{ dex}$ ,  $-2.63 \text{ dex} \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0.98 \text{ dex}$ .

Se ha presentado una descripción detallada del proceso de reducción de las imágenes infrarrojas, explicando especialmente los pasos más complicados y que pueden servir de guía para futuras reducciones en el infrarrojo.

La nueva biblioteca estelar ha sido fundamental en el desarrollo de esta tesis, ya que sobre sus espectros hemos realizado las medidas del nuevo índice  $D_{\text{CO}}$  para cuantificar la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  (definido en el Capítulo 3). Como veremos en el Capítulo 5, las medidas de este nuevo índice han sido utilizadas para calcular las funciones empíricas de ajuste encargadas de describir la dependencia de dicha absorción con los parámetros atmosféricos estelares (temperatura efectiva, gravedad superficial y metalicidad). Estas funciones de ajuste se han introducido en los modelos de síntesis evolutiva del Dr. A. Vazdekis que se utilizan en el Capítulo 7 de esta memoria para analizar las poblaciones estelares de una muestra de galaxias de primeros tipos.



## Capítulo 3

# $D_{\text{CO}}$ : un nuevo índice para la medida del CO en $2.3 \mu\text{m}$

---

En este capítulo se presenta la definición de un nuevo índice espectroscópico para medir la intensidad de la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  ( $D_{\text{CO}}$ ). Se ha llevado a cabo una amplia comparación entre este nuevo índice y los definidos previamente por otros autores, teniendo en cuenta su comportamiento frente a la dispersión de velocidades, errores en calibración en longitud de onda y estimación de velocidad radial, calibración en flujo, y relación señal-ruido de los espectros medidos. Por último, se presentan las expresiones necesarias para convertir las medidas según las definiciones realizadas por otros autores y el nuevo índice.

### 3.1. Índices de intensidad de líneas

Los *índices de intensidad de línea* son una medida de la intensidad de una cierta característica espectral con respecto al continuo. Su principal virtud es que establecen inequívocamente una manera objetiva y repetible de medir las líneas que observamos en un espectro dado. Desde el trabajo pionero de Faber (1973), los índices han sido utilizados para entender la historia de la formación estelar (e.g. Burstein et al., 1984b; Bica et al., 1990; Gorgas et al., 1990; Worthey et al., 1992; Jones & Worthey, 1995; Ponder et al., 1998; Trager et al., 2000b; Kuntschner, 2000; Cenarro et al., 2003; Cardiel et al., 2003; Tantalo & Chiosi, 2004; Sánchez-Blázquez et al., 2003; Thomas et al., 2005; Sánchez-Blázquez et al., 2006b; Annibali et al., 2007; Jablonka et al., 2007; Peletier et al., 2007; Trager et al., 2008; Michielsen et al., 2008) y junto con la ayuda de los modelos de poblaciones estelares podemos obtener gran información sobre parámetros tan importantes como los valores promedio (pesados en luz) de la edad, la metalicidad o incluso las abundancias relativas de elementos. Por todo ello, los índices de líneas son una valiosa herramienta en el estudio de poblaciones estelares.

Definimos como *índices atómicos* aquellos producidos por especies atómicas, me-



didados generalmente en términos de anchuras equivalentes (Å), según la expresión

$$W_\lambda = \int_{\text{linea}} [1 - S(\lambda)/C(\lambda)] d\lambda, \quad (3.1)$$

donde  $S(\lambda)$  es el flujo correspondiente al espectro observado y  $C(\lambda)$  el flujo del continuo en la zona de la línea. En realidad, a la hora de calcular índices de líneas de forma clásica (González, 1993; Gorgas et al., 1993; Worthey et al., 1994) consideramos una banda central que incluye la característica espectral de estudio y dos bandas laterales, a la izquierda (banda azul) y a la derecha de la línea (banda roja), para calcular el continuo que debemos considerar para dicha característica. No hablamos de continuo (Geisler, 1984; Rich, 1988), sino de un *pseudocontinuo* definido por una interpolación lineal del flujo en las bandas roja y azul, ya que varía dependiendo de la zona del espectro donde se encuentre la característica espectral. En este caso, el índice viene dado por la expresión

$$I_a \equiv \int_{\lambda_{c1}}^{\lambda_{c2}} [1 - S(\lambda)/C(\lambda)] d\lambda, \quad (3.2)$$

donde  $\lambda_{c1}$  y  $\lambda_{c2}$  son los límites de la banda central,  $S(\lambda)$  es el espectro observado y  $C(\lambda)$  es el pseudocontinuo local, que se calcula según la expresión

$$C(\lambda) \equiv S_b \frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda_r - \lambda_b} + S_r \frac{\lambda - \lambda_b}{\lambda_r - \lambda_b}, \quad (3.3)$$

donde

$$S_b \equiv \frac{\int_{\lambda_{b1}}^{\lambda_{b2}} S(\lambda) d\lambda}{\lambda_{b2} - \lambda_{b1}}, \quad S_r \equiv \frac{\int_{\lambda_{r1}}^{\lambda_{r2}} S(\lambda) d\lambda}{\lambda_{r2} - \lambda_{r1}}, \quad (3.4)$$

$$\lambda_b \equiv (\lambda_{b1} + \lambda_{b2})/2, \quad \lambda_r \equiv (\lambda_{r1} + \lambda_{r2})/2, \quad (3.5)$$

siendo  $\lambda_{b1}$ ,  $\lambda_{b2}$ ,  $\lambda_{r1}$ ,  $\lambda_{r2}$  los límites de las bandas azul y roja, respectivamente.

Por otro lado, hablamos de *índices moleculares* cuando medimos características espectrales debidas a especies moleculares. En este caso, los índices son normalmente medidos en magnitudes (mag) y se calculan siguiendo la expresión

$$I_m \equiv -2.5 \log \left[ 1 - \frac{I_a}{\lambda_{c2} - \lambda_{c1}} \right], \quad (3.6)$$

donde  $I_a$  es el índice atómico y  $\lambda_{c1}$  y  $\lambda_{c2}$  son los límites de la banda central, del mismo modo que en la ecuación 3.2.

El error aleatorio en la medida de los índices atómicos y moleculares se realiza siguiendo las expresiones analíticas presentadas por Cardiel et al. (1998). Dichas expresiones son obtenidas realizando una adecuada propagación de errores sobre las definiciones

de los índices (ecuaciones 3.2 y 3.6).

Por último, los *índices genéricos* introducidos por Cenarro et al. (2001) son una generalización de la definición clásica para índices atómicos en la que se utilizan un número arbitrario de bandas tanto para estimar el continuo como para medir las características espectrales. Las contribuciones relativas de cada una de las bandas con absorciones que contienen las líneas de estudio al valor total del índice se puede modificar mediante la introducción de un factor multiplicativo para cada una de ellas, de manera que puede que no todas ellas tengan la misma importancia en la estimación del índice. La expresión general de este índice viene dada por

$$\mathcal{I}_a(\text{\AA}) \equiv \sum_{i=1}^{N_f} \left\{ \xi(k) \int_{\lambda_{c_1}(k)}^{\lambda_{c_2}(k)} [1 - S(\lambda)/C(\lambda)] d\lambda \right\}, \quad (3.7)$$

donde  $N_f$  es el número de bandas con absorciones,  $\xi(k)$  es el factor multiplicativo asociado a cada una de estas bandas, y  $\lambda_{c_1}(k)$  y  $\lambda_{c_2}(k)$  son los límites de la  $k$ -ésima banda. En este caso, el pseudo-continuo  $C(\lambda)$  se obtiene a partir de un ajuste lineal por mínimos cuadrados pesado con errores a  $N_c$  bandas de continuo. En esta nueva definición es fundamental el hecho de que todas las características espectrales comparten el mismo pseudo-continuo, de manera que el índice no es únicamente la suma de diversos índices clásicos pesados con diferentes factores multiplicativos, siendo especialmente importante el cálculo de errores del nuevo índice (para una explicación más detallada consultar las expresiones presentadas por Cenarro et al., 2001).

## 3.2. Absorción debida al CO

Las absorciones debidas a la molécula de CO son una de las características espectrales más importantes en el infrarrojo cercano. Las transiciones posibles para esta molécula son tanto vibracionales (producidas por las oscilaciones de las posiciones de los núcleos con respecto de las posiciones de equilibrio, con energías típicas de  $\sim 0.001$  a  $\sim 0.1$  eV) y rotacionales (producidas por la rotación de los núcleos, con energías típicas menores de 0.001 eV). Por lo general, debido a que las energías necesarias para producir transiciones rotacionales son dos órdenes de magnitud más débiles que las vibracionales, las líneas también presentan una componente debido a transiciones rotacionales. En el infrarrojo generalmente encontramos tres secuencias de líneas roto-vibracionales producidas por el CO que son, en orden decreciente de intensidad: fundamental ( $\Delta\nu = 1$ ) cerca de  $5 \mu\text{m}$ , primer *overtone* ( $\Delta\nu = 2$ ) cerca de  $2.3 \mu\text{m}$ , segundo *overtone* ( $\Delta\nu = 3$ ) cerca de  $1.6 \mu\text{m}$ . El tercer *overtone* ( $\Delta\nu = 1$ ) cerca de  $1.2 \mu\text{m}$  es sólo visible en algunas estrellas (por ejemplo,  $\chi$  Cyg).

En el caso de la banda K, las absorciones que observamos son producidas por transiciones vibracionales semiprohibidas entre niveles  $\Delta\nu = +2$ , es decir, un salto de dos

Tabla 3.1: Principales características espectroscópicas en la banda K (extraídas de KH86).

Especie	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Transición	Estado inicial de energía (eV)
H I Br $\gamma$	2.1661	$4^2F^0 - 7^2G$	12.70
Na I	2.2062	$4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}^0$	3.19
Na I	2.2090	$4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{3/2}^0$	3.19
Fe I	2.2263	$x^5F_4^0 - e^5D_3$	5.07
Fe I	2.2387	$x^5F_3^0 - e^5D_2$	5.04
Ca I	2.2614	$4d^3D_{3,2,1} - 4f^3F_4^0$	4.68
Ca I	2.2631	$4d^3D_{3,2,1} - 4f^3F_3^0$	4.68
Ca I	2.2657	$4d^3D_{3,2,1} - 4f^3F_2^0$	4.68
Mg I	2.2814	$4d^3D_{3,2,1} - 6f^3F_{2,3,4}^0$	6.72
<sup>12</sup> CO(2,0)	2.2935	banda (2,0)	0.62
<sup>12</sup> CO(3,1)	2.3226	banda (3,1)	0.86
<sup>13</sup> CO(2,0)	2.3448	banda (2,0)	0.32
<sup>12</sup> CO(4,2)	2.3524	banda (4,2)	1.12

niveles vibracionales al que se superponen muchas líneas rotacionales por el gran número de transiciones rotacionales permitidas para cada transición vibracional. En dicha banda, estas líneas son debidas a la rama *R*, es decir, aquellas que se corresponden con disminuciones unitarias del número cuántico rotacional.

Ya que en las atmósferas de las estrellas podemos encontrar tanto <sup>12</sup>C como <sup>13</sup>C, las absorciones son producidas por moléculas que incluyen ambos isótopos. En la Tabla 3.1 presentamos las diferentes transiciones que dan lugar a las absorciones del CO que observamos en la banda K. En esta tabla también se incluyen otras especies que producen importantes líneas de absorción en dicho intervalo espectral. Por último, en la Figura 3.1 mostramos el espectro de una estrella gigante sobre el que hemos señalado las características espectrales más importantes.

### 3.3. Definiciones previas para el índice de CO

Desde la aparición de detectores en el infrarrojo, y debido a que las absorciones producidas por el CO en 2.3  $\mu\text{m}$  son las más importantes en la banda K, varios autores han presentado hasta la fecha definiciones de índices para medir dichas características espectrales. Baldwin et al. (1973) fueron los primeros en estudiar la absorción producida por el CO en el infrarrojo cercano estableciendo un sistema fotométrico para medir la intensidad de la banda del CO basado en dos filtros de bandas estrechas ( $\Delta\lambda = 0.10 \mu\text{m}$ ) centrados en 2.30  $\mu\text{m}$  y 2.20  $\mu\text{m}$  para la absorción y el continuo, respectivamente. El índice de CO

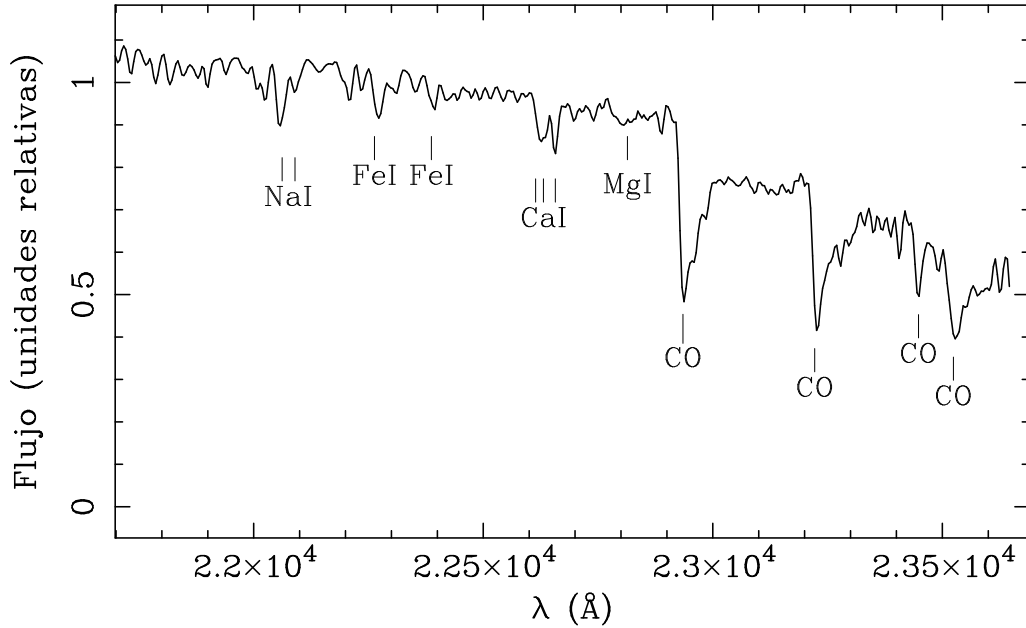


Figura 3.1: Principales características espectrales en la banda K señaladas en el espectro de la estrella HD114961 (M7III) observada en La Palma.

fue definido entonces como la diferencia en magnitudes de los dos filtros relativa a lo obtenido para la estrella  $\alpha$  Lyrae, que se tomaba como referencia. De este modo obtenían una primera medida de la intensidad de la absorción del CO.

Siguiendo con esta idea, Frogel et al. (1978) definieron el índice fotométrico de CO más utilizado ( $\text{CO}_{\text{phot}}$ ), con unos parámetros de filtros ligeramente diferentes a los utilizados por los autores anteriores ( $\Delta\lambda = 0.08 \mu\text{m}$  para el filtro centrado en  $2.36 \mu\text{m}$  y  $\Delta\lambda = 0.11 \mu\text{m}$  para el filtro utilizado para estimar el continuo).

El primer índice espectroscópico para medir la banda de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  fue definido por KH86 como un índice de color según la expresión

$$\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}} = -2.5 \log \text{CO}_{\text{KH}} = -2.5 \log \frac{\mathcal{F}_a}{\mathcal{F}_c}, \quad (3.8)$$

donde  $\text{CO}_{\text{KH}} = \mathcal{F}_a/\mathcal{F}_c$  es la razón entre los flujos integrados en la banda que contiene la línea ( $\lambda\lambda 2.29305 - 2.29832 \mu\text{m}$ ) y el continuo cercano ( $\lambda\lambda 2.28728 - 2.29252 \mu\text{m}$ ), y  $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$  viene expresado en magnitudes. Los límites de las bandas propuestas por estos autores aparecen en la Tabla 3.2.

Posteriormente, Doyon et al. (1994) estudiaron la utilidad del índice fotométrico  $\text{CO}_{\text{phot}}$  propuesto por Frogel et al. (1978) y enumeraron varios problemas a tener en cuenta. Primero, el índice de CO definido de esta forma es muy sensible a la pendiente del espectro entre  $2.20$  y  $2.36 \mu\text{m}$  y por ello esta técnica tiene serias limitaciones al medir la profundidad de la banda de CO en algunos sistemas, como núcleos activos de

galaxias (AGNs) y galaxias con brotes de formación estelar (*starburst*), donde la pendiente del continuo está muy afectada por la extinción y contaminada por fuentes no estelares (como polvo de temperatura entre 600 y 1000 K, y emisión no térmica). Segundo, existe una dependencia del índice con el desplazamiento al rojo debido a que los filtros tienen una longitud de onda determinada. Y tercero, el filtro considerado para obtener el continuo puede estar contaminado por emisión Br $\gamma$ , emisión que es pequeña ( $<0.02$  mag) en galaxias *starburst* y AGNs (porque el continuo de la banda K es relativamente fuerte), pero importante, por ejemplo, en galaxias compactas azules, que presentan un continuo débil.

Por todo ello, Doyon et al. (1994) introdujeron una nueva definición espectroscópica del índice para intentar resolver estos problemas:

$$\text{CO}_{sp} \equiv -2.5 \log \langle R_{2.36} \rangle, \quad (3.9)$$

donde  $\langle R_{2.36} \rangle$  es el valor medio del espectro *rectificado* (normalizado al continuo) entre 2.31 y 2.40  $\mu\text{m}$ . El espectro rectificado se obtiene ajustando a una ley de potencias ( $F_\lambda \propto \lambda^\beta$ ) a zonas del continuo sin características espectrales entre 2.00 y 2.29  $\mu\text{m}$ . Se justifica la elección de una ley de este tipo debido a la aproximación de la ley de Rayleigh-Jeans ( $F_\lambda \propto \lambda^{-4}$ ) del espectro estelar en el infrarrojo. En realidad, tal y como queda explicado por Origlia & Oliva (2000), estos autores miden esta característica espectral en el intervalo 2.31 – 2.40  $\mu\text{m}$  normalizado con el continuo, que es extrapolado desde longitudes de onda menores.

La precisión del nuevo índice medido por Doyon et al. (1994) está limitada por la incertidumbre al ajustar el continuo utilizando una ley de potencias. Cuando el espectro no está afectado por la fuerte absorción debida al H<sub>2</sub>O en 2  $\mu\text{m}$ , esta incertidumbre está limitada esencialmente por la relación señal–ruido (S/N) de los datos. En la práctica, el error debido al exponente del flujo es despreciable ( $<0.01$  mag) si  $S/N < 40$ . Pero si el espectro está afectado por la absorción de H<sub>2</sub>O en 2  $\mu\text{m}$  (ocurre en estrellas de los últimos tipos espectrales, a partir de M5), el error en el índice está dominado por la incertidumbre en el exponente del ajuste del continuo, independientemente de la S/N. En la práctica, el error nunca supera  $\sim 0.05$  mag, que es relativamente pequeño teniendo en cuenta que los valores típicos son de  $\sim 0.3$  para enanas de últimos tipos (Doyon et al., 1994).

Otros autores propusieron medir la absorción producida por el CO en 2.3  $\mu\text{m}$  en función de anchuras equivalentes. Por ejemplo, Lançon & Rocca-Volmerange (1992) definieron el índice de CO siguiendo la ecuación 3.2 como

$$EW = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \frac{1 - F(\lambda)}{A \times B(\lambda)} d\lambda, \quad (3.10)$$

donde  $F(\lambda)$  es el flujo del espectro, y  $\lambda_{\min} = 2.29$   $\mu\text{m}$  y  $\lambda_{\max} = 2.40$   $\mu\text{m}$  son los límites para el cálculo del índice, de manera que se tienen en cuenta todas las bandas de CO en

este intervalo espectral (Tabla 3.1). En este caso, el pseudocontinuo se aproxima por el correspondiente a un cuerpo negro  $B(\lambda)$  para la temperatura de color de la estrella considerada ajustado por el factor de normalización  $A$ .

Por otro lado, Origlia et al. (1993) también propusieron una definición del índice de CO en función de la anchura equivalente

$$W_\lambda = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (1 - f_\lambda) d\lambda, \quad (3.11)$$

donde  $f_\lambda$  es el espectro normalizado a la banda de continuo con los límites definidos por KH86, y los límites donde calcular el índice son  $\lambda_{\min} = 2.2924 \mu\text{m}$  y  $\lambda_{\max} = 2.2977 \mu\text{m}$  (ligeramente diferentes a los límites propuestos por KH86). Con esta definición estimaron que el error cometido en la medida del índice es  $\sim 0.5\text{\AA}$ .

También otros autores, por ejemplo Ramirez et al. (1997) y Förster Schreiber (2000), propusieron sus propias bandas para medir la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  en anchuras equivalentes, sin considerar el uso futuro del índice en situaciones más generales que las proporcionadas por sus datos.

Puxley et al. (1997) propusieron una nueva definición para medir la intensidad de la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  en un primer intento por tener en cuenta el ensanchamiento de las líneas presente en el estudio de galaxias. Después de estudiar diferentes límites de bandas para la medida del índice de CO, Puxley et al. (1997) decidieron extender la banda de absorción de KH86 hasta el final de la banda ( $2.320 \mu\text{m}$ ), y utilizaron tres bandas diferentes donde realizar un ajuste lineal para estimar el continuo. En la Tabla 3.2 aparecen listados los límites de las bandas propuestos por estos autores. Hay que señalar que un índice de este tipo es lo que Cenarro et al. (2001) definieron como índice genérico.

Frogel et al. (2001) también propusieron una definición del índice al estilo de los índices genéricos ( $I_{\text{Frogel}}$ , medido en anchuras equivalentes). En este caso, el nivel del continuo es medido a partir de cuatro bandas independientes en el lado azul de la primera banda de CO observada. La banda de absorción es de nuevo comparable a la de KH86, y en cualquier caso más estrecha que la considerada por Puxley et al. (1997) (ver límites de las bandas en la Tabla 3.2). Este índice ha sido utilizado posteriormente en el estudio de galaxias elípticas en el cúmulo de Fornax (Silva et al., 2008).

Más recientemente, Riffel et al. (2007) han medido la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  de nuevo como una anchura equivalente entre  $\lambda\lambda 2.2860 - 2.3100 \mu\text{m}$ . En este caso, el nivel de continuo es obtenido ajustando polinomios suaves sobre puntos libres de emisión y/o absorción en el intervalo  $\lambda\lambda 2.2350 - 2.3690 \mu\text{m}$ , mucho más ancho que en cualquier definición anterior y que incluye la zona más roja del espectro, donde las diferentes bandas de CO tienen mucha importancia. El principal problema de esta definición es que el cálculo del pseudo-continuo depende de la elección de las zonas donde hacer el ajuste, en especial

en la zona más roja, de manera que las medidas realizadas por diferentes autores pueden diferir debido a dicha elección subjetiva.

### Conversiones entre índices

Como ya hemos visto, el índice espectroscópico de CO ha sido definido en multitud de ocasiones, aunque en realidad todas ellas parten la definición de bandas inicial de KH86, presentando variaciones en las bandas elegidas para el continuo y la absorción, y la forma de medir la intensidad de la absorción (como magnitudes o anchuras equivalentes). Sin embargo, sólo Puxley et al. (1997) intentaron mejorar la definición del índice para utilizarlos en el estudio de galaxias. Por ello, aunque los límites de las bandas sean aproximadamente los mismos, la correspondencia entre los índices propuestos por los diferentes autores no siempre es evidente. Mayya (1997) realizó una revisión de las definiciones propuestas para el índice hasta la fecha y presentó la relación entre el índice fotométrico propuesto por Frogel et al. (1978) ( $CO_{\text{phot}}$ ) y el dado por Doyon et al. (1994) ( $CO_{\text{sp}}$ )

$$CO_{\text{sp}} = CO_{\text{ph}} - 0.02. \quad (3.12)$$

Puxley et al. (1997) publicaron las transformaciones para obtener el valor de su índice  $I_{\text{Puxley}}$  a partir de los índices fotométrico ( $CO_{\text{phot}}$ ) de Frogel et al. (1978),

$$I_{\text{Puxley}} = -16.9 \times 10^{-0.58 CO_{\text{phot}}} + 16.8, \quad (3.13)$$

y del índice espectroscópico ( $CO_{\text{sp}}$ ) definido por Doyon et al. (1994)

$$I_{\text{Puxley}} = -16.6 \times 10^{-0.40 CO_{\text{sp}}} + 16.8. \quad (3.14)$$

Origlia & Oliva (2000) revisaron de nuevo las definiciones anteriores y dieron la relación entre el índice de KH86  $CO_{\text{KH}}^{\text{mag}}$  en magnitudes y en anchuras equivalentes (relación inversa a la presentada por Puxley et al. (1997) explicada anteriormente)

$$CO_{\text{KH}}^{\text{mag}} = -2.5 \log \left( 1 - \frac{W_{\lambda}(2.29)}{53 \text{Å}} \right), \quad (3.15)$$

donde  $W_{\lambda}(2.29)$  es la anchura equivalente del índice definido por KH86.

Los mismos autores obtuvieron una relación empírica entre el índice fotométrico  $CO_{\text{phot}}$  de Frogel et al. (1978) y el espectroscópico  $CO_{\text{KH}}^{\text{mag}}$  de KH86

$$CO_{\text{phot}} \cong 0.57(CO_{\text{KH}}^{\text{mag}} - 0.01), \quad (3.16)$$

obtenida utilizando observaciones de estrellas gigantes rojas. Esta relación no es en principio evidente, ya que las medidas del índice utilizadas en el ajuste están realizadas según diferentes definiciones que presentan distinto comportamiento frente a los parámetros estelares.

Tabla 3.2: Definiciones para el índice de CO espectroscópico:  $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$  (KH86),  $I_{\text{Puxley}}$  (Puxley et al., 1997),  $I_{\text{Frogel}}$  (Frogel et al., 2001) y  $D_{\text{CO}}$  (este trabajo). Las longitudes de onda están en vacío.

Índice	Continuo ( $\mu\text{m}$ )	Absorción ( $\mu\text{m}$ )	Comentarios
$\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$	2.2873 – 2.2925	2.2931 – 2.2983	Índice de color
$I_{\text{Puxley}}$	2.2530 – 2.2610 2.2700 – 2.2780 2.2850 – 2.2910	2.2931 – 2.3200	Índice genérico
$I_{\text{Frogel}}$	2.2300 – 2.2370 2.2420 – 2.2580 2.2680 – 2.2790 2.2840 – 2.2910	2.2910 – 2.3020	Índice genérico
$D_{\text{CO}}$	2.2460 – 2.2550 2.2710 – 2.2770	2.2880 – 2.3010	Discontinuidad genérica

Por último, Frogel et al. (2001) derivaron una relación empírica entre su índice  $I_{\text{Frogel}}$  y el índice fotométrico  $\text{CO}_{\text{phot}}$  definido por Frogel et al. (1978), utilizando para ello las estrellas gigantes en cúmulos globulares de su estudio (eliminando aquellas con una desviación superior a  $2\sigma$ ):

$$I_{\text{Frogel}}(\text{\AA}) = 3.12(\pm 0.51) + 84.4(\pm 3.8) \times \text{CO}_{\text{phot}}, \quad r^2 = 0.96. \quad (3.17)$$

### 3.4. Nueva definición para el índice de CO

Aunque el número de diferentes definiciones para medir el índice de CO es elevado, sólo la definición propuesta por Puxley et al. (1997) (basada en la definición previa de KH86) fue elegida teniendo en cuenta las variaciones del índice con la velocidad radial y la dispersión de velocidades, ya que ambos parámetros son importantes en el estudio de galaxias. Por ello, en este trabajo hemos estudiado la posibilidad de encontrar una definición para la medida del índice de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  que mejore las existentes hasta el momento de manera que sea menos sensible a bajas S/N, degradación debido a resolución espectral y/o dispersión de velocidades, y a errores en calibración en longitud de onda (o errores en velocidad radial), así como a errores en calibración en flujo (relativa).

Después de explorar diferentes posibilidades, proponemos utilizar una nueva definición de índice, la *discontinuidad genérica*, definida como la razón entre los flujos



promedios en unas bandas dadas de continuo y absorción

$$D_{\text{generica}} \equiv \frac{\frac{\sum_{i=1}^{n_c} \int_{\lambda_{c,i_1}}^{\lambda_{c,i_2}} F_{c,i}(\lambda) d\lambda}{\sum_{i=1}^{n_c} (\lambda_{c,i_2} - \lambda_{c,i_1})}}{\frac{\sum_{i=1}^{n_a} \int_{\lambda_{a,i_1}}^{\lambda_{a,i_2}} F_{a,i}(\lambda) d\lambda}{\sum_{i=1}^{n_a} (\lambda_{a,i_2} - \lambda_{a,i_1})}} \quad (3.18)$$

donde  $D_{\text{generica}}$  es la discontinuidad genérica, y  $F_{a,i}(\lambda)$  y  $F_{c,i}(\lambda)$  son el flujo en las  $n_a$  bandas de absorción y  $n_c$  bandas de continuo, respectivamente. Por último,  $\lambda_{x,i_1}$  y  $\lambda_{x,i_2}$  son los límites inferior y superior, en longitud de onda, de la  $i$ -ésima banda  $x$  (donde  $x$  es  $a$  o  $c$ ). Esta nueva definición es una generalización del índice B4000 definido por Gorgas et al. (1999), considerando más de una banda para las regiones de continuo y absorción.

En este trabajo proponemos medir la absorción en 2.3  $\mu\text{m}$  como una discontinuidad genérica,  $D_{\text{CO}}$ , utilizando dos bandas para definir el continuo ( $n_c = 2$ ) y una banda para la absorción ( $n_a = 1$ ). Los límites de estas bandas aparecen listados en la Tabla 3.2 y representados en la Figura 3.2. Los límites de estas bandas y su localización han sido elegidos teniendo en cuenta varios factores. En primer lugar, para la elección de las bandas de continuo hemos eludido las líneas de Ca I y Mg I, tratando de no extender las bandas demasiado hacia el azul para evitar de esta manera posibles efectos sistemáticos debidos a la calibración en flujo que aparecen en índices que abarcan zonas más amplias del espectro. En el caso de la banda de absorción, elegimos una única banda igual que en definiciones previas, ya que es suficiente para abarcar la primera cabeza de banda en 2.3  $\mu\text{m}$ . Las bandas consideradas en la definición de este nuevo índice han sido elegidas para obtener un índice más estable especialmente frente a dispersión de velocidades (es decir, resolución espectral) e incertidumbres en velocidad radial.

Respecto al cálculo de la incertidumbre asociada a la discontinuidad genérica definida en la Eq. 3.18, siguiendo el procedimiento explicado en Cardiel et al. (1998), la varianza esperada del la discontinuidad genérica puede ser expresada como

$$\sigma^2[D_{\text{generica}}] = \frac{\mathcal{F}_c^2 \sigma_{\mathcal{F}_a}^2 + \mathcal{F}_a^2 \sigma_{\mathcal{F}_c}^2}{\mathcal{F}_a^4}, \quad (3.19)$$

donde  $\mathcal{F}_x$  es el flujo total por unidad de longitud de onda en la zona de continuo ( $x = c$ ) y absorción ( $x = a$ ), determinada por la suma del flujo en todas las bandas correspondien-

tes, es decir,

$$\mathcal{F}_x \equiv \Theta \frac{\sum_{i=1}^{n_x} \sum_{k=1}^{N_{\text{pixeles}}^i} F_{x,i}(\lambda_k)}{\sum_{i=1}^{n_x} (\lambda_{x,i_2} - \lambda_{x,i_1})}, \quad (3.20)$$

siendo  $n_x$  el número de bandas en la región de continuo o de absorción,  $\Theta$  es la dispersión lineal (en Å/píxel),  $N_{\text{pixeles}}^i$  es el número de píxeles cubiertos por la banda  $i$ -ésima de la región  $x$  (con  $x$  igual a  $c$  o  $a$ ), y  $\lambda_k$  es la longitud de onda central del píxel  $k$ -ésimo. La varianza en estos flujos totales es simplemente calculada como la suma cuadrática de las varianzas individuales en cada píxel, es decir,

$$\sigma_{\mathcal{F}_x}^2 = \Theta^2 \frac{\sum_{i=1}^{n_x} \sum_{k=1}^{N_{\text{pixels}}^i} \sigma_{F_{x,i}}^2(\lambda_k)}{\left[ \sum_{i=1}^{n_x} (\lambda_{x,i_2} - \lambda_{x,i_1}) \right]^2}, \quad (3.21)$$

donde, en particular,  $\sigma_{F_{x,i}}^2(\lambda_k)$  es la varianza correspondiente al error aleatorio en el  $k$ -ésimo píxel. Es importante señalar que en estas expresiones estamos asumiendo que los errores aleatorios en cada píxel no están correlacionados.

### 3.5. Estudio de la idoneidad de los diferentes índices

Como ya hemos visto en § 3.3, diferentes autores han presentado definiciones distintas para medir la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$ . En esta sección estudiamos la sensibilidad de los índices espectroscópicos definidos por KH86 ( $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$ ), Puxley et al. (1997) ( $I_{\text{Puxley}}$ ) y Frogel et al. (2001) ( $I_{\text{Frogel}}$ ), y el nuevo índice  $D_{\text{CO}}$ , a la dispersión de velocidades (o resolución espectral), la calibración en longitud de onda (velocidad radial), la calibración en flujo relativo y a la relación señal-ruido (S/N). También estudiamos un quinto índice,  $D_{\text{Frogel}}$ , que definimos en este trabajo como una discontinuidad genérica utilizando las mismas bandas propuestas por Frogel et al. (2001). En la Figura 3.2 mostramos las bandas para estas definiciones, cuyos límites en longitud de onda aparecen listados en la Tabla 3.2.

Para este estudio, seleccionamos de la biblioteca de alta resolución de Wallace & Hinkle (1996) ( $0.54 \text{ \AA FWHM}$ ) tres estrellas de similar tipo espectral (M2–5, elegidas porque presentan importantes absorciones de CO) y diferente clase de luminosidad (supergigante, gigante y enana), de manera que podamos estudiar si existen diferencias en el comportamiento de los índices dependiendo de la clase de luminosidad de las estrellas.

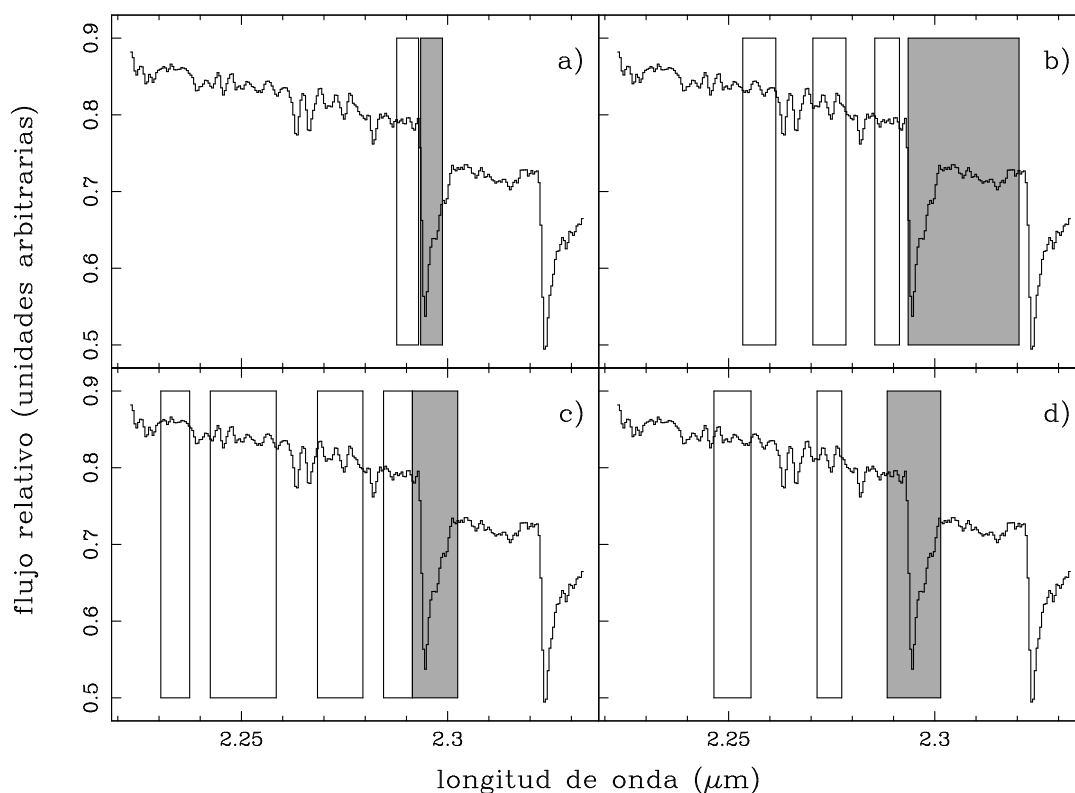


Figura 3.2: Límites de las bandas en las diferentes definiciones propuestas por: a) KH86; b) Puxley et al. (1997); c) Frogel et al. (2001); d) Nuevo índice propuesto en este trabajo. Las bandas de absorción (grises) y continuo (transparentes) para cada definición del índice aparecen superpuestas al espectro de la estrella HD137704.

### 3.5.1. Resolución espectral y ensanchamiento por dispersión de velocidades

Para estudiar la sensibilidad de los diferentes índices a la resolución espectral o al ensanchamiento por dispersión de velocidades ( $\sigma$ ), ensanchamos el espectro de las estrellas seleccionadas desde su resolución inicial  $\sigma_0 = 3 \text{ km/s}$  hasta  $\sigma = 400 \text{ km/s}$  (en pasos de  $10 \text{ km/s}$ ). A continuación, medimos los diferentes índices en los espectros ensanchados y calculamos la razón entre el índice ( $I$ ) medido en el espectro ensanchado a una  $\sigma$  determinada y el índice ( $I_0$ ) medido en el espectro original. La Figura 3.3 (columna izquierda) muestra este cociente en función de la dispersión de velocidades para los índices de estudio. Como se puede ver fácilmente, las dos discontinuidades genéricas ( $D_{\text{Frogel}}$  y  $D_{\text{CO}}$ ) son claramente las menos sensibles al ensanchamiento por dispersión de velocidades.

### 3.5.2. Calibración en longitud de onda y velocidad radial

Es posible que aparezcan errores en la calibración en longitud de onda incluso después de una cuidadosa reducción de los datos o debido a una estimación imprecisa de

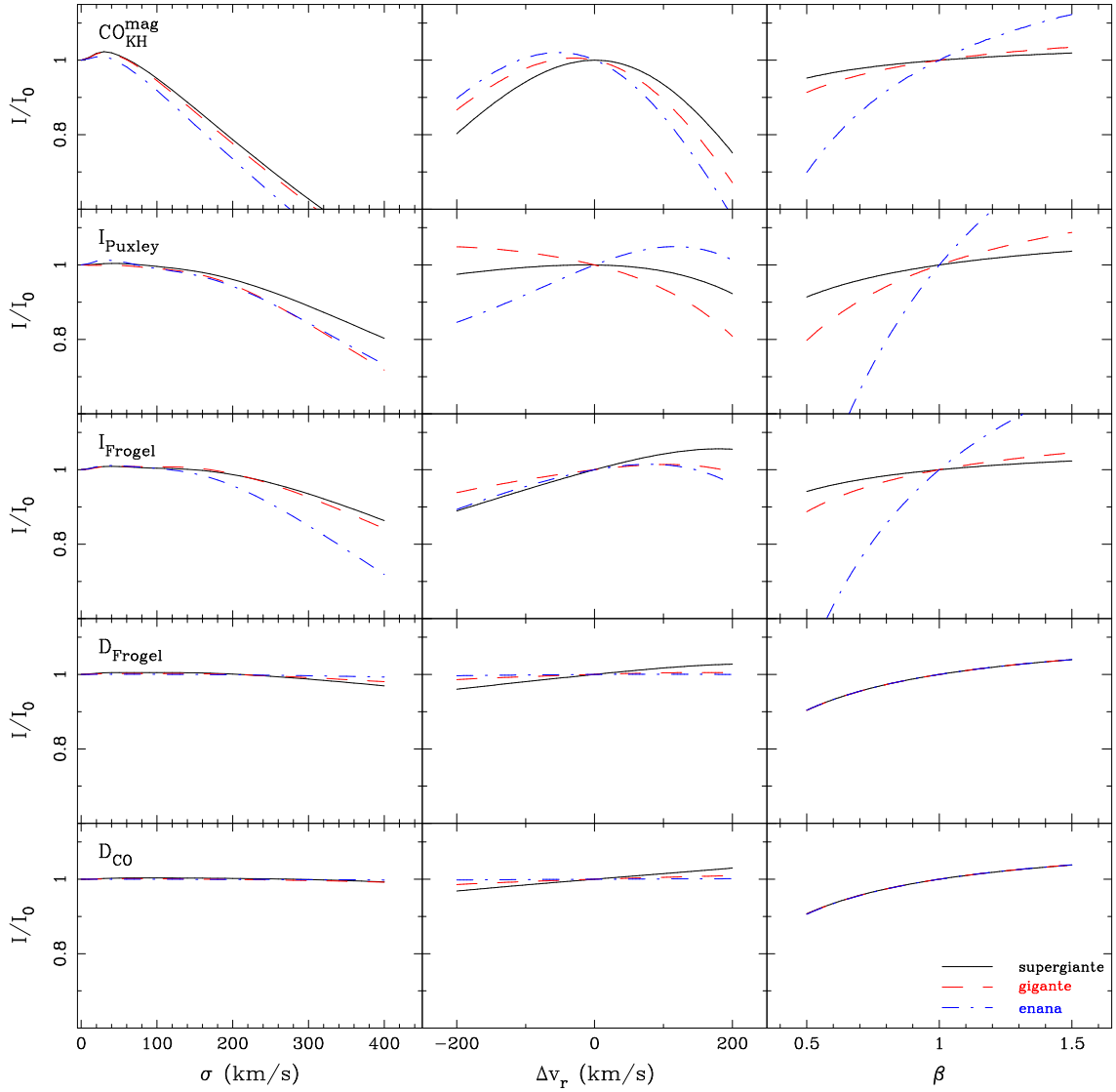


Figura 3.3: Estudio de la sensibilidad de los índices  $CO_{KH}^{mag}$ ,  $I_{Puxley}$ ,  $I_{Frogel}$ ,  $D_{Frogel}$ , y  $D_{CO}$  (de arriba a abajo) a diferentes efectos. *Columna izquierda:* razón entre el índice I medido en los espectros seleccionados ensanchados a una  $\sigma$  dada y el índice  $I_0$  medido en los espectros iniciales ( $\sigma_0 = 3$  km/s, correspondiente a la resolución de la biblioteca estelar de Wallace & Hinkle (1996)), en función de la dispersión de velocidades  $\sigma$ . *Columna central:* razón entre el índice I medido sobre los espectros desplazados una velocidad radial  $v_r$  y el índice  $I_0$  medido en el espectro original ( $v_r=0$  km/s), en función de los desplazamientos en velocidad radial  $v_r$ . *Columna derecha:* razón entre el índice I medido en el espectro de las estrellas seleccionadas después de haber sido multiplicados por un espectro curvado parametrizado por  $\beta$  (ver § 3.5.3) y el índice  $I_0$  medido sobre el espectro original, en función del parámetro de curvatura  $\beta$ . Los diferentes trazos de las líneas indican los tres tipos de estrellas que estamos considerando en el estudio, como se indica en la esquina inferior derecha de la figura.

la velocidad radial ( $v_r$ ) del objeto en estudio. Por ello, es importante definir índices que sean lo menos sensible posible a este tipo de incertidumbres. Para cuantificar este efecto, desplazamos los espectros de las estrellas seleccionadas entre  $-200$  y  $+200$  km/s en pasos de 4 km/s y medimos en cada uno de ellos los índices según las definiciones de estudio y representamos en la Figura 3.3 (columna central) la razón entre el índice  $I$  medido en el espectro desplazado una velocidad  $v_r$  y el índice  $I_0$  medido en el espectro original ( $v_r = 0$  km/s) en función de la velocidad radial  $v_r$  para los diferentes tipos de estrellas. Como se puede ver, los índices  $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$ ,  $I_{\text{Puxley}}$  y  $I_{\text{Frogel}}$  son muy sensibles a este tipo de incertidumbres, mientras que  $D_{\text{Frogel}}$  y  $D_{\text{CO}}$  son más robustos a este efecto.

### 3.5.3. Calibración en flujo

Hay dos métodos que se emplean comúnmente para calibrar en flujo (relativo) los espectros estelares en el infrarrojo. Uno de ellos consiste en observar durante la noche estrellas de tipo Vega a diferentes masas de aire. Este método ha sido aplicado en la reducción de la biblioteca estelar presentada en este trabajo (§ 2.4.7).

Un método alternativo consiste en observar una estrella de tipo solar cerca de la estrella que va a ser calibrada. La estrella de tipo solar es reducida del mismo modo que el resto de espectros, dividiendo al final su espectro por el espectro solar (Livingston & Wallace, 1991) degradado a la misma resolución que la estrella problema. De esta manera, obtenemos un espectro con la información de la curva de respuesta y las líneas telúricas al mismo tiempo. Este espectro es entonces rectificado por el cociente entre los espectros del cuerpo negro a la temperatura del Sol y a la temperatura correspondiente a la estrella utilizada en la calibración, recuperando de esta manera el continuo correcto del espectro de corrección. Este espectro es el que se utiliza para calibrar en flujo (relativo) y corregir las líneas telúricas de las estrellas. La principal ventaja de este método es la facilidad de encontrar estrellas de tipo solar para cada observación.

Independientemente del método elegido, es necesario conocer espectros teóricos para recuperar la forma real del continuo e implica el conocimiento de las temperaturas utilizadas en la calibración. Por ello hemos estudiado el impacto de un error en la estimación de las temperaturas de las estrellas de calibración durante la calibración en flujo. Para analizar este impacto cuando se utilizan estrellas de tipo solar en la calibración, hemos calculado el espectro de un cuerpo negro en el intervalo  $5600 \leq T_{\text{eff}} \leq 6300$  K, calculando la razón entre estos espectros y el espectro del cuerpo negro a temperatura solar. Para estudiar este efecto en el caso de que consideremos estrellas de tipo Vega en la calibración, hemos analizado las diferencias entre el espectro teórico de Vega ( $T_{\text{eff}} \sim 9400$  K) y la temperatura real de las estrellas de tipo Vega (de 8400 a 14400 K en nuestro estudio). En ambos casos encontramos diferencias despreciables en la medidas de los índices al introducir cambios en el continuo producidos por diferencias en las temperaturas de las estrellas de calibración.

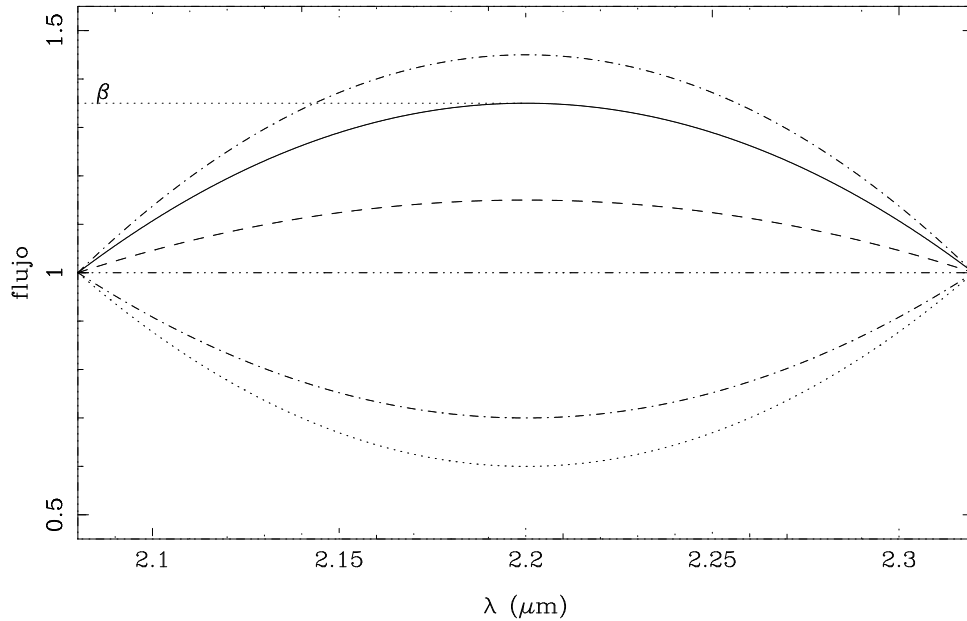


Figura 3.4: Ejemplos de los espectros curvados utilizados en el estudio de la sensibilidad de los diferentes índices a una curvatura errónea del espectro. El parámetro  $\beta$  determina la distancia al máximo/mínimo en el centro del espectro (señalado aquí para el polinomio correspondiente al trazo de línea continua).

Para finalizar el estudio de la sensibilidad de los índices a posibles errores en la calibración en flujo, consideramos la posibilidad de que el espectro de la estrella esté afectado por una estructura de baja frecuencia que como resultado produzca una curvatura errónea en el espectro. Ésta es una típica fuente de error sistemático que debemos tener en cuenta. Para estimar, en primera aproximación, el efecto de un error de este tipo, modificamos artificialmente la forma del continuo del espectro original multiplicándolo por un polinomio de segundo orden. Este polinomio fue calculado a partir de tres puntos fijos: los extremos del intervalo de longitud de onda de cada espectro (donde el polinomio era forzado a ser igual a 1), y un tercer punto en el centro del intervalo espectral (donde el valor del polinomio dependía del valor de un parámetro variable  $\beta$  con valores entre 0.5 y 1.5). En la Figura 3.4 mostramos diferentes ejemplos de estos polinomios para distintos valores de  $\beta$ . Es importante señalar que de esta manera estudiamos únicamente el efecto de un error de una estructura de baja frecuencia en la calibración en flujo.

En la Figura 3.3 (columna derecha) presentamos la razón entre el índice medido en el espectro estelar multiplicado por el polinomio para un valor dado de  $\beta$ ,  $I$ , y el índice medido sobre el espectro original, es decir,  $I_0$  para  $\beta = 1$  (sin curvatura adicional), en función del parámetro  $\beta$ . La sensibilidad de cada definición al parámetro  $\beta$  depende, como cabía esperar, de la posición y tamaño de las bandas, de la forma de calcular el pseudo-continuo en cada definición, y del valor absoluto del índice. Por estas razones,  $CO_{KH}^{mag}$ ,  $I_{Puxley}$  y  $I_{Frogel}$  son los más sensibles a un error en la curva de respuesta. En particular,  $CO_{KH}^{mag}$  depende fuertemente de la intensidad de la absorción del CO, es decir,

del valor del índice. Por otro lado,  $I_{\text{Puxley}}$  y  $I_{\text{Frogel}}$ , definidos como índices genéricos, extrapolan el valor del continuo hasta la banda de absorción, de manera que propagan del mismo modo la curvatura errónea. Por último, las discontinuidades genéricas  $D_{\text{Frogel}}$  y  $D_{\text{CO}}$ , son calculadas como el cociente del flujo promedio en las bandas de absorción y continuo independientemente, y por ello son más estables frente a un error de este tipo, no mostrando, además, diferencias entre los distintos tipos de estrellas.

### 3.5.4. Relación señal-ruido (S/N)

Un importante aspecto a tener en cuenta en la definición de un nuevo índice es la dependencia del error relativo de las medidas con la S/N. En este sentido, la finalidad es encontrar una definición del índice que produzca los errores relativos más bajos al ser medido en espectros de baja S/N. Por esta razón, hemos estudiado el comportamiento de los errores relativos medidos con las definiciones que estamos considerando en este estudio en función de la S/N. Para ello, hemos simulado, a partir de uno de los espectros estelares que hemos estado utilizando hasta ahora, un conjunto de cien espectros (y sus errores asociados) con valores aleatorios de la S/N en el intervalo 1.0–100.0. Para esta tarea hemos utilizado el programa `indexf`<sup>1</sup> (Cardiel, 2007), creado para medir índices de líneas (y sus correspondientes errores) y que como una de sus múltiples opciones permite realizar este tipo de simulaciones. En la Figura 3.5 comparamos los resultados obtenidos para una estrella gigante (son los mismos para las estrellas gigante y enana). Los errores relativos en todas las definiciones siguen

$$\varepsilon_r = \frac{c}{S/N}, \quad (3.22)$$

donde  $c$  es una constante que depende de cada índice. Este resultado ya ha sido comprobado para índices atómicos y moleculares (Cardiel et al., 1998), y para índices genéricos (Cenarro et al., 2001). Como se puede comprobar en la Figura 3.5, también las discontinuidades genéricas cumplen dicha expresión. Considerando la ecuación 3.22, es evidente que, para una S/N dada, el menor error relativo corresponderá al índice cuya constante  $c$  sea menor. En la Tabla 3.3 listamos estos valores para los cinco índices en estudio. A partir de estos números y los datos representados en la Figura 3.5, está claro que  $D_{\text{CO}}$  es comparable a  $D_{\text{Frogel}}$ , mientras que  $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$ ,  $I_{\text{Puxley}}$  y  $I_{\text{Frogel}}$  producen mayores errores relativos para una S/N dada.

### 3.5.5. Conclusión: mejor definición para el índice de CO

Una vez estudiado el comportamiento de las diferentes definiciones para medir el índice de CO frente a los parámetros más relevantes en las secciones anteriores, podemos concluir que la nueva definición propuesta en este trabajo,  $D_{\text{CO}}$ , es la más adecuada.

<sup>1</sup><http://www.ucm.es/info/Astrof/software/indexf/>

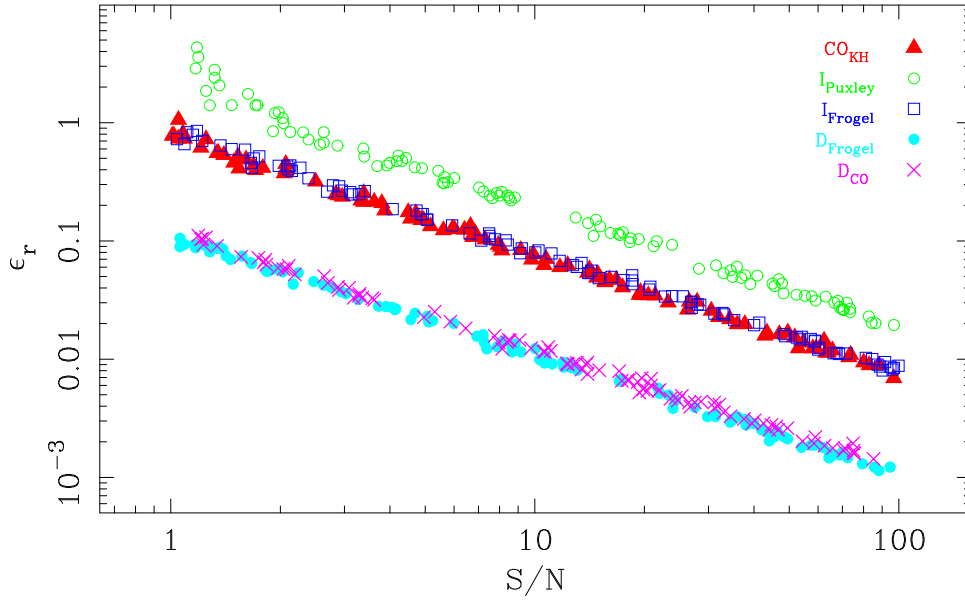


Figura 3.5: Ejemplo del estudio de la dependencia del error relativo en la medida de la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  utilizando diferentes definiciones del índice de CO con la  $S/N$ . Representamos los errores relativos frente a la  $S/N$  (en escala logarítmica) medidos sobre los espectros simulados a partir de una estrella gigante (explicación en § 3.5.4). Los resultados son independientes del tipo de estrella. Los distintos símbolos indican diferentes definiciones para el índice de CO, como se indica en la leyenda.

Tabla 3.3: Valores de la constante  $c$  de la ecuación 3.22 para las diferentes definiciones analizadas en § 3.5.

Índice	$c$
$CO_{KH}^{\text{mag}}$	0.7537
$I_{Puxley}$	2.0258
$I_{Frogel}$	0.8123
$D_{Frogel}$	0.1075
$D_{CO}$	0.1198



Por un lado,  $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$ ,  $I_{\text{Puxley}}$  y  $I_{\text{Frogel}}$  son demasiado sensibles a la resolución espectral y a errores de calibración en longitud de onda y estimación de velocidad radial. Estas tres definiciones son también muy sensibles a incertidumbres en el sistema espectrofotométrico producidas por estructuras de baja frecuencia (es decir, a errores en la calibración en flujo).

Cuando incluimos en la comparación el comportamiento de los errores relativos medidos según las diferentes definiciones con la S/N, es claro que las dos discontinuidades genéricas,  $D_{\text{CO}}$  y  $D_{\text{Frogel}}$ , son las dos definiciones mejores. Ya que la utilización de discontinuidades genéricas para medir la absorción de CO en 2.3 μm es introducida por primera vez en este trabajo, y considerando que  $D_{\text{CO}}$  es prácticamente insensible a variaciones de resolución espectral (o ensanchamiento por dispersión de velocidades) hasta  $\sim 400$  km/s, proponemos el uso de la nueva definición para el índice,  $D_{\text{CO}}$ , especialmente para el análisis futuro de espectros integrados.

### 3.6. Conversiones entre los diferentes sistemas de índices

Tal y como hemos visto en las secciones anteriores, hay diferentes definiciones que han sido utilizadas hasta el momento para medir la absorción de CO en 2.3 μm. En esta sección damos las expresiones necesarias para transformar al nuevo índice  $D_{\text{CO}}$  los índices que han utilizado otros autores. Para ello, hemos medido los índices en la submuestra de estrellas observada en La Palma ( $3200 \leq T_{\text{eff}} \leq 9625$  K,  $0.00 \leq \log g \leq 5.00$ ,  $-1.73 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0.36$ ). Las calibraciones han sido calculadas con ajustes por mínimos cuadrados a estas medidas. Estos ajustes son perfectamente compatibles con las medidas de los índices sobre los espectros de las bibliotecas estelares de KH86 y Wallace & Hinkle (1997), una vez transformados al mismo sistema espectrofotométrico. Únicamente tres estrellas de Wallace & Hinkle (1997) se desvían más de  $3\sigma$  de la relación de ajuste debido a problemas en el continuo y en la corrección de líneas telúricas de dichos espectros. En la Figura 3.6 se muestran los datos y los ajustes obtenidos para cada caso y, a continuación, se dan las expresiones correspondientes a cada índice.

La conversión entre el índice definido por KH86  $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$ , y el nuevo índice  $D_{\text{CO}}$  viene dada por la expresión

$$D_{\text{CO}} = 1.0407 (\pm 0.0021) + 0.2317 (\pm 0.0035) \text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}, \quad (3.23)$$

con  $r^2 = 0.9863$ .

La expresión para calcular  $D_{\text{CO}}$  a partir del índice definido por Frogel et al. (2001) es

$$D_{\text{CO}} = 1.0507 (\pm 0.0031) + 0.0077 (\pm 0.0005) I_{\text{Frogel}} + 0.00007 (\pm 0.00002) I_{\text{Frogel}}^2, \quad (3.24)$$

Tabla 3.4: Coeficientes de las transformaciones para convertir los índices de CO listados en la tabla en el nuevo índice de CO utilizando la expresión  $D_{\text{CO}} = a + b I + c I^2$ , y coeficiente de determinación  $r^2$  obtenido en cada caso.

Índice	$a$	$b$	$c$	$r^2$
$\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$	1.0407 $\pm 0.0021$	0.2317 $\pm 0.0035$	– –	0.9863
$\text{CO}_{\text{KH}}$	2.1119 $\pm 0.0724$	–1.6205 $\pm 0.1772$	0.5521 $\pm 0.1071$	0.9867
$I_{\text{Puxley}}$	1.0488 $\pm 0.0033$	0.0051 $\pm 0.0001$	– –	0.9629
$I_{\text{Frogel}}$	1.0507 $\pm 0.0031$	0.0077 $\pm 0.0005$	0.00007 $\pm 0.00002$	0.9802

con  $r^2 = 0.9802$ , donde  $I_{\text{Frogel}}$  es medido como una anchura equivalente ( $\text{\AA}$ ).

La expresión para calcular el índice  $D_{\text{CO}}$  a partir de  $I_{\text{Puxley}}$ , también medido como una anchura equivalente, es

$$D_{\text{CO}} = 1.0488 (\pm 0.0033) + 0.0051 (\pm 0.0001) I_{\text{Puxley}} \quad (3.25)$$

con  $r^2 = 0.9629$ .

Finalmente, hemos calculado la conversión entre el cociente  $\text{CO}_{\text{KH}}$  (no confundir con  $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{mag}}$ ; ver ecuación 3.8) y el nuevo índice de CO

$$D_{\text{CO}} = 2.1119 (\pm 0.0724) - 1.6205 (\pm 0.1772) \text{CO}_{\text{KH}} + 0.5521 (\pm 0.1071) \text{CO}_{\text{KH}}^2 \quad (3.26)$$

con  $r^2 = 0.9867$ . Esta última transformación será utilizada en el Capítulo 4 para medir la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  en las estrellas de la biblioteca estelar.

Todas las conversiones anteriores están resumidas en la Tabla 3.4, donde se indican los coeficientes  $a, b, c$  para la transformación de cada uno de los índices de CO mencionados,  $I$ , en el nuevo índice  $D_{\text{CO}}$  siguiendo la expresión  $D_{\text{CO}} = a + b I + c I^2$ .

### 3.7. Resumen

En este capítulo hemos definido un nuevo tipo de índice, la *discontinuidad genérica*, que es la generalización de índices del tipo B4000 considerando diferentes bandas donde estimar el pseudo-continuo y la absorción de las características espectrales. Utilizando este nuevo concepto, hemos definido el índice  $D_{\text{CO}}$  para medir la banda de absorción

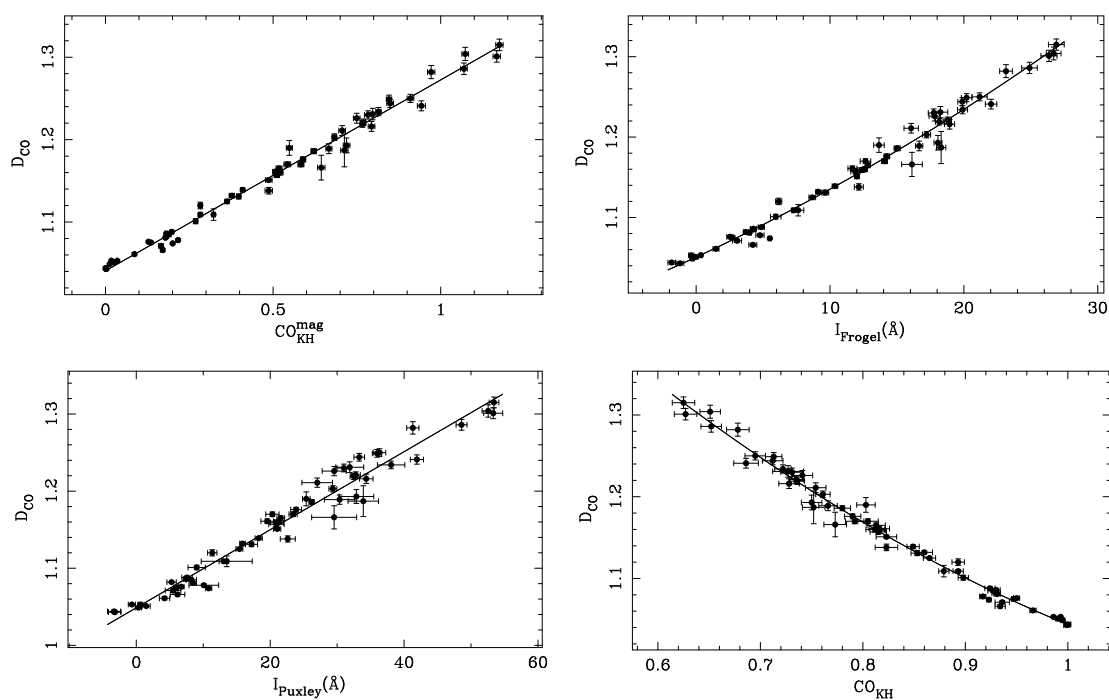


Figura 3.6: Comparación entre medidas de la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  sobre la submuestra de estrellas observadas en La Palma utilizando diferentes definiciones. Los paneles muestran la transformación entre el nuevo índice  $D_{CO}$  y  $CO_{KH}^{mag}$ ,  $I_{Frogel}$ ,  $I_{Puxley}$  y  $CO_{KH}$  (de arriba a abajo, y de izquierda a derecha). Las líneas representan los ajustes por mínimos cuadrados y se corresponden con las transformaciones dadas en las ecuaciones 3.23–3.26.

en  $2.3 \mu\text{m}$ . Por primera vez se ha estudiado detalladamente el comportamiento de los diferentes índices propuestos para medir la intensidad del CO frente a la dispersión de velocidades, errores en calibración en longitud de onda y estimación de velocidad radial, calibración en flujo, y señal-ruido de los espectros. Se ha comprobado que el índice  $D_{\text{CO}}$  es prácticamente insensible a la dispersión de velocidades y es más robusto frente a errores en calibración en longitud de onda y calibración en flujo que índices medidos según definiciones previas. Por último, presentamos las expresiones necesarias para convertir las medidas de la absorción del CO según otras definiciones y el nuevo índice  $D_{\text{CO}}$ .

Esta nueva definición será utilizada para medir la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  sobre los espectros de la biblioteca estelar presentada en el capítulo anterior y calcular las funciones empíricas de ajuste que describan el comportamiento de dicha absorción con los parámetros atmosféricos estelares (Capítulo 5), funciones que serán implementadas en los modelos de síntesis evolutiva del Dr. A. Vazdekis. Por último, utilizaremos el índice  $D_{\text{CO}}$  medido en una muestra de galaxias de primeros tipos (Capítulo 6) para analizar su poblaciones estelares (Capítulo 7).



## Capítulo 4

# Medida de la absorción del CO en $2.3 \mu\text{m}$ en la biblioteca estelar

---

En este capítulo explicamos detalladamente el procedimiento realizado para la calibración empírica de los índices medidos en la nueva biblioteca estelar, utilizando para ello tanto las medidas en las estrellas observadas en Calar Alto como en las observadas en La Palma. Junto con la medida del índice se hace un estudio detallado de los errores que hay que tener en cuenta para la determinación de las incertidumbres asociadas.

### 4.1. Medidas de la absorción de CO en $2.3 \mu\text{m}$

Al comparar de manera detallada el continuo en los espectros de las estrellas observadas en Calar Alto con los espectros de la biblioteca estelar de KH86, encontramos problemas en la calibración en flujo de los espectros tomados en Calar Alto. La forma del continuo de estos espectros presenta una falsa estructura de alta frecuencia no reproducible superpuesta al continuo real, que afecta no sólo la forma del continuo sino también las medidas finales de la absorción producida por el CO (ejemplo en la Figura 4.1). A pesar de la cuidadosa reducción de los datos (ver § 2.4), no fue posible identificar y corregir esta fuente adicional de error. Por ello, para poder realizar al menos una calibración empírica del índice de CO medido en los espectros obtenidos en Calar Alto, observamos de nuevo en La Palma una submuestra de la biblioteca estelar que utilizaremos para corregir los datos de Calar Alto.

Esta extraña forma del continuo en los espectros observados en Calar Alto tiene un gran impacto en las medidas del nuevo índice  $D_{\text{CO}}$ , ya que las bandas que lo definen abarcan un intervalo espectral más o menos amplio. Afortunadamente, no ocurre lo mismo con el índice  $\text{CO}_{\text{KH}}$  (presentado en § 3.3), ya que las bandas de absorción y el continuo están muy cerca en esta definición (como ya vimos, son las mismas bandas de KH86, representadas en la Figura 3.2). Por esta razón, decidimos medir el índice  $\text{CO}_{\text{KH}}$  en las estrellas de Calar Alto re-observadas en La Palma (remuestreando los espectros a la resolución de los espectros de La Palma), y calcular las correcciones de los espectros de Calar Alto en este sistema. Por último, aplicamos la transformación de la ecuación 3.26 para obtener el nuevo índice  $D_{\text{CO}}$  a partir de  $\text{CO}_{\text{KH}}$ .

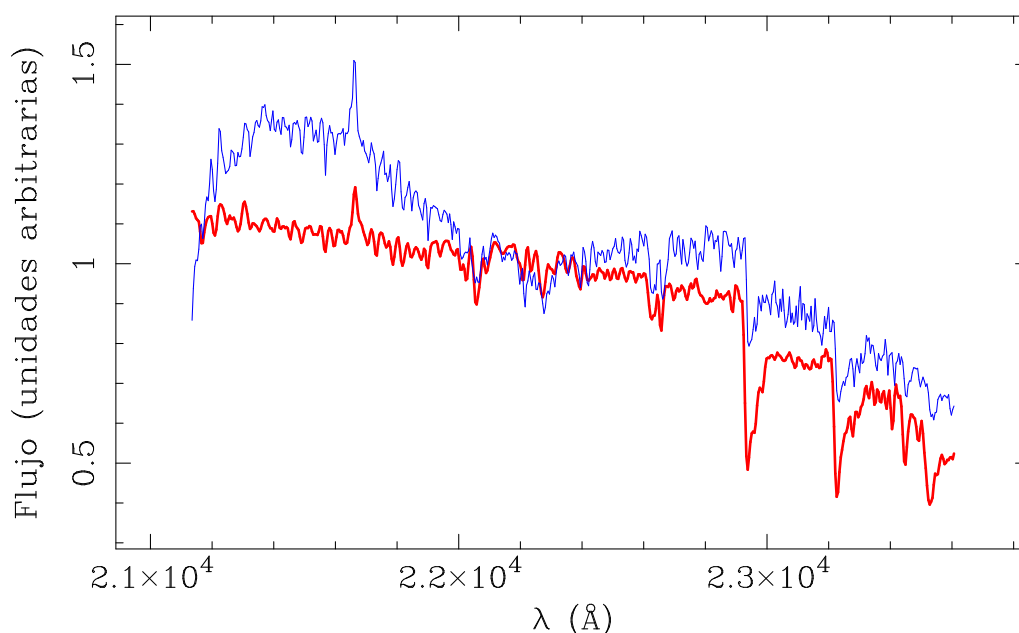


Figura 4.1: Comparación del espectro de la estrella HD114961 observada en La Palma (en rojo) y en Calar Alto (en azul; espectro remuestreado a la resolución de las observaciones obtenidas en La Palma). Se ve claramente que el continuo del espectro obtenido en Calar Alto presenta una forma anómala con respecto al obtenido en La Palma y que las absorciones son menos intensas.

En la Sección 4.3 explicaremos los pasos realizados para corregir empíricamente los índices medidos sobre los espectros observados en Calar Alto.

## 4.2. Determinación de errores

Los errores aleatorios y sesgos se encuentran inherentemente asociados al proceso de medida y adquisición de datos. En el caso particular de la obtención de espectros estelares, los errores aleatorios típicamente están gobernados por la estadística de llegada de fotones al detector, mientras que las fuentes de efectos sistemáticos, por su naturaleza, son mucho más complejas y variadas. Asimismo, mientras que los errores aleatorios pueden ser derivados y tratados con la ayuda de métodos estadísticos sencillos, la situación no es tan fácil cuando se trata de cuantificar los sesgos en las medidas. De manera práctica, el objetivo consiste en cuantificar el efecto de los errores aleatorios, manteniendo la amplitud de los efectos sistemáticos no corregidos dentro del recorrido de los primeros.

Una descripción detallada del impacto y tratamiento de los errores en la medida de índices de intensidad de líneas puede encontrarse en Cardiel et al. (1998), Cardiel (1999), y Cardiel et al. (2003). En esta sección realizamos un tratamiento similar al descrito en las referencias anteriores, particularizado para la medida genérica de la absorción del CO.

### 4.2.1. Errores aleatorios

#### Ruido fotónico y ruido de lectura

La utilización del paquete de reducción REDUCE nos ha permitido obtener una primera aproximación a los errores aleatorios mediante la creación y manipulación en paralelo de imágenes de datos y errores. El punto de partida consiste en la creación de una imagen inicial de errores, obtenida a partir de las imágenes originales tomadas en el telescopio, y que se genera a partir de primeros principios, considerando el proceso de generación de los fotoelectrones en cada píxel del detector infrarrojo. En concreto, la varianza aleatoria inicial esperada en un píxel genérico  $[i, j]$  del detector puede expresarse como

$$\sigma^2[i, j] = \frac{1}{g} N_c[i, j] + \sigma_{\text{RN}}^2[j, i], \quad (4.1)$$

donde  $\sigma[i, j]$  es el error esperado en cada píxel (en número de cuentas o ADUs, del inglés *Anologic to Digital Unit*),  $g$  es la ganancia del conversor analógico-digital (en  $e^-/\text{ADU}$ ),  $N_c[i, j]$  es el número de cuentas en el píxel  $[i, j]$ , y  $\sigma_{\text{RN}}^2[j, i]$  es el ruido de lectura asociado al mismo píxel (también en ADUs). Las imágenes iniciales de errores así generadas son reducidas en paralelo junto con las imágenes de datos<sup>1</sup>. El resultado final del proceso de reducción produce, por tanto, una imagen espectral completamente reducida de datos, y una imagen asociada del mismo tamaño que contiene el error en cada píxel debido a la propagación del ruido fotónico y el ruido de lectura.

Como ya hemos indicado anteriormente, para las estrellas observadas en Calar Alto hemos medido la absorción debida al CO en  $2.3 \mu\text{m}$  utilizando el índice  $\text{CO}_{\text{KH}}$ , es decir, el cociente entre los flujos medios en las bandas de absorción y continuo (ver § 3.3) según la expresión

$$\text{CO}_{\text{KH}} \equiv \frac{\langle F_r \rangle}{\langle F_b \rangle} = \frac{\frac{1}{\Delta\lambda_r} \int_{\lambda_{r1}}^{\lambda_{r2}} F(\lambda) d\lambda}{\frac{1}{\Delta\lambda_b} \int_{\lambda_{b1}}^{\lambda_{b2}} F(\lambda) d\lambda}, \quad (4.2)$$

donde  $F(\lambda)$  es el flujo en la longitud de onda  $\lambda$ ,  $\lambda_{r1}$  y  $\lambda_{r2}$ , y  $\lambda_{b1}$  y  $\lambda_{b2}$  son los límites que definen las bandas roja y azul respectivamente, y  $\Delta\lambda_k \equiv \lambda_{k2} - \lambda_{k1}$  es la anchura de las bandas ( $k = b$  o  $k = r$ ).

Para este índice en particular, la varianza esperada vendrá dada por

$$\sigma^2[\text{CO}_{\text{KH}}] = \sigma^2 \left[ \frac{\langle F_r \rangle}{\langle F_b \rangle} \right] = \frac{\langle F_r \rangle^2 \sigma^2[\langle F_b \rangle] + \langle F_b \rangle^2 \sigma^2[\langle F_r \rangle]}{\langle F_b \rangle^4}. \quad (4.3)$$

<sup>1</sup>De forma práctica, todas las manipulaciones aritméticas efectuadas sobre las imágenes de datos son trasladadas, utilizando la ley de propagación de errores, a las imágenes de errores.



donde se asume que los errores en los flujos promedio  $\langle F_b \rangle$  y  $\langle F_r \rangle$  no están correlacionados.

De forma práctica, las integrales en los flujos se convierten en sumatorios, por lo que, para un espectro unidimensional, los errores en la medida del índice se determinan utilizando

$$\langle F_k \rangle = \frac{\Theta}{\Delta\lambda_k} \sum_{i=1}^{N_{\text{pixels}}^k} F(\lambda_i) \quad (4.4)$$

y

$$\sigma^2[\langle F_k \rangle] = \left( \frac{\Theta}{\Delta\lambda_k} \right)^2 \sum_{i=1}^{N_{\text{pixels}}^k} \sigma^2[F(\lambda_i)], \quad (4.5)$$

donde  $\Theta$  es la dispersión lineal del espectro (asumida constante, en  $\text{\AA}/\text{pixel}$ ),  $N_{\text{pixels}}^k$  es el número de píxeles en la banda  $k$  ( $k = b$  o  $k = r$ ), y  $F(\lambda_i)$  y  $\sigma[F(\lambda_i)]$  son, respectivamente, los espectros de datos y errores obtenidos al final del proceso de reducción. En la expresión 4.5 se ha asumido, además, que los errores del flujo en cada píxel no están correlacionados.

Los errores aleatorios típicos deducidos por este método se muestran en el panel superior de la Figura 4.2 y constituyen la primera contribución a los errores aleatorios que debemos tener en cuenta.

### Errores aleatorios debido a la cosmética del detector

Aparte de los errores asociados al ruido fotónico y al ruido de lectura, debemos tener en cuenta los errores introducidos en la medida del índice debido a la mala cosmética del detector, que en el caso de los detectores infrarrojos es importante. La estimación de dichos errores aleatorios se realizó mediante la determinación de la dispersión de los espectros en regiones libres de absorciones. Dicha dispersión es una medida directa de los errores aleatorios presentes en cada espectro, y en ella se tiene en cuenta el efecto no sólo del ruido fotónico y del ruido de lectura, sino también las imperfecciones debidas a la mala cosmética del detector y que no son eliminados tras el proceso de flatfielding. Los valores así determinados se representan gráficamente en el panel inferior de la Figura 4.2.

La comparación de los dos histogramas mostrados en la figura anterior nos permite comprobar que los errores aleatorios obtenidos a partir de primeros principios (ruido fotónico y ruido de lectura) claramente subestiman los errores aleatorios medidos directamente en los espectros y que tienen en cuenta la cosmética del detector. Por ello se decidió finalmente adoptar como errores aleatorios iniciales estos últimos, determinados midiendo la dispersión en las dos regiones espectrales definidas por los intervalos  $\lambda\lambda 22685 - 22790 \text{ \AA}$  y  $\lambda\lambda 22825 - 22890 \text{ \AA}$ .

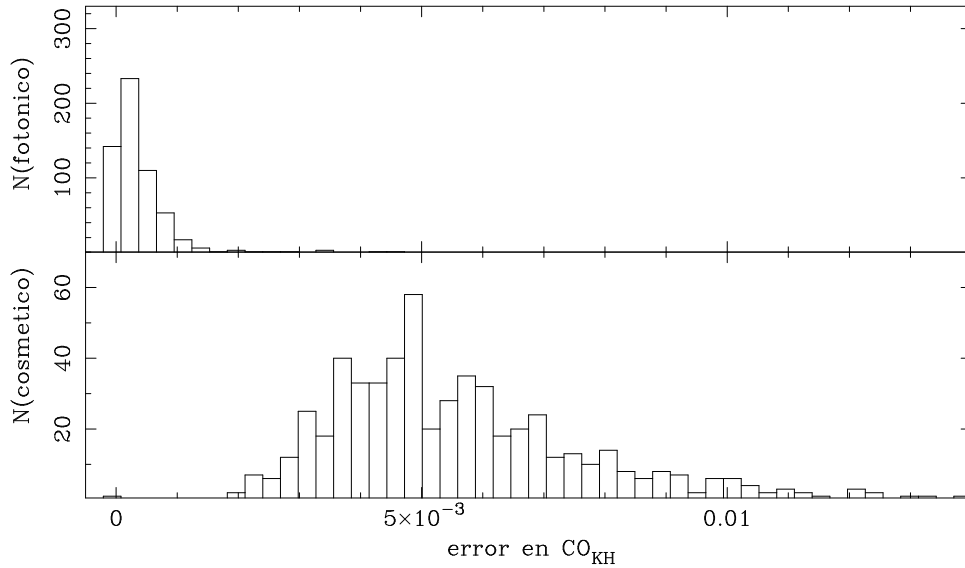


Figura 4.2: Histogramas para las diferentes fuentes de error. En el panel superior se muestra el histograma para los errores aleatorios típicos obtenidos mediante el tratamiento en paralelo de imágenes de errores y de datos con  $REDUCE$ . En el panel inferior se muestra el histograma de los errores aleatorios presentes al considerar la mala cosmética del detector. En ambos casos se presentan los resultados de medir el índice  $CO_{KH}$  en todas las estrellas observadas en Calar Alto.

### Calibración en longitud de onda y corrección de velocidad radial

Dentro de las fuentes de error aleatorio también debemos considerar los errores cometidos al realizar el remuestreo de los espectros en longitud de onda. Dichos errores son introducidos en la reducción de los datos en la calibración en longitud de onda y en la corrección de velocidad radial. Una estimación teórica del error cometido conjuntamente en estos dos pasos de la reducción es considerar que cometemos un error que es la mitad de la proyección de la rendija en el detector. La misma estimación puede ser realizada a partir de la mitad del valor medio de la FWHM obtenida en las líneas de los arcos, ya que esta FWHM nos indica el tamaño “real” de la rendija al proyectarse en el detector y que depende de las condiciones de observación de cada noche y de la posición que ocupa la estrella dentro de la rendija.

En el caso de las observaciones realizadas en Calar Alto, tenemos una rendija de 0.6 arcsec que se proyecta en dos píxeles (tamaño de placa de 0.3 arcsec/píxel, resolución media). Con estos datos tendríamos que considerar un error de  $\sim 33$  km/s en  $2.30 \mu\text{m}$ . Si hacemos los cálculos considerando  $\langle FWHM \rangle = 6.84 \pm 0.15 \text{ \AA}$  (Tabla 2.2) obtenida para las líneas de arco cercanas a la zona del CO, obtendríamos un error de  $\sim 45$  km/s. Éste último valor es el que vamos a considerar como cota superior al error en calibración en longitud de onda y corrección de velocidad radial cometido en las mediciones del índice sobre los espectros observados en Calar Alto.

Para las observaciones realizadas en la Palma, la rendija de 0.75 arcsec utilizada se proyecta en tres píxeles<sup>2</sup>, lo que se traduce en un error en velocidad radial de  $\sim 85$  km/s en 2.30  $\mu\text{m}$  (para una dispersión recíproca de 4.375  $\text{\AA}/\text{píxel}$ ). La FWHM media obtenida en este caso (Tabla 2.3) es de 11.26  $\text{\AA}$  en la zona del CO, que es compatible con la estimación obtenida de la proyección de la rendija en el detector. Por tanto, en este caso consideraremos como cota superior un error de 85 km/s.

Finalmente, las velocidades radiales de la mayoría de las estrellas de la biblioteca fueron extraídas del Hipparcos Input Catalogue (Turón et al., 1992). Los errores medios de estas velocidades son, en los casos menos favorables, de 5 km/s. Para aquellas estrellas que no tienen medidas en dicho catálogo, hemos adoptado las velocidades radiales proporcionadas en la base de datos SIMBAD, que presenta errores típicos de unos pocos km/s. Por tanto, los errores en la estimación de las velocidades radiales consideradas son completamente despreciables en comparación con los errores en la calibración en longitud de onda mencionados anteriormente.

### Calibración en flujo

La forma adecuada para comprobar posibles errores aleatorios en las medidas de índices debido a la calibración en flujo es observar varias estrellas espectrofotométricas de referencia cada noche. Ya que esta aproximación implica dedicar una parte importante del tiempo de observación a estas estrellas, decidimos comprobar de manera alternativa el impacto de este tipo de error a través de la comparación de estrellas observadas en común diferentes noches de observación y durante distintas campañas. El procedimiento seguido aparece explicado en § 4.2.3. En nuestro caso, no encontramos diferencias entre las noches de una misma campaña, ni entre las distintas campañas de observación, de manera que consideramos que no es necesario introducir un error adicional debido a exclusivamente a la calibración en flujo.

### 4.2.2. Fuentes adicionales de error aleatorio

El error aleatorio total inicial en la medida genérica del índice de CO se obtiene sumando cuadráticamente la contribución de los errores aleatorios explicados en la sección anterior

$$\Delta^2[\text{CO}]_{\text{inicial}} = \Delta^2[\text{CO}]_{\text{fotónico}} + \Delta^2[\text{CO}]_{\text{ldo}}. \quad (4.6)$$

Sin embargo, es posible que existan fuentes de error aleatorio adicionales que no hayamos tenido en cuenta y que contribuyan al error aleatorio total en el índice de CO. Por eso, hemos realizado un análisis de consistencia de errores para determinar si el error aleatorio estimado inicialmente es el adecuado o si, por el contrario, las fuentes conocidas de error no explican por completo los errores aleatorios esperados. Para ello, comparamos la desviación estándar de las medidas del índice de CO para cada estrella (tenemos varias

<sup>2</sup><http://www.tng.iac.es/instruments/nics/spectroscopy.html>

medidas para cada una de ellas) con el error aleatorio inicial determinado a partir de las fuentes de error conocidas ( $\Delta[\text{CO}]_{\text{inicial}}$ ). De este modo, podemos escribir el error aleatorio esperado como

$$\Delta^2[\text{CO}]_{\text{esperado}} = \Delta^2[\text{CO}]_{\text{inicial}} + \Delta^2[\text{CO}]_{\text{residual}}, \quad (4.7)$$

donde  $\Delta[\text{CO}]_{\text{residual}}$  es un error residual que considera fuentes de error aleatorio no incluidas en  $\Delta[\text{CO}]_{\text{inicial}}$  pero que podrían estar presentes en nuestras medidas.

El valor final del índice para cada estrella es un promedio obtenido para las diferentes medidas pesado con los errores aleatorios individuales para cada observación, es decir

$$\text{CO}_{\text{valor medio}}(star) = \frac{\sum_{obs=1}^{N_{obs}(star)} \left[ \frac{\text{CO}(star, obs)}{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{esperado}}(star, obs)} \right]}{\sum_{obs=1}^{N_{obs}(star)} \left[ \frac{1}{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{esperado}}(star, obs)} \right]}, \quad (4.8)$$

donde  $\text{CO}(star, obs)$  y  $\Delta[\text{CO}]_{\text{esperado}}(star, obs)$  son el índice y el error aleatorio esperado, respectivamente, correspondientes a la estrella  $star$  en cada observación  $obs$ , y  $N_{obs}(star)$  es el número total de observaciones repetidas de la estrella  $star$ . El error en este valor medio viene dado por

$$\Delta^2[\text{CO}]_{\text{valor medio}}(star) = \frac{1}{\sum_{obs=1}^{N_{obs}(star)} \left[ \frac{1}{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{esperado}}(star, obs)} \right]}. \quad (4.9)$$

Por otro lado, podemos estimar el error esperado en una medida individual a partir de las diferencias entre los índices promedio (4.8) y los valores individuales utilizados para su cálculo, es decir

$$\Delta^2[\text{CO}]_{\text{desviación típica}}(star) = \frac{N_{obs}(star) \sum_{obs=1}^{N_{obs}(star)} \left[ \frac{[\text{CO}(star, obs) - \text{CO}_{\text{valormedio}}(star)]^2}{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{esperado}}(star, obs)} \right]}{(N_{obs}(star) - 1) \sum_{obs=1}^{N_{obs}(star)} \left[ \frac{1}{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{esperado}}(star, obs)} \right]}. \quad (4.10)$$

El error esperado en una observación típica puede ser calculado utilizando las fuentes de error conocidas mediante la fórmula

$$\Delta^2[\text{CO}]_{\text{fuentes conocidas}} = \frac{N_{\text{total}}}{\sum_{obs=1}^{N_{obs}(star)} \left[ \frac{1}{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{inicial}}(star, obs)} \right]}, \quad (4.11)$$

donde  $N_{\text{total}} = \sum_{\text{star}=1}^{N_{\text{rep}}} N_{\text{obs}}(\text{star})$ , y  $N_{\text{rep}}$  es el número de total de estrellas diferentes con observaciones repetidas (en nuestro caso, debido al método de observación, la gran mayoría de las estrellas tienen varias medidas diferentes del índice).

Para decidir si existe una fuente de error aleatorio adicional que no ha sido tenida en cuenta ( $\Delta[\text{CO}]_{\text{residual}}$ ) realizamos un test  $\chi^2$  en el que comparamos el error aleatorio deducido a partir de las diferencias de los índices para cada estrella ( $\Delta[\text{CO}]_{\text{desviación típica}}$ , ecuación 4.10) con el error aleatorio esperado a partir de fuentes conocidas ( $\Delta[\text{CO}]_{\text{fuentes conocidas}}$ , ecuación 4.11). Planteamos como hipótesis nula que los errores estimados de las fuentes conocidas son consistentes con las medidas, es decir,

$$\Delta[\text{CO}]_{\text{desviación típica}}(\text{star}) \leq \Delta[\text{CO}]_{\text{fuentes conocidas}}(\text{star}) \quad (4.12)$$

en cuyo caso no es necesaria la introducción de una fuente no conocida de errores aleatorios. Esto ocurrirá si

$$\chi^2(\text{star}) = (N_{\text{obs}}(\text{star}) - 1) \frac{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{desviación típica}}(\text{star})}{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{fuentes conocidas}}(\text{star})} \leq \chi_{\alpha, N_{\text{obs}}-1}^2, \quad (4.13)$$

siendo  $\alpha$  el nivel de significación que nos indica la probabilidad de equivocarse al rechazar la hipótesis nula.

Tabla 4.1: Estudio de la consistencia de errores en las medidas de los índices medidos sobre los espectros observados en La Palma en la campaña de Febrero de 2006. En la tabla se indica para cada estrella el número de medidas  $N$ , el valor final del índice  $\text{CO}_{\text{KH}}$  ( $\text{CO}_{\text{valor medio}}$ , promedio pesado con los errores; ecuación 4.8), el error en el valor medio del índice ( $\Delta[\text{CO}]_{\text{valor medio}}$ ; ecuación 4.9), el error debido a la desviación estándar de las medidas ( $\Delta[\text{CO}]_{\text{desviación típica}}$ ; ecuación 4.10), el error aleatorio residual ( $\Delta[\text{CO}]_{\text{residual}}$ ; ecuación 4.14) obtenido como se explica en el texto y el error debido a las fuentes de error conocidas ( $\Delta[\text{CO}]_{\text{fuentes conocidas}}$ ; ecuación 4.11). En negrita se señalan los casos en los que los errores aleatorios iniciales no explican las desviaciones observadas en las medidas de los índices y para los que hemos introducido el error residual correspondiente. En esta ocasión, el valor de  $\alpha$  es suficientemente grande en todos los casos para aceptar la hipótesis nula y de este modo considerar que los errores aleatorios iniciales explican las desviaciones observadas en las medidas de los índices.

Estrella	N	CO	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$
		valor medio	valor medio	desviación típica	fuentes conocidas	residual
HD035601	4	0.627	0.011	0.004	0.023	–
HD058521	4	0.625	0.011	0.002	0.021	–
HD095735	4	0.917	0.003	0.005	0.009	–
HD111631	4	0.879	0.005	0.009	0.011	–
HD114961	4	0.652	0.010	0.003	0.021	–

Tabla 4.1: Continuación.

Estrella	N	CO	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$
		valor medio	valor medio	desviación típica	fuentes conocidas	residual
HD119228	4	0.750	0.010	0.004	0.021	–
HD120933	4	0.752	0.011	0.013	0.022	–
HD138481	4	0.773	0.011	0.021	0.022	–
HD148783	4	0.713	0.008	0.003	0.017	–
HD164058	4	0.766	0.009	0.001	0.019	–
HD184786	4	0.722	0.008	0.002	0.017	–

Tabla 4.2: Continuación de la Tabla 4.1 para la campaña de Mayo de 2007.

Estrella	N	CO	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$
		valor medio	valor medio	desviación típica	fuentes conocidas	residual
BD+442051	4	0.934	0.005	0.002	0.010	–
HD069267	4	0.792	0.009	0.002	0.017	–
HD073394	4	0.924	0.005	0.006	0.009	–
HD073593	4	0.893	0.006	0.004	0.013	–
HD074395	4	0.950	0.003	0.002	0.005	–
HD075732	4	0.936	0.007	0.004	0.014	–
HD076813	4	0.930	0.004	0.003	0.008	–
HD078712	4	0.728	0.010	0.004	0.019	–
HD079452	4	0.930	0.004	0.003	0.007	–
HD080390	4	0.731	0.011	0.003	0.023	–
HD081192	4	0.898	0.005	0.002	0.010	–
HD083425	4	0.805	0.010	0.003	0.020	–
HD083618	4	0.816	0.010	0.003	0.019	–
HD083632	4	0.812	0.009	0.003	0.018	–
HD087737	4	0.993	0.001	0.001	0.002	–
HD087822	4	0.995	0.002	0.004	0.003	–
HD095735	12	0.923	0.002	0.002	0.008	–
HD096360	4	0.712	0.010	0.004	0.020	–
HD099998	4	0.780	0.008	0.003	0.016	–
HD103095	4	0.999	0.003	0.003	0.006	–
HD107213	4	0.990	0.002	0.001	0.004	–
HD114038	4	0.860	0.008	0.002	0.016	–
HD114961	4	0.651	0.010	0.002	0.021	–
HD119228	4	0.761	0.007	0.003	0.015	–
HD119667	4	0.736	0.007	0.004	0.014	–
HD120933	4	0.741	0.010	0.006	0.020	–
HD121299	4	0.865	0.006	0.004	0.013	–
HD122563	4	0.986	0.001	0.003	0.003	–
HD123657	4	0.727	0.015	0.008	0.030	–
HD126327	4	0.678	0.011	0.002	0.021	–
HD130705	4	0.823	0.010	0.002	0.020	–
HD131430	4	0.816	0.006	0.002	0.012	–
HD134063	4	0.893	0.005	0.004	0.011	–
HD136726	2	0.803	0.009	0.005	0.016	–

Tabla 4.2: Continuación.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
HD137704	4	0.790	0.008	0.004	0.015	–
HD145675	4	0.931	0.003	0.003	0.006	–
HD147923	4	0.735	0.007	0.003	0.014	–
HD149661	4	0.947	0.002	0.002	0.005	–
HD154733	4	0.813	0.009	0.002	0.017	–
HD163506	4	0.967	0.003	0.001	0.007	–
HD164349	4	0.815	0.008	0.002	0.017	–
HD165195	4	1.002	0.005	0.003	0.009	–
HD167768	4	0.927	0.005	0.003	0.009	–
HD168720	4	0.754	0.010	0.009	0.021	–
HD175865	4	0.695	0.010	0.003	0.020	–
HD184499	4	1.000	0.003	0.004	0.006	–
HD185144	4	0.966	0.003	0.001	0.007	–
HD187216	4	0.823	0.011	0.003	0.021	–
HD191277	4	0.853	0.006	0.004	0.012	–
HD199799	4	0.686	0.012	0.002	0.024	–
HD232078	4	0.849	0.006	0.002	0.012	–

En el caso de que podamos rechazar la hipótesis nula, consideramos que los errores aleatorios no son explicados por completo por las fuentes conocidas, y debemos introducir un error aleatorio residual

$$\Delta^2[\text{CO}]_{\text{residual}} = \Delta^2[\text{CO}]_{\text{desviación típica}} - \Delta^2[\text{CO}]_{\text{fuentes conocidas}}. \quad (4.14)$$

Entonces, el error aleatorio total que debemos considerar es

$$\Delta^2[\text{CO}]_{\text{final}} = \Delta^2[\text{CO}]_{\text{inicial}} + \Delta^2[\text{CO}]_{\text{residual}}. \quad (4.15)$$

Con esta nueva estimación del error volvemos a repetir el proceso hasta que no podamos rechazar la hipótesis nula anterior y no sea necesario introducir ningún error residual adicional.

Este estudio de la consistencia en las medidas de los índices para cada estrella ha sido llevado a cabo para todas las observaciones realizadas. Los resultados obtenidos para las estrellas observadas en La Palma aparecen en las Tablas 4.1 y 4.2. El valor de  $\alpha$  es elevado en todos los casos, lo que indica que la probabilidad de equivocarnos al rechazar la hipótesis nula es muy alta. Por tanto, podemos considerar que los errores aleatorios considerados inicialmente a partir de fuentes conocidas son suficientes y no es necesario incluir una contribución de errores debida a fuentes no conocidas para explicar las desviaciones observadas en las medidas de los índices. Por esta razón, para cada estrella consideraremos el valor medio del índice pesado con los errores (4.8) y el error asociado a dicho valor medio (4.9) como el error aleatorio que debemos tener en cuenta.

En las Tablas 4.3-4.15 aparecen los resultados obtenidos en el estudio de los errores en las medidas de los espectros observados en Calar Alto para las diferentes noches de observación. En la mayoría de los casos, la estimación inicial de los errores explica los errores aleatorios esperados y por ello no es necesario introducir un error aleatorio adicional. Las estrellas para las que ha sido necesario introducir un error residual aparecen señaladas en negrita. En estos casos, el valor final del índice y su error han sido calculados considerando el error total (ecuación 4.7), con el error residual final<sup>3</sup> indicado en la tabla.

Tabla 4.3: Estudio de la consistencia de errores en las medidas de los índices medidos sobre los espectros observados en Calar Alto. Resultados para la noche 2002/06/28. En la tabla se indica el número de medidas N para cada estrella, el valor final del índice  $CO_{KH}$  ( $CO_{\text{valor medio}}$ , promedio pesado con los errores), el error en el valor medio del índice ( $\Delta[CO]_{\text{valor medio}}$ ), el error debido a la desviación estándar de las medidas ( $\Delta[CO]_{\text{desviación típica}}$ ), el error aleatorio residual ( $\Delta[CO]_{\text{residual}}$ ) obtenido como se explica en el texto y el error debido a las fuentes de error conocidas ( $\Delta[CO]_{\text{fuentes conocidas}}$ ). En negrita se señalan los casos en los que los errores aleatorios iniciales no explican las desviaciones observadas en las medidas de los índices y para los que hemos introducido el error residual correspondiente.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[CO]$ valor medio	$\Delta[CO]$ desviación típica	$\Delta[CO]$ fuentes conocidas	$\Delta[CO]$ residual
G171-010	2	0.928	0.003	0.000	0.004	–
HD001326B	2	0.958	0.002	0.000	0.003	–
HD004628	1	0.968	0.003	–	–	–
HD010307	2	0.989	0.001	0.000	0.001	–
HD095735	2	0.951	0.002	0.001	0.003	–
<b>HD113285</b>	<b>2</b>	<b>0.847</b>	<b>0.013</b>	<b>0.019</b>	<b>0.006</b>	<b>0.018</b>
HD117176	2	0.980	0.001	0.002	0.001	–
<b>HD119228</b>	<b>2</b>	<b>0.878</b>	<b>0.009</b>	<b>0.013</b>	<b>0.003</b>	<b>0.012</b>
<b>HD140160</b>	<b>2</b>	<b>0.996</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.001</b>	<b>0.004</b>
HD146051	2	0.885	0.002	0.001	0.003	–
HD148897	2	0.938	0.002	0.002	0.003	–
<b>HD149661</b>	<b>2</b>	<b>0.975</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>	<b>0.001</b>	<b>0.003</b>
HD150680	2	0.991	0.001	0.001	0.002	–
HD154733	2	0.913	0.001	0.003	0.002	–
<b>HD155763</b>	<b>2</b>	<b>0.997</b>	<b>0.006</b>	<b>0.008</b>	<b>0.001</b>	<b>0.008</b>
HD156014	2	0.836	0.003	0.001	0.005	–
HD156026	2	0.946	0.003	0.002	0.004	–
<b>HD161096</b>	<b>2</b>	<b>0.921</b>	<b>0.009</b>	<b>0.013</b>	<b>0.002</b>	<b>0.012</b>
HD161817	2	1.000	0.001	0.003	0.002	–
HD164058	1	0.884	0.003	–	–	–
HD164349	2	0.919	0.003	0.002	0.004	–
HD167768	2	0.959	0.001	0.000	0.001	–
HD168723	2	0.952	0.001	0.001	0.002	–
HD175865	2	0.851	0.003	0.004	0.004	–

<sup>3</sup>El error residual final ha sido calculado como la suma cuadrática de los errores residuales que son necesarios aplicar en los diferentes pasos de la iteración hasta conseguir 4.12.



Tabla 4.3: Continuación.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
<b>HD181096</b>	<b>2</b>	<b>0.999</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.001</b>	<b>0.004</b>
HD182835	2	0.996	0.001	0.002	0.001	–
<b>HD184499</b>	<b>2</b>	<b>0.996</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>
HD185144	2	0.978	0.001	0.000	0.001	–
HD199799	2	0.825	0.004	0.004	0.005	–
<b>HD202447</b>	<b>2</b>	<b>0.966</b>	<b>0.004</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
<b>HD209369</b>	<b>2</b>	<b>0.995</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.001</b>	<b>0.004</b>
<b>HD216228</b>	<b>2</b>	<b>0.937</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>
HD217382	2	0.890	0.002	0.000	0.002	–
HD223047	2	0.920	0.002	0.001	0.002	–

Tabla 4.4: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2003/02/23.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
HD060179	2	0.997	0.001	0.000	0.001	–
HD073394	2	0.971	0.003	0.005	0.004	–
HD074000	2	0.986	0.004	0.003	0.006	–
HD078732	2	0.944	0.002	0.004	0.003	–
HD079452	2	0.973	0.002	0.004	0.002	–
HD087737	2	0.999	0.001	0.001	0.002	–
HD089822B	2	0.996	0.001	0.002	0.001	–
HD095735	2	0.962	0.003	0.004	0.004	–
<b>HD096360</b>	<b>2</b>	<b>0.871</b>	<b>0.004</b>	<b>0.006</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>
HD114961	2	0.830	0.004	0.001	0.006	–
<b>HD122563</b>	<b>2</b>	<b>0.994</b>	<b>0.001</b>	<b>0.002</b>	<b>0.001</b>	<b>0.002</b>
HD123299	2	0.998	0.002	0.006	0.003	–
HD126327	2	0.843	0.004	0.005	0.006	–
HD135722	2	0.963	0.002	0.000	0.002	–
HD139641	2	0.967	0.001	0.000	0.002	–
<b>HD141527</b>	<b>2</b>	<b>1.013</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
HD148783	2	0.866	0.002	0.002	0.003	–
HD164058	1	0.895	0.002	–	–	–

Tabla 4.5: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2003/03/20.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
BD+442051	2	0.951	0.002	0.000	0.004	–
HD058521	2	0.812	0.004	0.006	0.006	–
HD061772	2	0.876	0.002	0.001	0.003	–
HD062721	2	0.886	0.003	0.002	0.004	–
HD069267	2	0.886	0.003	0.003	0.004	–
HD078712	2	0.820	0.004	0.007	0.006	–
HD082074	2	0.961	0.002	0.004	0.002	–

Tabla 4.5: Continuación.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta$ [CO] valor medio	$\Delta$ [CO] desviación típica	$\Delta$ [CO] fuentes conocidas	$\Delta$ [CO] residual
HD083425	2	0.900	0.002	0.002	0.003	–
HD095578	2	0.874	0.002	0.002	0.003	–
HD095735	2	0.953	0.003	0.001	0.005	–
HD097907	2	0.904	0.002	0.000	0.004	–
HD102224	2	0.914	0.003	0.002	0.004	–
HD111631	2	0.935	0.002	0.002	0.003	–
HD121130	2	0.867	0.003	0.004	0.004	–
<b>HD123657</b>	<b>2</b>	<b>0.868</b>	<b>0.012</b>	<b>0.017</b>	<b>0.005</b>	<b>0.016</b>
HD138481	2	0.878	0.003	0.000	0.004	–
HD141714	2	0.968	0.002	0.001	0.003	–

Tabla 4.6: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2003/03/21.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta$ [CO] valor medio	$\Delta$ [CO] desviación típica	$\Delta$ [CO] fuentes conocidas	$\Delta$ [CO] residual
HD025329	2	0.988	0.001	0.002	0.002	–
HD027371	2	0.947	0.002	0.001	0.003	–
HD035155	2	0.854	0.003	0.002	0.005	–
HD042474	2	0.830	0.003	0.003	0.005	–
<b>HD044889</b>	<b>4</b>	<b>0.887</b>	<b>0.006</b>	<b>0.012</b>	<b>0.003</b>	<b>0.011</b>
HD045829	2	0.882	0.002	0.004	0.003	–
<b>HD048329</b>	<b>2</b>	<b>0.898</b>	<b>0.004</b>	<b>0.006</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>
HD049331	2	0.826	0.003	0.000	0.004	–
HD052005	2	0.880	0.002	0.005	0.003	–
<b>HD060522</b>	<b>2</b>	<b>0.893</b>	<b>0.007</b>	<b>0.010</b>	<b>0.003</b>	<b>0.009</b>
HD064332	2	0.851	0.003	0.004	0.004	–
<b>HD074395</b>	<b>2</b>	<b>0.976</b>	<b>0.005</b>	<b>0.007</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>
HD081192	2	0.952	0.002	0.003	0.003	–
HD082885	2	0.986	0.001	0.001	0.001	–
HD083632	1	0.924	0.006	–	–	–
HD085773	1	1.003	0.005	–	–	–
HD092523	2	0.903	0.002	0.000	0.003	–
HD095735	4	0.960	0.001	0.003	0.003	–
<b>HD099998</b>	<b>2</b>	<b>0.897</b>	<b>0.008</b>	<b>0.012</b>	<b>0.004</b>	<b>0.011</b>
HD102328	2	0.909	0.002	0.002	0.003	–
HD103877	1	1.008	0.004	–	–	–
HD104307	2	0.906	0.004	0.001	0.006	–
<b>HD107213</b>	<b>2</b>	<b>1.000</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.001</b>	<b>0.005</b>
<b>HD114330</b>	<b>2</b>	<b>0.989</b>	<b>0.006</b>	<b>0.009</b>	<b>0.003</b>	<b>0.008</b>

Tabla 4.7: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/01/21.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta$ [CO] valor medio	$\Delta$ [CO] desviación típica	$\Delta$ [CO] fuentes conocidas	$\Delta$ [CO] residual
HD013555	3	0.998	0.002	0.004	0.003	–

Tabla 4.7: Continuación.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
<b>HD014662</b>	<b>3</b>	<b>1.001</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>
HD015596	2	0.954	0.002	0.000	0.002	–
<b>HD017382</b>	<b>3</b>	<b>0.981</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
HD020893	3	0.915	0.002	0.004	0.003	–
<b>HD023841</b>	<b>2</b>	<b>0.927</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.003</b>	<b>0.007</b>
HD026846	2	0.922	0.002	0.000	0.002	–
HD028305	3	0.946	0.001	0.002	0.002	–
<b>HD032147</b>	<b>3</b>	<b>0.951</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>
<b>HD036395</b>	<b>3</b>	<b>0.938</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>
<b>HD037984</b>	<b>3</b>	<b>0.928</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
HD038656	3	0.964	0.002	0.002	0.003	–
<b>HD041636</b>	<b>3</b>	<b>0.938</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
<b>HD044007</b>	<b>2</b>	<b>0.976</b>	<b>0.006</b>	<b>0.009</b>	<b>0.003</b>	<b>0.008</b>
HD073394	3	0.970	0.003	0.004	0.005	–
HD083632	3	0.912	0.002	0.004	0.003	–
HD095735	6	0.958	0.001	0.003	0.003	–

Tabla 4.8: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/01/22.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
<b>HD020619</b>	<b>3</b>	<b>0.992</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.002</b>	<b>0.007</b>
<b>HD021197</b>	<b>3</b>	<b>0.951</b>	<b>0.004</b>	<b>0.006</b>	<b>0.002</b>	<b>0.006</b>
<b>HD021910</b>	<b>3</b>	<b>0.958</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
<b>HD026297</b>	<b>3</b>	<b>0.966</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>
HD029139	3	0.886	0.002	0.003	0.004	–
<b>HD030959</b>	<b>3</b>	<b>0.865</b>	<b>0.004</b>	<b>0.008</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>
HD031767	3	0.902	0.002	0.005	0.003	–
HD037160	3	0.947	0.002	0.001	0.003	–
HD037536	3	0.820	0.003	0.004	0.005	–
<b>HD039364</b>	<b>3</b>	<b>0.931</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.003</b>	<b>0.007</b>
HD040657	3	0.923	0.001	0.003	0.002	–
HD047914	3	0.897	0.002	0.005	0.004	–
<b>HD048433</b>	<b>3</b>	<b>0.935</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>
<b>HD048565</b>	<b>3</b>	<b>0.998</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>
HD049161	3	0.910	0.002	0.003	0.003	–
<b>HD068284</b>	<b>3</b>	<b>0.996</b>	<b>0.004</b>	<b>0.006</b>	<b>0.002</b>	<b>0.006</b>
<b>HD095735</b>	<b>3</b>	<b>0.958</b>	<b>0.004</b>	<b>0.006</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>

Tabla 4.9: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/01/23.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
<b>HD013043</b>	<b>3</b>	<b>0.998</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.001</b>	<b>0.004</b>
<b>HD014221</b>	<b>3</b>	<b>1.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>

Tabla 4.9: Continuación.

Estrella	N	CO	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$
		valor medio	valor medio	desviación típica	fuentes conocidas	residual
HD015798	3	0.989	0.001	0.002	0.001	–
HD016901	3	0.993	0.001	0.003	0.002	–
HD017361	3	0.935	0.002	0.003	0.003	–
HD021017	3	0.921	0.001	0.003	0.003	–
<b>HD026322</b>	<b>3</b>	<b>1.003</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.001</b>	<b>0.005</b>
<b>HD027819</b>	<b>3</b>	<b>0.999</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>	<b>0.001</b>	<b>0.003</b>
<b>HD031295</b>	<b>3</b>	<b>1.000</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>	<b>0.002</b>	<b>0.006</b>
<b>HD035369</b>	<b>3</b>	<b>0.954</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
HD036003	3	0.957	0.001	0.002	0.003	–
HD037828	3	0.943	0.002	0.003	0.003	–
HD039801	3	0.821	0.003	0.003	0.005	–
HD042543	3	0.818	0.003	0.004	0.006	–
HD052973	3	1.001	0.001	0.003	0.002	–
HD057264	3	0.938	0.001	0.003	0.002	–
HD061606	3	0.971	0.001	0.002	0.002	–
<b>HD063352</b>	<b>3</b>	<b>0.910</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
<b>HD066141</b>	<b>3</b>	<b>0.916</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>
HD070272	3	0.891	0.002	0.004	0.004	–
HD075732	3	0.972	0.001	0.003	0.003	–
HD083618	3	0.912	0.002	0.002	0.003	–
<b>HD085503</b>	<b>3</b>	<b>0.923</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>
<b>HD087822</b>	<b>3</b>	<b>1.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
HD089484	3	0.936	0.002	0.002	0.003	–
<b>HD095735</b>	<b>6</b>	<b>0.958</b>	<b>0.003</b>	<b>0.007</b>	<b>0.004</b>	<b>0.006</b>
<b>HD099648</b>	<b>3</b>	<b>0.954</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>
<b>HD101501</b>	<b>3</b>	<b>0.992</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.001</b>	<b>0.007</b>
HD110014	3	0.912	0.002	0.003	0.003	–
HD121299	3	0.935	0.001	0.002	0.003	–
HD122563	3	0.992	0.001	0.003	0.002	–
<b>HD123299</b>	<b>3</b>	<b>0.999</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
HD124186	3	0.917	0.002	0.004	0.003	–
<b>HD124897</b>	<b>2</b>	<b>0.922</b>	<b>0.005</b>	<b>0.007</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>
HD130705	3	0.915	0.002	0.004	0.004	–
HD137471	3	0.882	0.002	0.004	0.003	–
<b>HD164058</b>	<b>3</b>	<b>0.898</b>	<b>0.004</b>	<b>0.008</b>	<b>0.003</b>	<b>0.007</b>

Tabla 4.10: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/13.

Estrella	N	CO	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$	$\Delta[\text{CO}]$
		valor medio	valor medio	desviación típica	fuentes conocidas	residual
<b>HD058207</b>	<b>3</b>	<b>0.941</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>
<b>HD093487</b>	<b>2</b>	<b>0.979</b>	<b>0.005</b>	<b>0.007</b>	<b>0.002</b>	<b>0.007</b>
<b>HD095735</b>	<b>3</b>	<b>0.955</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
HD105262	2	0.990	0.001	0.002	0.002	–
HD113092	3	0.914	0.002	0.005	0.003	–
HD113285	3	0.846	0.003	0.002	0.005	–
<b>HD114038</b>	<b>3</b>	<b>0.933</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>

Tabla 4.10: Continuación.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
<b>HD119228</b>	<b>3</b>	<b>0.887</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>
HD119667	3	0.859	0.003	0.003	0.005	–
<b>HD120933</b>	<b>3</b>	<b>0.872</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>
HD122956	2	0.965	0.002	0.000	0.003	–
HD130694	3	0.896	0.002	0.005	0.004	–
HD134063	3	0.958	0.004	0.009	0.006	–
<b>HD137704</b>	<b>3</b>	<b>0.900</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>
<b>HD141714</b>	<b>3</b>	<b>0.978</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>	<b>0.001</b>	<b>0.003</b>
HD156283	3	0.894	0.002	0.004	0.003	–
<b>HD157910</b>	<b>3</b>	<b>0.971</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.001</b>	<b>0.006</b>
HD163990	3	0.848	0.002	0.002	0.004	–
<b>HD164136</b>	<b>3</b>	<b>1.002</b>	<b>0.004</b>	<b>0.008</b>	<b>0.002</b>	<b>0.008</b>
HD166208	2	0.973	0.001	0.002	0.002	–
HD174638	3	1.005	0.003	0.008	0.006	–

Tabla 4.11: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/14.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
<b>HD041597</b>	<b>3</b>	<b>0.933</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
<b>HD054810</b>	<b>3</b>	<b>0.942</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>
<b>HD073593</b>	<b>3</b>	<b>0.952</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
<b>HD078732</b>	<b>3</b>	<b>0.945</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>
<b>HD079211</b>	<b>3</b>	<b>0.957</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.002</b>	<b>0.008</b>
<b>HD085235</b>	<b>3</b>	<b>0.997</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.001</b>	<b>0.005</b>
HD085773	2	0.978	0.002	0.002	0.003	–
<b>HD095735</b>	<b>3</b>	<b>0.956</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
<b>HD114095</b>	<b>2</b>	<b>0.945</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
<b>HD114946</b>	<b>3</b>	<b>0.957</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>
<b>HD117876</b>	<b>3</b>	<b>0.946</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.002</b>	<b>0.007</b>
<b>HD126681</b>	<b>2</b>	<b>0.979</b>	<b>0.005</b>	<b>0.007</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>
<b>HD131430</b>	<b>3</b>	<b>0.902</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>
<b>HD131918</b>	<b>3</b>	<b>0.896</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.003</b>	<b>0.007</b>
<b>HD132345</b>	<b>3</b>	<b>0.909</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.002</b>	<b>0.008</b>
<b>HD145675</b>	<b>3</b>	<b>0.971</b>	<b>0.005</b>	<b>0.009</b>	<b>0.002</b>	<b>0.008</b>
<b>HD149009</b>	<b>3</b>	<b>0.872</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.003</b>	<b>0.007</b>
HD151203	3	0.866	0.002	0.006	0.004	–
HD187216	2	0.874	0.003	0.002	0.004	–

Tabla 4.12: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/15.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
<b>BD+012916</b>	<b>2</b>	<b>0.958</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.002</b>	<b>0.007</b>
<b>HD061603</b>	<b>3</b>	<b>0.875</b>	<b>0.004</b>	<b>0.006</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>

Tabla 4.12: Continuación.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
HD062345	3	0.963	0.001	0.002	0.002	–
HD063791	2	0.974	0.001	0.003	0.002	–
<b>HD065714</b>	<b>2</b>	<b>0.954</b>	<b>0.005</b>	<b>0.007</b>	<b>0.002</b>	<b>0.007</b>
HD072324	3	0.952	0.001	0.003	0.002	–
<b>HD074442</b>	<b>3</b>	<b>0.935</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
<b>HD095735</b>	<b>3</b>	<b>0.959</b>	<b>0.004</b>	<b>0.006</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>
<b>HD124850</b>	<b>3</b>	<b>0.995</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>	<b>0.002</b>	<b>0.006</b>
HD126778	2	0.935	0.001	0.003	0.002	–
<b>HD127243</b>	<b>3</b>	<b>0.959</b>	<b>0.005</b>	<b>0.009</b>	<b>0.002</b>	<b>0.009</b>
<b>HD136726</b>	<b>3</b>	<b>0.907</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
<b>HD137759</b>	<b>3</b>	<b>0.931</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.002</b>	<b>0.006</b>
<b>HD137909</b>	<b>3</b>	<b>0.999</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>	<b>0.001</b>	<b>0.006</b>
<b>HD141527</b>	<b>2</b>	<b>0.995</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
HD147923	3	0.865	0.003	0.007	0.004	–
<b>HD160933</b>	<b>2</b>	<b>0.986</b>	<b>0.002</b>	<b>0.003</b>	<b>0.001</b>	<b>0.003</b>
<b>HD168322</b>	<b>3</b>	<b>0.942</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.002</b>	<b>0.008</b>
<b>HD168720</b>	<b>3</b>	<b>0.886</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.003</b>	<b>0.007</b>
<b>HD173819</b>	<b>3</b>	<b>0.934</b>	<b>0.004</b>	<b>0.006</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>
HD184786	3	0.858	0.002	0.006	0.004	–
<b>HD202447</b>	<b>3</b>	<b>0.960</b>	<b>0.005</b>	<b>0.009</b>	<b>0.002</b>	<b>0.008</b>

Tabla 4.13: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/16.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
<b>HD061064</b>	<b>3</b>	<b>0.998</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.002</b>	<b>0.007</b>
<b>HD076813</b>	<b>3</b>	<b>0.968</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
<b>HD076932</b>	<b>3</b>	<b>0.989</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>
<b>HD078732</b>	<b>3</b>	<b>0.947</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.003</b>	<b>0.007</b>
<b>HD095735</b>	<b>3</b>	<b>0.960</b>	<b>0.003</b>	<b>0.006</b>	<b>0.002</b>	<b>0.005</b>
HD150012	2	0.988	0.001	0.001	0.001	–
<b>HD161797A</b>	<b>3</b>	<b>0.980</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.001</b>	<b>0.008</b>
<b>HD163993</b>	<b>3</b>	<b>0.962</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.002</b>	<b>0.008</b>
<b>HD184786</b>	<b>2</b>	<b>0.860</b>	<b>0.007</b>	<b>0.009</b>	<b>0.003</b>	<b>0.009</b>
<b>HD187921</b>	<b>3</b>	<b>1.000</b>	<b>0.006</b>	<b>0.010</b>	<b>0.002</b>	<b>0.010</b>
<b>HD195593</b>	<b>3</b>	<b>1.000</b>	<b>0.005</b>	<b>0.009</b>	<b>0.001</b>	<b>0.009</b>

Tabla 4.14: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/17.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
HD072184	2	0.933	0.006	0.001	0.008	–
HD095735	2	0.953	0.004	0.002	0.006	–

Tabla 4.15: Continuación de la Tabla 4.3 para la noche 2005/04/18.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ valor medio	$\Delta[\text{CO}]$ desviación típica	$\Delta[\text{CO}]$ fuentes conocidas	$\Delta[\text{CO}]$ residual
<b>BD+233130</b>	<b>2</b>	<b>0.988</b>	<b>0.006</b>	<b>0.008</b>	<b>0.002</b>	<b>0.008</b>
<b>HD072905</b>	<b>3</b>	<b>0.985</b>	<b>0.005</b>	<b>0.009</b>	<b>0.002</b>	<b>0.009</b>
<b>HD095735</b>	<b>3</b>	<b>0.954</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.003</b>	<b>0.008</b>
<b>HD111631</b>	<b>2</b>	<b>0.932</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>	<b>0.002</b>	<b>0.004</b>
<b>HD188119</b>	<b>3</b>	<b>0.953</b>	<b>0.004</b>	<b>0.007</b>	<b>0.002</b>	<b>0.007</b>
<b>HD191277</b>	<b>3</b>	<b>0.922</b>	<b>0.005</b>	<b>0.008</b>	<b>0.002</b>	<b>0.008</b>

### 4.2.3. Efectos sistemáticos

Una vez calculados los valores finales del índice  $\text{CO}_{\text{KH}}$  y su error correspondiente para cada estrella en cada noche, debemos estudiar los posibles efectos sistemáticos debido a la existencia de diferencias en el sistema espectrofotométrico entre las distintas noches de observación. Para ello, realizamos un estudio de compatibilidad de las medidas del índice de CO para las estrellas con observaciones repetidas en diferentes noches de observación, comparando la medida del índice y su error ( $\text{CO}_{\text{noche } i}$ ,  $\Delta[\text{CO}]_{\text{noche } i}$ ) con la media y el error pesados con los errores obtenidos con las medidas del índice en el resto de noches ( $\overline{\text{CO}}_{\text{resto noches}}$ ,  $\Delta[\overline{\text{CO}}]_{\text{resto noches}}$ ). De este modo, eliminamos la correlación en las medidas y las incertidumbres que aparecerían al considerar la media obtenida a partir de todas las medidas de que disponemos para cada estrella<sup>4</sup>. En este caso, para decidir si son compatibles estas medidas realizamos un test  $t$  en el que planteamos como hipótesis nula

$$\text{CO}_{\text{noche } i} = \overline{\text{CO}}_{\text{resto noches}}, \quad (4.16)$$

es decir, si todas las medidas son compatibles entre sí y consistentes con sus barras de error. Esto ocurrirá siempre que

$$t(\text{star}, \text{noche } i) = \frac{|\text{CO}_{\text{noche } i} - \overline{\text{CO}}_{\text{resto noches}}|}{\sqrt{\frac{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{noche } i}}{n_1} + \frac{\Delta^2[\overline{\text{CO}}]_{\text{resto noches}}}{n_2}}} \leq t_{\alpha/2, f}, \quad (4.17)$$

donde  $n_i$  es el número de medidas para la estrella utilizado en el cálculo del índice ( $n_1 = 1$  en todos los casos, ya que comparamos una a una las medidas de las estrellas de una noche con las medidas en el resto de las noches) y  $f$  es el número de grados de libertad calculado a partir de la aproximación de Welch

$$f(\text{star}, \text{noche } i) = \frac{\left( \frac{\Delta^2[\text{CO}]_{\text{noche } i}}{n_1} + \frac{\Delta^2[\overline{\text{CO}}]_{\text{resto noches}}}{n_2} \right)^2}{\frac{(\Delta^2[\text{CO}]_{\text{noche } i}/n_1)^2}{n_1+1} + \frac{(\Delta^2[\overline{\text{CO}}]_{\text{resto noches}}/n_2)^2}{n_2+1}} - 2 \quad (4.18)$$

<sup>4</sup>En el caso de que la estrella sólo haya sido observada en dos noches, estamos estudiando si ambas medidas son compatibles y consistentes con sus barras de error.

Tabla 4.16: Resultado del estudio de compatibilidad de medidas del índice  $CO_{KH}$  en estrellas repetidas las diferentes noches de observación en Calar Alto. Se indica el nivel de significación  $\alpha$  en el contraste de hipótesis nula planteado en 4.16.

Estrella	# 01	# 02	# 03	# 04	# 05	# 06	# 07	# 08	# 09	# 10	# 11	# 12	# 13
HD073394		0.418			0.418								
HD078732		0.290							0.461		0.317		
HD083632				0.154	0.154								
HD085773				0.068					0.068				
HD095735	0.084	0.193	0.173	0.098	0.414	0.484	0.479	0.255	0.322	0.406	0.294	0.218	0.291
HD111631			0.279										0.279
HD113285	0.476							0.476					
HD119228	0.264							0.264					
HD122563		0.146					0.146						
HD123299		0.414					0.414						
HD141527		0.026								0.026			
HD141714			0.036					0.036					
HD164058	0.087	0.076					0.184						
HD184786										0.415	0.415		
HD202447	0.260									0.260			

Tabla 4.17: Resultados para el estudio de errores de medidas estrellas repetidas en diferentes campañas de observación en Calar Alto. En la tabla se indica el número de medidas  $N$  para cada estrella en diferentes noches de observación, el valor final del índice  $CO_{KH}$  ( $CO_{\text{valor medio}}$ , promedio pesado con los errores), error en el valor medio del índice ( $\Delta[CO]_{\text{valor medio}}$ ), error debido a la desviación estándar de las medidas ( $\Delta[CO]_{\text{desviación típica}}$ ), error aleatorio residual ( $\Delta[CO]_{\text{residual}}$ ) obtenido como se explica en el texto y error debido a las fuentes de error conocidas ( $\Delta[CO]_{\text{fuentes conocidas}}$ ). En negrita se señalan los casos en los que los errores aleatorios iniciales no explican las desviaciones observadas en las medidas de los índices y para los que hemos introducido el error residual correspondiente.

Estrella	N	CO valor medio	$\Delta[CO]$ valor medio	$\Delta[CO]$ desviación típica	$\Delta[CO]$ fuentes conocidas	$\Delta[CO]$ residual
HD073394	2	0.971	0.002	0.001	0.003	–
HD078732	3	0.945	0.002	0.001	0.003	–
HD083632	2	0.913	0.002	0.005	0.003	–
<b>HD085773</b>	<b>2</b>	<b>0.990</b>	<b>0.009</b>	<b>0.012</b>	<b>0.003</b>	<b>0.012</b>
<b>HD095735</b>	<b>13</b>	<b>0.957</b>	<b>0.001</b>	<b>0.003</b>	<b>0.002</b>	<b>0.002</b>
HD111631	2	0.934	0.002	0.002	0.002	–
HD113285	2	0.846	0.003	0.000	0.004	–
HD119228	2	0.886	0.004	0.005	0.005	–
HD122563	2	0.993	0.001	0.001	0.001	–
HD123299	2	0.998	0.002	0.001	0.002	–
<b>HD141527</b>	<b>2</b>	<b>1.004</b>	<b>0.009</b>	<b>0.013</b>	<b>0.003</b>	<b>0.012</b>
<b>HD141714</b>	<b>2</b>	<b>0.973</b>	<b>0.005</b>	<b>0.007</b>	<b>0.002</b>	<b>0.007</b>
<b>HD164058</b>	<b>3</b>	<b>0.892</b>	<b>0.003</b>	<b>0.005</b>	<b>0.003</b>	<b>0.004</b>
HD184786	2	0.858	0.002	0.001	0.003	–
HD202447	2	0.964	0.003	0.004	0.004	–



En la Tabla 4.16 presentamos los valores del grado de significación  $\alpha$  para las estrellas repetidas y observadas en Calar Alto incluidas en la biblioteca. En todos los casos  $\alpha$  es suficientemente alto para aceptar la hipótesis nula (4.16) y por tanto, las medidas del índice para una misma estrella en diferentes noches de observación son compatibles y no existen errores sistemáticos que debamos tener en cuenta.

Por último, debemos estudiar si los errores en las medidas de los índices para cada noche explican los errores aleatorios esperados para cada estrella, o si por el contrario es necesario introducir una fuente de error aleatorio residual. Para ello, seguimos el mismo procedimiento explicado en § 4.2.2. Los resultados de este estudio sobre las medidas de estrellas con medidas en diferentes noches de observación aparecen en la Tabla 4.17. En este caso, sólo cinco de las estrellas necesitan un error aleatorio residual (estrellas señaladas en negrita) mientras que el resto de medidas quedan explicadas con los errores derivados de las fuentes conocidas.

En la Figura 4.3 presentamos las medidas del índice  $\text{CO}_{\text{KH}}$  para las estrellas con observaciones repetidas en diferentes noches en las abscisas y sus diferencias con respecto a la media pesada con los errores en las ordenadas.

Para el caso de las observaciones realizadas en La Palma, contamos con cuatro estrellas repetidas en las dos campañas de observación. En la Figura 4.4 podemos comprobar la consistencia entre las medidas y sus barras de error en este caso.

### 4.3. Corrección empírica de los índices medidos en la biblioteca estelar

Como ya indicamos en § 4.1, los espectros obtenidos en Calar Alto presentan problemas en la forma del continuo (ejemplo en la Figura 4.1) que nos han llevado a buscar una corrección empírica de los mismos. Al comparar las medidas de los índices sobre los espectros de la nueva biblioteca estelar obtenidos con OMEGA-CASS en Calar Alto con los medidos sobre los espectros presentados por KH86 (remuestreados correctamente), vemos que estos últimos son sistemáticamente superiores. Sin embargo, al hacer dicha comparación sobre los espectros observados en La Palma, vemos que las medidas son similares. Por ello, utilizaremos las observaciones de las estrellas observadas de nuevo en La Palma para obtener una corrección empírica de los índices medidos sobre los espectros de observados en Calar Alto, utilizando para ello las medidas del índice  $\text{CO}_{\text{KH}}$ . Es importante señalar que los espectros obtenidos en Calar Alto han sido remuestreados a la resolución espectral de los espectros observados en La Palma, de manera que las comparaciones son perfectamente consistentes entre sí.

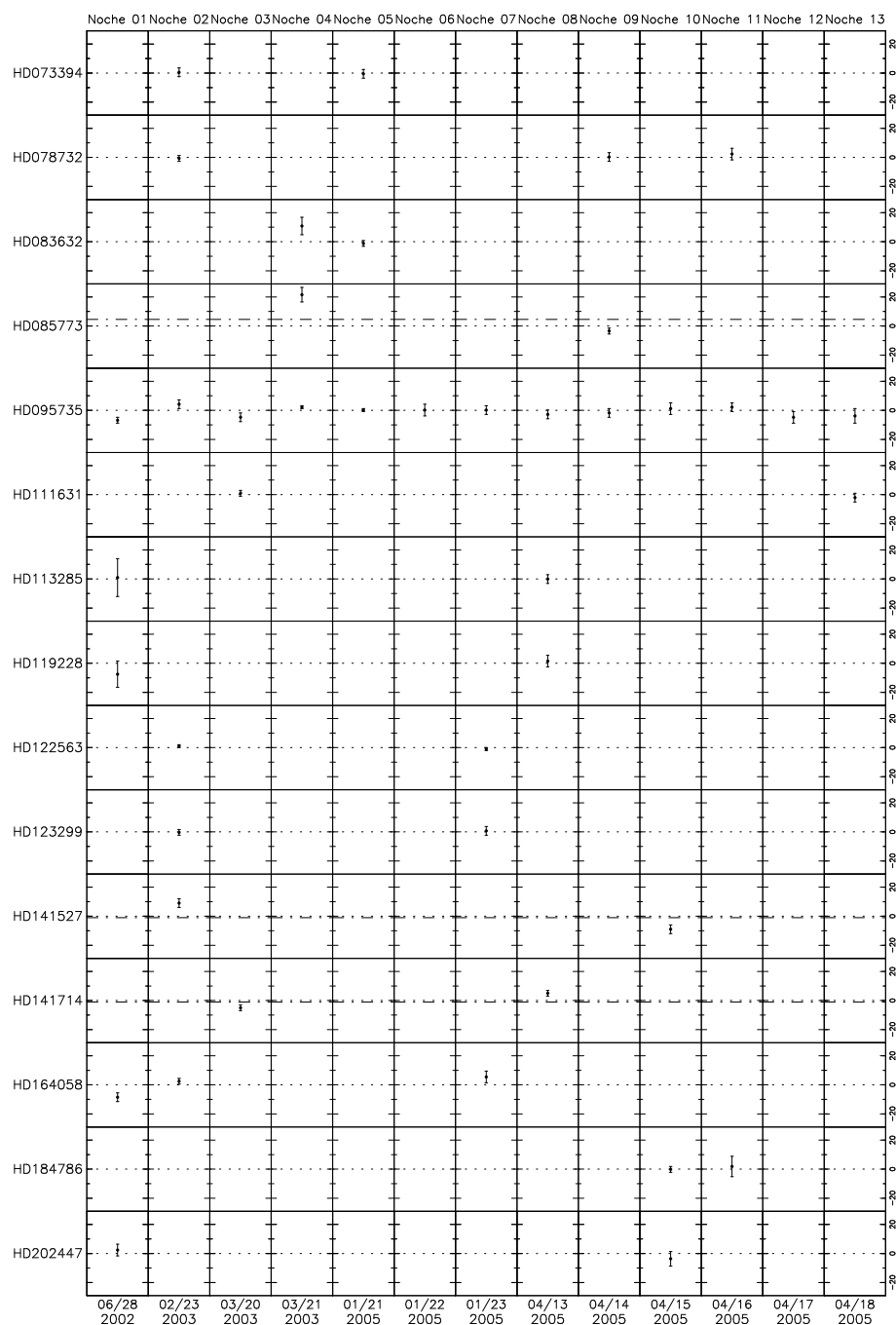


Figura 4.3: Comparación de las medidas del índice  $CO_{KH}$  para estrellas observadas en más de una noche en Calar Alto. Como hemos comprobado que no existen efectos sistemáticos que debamos tener en cuenta, hemos determinado el valor promedio de todas las medidas y los puntos representados corresponden a la diferencia de las medidas con respecto a la media pesada con los errores (para la representación, los valores en el eje Y han sido multiplicados por un factor  $10^3$ ). Las barras de error indican los errores aleatorios correspondientes en cada caso. La línea punteada representa una diferencia nula. Para cinco de las estrellas habría que introducir un error aleatorio residual (explicación en el texto, Tabla 4.17) y en esos casos se ha representado con una línea discontinua la diferencia con respecto a la nueva media pesada teniendo en cuenta los nuevos errores. En estos cinco casos el valor del nivel de significación  $\alpha$  no es suficientemente pequeño como para poder rechazar la hipótesis nula de igualdad de varianzas.

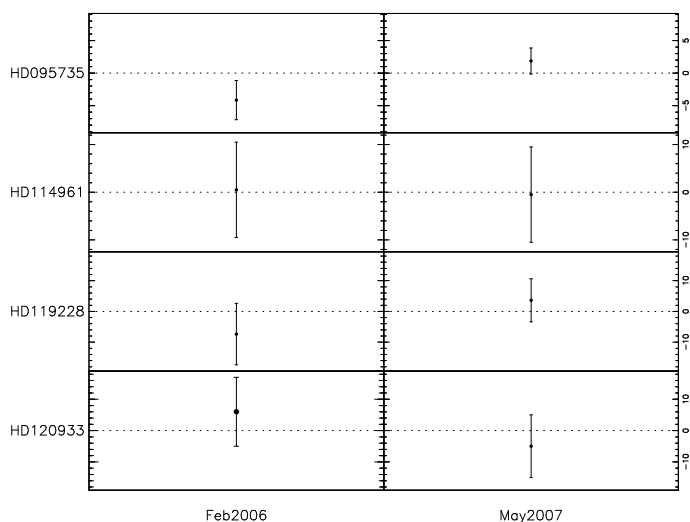


Figura 4.4: Comparación de las medidas del índice de CO para estrellas observadas más de una noche en La Palma (representación equivalente a la Figura 4.3). Como se puede ver, las medidas en las diferentes noches son compatibles con sus barras de error.

### 4.3.1. Consistencia de los índices medidos en los espectros observados en La Palma frente a los medidos en los espectros de KH86

En primer lugar, comprobamos que los índices medidos sobre los espectros obtenidos en La Palma son compatibles con los medidos sobre los espectros de KH86, una vez remuestreados a la resolución de los espectros observados en La Palma. Para ello, asignamos a cada estrella observada en La Palma una estrella de la biblioteca de KH86 lo más similar posible en temperatura efectiva y clase de luminosidad (Tabla 4.18), y medimos el índice de CO sobre su espectro. Para este estudio, consideramos únicamente estrellas de metalicidad solar ya que la biblioteca de KH86 sólo presenta estrellas de este tipo. En nuestro caso, la resolución de los espectros de KH86 es muy similar a la de los observados en La Palma y por ello podemos hacer la comparación de los índices directamente. Los errores considerados en las medidas sobre los espectros de KH86 han sido calculados a partir de la dispersión del flujo en los espectros en regiones de continuo libres de características de absorción (hemos empleado las mismas zonas que las consideradas en los espectros de La Palma, ver §4.2.1). Los espectros originales de KH86 vienen dados en número de onda, con una dispersión de  $0.2 \text{ cm}^{-1}/\text{píxel}$  y una FWHM de  $1.6 \text{ cm}^{-1}$  que se corresponde con una velocidad radial de  $\sim 110 \text{ km/s}$ . Consideramos como error en calibración en longitud de onda un píxel, que se traduce en un error de  $\sim 15 \text{ km/s}$ .

En la Figura 4.5 representamos los índices medidos para las estrellas observadas en La Palma frente a las correspondientes de KH86, con sus errores asociados. El coeficiente de determinación  $r^2$  en este caso es 0.9768, que indica la buena correlación observada y la consistencia entre los dos grupos de medidas.

Tabla 4.18: Estrellas de KH86 (tercera columna) elegidas para la comparación con las estrellas observadas en La Palma (primera columna), junto con sus tipos espectrales. Se señalan en negrita aquellas estrellas para las que valores de los índices no son estadísticamente compatibles. Las diferencias en los tipos espectrales y la variabilidad de las estrellas (señaladas como var junto al tipo espectral) explican la mayoría de los casos. Para otras estrellas, las diferencias se explican debido a restos de absorciones telúricas en los espectros observados en La Palma (1).

Estrella	Tipo espectral	Estrella KH	Tipo espectral	Notas
<b>Febrero 2006</b>				
<b>HD058521</b>	M5Ib-II (var)	$\mu$ Cep	M2Ia	
HD095735	M2V	HD095735	M2V	
<b>HD111631</b>	M0.5V	HD095735	M2V	
HD114961	M7III	BK Vir	M7III	
<b>HD119228</b>	M2III	75 Cyg	M1III (var)	
HD120933	K5III	$\gamma$ Dra	K5III (var)	
<b>HD138481</b>	K5III	$\gamma$ Dra	K5III (var)	
HD148783	M6III	$\chi$ Peg	M2III	
HD164058	K5III	$\gamma$ Dra	K5III (var)	
HD184786	M4.5III	$\chi$ Peg	M2III	
<b>Mayo 2007</b>				
<b>BD+442051</b>	M2V	HD095735	M2V	(1)
HD069267	K4III	39 Cyg	K3III	
HD073394	G5III <sub>tw</sub>	<i>o</i> U Ma	G5IIIa (var)	
<b>HD073593</b>	G8IV	$\epsilon$ Vir	G8III	
<b>HD075732</b>	G8V	$\sigma$ Dra	K0V (var)	
<b>HD076813</b>	G9III	<i>o</i> U Ma	G5IIIa (var)	
HD076813	G9III	<i>o</i> U Ma	G5IIIa (var)	
HD078712	M6SIII	$\chi$ Peg	M2III	
<b>HD079452</b>	G6III	<i>o</i> U Ma	G5IIIa (var)	
HD080390	M4IIIa	$\chi$ Peg	M3III	
HD081192	G7III	$\epsilon$ Vir	G8III <sub>ab</sub>	
HD083425	K3III	39 Cyg	K3III	
HD083618	K3III	39 Cyg	K3III	
<b>HD083632</b>	K2III	$\kappa$ Oph	K2III (var)	
<b>HD087822</b>	F4V	<i>v</i> Peg	F8III	
<b>HD095735</b>	M2V	HD095735	M2V	
<b>HD099998</b>	K4III	39 Cyg	K3III	
HD107213	F8Vs	<i>v</i> Peg	F8III	
<b>HD114038</b>	K1III	$\iota$ Cep	K1III	
HD114961	M7III	BK Vir	M7III	
<b>HD119228</b>	M1III (var)	75 Cyg	M1III (var)	
<b>HD120933</b>	K5III	$\gamma$ Dra	K5III (var)	
HD121299	K2III	$\iota$ Cep	K0III (var)	
HD122563	F8IV	<i>v</i> Peg	F8III	
HD123657	M4III	$\chi$ Peg	M2III	
HD126327	M7.5III	SW Vir	M7III	
<b>HD130705</b>	K4II-III	39 Cyg	K3III	
HD131430	K2-3III	$\kappa$ Oph	K2III	
HD134063	G5III	$\epsilon$ Vir	G8III <sub>ab</sub>	
<b>HD136726</b>	K4III	$\kappa$ Oph	K2III (var)	(1)
<b>HD137704</b>	K4III	39 Cyg	K3III	
<b>HD145675</b>	K0V	$\sigma$ Dra	K0V (var)	
HD149661	K0V	$\sigma$ Dra	K0V (var)	
HD154733	K3III	39 Cyg	K3III	
HD164349	K0.5IIB	RW Cep	K2I	
HD167768	G3III	<i>o</i> U Ma	G5III (var)	
HD168720	M1III	75 Cyg	M1III (var)	
<b>HD175865</b>	M5III (var)	$\chi$ Peg	M3III	
HD184499	G0V	<i>v</i> PEG	F8III	
<b>HD185144</b>	K0V	$\sigma$ Dra	K0V (var)	
HD199799	M1I	BS 8726	M0I <sub>ab</sub>	
<b>HD232078</b>	K4-5III/II	39 Cyg	K3III	

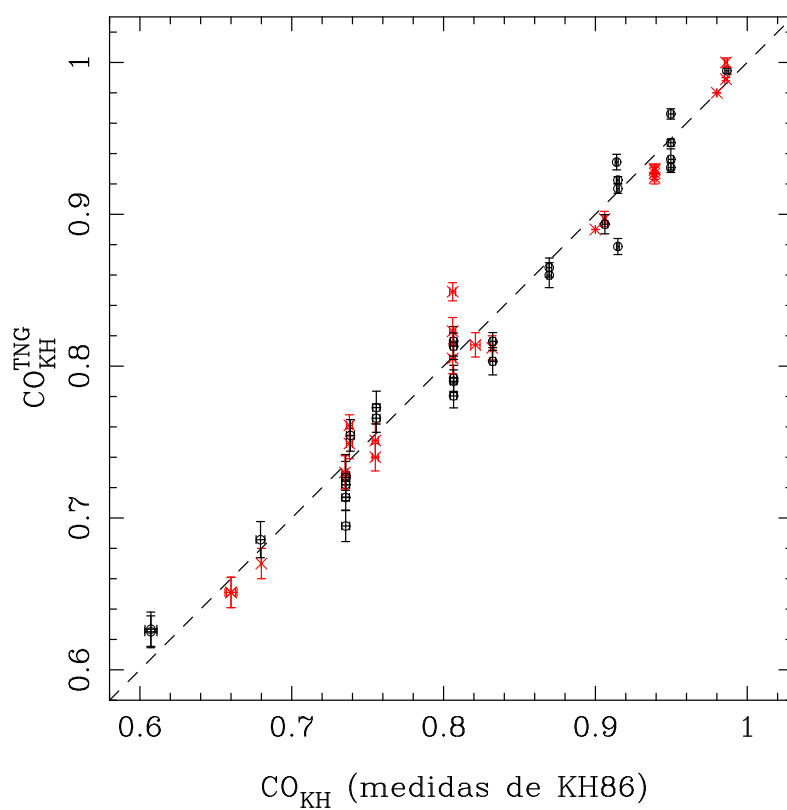


Figura 4.5: Índices medidos en las estrellas observadas en La Palma frente a los índices medidos sobre las estrellas de comparación elegidas de KH86 (señaladas en la Tabla 4.18) con sus correspondientes barras de error. Las estrellas de metalicidad no solar están indicadas con aspas rojas.

Por otro lado, para cuantificar estadísticamente que los índices medidos en La Palma son consistentes con los medidos sobre los espectros de KH86 realizamos un contraste bilateral de igualdad de las medidas en los dos sistemas. Para cada par de estrellas, consideramos que las medidas en ambos sistemas son iguales (hipótesis nula) cuando

$$t = \frac{|\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{TNG}} - \text{CO}_{\text{KH}}|}{\sqrt{\frac{\Delta^2[\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{TNG}}]}{n_1} + \frac{\Delta^2[\text{CO}_{\text{KH}}]}{n_2}}} \leq t_{\alpha/2, f} \quad (4.19)$$

donde  $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{TNG}}$  y  $\Delta[\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{TNG}}]$  son el valor promedio del índice de CO y su error asociado para la estrella observada en el TNG, respectivamente, y  $n_1$  es el número de medidas del índice para dicha estrella (en el caso de observaciones en La Palma,  $n_1 = 4$ );  $\text{CO}_{\text{KH}}$ ,  $\Delta[\text{CO}_{\text{KH}}]$  es el valor del índice y su error para la estrella elegida observada por KH86, y  $n_2$  es el número de medidas para dicha estrella (en este caso  $n_2 = 1$ ), y  $f$  es el número de grados de libertad que viene dado por la aproximación de Welch aplicada a este caso particular

$$f = \frac{\left(\frac{\Delta^2[\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{TNG}}]}{n_1} + \frac{\Delta^2[\text{CO}_{\text{KH}}]}{n_2}\right)^2}{\frac{(\Delta^2[\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{TNG}}]/n_1)^2}{n_1+1} + \frac{(\Delta^2[\text{CO}_{\text{KH}}]/n_2)^2}{n_2+1}} - 2. \quad (4.20)$$

Al aplicar este estudio, encontramos que los índices de algunas parejas de estrellas no son estadísticamente compatibles (estrellas en negrita en la Tabla 4.18). Sin embargo, en la mayoría de estos casos las estrellas de KH86 son variables o bien los espectros de La Palma muestran restos de absorciones telúricas, lo que explica las discrepancias. Por ello consideramos que los índices medidos sobre los espectros observados en La Palma son compatibles con los medidos sobre los espectros de KH86 y pueden ser utilizados para corregir las medidas en los espectros observados en Calar Alto.

### 4.3.2. Cálculo de la corrección empírica de los índices medidos en la biblioteca estelar

Una vez hemos demostrado que los índices medidos sobre los espectros observados en La Palma son consistentes con los obtenidos sobre los espectros de KH86, utilizaremos las medidas de las estrellas observadas tanto en La Palma como en Calar Alto para calcular una corrección empírica de los índices en estas últimas. En la Figura 4.6 representamos los índices medidos sobre las estrellas observadas en La Palma frente a las observadas en Calar Alto (remuestreadas a la resolución de las observaciones obtenidas en La Palma), con sus correspondientes barras de error. Aunque los índices medidos sobre los espectros de Calar Alto presentan valores sistemáticamente superiores a los esperados, siguen una relación lineal con los medidos en los espectros observados en La Palma. Por ello, la corrección empírica que debemos aplicar es simplemente el ajuste lineal obtenido a partir de los dos grupos de medidas y para el que obtenemos un coeficiente de determinación  $r^2 = 0.9539$ . En la Figura 4.7 presentamos los índices medidos en las distintas campañas

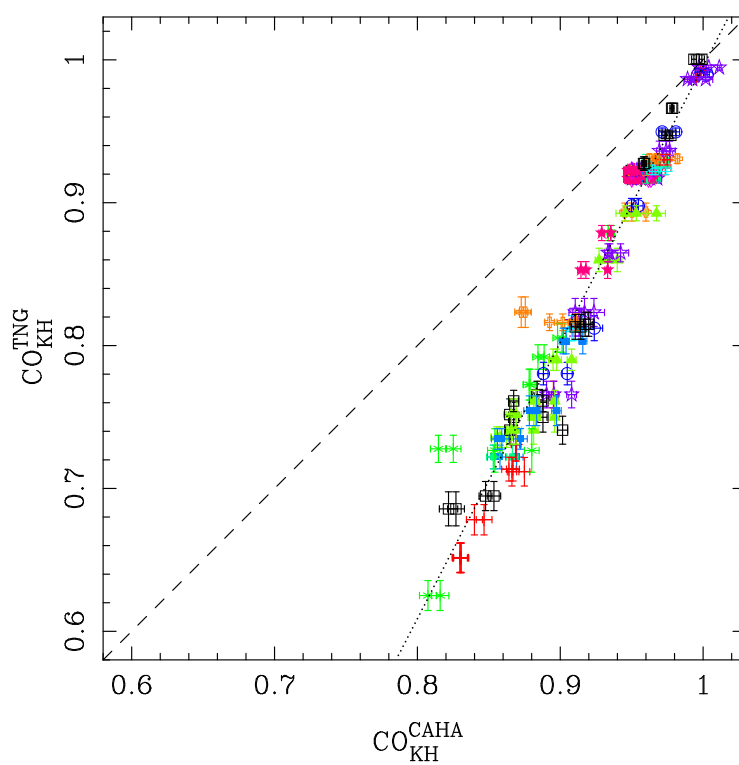


Figura 4.6: Comparación del índice  $\text{CO}_{\text{KH}}$  para las estrellas comunes en las observaciones realizadas en La Palma ( $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{TNG}}$ ) y en Calar Alto ( $\text{CO}_{\text{KH}}^{\text{CAHA}}$ ). La diagonal presenta la relación 1:1 esperada en el caso de que los dos conjuntos de medidas fueran correctos. Los diferentes colores y símbolos representan las distintas campañas de observación en Calar Alto. La línea punteada representa el ajuste lineal obtenido.

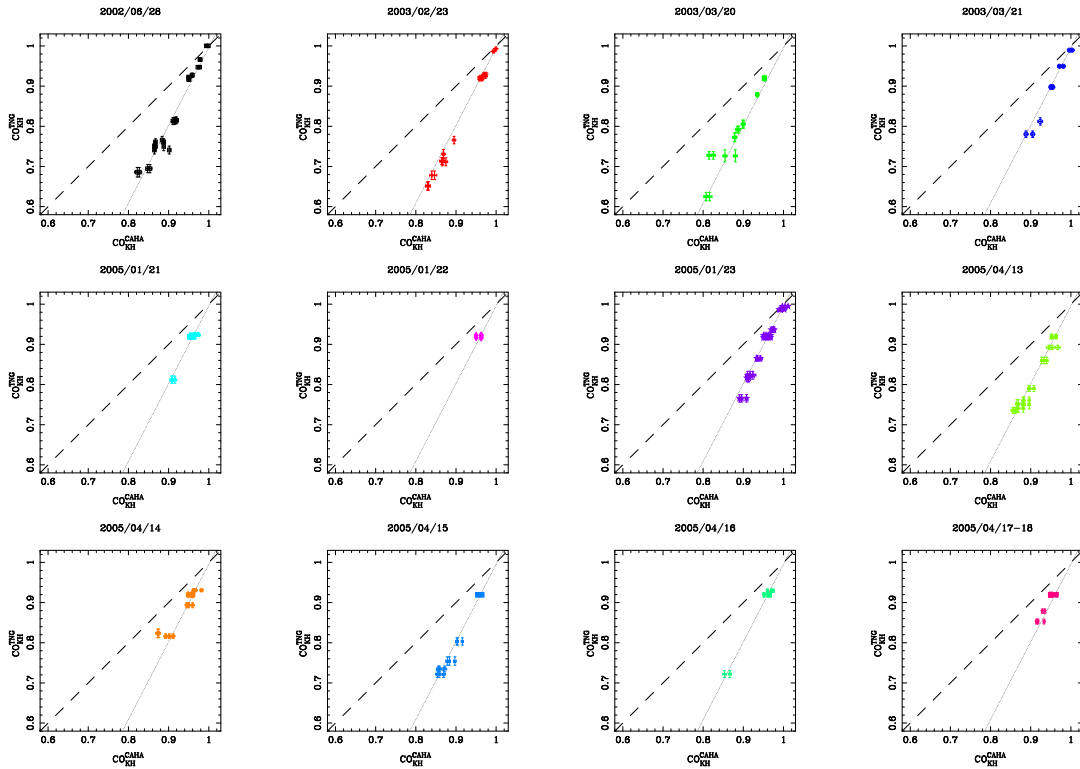


Figura 4.7: Comparación del índice  $CO_{KH}$  para las estrellas comunes en las observaciones realizadas en La Palma ( $CO_{KH}^{TNG}$ ) y en Calar Alto ( $CO_{KH}^{CAHA}$ ) para las distintas campañas de observación en Calar Alto. La línea punteada representa el ajuste lineal obtenido a partir de todas las medidas disponibles representado también en la Figura 4.6. Las medidas más alejadas de la relación obtenida son 2002/02/28: HD199799, clasificada como estrella variable pulsante; 2003/03/20: HD078127, clasificada como estrella semi-regular pulsante; 2005/04/14: HD187216, clasificada como estrella de Carbono.

de observación en Calar Alto, de manera que podemos comprobar que no existen diferencias sistemáticas de la corrección empírica para las distintas campañas de observación con respecto al ajuste lineal obtenido a partir de todas las estrellas en común.

### Valores finales del índice $D_{CO}$

Por último, hemos utilizado la ecuación 3.26 para convertir las medidas del índice  $CO_{KH}$  corregidas según se ha explicado en la sección anterior en los valores del índice  $D_{CO}$  que se utilizarán en el Capítulo 5 para el cálculo de las funciones empíricas de ajuste. Las incertidumbres en las medidas del  $D_{CO}$  se han calculado aplicando la propagación clásica de errores a partir de las incertidumbres de las medidas para el  $CO_{KH}$ . En el caso de las estrellas observadas en La Palma, como los espectros no están afectados de ningún problema adicional, hemos medido directamente el índice  $D_{CO}$ . En la Tabla A.1 aparecen listadas las estrellas de la biblioteca estelar con los valores finales del  $D_{CO}$  y sus incertidumbres asociadas. En dicha tabla se señalan con el símbolo † las estrellas que han sido



observadas en La Palma.

## 4.4. Resumen

La forma del continuo en los espectros obtenidos en Calar Alto presenta una falsa estructura a gran escala que impide medir correctamente la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  utilizando la nueva definición del índice  $D_{\text{CO}}$  presentada en el Capítulo 3. Por esta razón, se ha utilizado el índice  $\text{CO}_{\text{KH}}$  medido sobre la muestra de estrellas repetidas en La Palma para obtener una calibración empírica para las medidas del índice sobre la biblioteca estelar. En este capítulo se ha discutido el proceso de medida y calibración de los índices, junto con el análisis de errores realizado en todo el procedimiento. Como resultado obtenemos medidas realistas del índice  $D_{\text{CO}}$  (y la estimación de su error) para las estrellas de la nueva biblioteca estelar. Estas medidas constituyen los valores de partida para el cálculo de las funciones empíricas de ajuste que se presentan en el próximo capítulo.

## Capítulo 5

# Calibración empírica del índice $D_{CO}$

---

En este capítulo estudiamos el comportamiento de la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  con la temperatura efectiva, la gravedad superficial y la metalicidad. Para ello hemos calculado las funciones empíricas de ajuste (*fitting functions*) que describen cuantitativamente las variaciones del índice  $D_{CO}$  con los tres parámetros atmosféricos simultáneamente. Para facilitar la utilización e implementación de estas funciones de ajuste, se proporciona en <http://www.ucm.es/info/Astrof/ellipt/CO.html> una subrutina en FORTRAN que utiliza las funciones de ajuste derivadas en este trabajo para calcular el valor predicho del índice  $D_{CO}$  para unos valores de entrada determinados de los parámetros atmosféricos.

Estas funciones de ajuste han sido introducidas en los modelos de síntesis evolutiva del Dr. A. Vazdekis. En este capítulo se presentan las predicciones preliminares del  $D_{CO}$  y se estudia la dependencia de la evolución temporal del índice con la metalicidad y la pendiente de la función inicial de masas.

### 5.1. Comportamiento cualitativo de la absorción del CO con los parámetros atmosféricos

Desde el inicio del estudio de la banda K con la aparición de los nuevos detectores infrarrojos, todos los autores que han observado en este intervalo espectral han indicado el comportamiento cualitativo de las absorciones de CO dependiendo del tipo de estrellas. Las absorciones debidas al CO son más profundas para estrellas frías, mientras que las estrellas calientes no presentan dicha característica espectral. Por otro lado, las absorciones son más importantes conforme la gravedad superficial disminuye, de manera que las estrellas supergigantes presentan bandas de absorción debidas al CO más profundas que las estrellas enanas de temperatura similar. Este comportamiento fue descrito desde los primeros estudios fotométricos del CO por Baldwin et al. (1973), quienes indicaron la dependencia del índice fotométrico definido por ellos con el tipo espectral para su muestra de estudio (Figura 5.1), mostrando que estrellas de tipos espectrales más avanzados presentan absorciones debidas al CO más importantes. KH86 utilizaron su biblioteca estelar de resolución media para mostrar la dependencia de su índice espectroscópico,  $CO_{CO}^{\text{mag}}$ , con la temperatura efectiva (Figura 5.2) e indicar la dependencia con la gravedad. Poste-

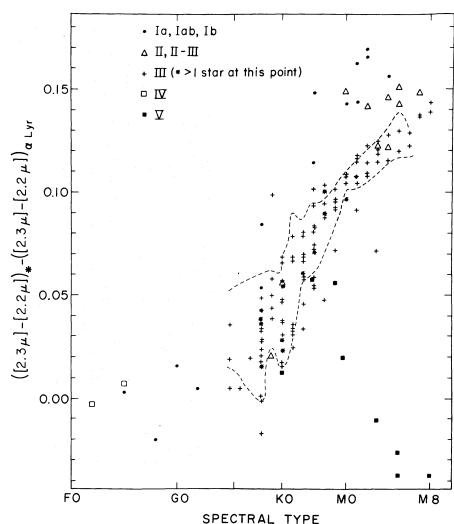


Figura 5.1: Representación del índice fotométrico definido por Baldwin et al. (1973) frente al tipo espectral. Los diferentes símbolos representan estrellas de distinta clase de luminosidad, tal y como se explica en la figura. Las líneas discontinuas representan la dispersión del índice de CO para estrellas de clase de luminosidad III.

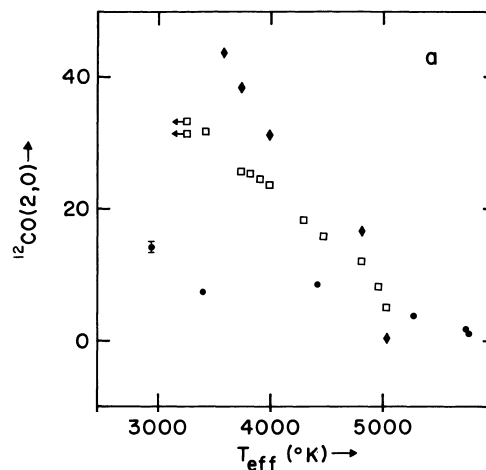


Figura 5.2: Variación de la intensidad de la absorción del CO en magnitudes con la temperatura efectiva dada por KH86. Las estrellas enanas son representada con círculos, las gigantes con cuadrados y las supergigantes con diamantes.

riormente otros autores (por ejemplo Lançon & Rocca-Volmerange, 1992; Doyon et al., 1994; Wallace & Hinkle, 1997; Ramirez et al., 1997; Förster Schreiber, 2000; Lançon & Wood, 2000; Ivanov et al., 2004; Silva et al., 2008) también han señalado este comportamiento, de manera que la dependencia del CO con la temperatura efectiva y la gravedad es bien conocida.

Por otro lado, los estudios teóricos de McWilliam & Lambert (1984) y Origlia et al. (1993) ya indicaban que las bandas de absorción del CO debían depender también de la metalicidad de las estrellas (ver Figura 5.3). Terndrup et al. (1991) mostraron que las estrellas de la ventana de Baade presentan profundas bandas de CO en  $2.3 \mu\text{m}$ , y utilizaron dicha observación para indicar la posible alta metalicidad de estas estrellas. Por otro lado, las predicciones de los modelos de Maraston (2005) también muestran la dependencia de las absorciones del CO con la metalicidad, y recientes observaciones de poblaciones estelares compuestas (por ejemplo Origlia & Oliva, 2000; Riffel et al., 2007) apoyan esta dependencia. Desafortunadamente, el recubrimiento de parámetros de las bibliotecas en la banda K hasta el momento (Tabla 2.1) no era suficiente para cuantificar esta dependencia con la metalicidad.

Origlia et al. (1993) (ver Figura 5.3, derecha) y Origlia & Oliva (2000) realizaron

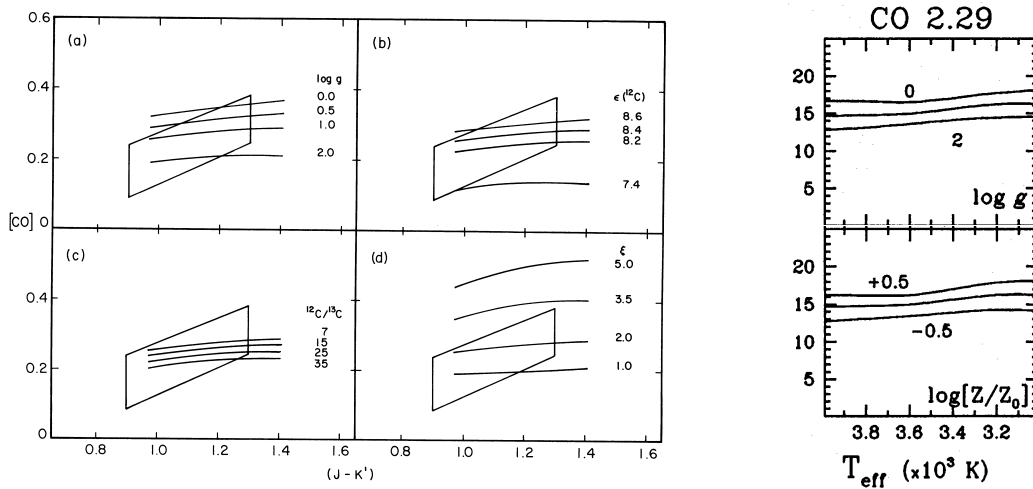


Figura 5.3: *Izquierda:* Dependencia del índice fotométrico del CO con la gravedad, la abundancia de Carbono  $\epsilon(^{12}\text{C})$ , el cociente  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  y la velocidad de microturbulencia  $\xi$  (de arriba a abajo y de izquierda a derecha) según los modelos de McWilliam & Lambert (1984). *Derecha:* Dependencia del índice de CO (medido en anchuras equivalentes, Å) con la gravedad (panel superior) y la metalicidad (panel inferior) según los modelos teóricos de Origlia et al. (1993).

una aproximación teórica al estudio de la dependencia del índice con los parámetros estelares básicos utilizando los modelos ya mencionados, llegando a conclusiones similares:

- Dependencia con la temperatura efectiva  $T_{\text{eff}}$ , bien conocida observacionalmente, que establece la abundancia relativa de CO/C.
- Dependencia con la gravedad superficial  $g$ , también descrita anteriormente, que influye en el equilibrio de  $\text{H}^- / \text{H}$  (y por ello en la opacidad total) y de este manera modifica la densidad de columna total del gas de la fotosfera. En estrellas frías, con  $\text{CO}/\text{C} \simeq 1$  la densidad de columna de CO escala con  $\approx g^{-1/3}$  y por ello las líneas empiezan a ser más opacas al disminuir la gravedad.
- Dependencia con la velocidad de microturbulencia  $\xi$ , que determina la anchura gaussiana de las líneas y, por tanto, la anchura equivalente de las líneas saturadas (las transiciones del CO son semi-prohibidas y tienen unas alas Lorentzianas muy débiles).
- Dependencia con la la metalicidad y la abundancia relativa de carbono, que define el valor C/H (también indicada por McWilliam & Lambert, 1984, ver Figura 5.3 panel izquierdo). Para unos valores dados de  $T_{\text{eff}}$  y  $g$ , las opacidades de todas las líneas de CO escalan linealmente con la abundancia de carbono C/H.

El valor de la velocidad de microturbulencia no puede ser relacionado directamente con los parámetros estelares pero, basándose en observaciones espectroscópicas detalla-

das, se ha encontrado que aumenta cuando la luminosidad bolométrica  $L_{bol}$  también lo hace. En primera aproximación,  $\xi$  escala linealmente con  $\log L_{bol}$  y de este modo estrellas gigantes M de los últimos tipos tienen velocidades de microturbulencia unos 0.8 km/s mayores que estrellas gigantes K de los primeros tipos. El efecto de la velocidad de microturbulencia empieza a ser más importante en estrellas supergigantes rojas e indica el hecho de que estrellas de clase de luminosidad I tienen absorciones de CO mucho más importantes que gigantes de similar temperatura y gravedad. Los valores derivados escalan de manera aproximadamente lineal con  $\log L_{bol}$ , un comportamiento similar al encontrado para estrellas gigantes. De este modo, de manera práctica, la variación del índice de CO en supergigantes y gigantes rojas puede ser reproducido mediante una relación empírica que relacione linealmente la velocidad de microturbulencia  $\xi$  con la luminosidad bolométrica (Origlia & Oliva, 2000)

$$\xi(\text{km/s}) \simeq 2.0 - 0.4M_{bol}. \quad (5.1)$$

El análisis espectral de sistemas metálicos y viejos realizado por Origlia et al. (1997), y de cúmulos jóvenes de las Nubes de Magallanes de Oliva & Origlia (1998) confirmaron la relación anterior al obtener valores empíricos de acuerdo con los derivados de modelos de síntesis espectral utilizando dicha relación. Así, mediante el diagrama HR se obtiene una relación indirecta de la velocidad de microturbulencia con la gravedad, de manera que las dependencias observadas con la gravedad incluyen el comportamiento con la velocidad de microturbulencia.

En la Figura 5.4 se representan espectros de estrellas incluidas en la nueva biblioteca estelar para ilustrar las dependencias cualitativas de la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  con los parámetros atmosféricos. En la columna izquierda se muestran estrellas con similar gravedad y metalicidad, pero diferentes temperaturas efectivas. De esta manera podemos ver cómo la absorción del CO es más importante conforme la temperatura efectiva de la estrella disminuye. En la columna central representamos estrellas de similar temperatura efectiva y metalicidad, poniendo de manifiesto la dependencia de la absorción con la gravedad superficial anteriormente descrita (estrellas enanas tienen bandas de CO menos importantes que estrellas gigantes). Por último, en la columna derecha se presentan estrellas de diferente metalicidad pero temperatura efectiva y gravedad similar, mostrando en este caso que estrellas menos metálicas presentan absorciones debidas al CO menos importantes que estrellas más metálicas. Como ya se ha indicado, esta dependencia con la metalicidad, indicada anteriormente por otros autores, va a ser cuantificada por primera vez en este trabajo.

## 5.2. Trabajos previos en la parametrización de la absorción de CO en $2.3 \mu\text{m}$

En la sección anterior hemos mostrado cómo desde el inicio del estudio del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  se ha apuntado la dependencia de esta característica espectral con los parámetros

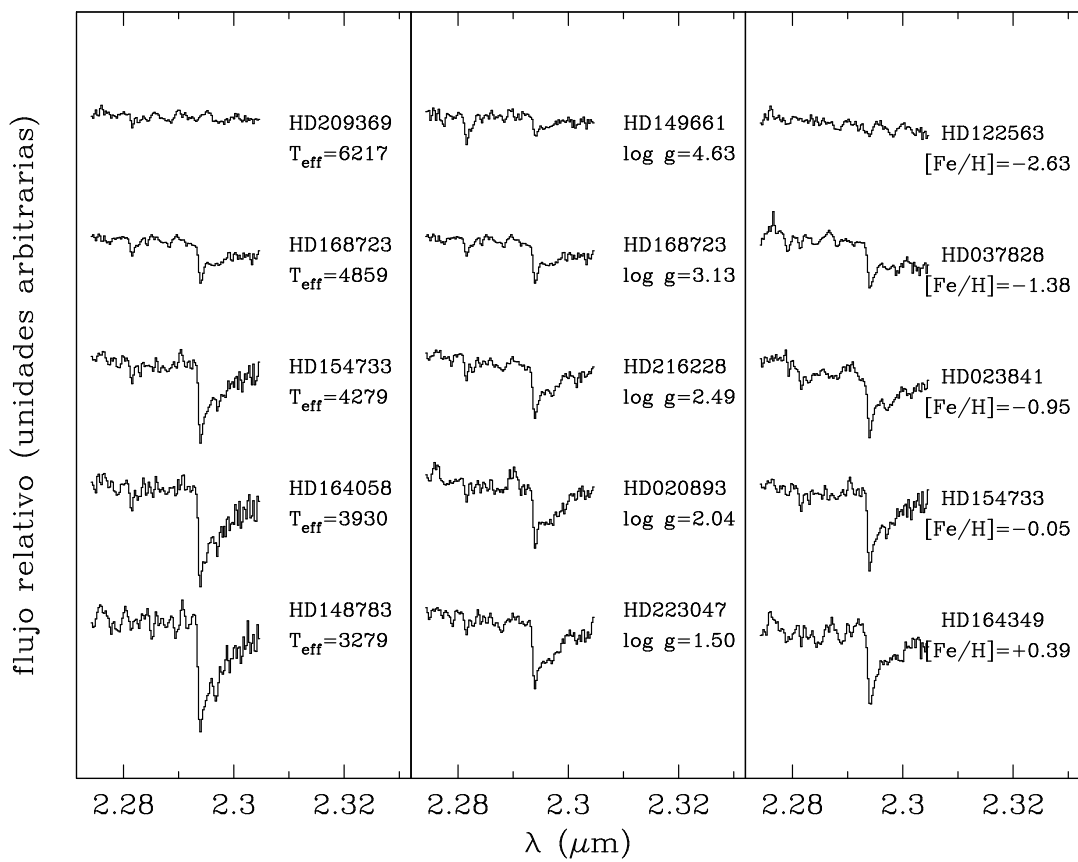


Figura 5.4: Dependencia cualitativa de la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$  con la temperatura efectiva (columna izquierda), la gravedad superficial (columna central) y la metalicidad (columna derecha).

atmosféricos de forma cualitativa. En cambio, pocos autores han traducido dichas dependencias en expresiones empíricas que relacionen la absorción de CO con los parámetros atmosféricos. Lançon & Rocca-Volmerange (1992) fueron los primeros en calcular una relación entre el índice de CO definido por ellos,  $W_{CO}(\mu m)$ , y la temperatura de color  $T_c$ , sólo válida para estrellas gigantes con  $T_c \leq 9000$  K,

$$W_{CO}(\mu m) = 4.32 \times 10^{-2} - 4.58 \times 10^{-6} T_c.$$

Posteriormente, Doyon et al. (1994) parametrizaron de forma parcial el comportamiento del índice  $CO_{sp}$  en función de la temperatura efectiva para estrellas de distinta clase de luminosidad, con una precisión de 0.015 mag,

$$\begin{aligned} \text{Enanas: } CO_{sp} &= 0.866 - 2.95T_4 + 2.55T_4^2, \\ \text{Gigantes: } CO_{sp} &= 1.530 - 5.01T_4 + 4.10T_4^2, \\ \text{Supergigantes: } CO_{sp} &= 1.353 - 2.80T_4, \end{aligned}$$

donde  $T_4$  es la temperatura efectiva en unidades de  $10^4$  K. Estas expresiones son válidas siempre que  $CO_{sp}$  sea positivo. Más recientemente, Ali et al. (1995) y Ramirez et al. (1997) utilizaron sus bibliotecas estelares (centradas en estrellas enanas y gigantes, respectivamente; ver Tabla 2.1) para obtener relaciones que permiten calcular temperaturas efectivas a partir de la medida del índice de CO para estrellas de diferente clase de luminosidad:

$$\begin{aligned} \text{Enanas: } T_{\text{eff}} &= (6651 \pm 221) - (482 \pm 83)EW + (12.1 \pm 6.6)EW^2 \\ \text{Gigantes: } T_{\text{eff}} &= (5019 \pm 79) - (68 \pm 4)EW \end{aligned}$$

donde  $T_{\text{eff}}$  es la temperatura efectiva en K, y  $EW$  es el índice de CO (en Å) según la definición de Ali et al. (1995) en el caso de estrellas enanas y Ramirez et al. (1997) para estrellas gigantes (ambas definiciones comparten los mismos límites de la banda de absorción, pero consideran diferentes bandas de continuo).

Hasta el momento, las relaciones calculadas por otros autores consideran la dependencia de la absorción del CO en  $2.3 \mu m$  con la temperatura efectiva y la gravedad. Sin embargo, la dependencia con la metalicidad indicada por los modelos (ver Figura 5.3, derecha), observada en detalle por primera vez con esta biblioteca (Figura 5.4, columna derecha), no había sido incluida en los estudios hasta la fecha.

### 5.3. Funciones empíricas de ajuste

Como se ha indicado en la sección anterior, no existía hasta el momento ningún estudio sistemático de la dependencia de la absorción del CO en  $2.3 \mu m$  en función de los tres parámetros atmosféricos estelares debido, fundamentalmente, al pobre recubrimien-

to del espacio de parámetros de las bibliotecas anteriores, especialmente en metalicidad (Tabla 2.1). Por ello, uno de los objetivos fundamentales de este trabajo es obtener dependencias cuantitativas de la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  con dichos parámetros a través de las llamadas funciones empíricas de ajuste (*fitting functions*). Estas funciones buscan reproducir la intensidad de un índice determinado, en este caso el  $D_{\text{CO}}$ , en función de los parámetros atmosféricos de las estrellas individuales, ajustando para ello relaciones matemáticas, pero no pretenden explicar los mecanismos físicos que producen dichas dependencias.

### 5.3.1. Método general

Para obtener las funciones de ajuste que describen el comportamiento de un índice determinado con los parámetros atmosféricos, elegimos en primer lugar los indicadores de temperatura efectiva, gravedad superficial y metalicidad que vamos a considerar. En el caso de las funciones de ajuste del  $D_{\text{CO}}$ , adoptamos  $\theta = 5040/T_{\text{eff}}$  como indicador de temperatura, junto con los parámetros clásicos  $\log g$  y  $[\text{Fe}/\text{H}]^1$  para la gravedad y la metalicidad, respectivamente. Siguiendo el método propuesto por Gorgas et al. (1999) y Cenarro et al. (2002) (ver también los trabajos clásicos sobre los índices de Lick/IDS de Gorgas et al., 1993; Worthey et al., 1994) consideramos que el índice  $I$  puede ser obtenido asumiendo una dependencia polinómica con los parámetros de dos maneras:

$$I(\theta, \log g, [\text{Fe}/\text{H}]) = p(\theta, \log g, [\text{Fe}/\text{H}]), \quad (5.2)$$

o

$$I(\theta, \log g, [\text{Fe}/\text{H}]) = \text{constante} + \exp[p(\theta, \log g, [\text{Fe}/\text{H}])], \quad (5.3)$$

donde  $I$  se refiere a un índice en concreto, y  $p(\theta, \log g, [\text{Fe}/\text{H}])$  es un polinomio con términos hasta el tercer orden, incluyendo todos los posibles términos cruzados entre parámetros, es decir,

$$p(\theta, \log g, [\text{Fe}/\text{H}]) = \sum_{0 \leq i+j+k \leq 3} c_{i,j,k} \theta^i (\log g)^j [\text{Fe}/\text{H}]^k, \quad (5.4)$$

con  $0 \leq i + j + k \leq 3$  y  $0 \leq i, j, k$ .

La función de ajuste óptima es aquella que minimiza los residuos de los ajustes, es decir, cuando las diferencias entre el índice medido ( $I_{\text{obs}}$ ) y el índice predicho por la función de ajuste ( $I_{\text{pred}}$ ) es mínima.

En general, sólo algunos de los términos del polinomio presentados en la ecuación 5.4 son necesarios para reproducir el comportamiento del índice con los parámetros atmosféricos. Podemos obtener los términos necesarios mediante dos procedimientos (Cenarro et al., 2002). Ambos consisten en un método iterativo y sistemático basado en

---

<sup>1</sup> $[\text{Fe}/\text{H}] = \log Z - \log Z_{\odot}$



el cálculo de un ajuste general junto con el análisis de la varianza residual del ajuste y los errores estimados de cada coeficiente del ajuste, para un conjunto dado de estrellas con parámetros atmosféricos bien conocidos y medidas del índice y su error. La significación de cada término considerado en el ajuste es calculada por medio de un test  $t$  (es decir, utilizando el error de su coeficiente para comprobar si éste es estadísticamente distinto de cero). Típicamente, consideramos que un término es significativo para un valor del nivel de significación por debajo de  $\alpha = 0.10$ .

El primer método consiste en calcular un ajuste inicial con todos los términos posibles dados en la ecuación 5.4, e ir eliminando uno por uno aquellos que no son significativos. Este procedimiento se repite eliminando en cada paso el término menos significativo hasta llegar a un ajuste en el que todos los términos son estadísticamente significativos.

El segundo procedimiento consiste en el sistema inverso. En esta ocasión partimos de los términos de menor orden y vamos introduciendo de uno en uno términos de orden superior, pero que puedan ser descompuestos en términos que hayamos incluido anteriormente y que sean estadísticamente significativos. Puede ocurrir que no llegemos al mismo ajuste con los dos métodos, ya que las decisiones que vamos tomando en pasos intermedios influyen en el resultado final. Por ello, se utilizaron ambos métodos para quedarnos finalmente con el mejor ajuste en cada caso. Como ya indicamos anteriormente, éste viene dado no sólo por el ajuste que presenta todos los términos significativos necesarios, sino el que presenta menores residuos, es decir, las diferencias entre el índice medido en el espectro de la estrella y el obtenido con la función de ajuste calculada son más pequeñas. Con este análisis de los residuos también comprobamos que no existen desviaciones sistemáticas para grupos determinados de estrellas (por ejemplo, estrellas de un determinado intervalo de metalicidad), de manera que nos aseguramos de que el conjunto total de estrellas sea representado correctamente por las funciones de ajuste calculadas, y que no haya grupos de estrellas que no sigan las dependencias obtenidas.

Por lo general, una única función de ajuste no es capaz de reproducir el comportamiento global de un índice determinado en función de los parámetros atmosféricos. Por ello, se hacen divisiones del espacio de parámetros en diferentes regiones (que denominaremos cajas), en función del comportamiento general del índice. En cada una de estas cajas se calculan las funciones de ajuste locales que reproduzcan las dependencias observadas del índice en ese rango de parámetros. La función de ajuste que nos dará el comportamiento general del índice con los parámetros atmosféricos se construye por interpolación de las obtenidas en cada una de estas regiones. Para obtener un comportamiento suave de las funciones de ajuste y conseguir reproducir así el comportamiento observado del índice, las regiones elegidas solapan en el espacio de parámetros, de manera que tenemos estrellas en común en las diferentes regiones. En estas zonas de solapamiento, la función de ajuste general se calcula interpolando los valores del índice obtenido en cada caja. De este modo, si  $I_1(x, y, z)$  y  $I_2(x, y, z)$  son dos funciones locales de ajuste que solapan en el parámetro genérico  $z$ , definidas respectivamente en los intervalos  $(z_{1,1}, z_{1,2})$

y  $(z_{2,1}, z_{2,2})$  con  $z_{2,1} < z_{1,2}$ , el índice predicho en la región intermedia vendrá dado por

$$I(x, y, z) = \omega I_1(x, y, z) + (1 - \omega) I_2(x, y, z), \quad (5.5)$$

donde el peso  $\omega$  es modulado por la distancia a las zonas de solapamiento según la expresión

$$\omega = \frac{z - z_{2,1}}{z_{1,2} - z_{2,1}}, \quad (5.6)$$

o por una media pesada con el coseno de la distancia según la expresión (Cenarro et al., 2002)

$$\omega = \cos \left[ \frac{\pi}{2} \left( \frac{z - z_{2,1}}{z_{1,2} - z_{2,1}} \right) \right], \quad (5.7)$$

donde en ambos casos  $z_{2,1} \leq z \leq z_{1,2}$ . En el estudio del índice  $D_{CO}$ ,  $z = \theta$  ya que sólo consideramos solapamiento en este parámetro.

Por último, para asegurarnos de que medidas anómalas (con errores altos en las medidas de sus índices) no influyan drásticamente en el ajuste final, calculamos las funciones de ajuste mediante un ajuste por mínimos cuadrados pesado con errores.

## 5.4. Estrellas utilizadas en el cálculo de las funciones de ajuste para el $D_{CO}$

La mayor parte de las estrellas consideradas en el cálculo de las funciones de ajuste del índice  $D_{CO}$  proceden de la nueva biblioteca estelar presentada en este trabajo (Capítulo 2). Después de haber revisado detalladamente los espectros, rechazamos aquéllos de baja calidad que conducían a medidas erróneas del índice, de manera que finalmente hemos utilizado 220 estrellas de la muestra original que, como ya vimos, mejora considerablemente el recubrimiento de parámetros de las bibliotecas existentes hasta el momento. Aún así, para calcular las funciones de ajuste válidas en el intervalo de parámetros atmosféricos lo más amplio posible, seleccionamos un grupo de estrellas de Frogel et al. (2001) y Stephens & Frogel (2004) para completar nuestra muestra. Estos autores presentan medidas del índice  $I_{Frogel}$  para una muestra de estrellas en la rama de las gigantes rojas (RGB, de inglés *Red Giant Branch*) de diferentes cúmulos globulares ( $R \sim 1500$ ,  $\sigma \sim 85$  km/s), caracterizados por su baja metalicidad. Como vimos en § 3.5 (Figura 3.3), el índice  $I_{Frogel}$  no depende de la dispersión de velocidades a la resolución de estos datos, de manera que podemos utilizar la ecuación 3.24 derivada en § 3.6 para obtener el índice  $D_{CO}$  a partir de sus medidas  $I_{Frogel}$ . Estos autores no proporcionan el error en la medida del índice para cada estrella, de manera que hemos estimado como cota superior de este error la dispersión media de las medidas ( $\sigma[I_{Frogel}]$ ) para las estrellas dentro de cada cúmulo que presentan los autores en su trabajo. En la Tabla B.2 se presentan las medidas de  $I_{Frogel}$  y  $\sigma[I_{Frogel}]$  para cada una de las estrellas de cúmulos que utilizaremos en el cálculo de las funciones de ajuste.

Finalmente, consideramos 220 estrellas de la biblioteca estelar presentada en este trabajo (Tabla A.1) junto con 80 estrellas seleccionadas de Frogel et al. (2001) y 14 estrellas de Stephens & Frogel (2004) (Tabla B.1) para calcular las funciones de ajuste que describan el comportamiento del índice  $D_{CO}$  en función de los parámetros atmosféricos.

### 5.4.1. Parámetros atmosféricos de las estrellas de la biblioteca estelar

Como ya se ha indicado anteriormente, la muestra de estrellas de la biblioteca estelar presentada en este trabajo es un subconjunto de la biblioteca en el rango óptico MILES (Sánchez-Blázquez et al., 2006). Cenarro et al. (2007) derivaron un conjunto homogéneo y consistente de parámetros atmosféricos para las estrellas de dicha biblioteca, como resultado de una compilación extensa de datos de la literatura y una cuidadosa calibración y corrección de los datos. El método seguido se resume principalmente en (ver Cenarro et al., 2001, 2007, para una explicación detallada del procedimiento):

1. Selección de un sistema de parámetros atmosféricos estándar y de alta calidad.
2. Compilación bibliográfica de parámetros atmosféricos de las estrellas de la biblioteca.
3. Calibración y corrección de diferencias sistemáticas entre diferentes fuentes y el sistema de referencia elegido.
4. Determinación de los parámetros atmosféricos finales promedio para las estrellas de la biblioteca utilizando todas las referencias disponibles corregidas al sistema de referencia.

Con este método se obtiene para cada estrella sus parámetros atmosféricos, junto con una estimación de las incertidumbres en dichos parámetros. De esta manera, son perfectamente conocidos los parámetros atmosféricos (y sus incertidumbres) de todas las estrellas de la nueva biblioteca.

### 5.4.2. Parámetros atmosféricos de las estrellas adicionales de cúmulos globulares

Para poder utilizar las medidas de las estrellas de cúmulos globulares de Frogel et al. (2001) y Stephens & Frogel (2004) en el cálculo de las funciones de ajuste, necesitamos conocer sus parámetros atmosféricos, garantizando además que sean consistentes con el conjunto de la biblioteca estelar. Por esa razón, los parámetros atmosféricos de estas estrellas adicionales han sido derivados siguiendo el procedimiento explicado en Cenarro et al. (2007) (ver también Cenarro et al., 2001) para estrellas de cúmulos.

En primer lugar, tomamos la metalicidad de cada cúmulo de trabajos previos en la literatura. Para ser consistentes en el conjunto completo de medidas, adoptamos la escala de

metalicidad de Carretta & Gratton (1997) por dos razones fundamentalmente. Por un lado, el acuerdo entre la localización de las estrellas RGB de cúmulo y las isocronas correspondientes en el plano  $M_K - (J - K)$  es mucho mejor en el caso de considerar los valores en la escala de Carretta & Gratton (1997) que en la escala adoptada por Zinn & West (1984), especialmente en el régimen de altas metalicidades. Por otro lado, las metalicidades del resto de estrellas de cúmulos incluidas en la biblioteca estelar (con valores de los parámetros atmosféricos tomados de Cenarro et al., 2001, 2007) están en la escala de Carretta & Gratton (1997). De esta manera, al adoptar la misma escala de metalicidad para las estrellas adicionales de cúmulo, minimizamos los errores sistemáticos que pueden aparecer en el cálculo de las funciones empíricas de ajuste. Por todo ello, siempre que fue posible se adoptó la metalicidad de cada cúmulo del trabajo presentado por Rutledge et al. (1997), quienes proporcionan estimaciones de metalicidad para cúmulos globulares basadas en las líneas del triplete de Ca II de sus estrellas RGB en la escala de Carretta & Gratton (1997). Ésta es la referencia utilizada para NGC0104, NGC0288, NGC0362, NGC5927, NGC6553, NGC6624, NGC6712, y M69. Para los cúmulos NGC6388, NGC6440, Liller1 y Terzan2 (no presentes en Rutledge et al., 1997), se tomaron los valores de metalicidad de Zinn & West (1984) y se transformaron a la escala de Carretta & Gratton (1997) utilizando la ecuación 7 del mismo trabajo. En el caso de M71, tomamos el valor derivado por Cenarro et al. (2002) de acuerdo con los valores del índice CaT para sus estrellas. Por último, para NGC6528 hemos adoptado el valor de la versión revisada del 2003 del catálogo de cúmulos globulares de la Vía Láctea de Harris (1996).

Posteriormente, la temperatura efectiva ( $T_{\text{eff}}$ ) y gravedad superficial ( $\log g$ ) de estas estrellas de cúmulos globulares han sido derivadas siguiendo el procedimiento explicado en Cenarro et al. (2007) (ver también Cenarro et al., 2001). Para ello se han utilizado los datos fotométricos (corregidos de extinción y enrojecimiento) de las estrellas publicados por Frogel et al. (2001) y Stephens & Frogel (2004) (Tabla B.2), y las metalicidades asignadas en el párrafo anterior para cada cúmulo. También consideramos que todos los cúmulos globulares en el estudio tienen una edad de 12.59 Gaños. Para cada cúmulo, hemos utilizado dos de las isocronas de Girardi a esa edad con las metalicidades más cercanas a la asignada a cada cúmulo (líneas sólida y punteada en la Figura 5.5). Para las estrellas de cada cúmulo, estimamos el valor de  $\log g$  interpolando en  $M_K$  para cada isocrona. El valor final adoptado de  $\log g$  para cada estrella ha sido calculado como una media pesada de los dos valores individuales, con pesos que tienen en cuenta las diferencias entre las metalicidades de cada isocrona y la metalicidad adoptada para cada cúmulo, de manera que el valor derivado de la isocrona con metalicidad más cercana al adoptado (línea sólida en la Figura 5.5) es la que más pesa.

Para calcular las temperaturas efectivas, se han utilizado las relaciones  $(J - K) - T_{\text{eff}}$  dadas por Lejeune et al. (1997, 1998) para  $T_{\text{eff}} \leq 3500$  K, y las derivadas por Alonso et al. (1999) en el caso de que  $T_{\text{eff}} > 3500$  K. En particular, estas últimas expresiones no dependen de la metalicidad ni de la gravedad superficial, de manera que se puede estimar la temperatura efectiva directamente a partir del color  $(J - K)$ , minimizando las incerti-

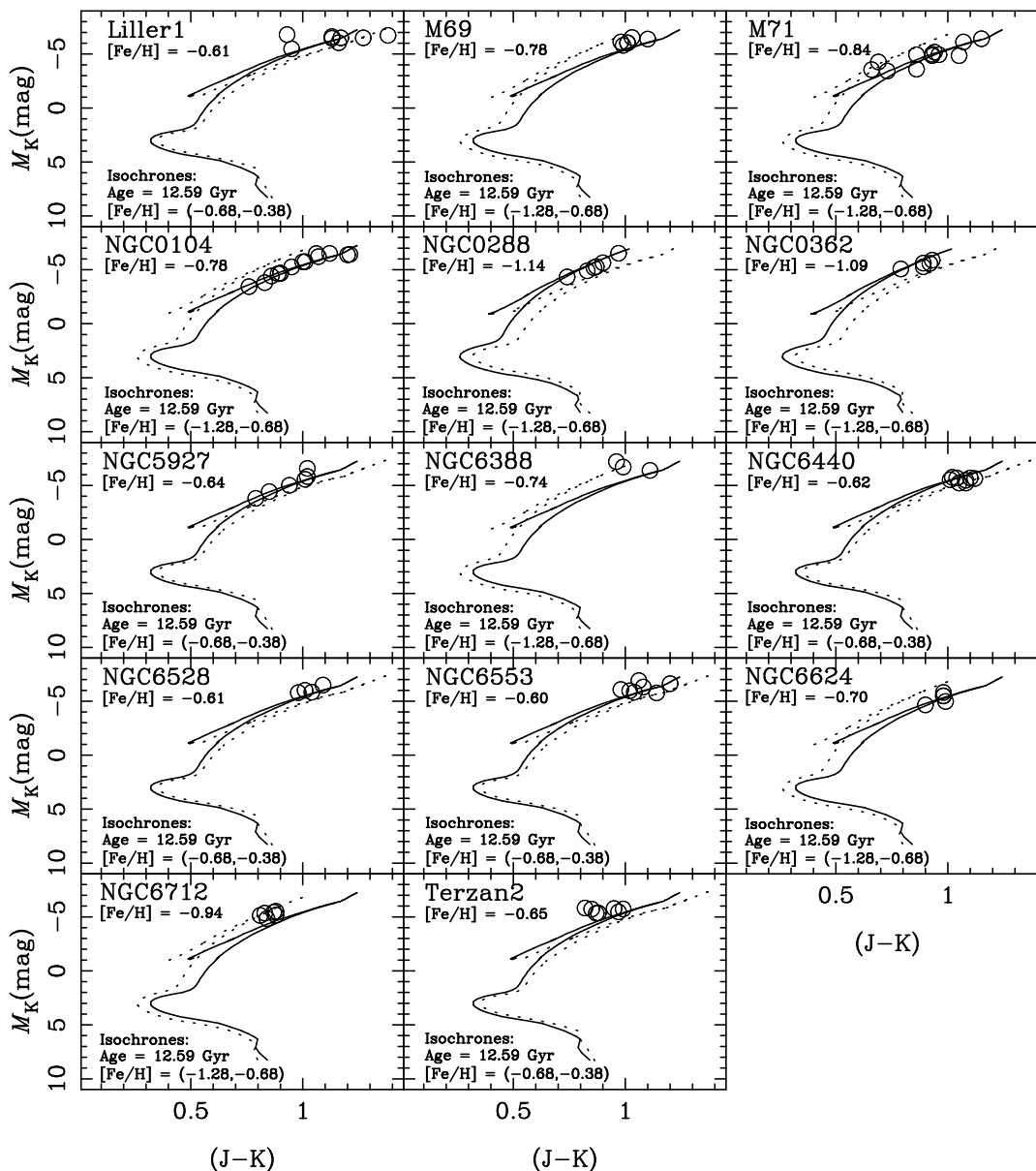


Figura 5.5: Diagramas color–magnitud para las estrellas de cúmulos globulares utilizadas en el cálculo de las funciones de ajuste, junto con las isocronas adecuadas (Girardi et al., 2000; Lejeune et al., 1997, 1998) para cada cúmulo individual. Los círculos abiertos indican las estrellas de cada cúmulo para las que tenemos medidas. Las líneas indican las isocronas de 12.59 Gaños para la metalicidad más cercana a la metalicidad real del cúmulo (línea sólida) y la siguiente metalicidad proporcionadas por los modelos (línea de trazos; todos los valores están indicados en las etiquetas). Los parámetros atmosféricos finales para cada estrella de cúmulo utilizadas en este trabajo, y sus errores correspondientes, aparecen listados en la Tabla B.1.

dumbres en las temperaturas finales. Afortunadamente, sólo hemos necesitado aplicar las expresiones de Lejeune para muy pocas estrellas muy frías, mientras que en la mayoría de los casos hemos utilizado las expresiones de Alonso et al. (1999).

Por último, los errores en los parámetros atmosféricos de las estrellas de cúmulos fueron estimados aplicando la propagación estándar de errores a partir de las incertidumbres en los valores adoptados de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  y los datos fotométricos empleados en esta técnica. Para los valores tomados de Rutledge et al. (1997) y Cenarro et al. (2002), se adoptaron directamente las incertidumbres que allí aparecen. Para el resto de cúmulos, las incertidumbres en metalicidad fueron calculadas a partir de las dadas en Zinn & West (1984) aplicando la propagación estándar de errores a la ecuación 7 en Carretta & Gratton (1997) para pasar de la escala de Zinn & West (1984) a la de Carretta & Gratton (1997). Por otro lado, debido a que la mayoría de estrellas de Frogel et al. (2001) y Stephens & Frogel (2004) fueron seleccionadas por ser las más brillantes de las funciones de luminosidad de cada cúmulo, los errores fotométricos observacionales en las bandas  $J$  y  $K$  resultaron ser muy pequeños ( $\ll 0.06$  mag; ver por ejemplo Frogel et al., 1995; Kuchinski et al., 1995; Kuchinski & Frogel, 1995) en comparación con los errores típicos en los valores del módulo de distancia y correcciones por enrojecimiento. De esta manera, los errores en  $M_K$  y  $(J - K)$  están fuertemente dominados por estos efectos. Por esta razón, consideramos errores típicos de 0.20 mag y 0.06 mag para  $M_K$  y  $(J - K)$ , respectivamente, para todas las estrellas de cúmulos.

Los datos finales para cada estrella de cúmulo utilizados en el cálculo de las funciones de ajuste (medidas del índice  $D_{\text{CO}}$  y su error, y los parámetros atmosféricos derivados junto con sus incertidumbres correspondientes) aparecen listados en la Tabla B.1.

## 5.5. Funciones empíricas de ajuste para el índice $D_{\text{CO}}$

La Figura 5.6 muestra el comportamiento del índice  $D_{\text{CO}}$  para las estrellas consideradas en el cálculo de las funciones de ajuste frente a  $\theta = 5040/T_{\text{eff}}$ . Hay una clara dicotomía en el comportamiento de las estrellas dependiendo de su gravedad. Por esa razón, hemos dividido el espacio de parámetros atmosféricos en dos grupos principales: estrellas enanas (con  $\log g > 3.5$ ) y estrellas gigantes (con  $\log g < 3.5$ , donde también incluimos las estrellas supergigantes). La misma figura muestra la fuerte dependencia de la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  con la temperatura, indicada en secciones anteriores. Independientemente de su gravedad, estrellas con altas temperaturas no presentan absorciones de CO y el valor del índice en esos casos tiende a una constante ( $D_{\text{CO}} \simeq 1.05$ ). Por otro lado, debido a las pocas estrellas muy frías que tenemos en la biblioteca estelar, hemos calculado también un valor constante del índice para estrellas gigantes y enanas frías. Finalmente, debido a la dependencia del índice con la temperatura, hemos dividido el recorrido en  $\theta$  en tres rangos diferentes para las estrellas enanas (calientes, intermedias y frías) y cuatro rangos para las estrellas gigantes (calientes, intermedias, frías y muy frías).

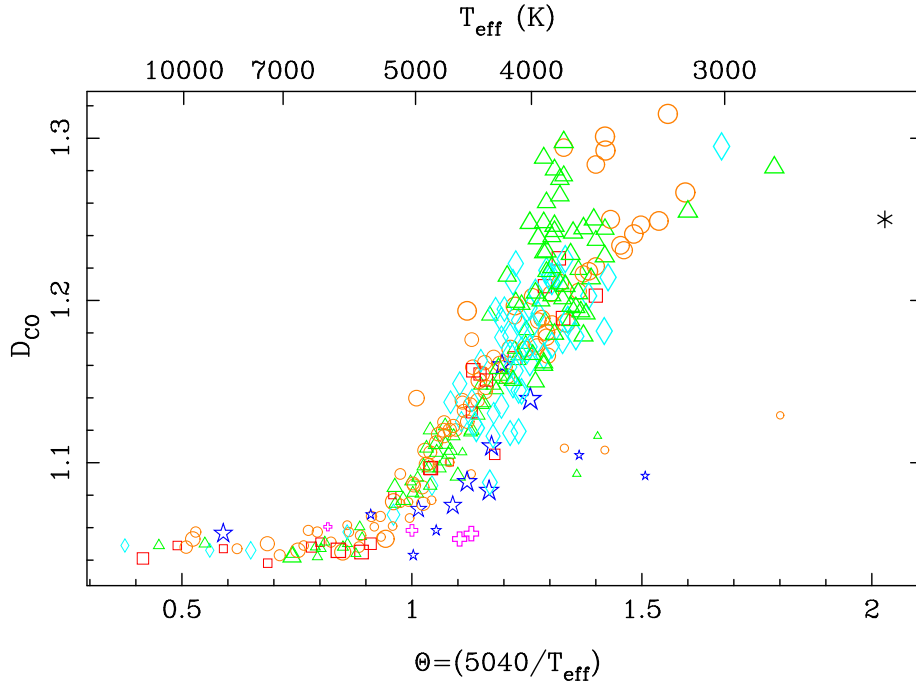


Figura 5.6:  $D_{CO}$  frente a  $\theta$  para las estrellas de la biblioteca estelar y las estrellas de cúmulos de Frogel et al. (2001) y Stephens & Frogel (2004) utilizadas en el cálculo de las funciones de ajuste. Los diferentes símbolos indican metalicidad, tal y como se explica en la leyenda de la Figura 5.7. El tamaño relativo de los símbolos indica intervalos de gravedad (símbolos pequeños para enanas, aumentando el tamaño del símbolo conforme disminuye la gravedad).

Los límites de estas regiones están señalados en la Figura 5.7, donde se pueden ver las zonas de solapamiento entre regiones que hemos considerado para el cálculo suave de las funciones de ajuste globales. En la Tabla 5.1 aparecen los coeficientes de los términos calculados de las funciones de ajuste locales para cada una de estas regiones. Después de algunas pruebas para obtener el ajuste más suave, hemos calculado el índice en las zonas de solapamiento considerando diferentes pesos  $\omega$  dependiendo del caso (indicados en la Tabla 5.1).

Al observar detalladamente el comportamiento global de las estrellas gigantes, se puede ver en la Figura 5.6 dos tendencias para este tipo de estrellas en  $\theta = 1.3 - 1.4$ . A estas temperaturas, aparece una gran dispersión de los valores del índice  $D_{CO}$  hasta apreciarse dos ramas diferentes. Después de un estudio detallado de las estrellas que presentan un índice mayor, encontramos que son estrellas de la AGB. Por esta razón, decidimos calcular un ajuste independiente para estas estrellas en el intervalo de temperaturas  $\theta = 1.01 - 1.56$ . Por último, extrapolamos el valor del índice en  $\theta = 1.56$  para  $\theta > 1.56$ , ya que la biblioteca carece de estrellas de la AGB en ese intervalo de temperaturas.

En general, hemos aplicado el método general explicado en la sección anterior para el cálculo de las funciones de ajuste para el índice  $D_{CO}$ . Sin embargo, para las es-

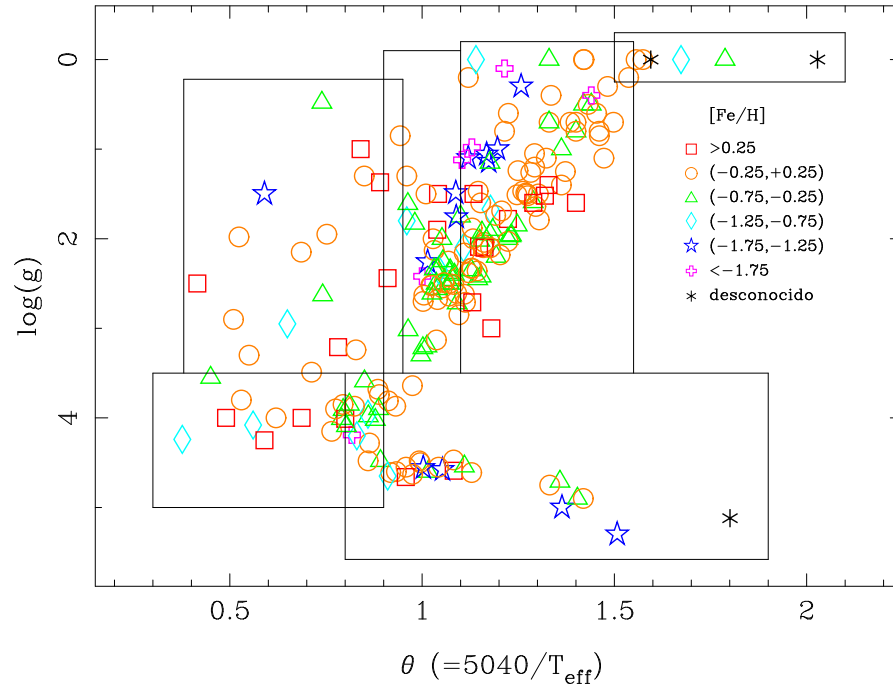


Figura 5.7: Diagrama  $\log(g) - \theta$  para las estrellas de la biblioteca estelar junto con las regiones consideradas en el cálculo de las funciones de ajustes locales (§ 5.5). Los diferentes símbolos indican estrellas de diferente metalicidad, como se explica en el interior de la figura. El diagrama aparece dividido en diferentes cajas, que indican las regiones en las que se han calculado funciones empíricas de ajuste independientes (locales), tal y como se explica en el texto.

trellas gigantes intermedias y frías hemos seguido un procedimiento algo diferente. En primer lugar, obtenemos el ajuste constante para estrellas calientes ( $\theta < 0.90$ ) y muy frías ( $\theta > 1.55$ ), como ya hemos explicado. Después, creamos un conjunto de falsas estrellas de temperatura efectiva  $\theta = 1.60$  y con gravedad y metalicidad aleatorias (dentro de los rangos que cubre la biblioteca estelar). El valor del índice para estas estrellas se calcula a partir de las funciones de ajuste locales correspondientes a estrellas gigantes de esa temperatura, mientras que consideramos como error en el índice de estas falsas estrellas la media de los errores de las estrellas frías de esa temperatura. A continuación, calculamos las funciones de ajuste locales de las estrellas gigantes frías ( $1.10 < \theta < 1.61$ , Tabla 5.1), incluyendo las estrellas falsas. De esta manera, forzamos a que las funciones de ajuste de estrellas gigantes frías tiendan al valor constante calculado para  $\theta > 1.60$ . De un modo similar, creamos estrellas falsas con temperaturas  $\theta = 1.10$  y  $\theta = 1.13$ , con valores del índice derivados de las funciones de ajuste recién calculadas para estrellas gigantes frías. Para el cálculo de las funciones de ajuste de estrellas gigantes intermedias también generamos un último conjunto de estrellas falsas con temperatura  $\theta = 0.92$ , cuyo valor del índice  $D_{CO}$  se obtiene del ajuste de estrellas gigantes calientes. Finalmente, calculamos el ajuste de las estrellas gigantes intermedias utilizando todas estas estrellas falsas junto con las estrellas reales.



Tabla 5.1: Coeficientes y datos estadísticos de las funciones de ajuste locales para cada intervalo de temperatura efectiva y gravedad considerado.

<b>Enanas calientes</b>	$0.38 < \theta < 0.90$	$3.59 < \log g < 5.30$
ajuste exponencial	N = 28 estrellas	$\sigma_{\text{typ}} = 0.00913$
$c_0$	$0.0499 \pm 0.0011$	$\sigma_{\text{std}} = 0.00557$
<i>Intersección</i>	Media pesada con cosenos	$0.80 < \theta < 0.90$
<b>Enanas intermedias</b>	$0.80 < \theta < 1.50$	$3.59 < \log g < 5.30$
ajuste exponencial	N = 39 estrellas	$\sigma_{\text{typ}} = 0.00748$
$c_0$	$-0.0292 \pm 0.0330$	$\sigma_{\text{std}} = 0.01254$
$\theta$	$0.1006 \pm 0.0329$	$r^2 = 0.765$
[Fe/H]	$0.0174 \pm 0.0067$	
<i>Intersección</i>	Media pesada con cosenos	$1.45 < \theta < 1.50$
<b>Enanas frías</b>	$1.33 < \theta < 1.80$	$3.59 < \log g < 5.30$
ajuste exponencial	N = 7 estrellas	$\sigma_{\text{typ}} = 0.00960$
$c_0$	$0.1025 \pm 0.0046$	$\sigma_{\text{std}} = 0.01195$
<b>Gigantes calientes</b>	$0.42 < \theta < 0.90$	$-0.34 < \log g < 3.50$
ajuste exponencial	N = 15 estrellas	$\sigma_{\text{typ}} = 0.01954$
$c_0$	$0.0459 \pm 0.0010$	$\sigma_{\text{std}} = 0.00398$
<i>Intersección</i>	Media pesada con cosenos	$0.90 < \theta < 0.93$
<b>Gigantes intermedias</b>	$0.90 < \theta < 1.131$	$0.13 \log g < 3.5$
ajuste exponencial	N = 63 estrellas	$\sigma_{\text{typ}} = 0.00764$
$c_0$	$-0.3073 \pm 0.0046$	$\sigma_{\text{std}} = 0.00428$
$\theta$	$0.3876 \pm 0.0043$	$r^2 = 0.982$
[Fe/H]	$-0.1016 \pm 0.0042$	
$\theta[\text{Fe}/\text{H}]$	$0.1072 \pm 0.0039$	
$[\text{Fe}/\text{H}]^2$	$-0.0023 \pm 0.0005$	
<i>Intersección</i>	Media pesada con la distancia	$1.09 < \theta < 1.10$
<b>Gigantes frías</b>	$1.10 < \theta < 1.61$	$-0.34 < \log g < 3.41$
ajuste exponencial	N = 167 estrellas	$\sigma_{\text{typ}} = 0.01062$
$c_0$	$-0.5224 \pm 0.0970$	$\sigma_{\text{std}} = 0.00890$
$\theta$	$0.8257 \pm 0.1417$	$r^2 = 0.958$
[Fe/H]	$0.0674 \pm 0.0101$	
$\theta[\text{Fe}/\text{H}]$	$-0.0444 \pm 0.0065$	
$\theta^2$	$-0.2200 \pm 0.0509$	
$[\text{Fe}/\text{H}]^2$	$-0.0023 \pm 0.0014$	
<i>No intersección</i>		
<b>Gigantes muy frías</b>	$1.55 < \theta < 2.03$	$-0.07 < \log g < 3.50$
ajuste exponencial	N = 7 estrellas	$\sigma_{\text{typ}} = 0.02156$
$c_0$	$0.2397 \pm 0.0107$	$\sigma_{\text{std}} = 0.02698$
<b>Estrellas AGB</b>	$1.01 < \theta < 1.56$	$-0.11 < \log g < 1.56$
ajuste exponencial	N = 18 estrellas	$\sigma_{\text{typ}} = 0.00612$
$c_0$	$-0.8893 \pm 0.2198$	$\sigma_{\text{std}} = 0.00892$
$\theta$	$1.4950 \pm 0.3610$	$r^2 = 0.985$
$\theta^2$	$-0.4816 \pm 0.1461$	

En la Tabla 5.1 presentamos las funciones de ajuste locales calculadas para cada intervalo de parámetros. En esta tabla indicamos la forma funcional de los ajustes (en este caso, todos los ajustes son exponenciales), los coeficientes significativos y sus errores correspondientes, el error típico para las  $N$  estrellas utilizadas en cada intervalo ( $\sigma_{typ}^2 = N / \sum_{i=1}^N \sigma_i^{-1}$ ), la varianza residual del ajuste ( $\sigma_{std}^2$ ) y el coeficiente de determinación ( $r^2$ ) obtenidos para las funciones de ajuste en las regiones mencionadas anteriormente. En la misma tabla se indican las zonas de solapamiento y el método de interpolación considerado en cada caso. En la Figura 5.8 presentamos las funciones de ajuste globales obtenidas para estrellas enanas (panel superior) y estrellas gigantes y de la AGB (panel inferior), para diferentes intervalos de metalicidades.

## 5.6. Residuos y análisis de errores

Para explorar en más detalle la fiabilidad de las funciones de ajuste derivadas en la sección anterior, calculamos para todas las estrellas la desviación estándar residual del ajuste global,  $\sigma_{std} = 0.0093$ , y el error típico en las medidas del índice,  $\sigma_{typ} = 0.0025$ . Después del ajuste inicial, descubrimos que  $\sigma_{std}$  era mayor de lo que se esperaría teniendo en cuenta sólo las incertidumbres en la medida del índice  $\sigma_{typ}$  (ver también los valores de  $\sigma_{std}$  y  $\sigma_{typ}$  para diferentes grupos de estrellas en la Tabla 5.2). Además, un test  $F$  de comparación de varianzas aplicado a estas medidas demostró que  $\sigma_{std}$  era estadísticamente mayor que  $\sigma_{typ}$ , de manera que es necesaria la introducción de un error adicional ( $\sigma_{res}^2 = \sigma_{std}^2 - \sigma_{typ}^2$ ) para explicar el valor de  $\sigma_{std}$ . Asumiendo que los errores en las medidas de los índices están bien determinados, tal y como se explica en el Capítulo 4.4, exploramos la posibilidad de que la dispersión de los ajustes fuera debida a incertidumbres en la determinación de los parámetros atmosféricos considerados para las estrellas utilizadas en el cálculo de las funciones de ajuste, que no han sido consideradas hasta el momento. Para cuantificar este efecto, estimamos cómo afectan los errores de los parámetros de entrada en la incertidumbre del  $D_{CO}$ . Esto depende tanto de la forma funcional de las funciones de ajuste locales (por ejemplo, en aquellas zonas en las que existe una dependencia suave con la temperatura, un error en  $T_{eff}$  no puede conducir a errores incertidumbres importantes del índice) como del rango de parámetros atmosféricos considerado (por ejemplo, las estrellas calientes presentan incertidumbres en  $T_{eff}$  mayores que estrellas más frías).

Para cada estrella de la muestra, se han calculado los errores en el índice  $D_{CO}$  debidos a las incertidumbres en temperatura efectiva ( $\sigma_{T_{eff}}$ ), gravedad ( $\sigma_{\log g}$ ) y metalicidad ( $\sigma_{[Fe/H]}$ ). En las Tablas A.1 y B.1 se indican las incertidumbres en los parámetros atmosféricos para cada estrella utilizada en el cálculo de las funciones de ajuste. Posteriormente se ha calculado el error promedio en el índice para cada grupo de estrellas debido a cada uno de los tres parámetros, utilizando los errores individuales correspondientes a las incertidumbres en los parámetros de entrada de cada una de las estrellas. Finalmente, el efecto de las incertidumbres en los tres parámetros estelares fue calculado

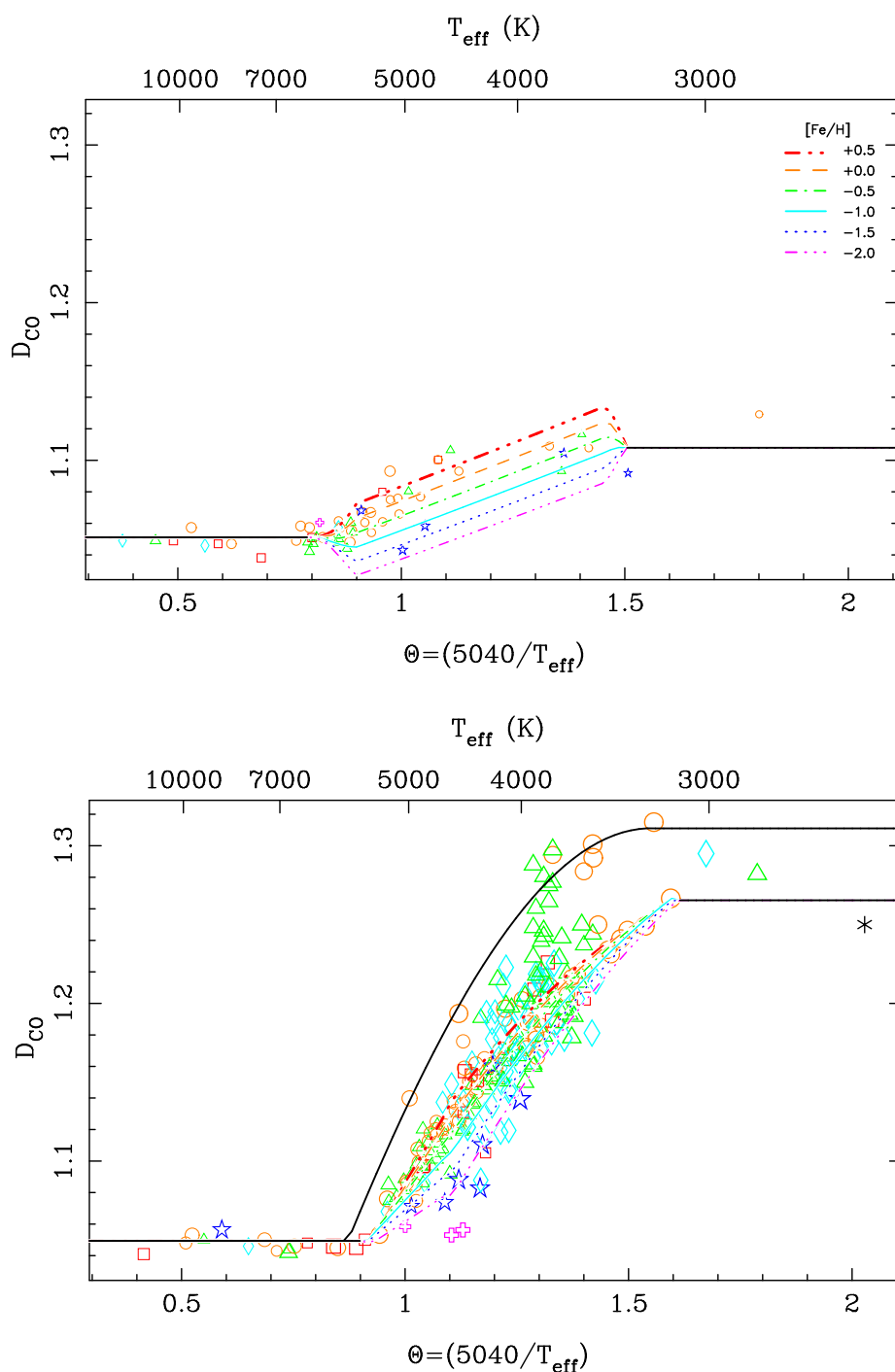


Figura 5.8: Funciones de ajuste del índice  $D_{CO}$  estrellas enanas  $3.59 < \log g < 5.30$  (panel superior) y gigantes  $-0.34 < \log g < 3.50$  (panel inferior, a la misma escala), incluyendo el ajuste de las estrellas de la AGB (línea gruesa negra). Los distintos símbolos y tamaños indican metalicidad y gravedad, como se explica en las Figuras 5.6 y 5.7. Los diferentes tipos de línea en los ajustes indican diferentes metalicidades, como se explica en el interior de la figura superior. La pequeña dispersión para  $\theta \leq 0.90$  es debida a la ausencia de bandas de CO para estrellas de estas temperaturas.

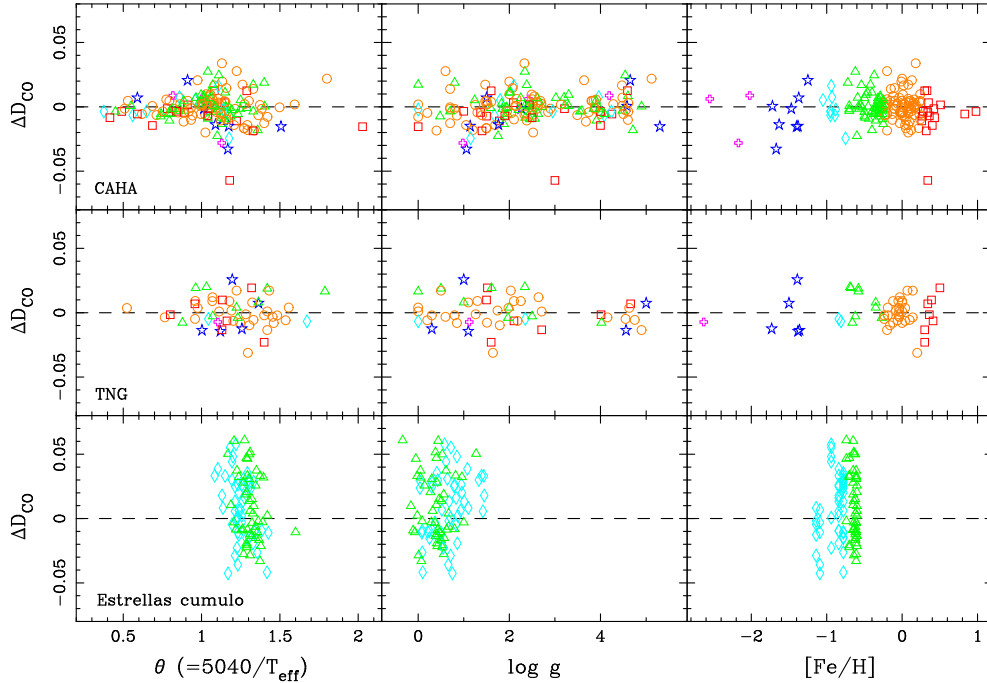


Figura 5.9: Residuos de las funciones de ajuste frente a la temperatura efectiva (columna izquierda), gravedad (columna central) y metalicidad (columna derecha). Se presentan por separado los residuos correspondientes a las estrellas observadas en Calar Alto (CAHA, fila superior), en La Palma (TNG, fila central) y las estrellas de cúmulos globulares de Frogel et al. (2001) y Stephens & Frogel (2004) utilizadas en este trabajo (fila inferior). El código de símbolos y colores está explicado en la Figura 5.7.

como  $\sigma_{\text{par}}^2 = \sigma_{T_{\text{eff}}}^2 + \sigma_{\log g}^2 + \sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2$ . Todos estos errores aparecen listados en la Tabla 5.2, indicando los valores calculados para cada grupo de estrellas por separado. Por último, en los casos en los que los errores residuales ( $\sigma_{\text{res}}$ ) no eran explicados por las incertidumbres en los parámetros atmosféricos ( $\sigma_{\text{par}}$ ), añadimos el error residual extra correspondiente al error del índice inicial.

El procedimiento descrito fue aplicado a los diferentes grupos de estrellas (enanas, gigantes, estrellas de cúmulos y estrellas de la AGB) siguiendo un proceso iterativo hasta explicar la dispersión observada entre los valores derivados de las funciones de ajuste y las medidas reales del índice. En el caso de estrellas de cúmulos y estrellas de la AGB, no fue necesario introducir ningún error adicional, mientras que fue necesaria una iteración para las estrellas gigantes y dos iteraciones para las estrellas enanas. En cualquier caso, el error adicional para las estrellas enanas es menor que el necesario para explicar las discrepancias en estrellas gigantes. Las incertidumbres de las funciones de ajuste finales para el índice  $D_{\text{CO}}$  aparecen en la Tabla 5.3. Hay que señalar que aunque en esta tabla  $\sigma_{\text{std}}$  es todavía mayor que  $\sigma_{\text{typ}}$  para todos los grupos de estrellas analizados, no son estadísticamente diferentes utilizando el test  $F$  de varianzas mencionado anteriormente.

Tabla 5.2: Incertidumbres en las funciones de ajuste iniciales para el índice  $D_{CO}$  para diferentes grupos de estrellas y errores medios del índice debidos a incertidumbres en los parámetros atmosféricos considerados.  $N$ : número de estrellas.  $\sigma_{std}$ : desviación estándar residual para el ajuste.  $\sigma_{typ}$ : error observacional típico en la medida del índice para cada subconjunto de estrellas.  $\sigma_{res}$ : error residual.  $\sigma_{T_{eff}}$  y  $\sigma_{[Fe/H]}$ : errores medios en el índice debido a incertidumbres en los valores de  $T_{eff}$  y  $[Fe/H]$  (no consideramos el error debido a incertidumbres en la estimación de  $\log g$  porque las funciones de ajuste calculadas no requieren términos en gravedad).  $\sigma_{par}$ : error total debido a las incertidumbres en los parámetros atmosféricos (suma cuadrática de los errores anteriores).  $\sigma_{std}$  no es explicado por los valores de  $\sigma_{typ}$  y  $\sigma_{par}$  para estrellas gigantes y enanas, y por ello hemos considerado un error residual  $\sigma_{res}$  para esos grupos de estrellas.

	$N$	$\sigma_{std}$	$\sigma_{typ}$	$\sigma_{res}$	$\sigma_{T_{eff}}$	$\sigma_{[Fe/H]}$	$\sigma_{par}$
Enanas	54	0.0059	0.0017	0.0056	0.0010	0.0009	0.0014
Gigantes	147	0.0108	0.0023	0.0105	0.0062	0.0019	0.0065
Estrellas de cúmulos	85	0.0276	0.0236		0.0139	0.0010	0.0140
Estrellas de la AGB	19	0.0115	0.0061		0.0097	0.0000	0.0097
Muestra completa	305	0.0093	0.0025		0.0075	0.0014	0.0078

Tabla 5.3: Incertidumbres en las funciones de ajuste finales para el índice  $D_{CO}$  para diferentes grupos de estrellas y mismos errores que los presentados en Tabla 5.2.

	$N$	$\sigma_{std}$	$\sigma_{typ}$	$\sigma_{T_{eff}}$	$\sigma_{[Fe/H]}$	$\sigma_{par}$
Enanas	54	0.0086	0.0078	0.0010	0.0013	0.0017
Gigantes	147	0.0123	0.0113	0.0062	0.0014	0.0064
Estrellas de cúmulos	85	0.0252	0.0236	0.0135	0.0009	0.0135
Estrellas de la AGB	19	0.0115	0.0061	0.0097	0.0000	0.0097
Muestra completa	305	0.0130	0.0114	0.0074	0.0012	0.0076

Tabla 5.4: Errores absolutos en las predicciones de las funciones de ajuste para diferentes valores de parámetros atmosféricos. Los valores de  $\log g$  varían con la temperatura efectiva para estrellas enanas (V), gigantes (III) y supergigantes (I), y han sido tomados de Lang (1991). Para temperaturas extremas, el valor del índice (y su error correspondiente) es una constante, como se especifica en la Tabla 5.1. Debido a que las funciones de ajuste tampoco dependen de la metalicidad, no se especifica ningún valor de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  para 6000 y 3000 K.

$T_{\text{eff}}$	$[\text{Fe}/\text{H}]$	$\sigma[\text{D}_{\text{CO}}]$		
		V	III	I
6000	—	0.002	0.001	0.001
5500	+0.5	0.010	0.002	0.002
5500	+0.0	0.007	0.001	0.001
5500	-1.0	0.006	0.001	0.001
5500	-2.0	0.011	0.002	0.002
5000	+0.5	0.010	0.001	0.001
5000	+0.0	0.007	0.001	0.001
5000	-1.0	0.005	0.001	0.001
5000	-2.0	0.011	0.001	0.001
4500	+0.5	0.011	0.004	0.004
4500	+0.0	0.008	0.003	0.003
4500	-1.0	0.007	0.003	0.003
4500	-2.0	0.011	0.006	0.006
4000	+0.5	0.014	0.003	0.003
4000	+0.0	0.012	0.002	0.002
4000	-1.0	0.011	0.003	0.003
4000	-2.0	0.014	0.005	0.005
3500	+0.5	0.018	0.003	0.007
3500	+0.0	0.018	0.003	0.007
3500	-1.0	0.018	0.003	0.007
3500	-2.0	0.018	0.004	0.007
3000	—	0.005	0.014	0.014

En la Figura 5.9 mostramos los residuos ( $\Delta D_{CO} = D_{CO\text{ obs}} - D_{CO\text{ pred}}$ ) para el índice  $D_{CO}$ , analizando por separado los diferentes grupos de estrellas utilizados en el cálculo de las funciones de ajuste (estrellas observadas en Calar Alto, CAHA, estrellas observadas en La Palma, TNG, y estrellas de cúmulos de trabajos previos), en función de los tres parámetros atmosféricos. Tal y como se puede ver, no existen desviaciones sistemáticas para ninguno de los grupos de estrellas utilizados en el cálculo de las funciones de ajuste.

Por último, calculamos los errores aleatorios en las predicciones del índice  $D_{CO}$  para varias combinaciones de parámetros atmosféricos de entrada utilizando para ello las matrices de covarianza de los ajustes. En la Tabla 5.4 presentamos los errores para unos valores típicos de parámetros atmosféricos de entrada.

## 5.7. Modelos de síntesis evolutiva para el índice $D_{CO}$

Los códigos de síntesis evolutiva de poblaciones estelares son modelos que, haciendo uso de las teorías de evolución estelar, predicen el número relativo y propiedades de las estrellas en los diferentes estados evolutivos que constituyen una población de cierta edad, composición química y función inicial de masas (IMF, del inglés *Initial Mass Function*). De este modo, conociendo el comportamiento de ciertos observables (colores, índices de intensidad de líneas, distribución espectral de energía, etc.) en los diferentes tipos estelares, los códigos de síntesis evolutiva predicen esos mismos observables en poblaciones integradas sintéticas para su posterior comparación con las observaciones. La síntesis de poblaciones estelares se ha realizado tradicionalmente utilizando o bien bibliotecas de espectros (empíricos y/o teóricos) de estrellas de diferentes tipos espectrales y clases de luminosidad, o funciones empíricas ajustadas para predecir el comportamiento de las características espectrales en función de parámetros atmosféricos estelares básicos ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ). Esta última aproximación tiene la ventaja de permitir calcular la contribución de cualquier tipo de estrella e incluirla en los modelos, aunque no se encuentre en las bibliotecas estelares, ya que la interpolación funcional entre regiones del espacio de parámetros suficientemente pobladas garantiza predicciones realistas.

En colaboración con el Dr. A. Vazdekis, se han introducido las funciones empíricas de ajuste para el índice  $D_{CO}$  en sus modelos de síntesis evolutiva. El código base de los modelos está explicado en Vazdekis et al. (1996), Vazdekis (1999) y Vazdekis et al. (2003). Este modelo utiliza un conjunto homogéneo de isocronas estelares que se transforman al plano observacional según relaciones experimentales deducidas a partir de bibliotecas estelares empíricas. Aunque la descripción detallada de los modelos se encuentra en las referencias mencionadas, a continuación se resumen los principales ingredientes.

### Función inicial de masas

Al igual que en Vazdekis et al. (1996), se consideran dos tipos de dependencias para la IMF: la unimodal y la bimodal. La IMF unimodal consiste en una ley de potencia del

tipo  $\Phi(m) \propto m^{(\mu+1)}$ , caracterizada por el parámetro libre  $\mu$ . La IMF clásica de Salpeter (1955) se corresponde con  $\mu = 1.3$ . La IMF bimodal considera dos regímenes diferentes para el cálculo de la IMF. Para estrellas de masa mayor a  $0.6M_{\odot}$  es la misma expresión que la IMF unimodal, mientras que para estrellas de masa inferior disminuye el peso de este tipo de estrellas mediante un aplanamiento progresivo de la pendiente en dicho intervalo de masas.

### Isocronas

El modelo utiliza la versión actualizada de las isocronas teóricas del grupo de Teramo (Pietrinferni et al., 2004), válidas para masas estelares entre  $\sim 0.5$  y  $10M_{\odot}$  y que se extienden hasta los primeros pulsos de la etapa térmicamente pulsante de la AGB (TP-AGB). La modelización sintética de la AGB se realiza mediante un proceso similar al presentado por Girardi et al. (2000). Las metalicidades cubiertas por estas isocronas comprenden 10 valores de  $-2.70$  a  $0.40$ , con una distribución escalada a la metalicidad solar<sup>2</sup>. La fracción inicial de He varía entre  $Y = 0.245$  para la composición más pobre en metales, hasta  $Y = 0.303$  para la más rica, con  $\Delta Y/\Delta Z \sim 1.4$ . A lo largo de estas secciones, nos referiremos a la metalicidad como  $[M/H] = \log(Z/Z_{\odot})$ , donde  $Z_{\odot} = 0.019$ . Para cada composición química adoptada, los modelos de evolución han sido calculados tanto teniendo en cuenta el *overshooting*<sup>3</sup> desde los límites de Schwarzschild de los núcleos convectivos durante la fase de combustión central del H, como sin tener en cuenta dicho efecto (modelos canónicos). También se ha incluido la semiconvección en el tratamiento de la convección del núcleo durante la fase de combustión de He. El conjunto completo de modelos puede ser utilizado para calcular isocronas en un amplio rango de edad, de  $\sim 30$  Myr a  $\sim 15$  Gaños. El fundamento físico se ha actualizado introduciendo las ecuaciones de estado de Irwin<sup>4</sup> (principales características en Cassisi et al., 2003), que cubre la estructura estelar completa a lo largo de todas las fases principales de evolución en un amplio intervalo de masas. Las nuevas isocronas son calculadas según las proporciones de las reacciones nucleares de la base de datos NACRE (Angulo et al., 1999), excepto para la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , que ha sido tomada de Kunz et al. (2002). Por último, se consideran las opacidades de Iglesias & Rogers (1996) para  $T > 10^4$  K y de Alexander & Ferguson (1994) (que incluyen la contribución de granos y moléculas) para temperaturas menores.

### Transformación al plano observacional

Los parámetros teóricos de las isocronas se transforman al plano observacional utilizando relaciones derivadas de bibliotecas estelares fotométricas empíricas (en lugar de modelos teóricos de atmósferas), obteniendo de este modo cada color en función de los

<sup>2</sup>Para estos autores, la metalicidad solar se corresponde con  $[M/H] = +0.06$  ya que consideran el efecto de la difusión atómica del He hacia el centro durante la evolución estelar.

<sup>3</sup>Penetración de las células convectivas con material del interior estelar en regiones radiativas más externas.

<sup>4</sup>Disponibles en <ftp://astroftp.phys.uvic.ca>.



parámetros atmosféricos que caracterizan las estrellas, es decir, su temperatura efectiva, gravedad superficial y metalicidad. Para ello se emplearon las relaciones dependientes de la metalicidad de Alonso et al. (1996, 1999). La escala de temperatura derivada está basada en el método del flujo infrarrojo y, por tanto, no depende de los modelos de atmósferas. La compilación empírica de Lejeune et al. (1997, 1998) se utilizó para las estrellas más frías de metalicidad solar (enanas con  $T_{\text{eff}} \leq 4000$  K y gigantes  $T_{\text{eff}} \leq 3500$  K). Según estas relaciones, se aplicó una aproximación semi-empírica para el resto de metalicidades usando los modelos de atmósferas de Bessell et al. (1989, 1991) y la biblioteca estelar de Fluks et al. (1994). La compilación empírica de Lejeune et al. (1997) también se utilizó para estrellas de  $T_{\text{eff}} \sim 8000$  K. Por último, se utilizan las correcciones bolométricas dependientes de la metalicidad de Alonso et al. (1995) para estrellas enanas y Alonso et al. (1999) para gigantes. La corrección bolométrica adoptada para el Sol es  $BC_{V\odot} = -0.12$ , con una magnitud bolométrica de 4.70, como estos autores.

### Síntesis de índices espectrales

El cálculo de los índices integrados de una cierta población se realiza utilizando como ingrediente las funciones de ajuste calculadas en § 5.5. Estos polinomios  $p(\theta, \log g, [M/H])$  relacionan la intensidad del índice (en nuestro caso,  $D_{CO}$ ) con los parámetros atmosféricos básicos, de manera que pueden ser utilizados en los modelos de síntesis evolutiva. El índice medio pesado en flujo de una SSP de edad  $t$  y metalicidad  $[M/H]$  viene dado por la expresión

$$I_{\text{SSP}} = \frac{\int_{m_i}^{m_s} p(m, t, [M/H]) N(m, t) F_{\Delta\lambda_{\text{ref}}}(m, t, [M/H]) dm}{\int_{m_i}^{m_s} N(m, t) F_{\Delta\lambda_{\text{ref}}}(m, t, [M/H]) dm}, \quad (5.8)$$

donde  $N(m, t)$  es el número de estrellas de masa  $m$  y metalicidad  $[M/H]$  que sigue viva a la edad  $t$ , valor que depende de la IMF adoptada,  $m_i$  y  $m_s$  son las masas límite inferior y superior, respectivamente, de las estrellas presentes en la SSP, donde la masa superior depende de la edad, y  $F_{\Delta\lambda_{\text{ref}}}(m, t, [M/H])$  es el flujo correspondiente a un cierto intervalo de longitud de onda de referencia,  $\Delta\lambda_{\text{ref}}$ , y en el caso de la estimación de índices de líneas es utilizado para escalar la contribución de una estrella de masas  $m$  y edad  $t$  en un cierto estado evolutivo. Para obtener esta cantidad, es necesario en primer lugar elegir un intervalo común de longitud de onda,  $\Delta\lambda_{\text{ref}}$ , en donde escalar el espectro correspondiente a una estrella de estas características. En nuestro caso, se eligió la zona de la banda de absorción que define el índice  $D_{CO}$  ( $\lambda\lambda 2.2880 - 2.3010 \mu\text{m}$ ). Se calcula el flujo  $F_{\Delta\lambda_{\text{ref}}}$  a partir de la expresión

$$F_{\Delta\lambda_{\text{ref}}} = f_n \times F_K,$$

donde  $F_K$  es el flujo en la banda K ( $1.94 - 2.48 \mu\text{m}$ ; Bessell & Brett, 1988) calculado por el código utilizando las relaciones derivadas de las bibliotecas fotométricas, y  $f_n$  representa la fracción de  $F_K$  correspondiente al intervalo de normalización  $\Delta\lambda_{\text{ref}}$  elegido. Debido a que el intervalo espectral de las observaciones en Calar Alto y La Palma llevadas a cabo en este trabajo no cubren la totalidad de la banda K, decidimos utilizar la biblioteca estelar de Pickles (1998) para calcular este factor. De esta biblioteca, seleccionamos

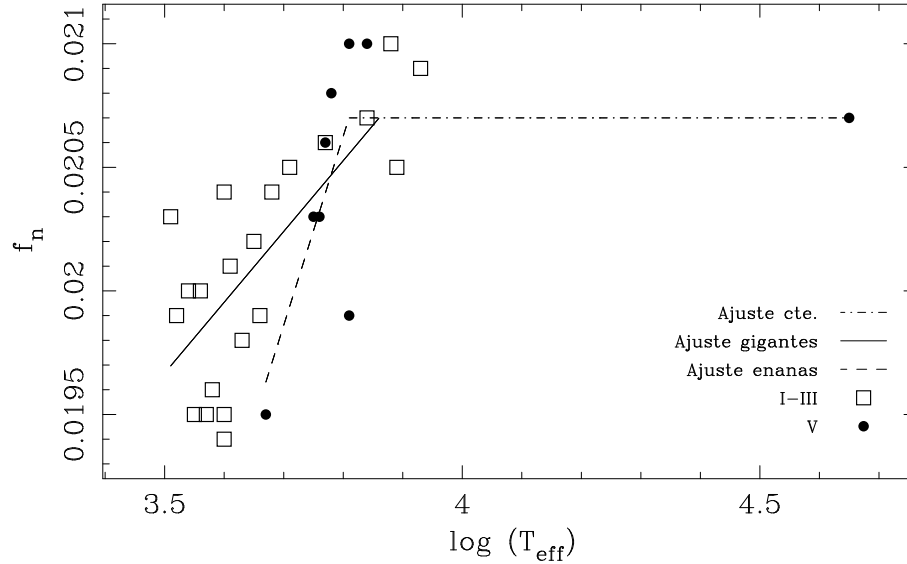


Figura 5.10: Ajustes para el cálculo del factor de escala según diferentes tipos de estrellas para la estimación del índice  $D_{CO}$  en los modelos de síntesis evolutiva. Las estrellas enanas se representan con puntos, mientras que las estrellas gigantes y supergigantes son representadas con cuadrados. Las líneas indican los ajustes a los diferentes grupos de estrellas como se indica en la etiqueta (ver texto).

aquellos espectros con datos reales en todo el intervalo de la banda K, eliminando los que presentaban zonas que eran extrapolaciones de los espectros a longitudes de onda menores o del cuerpo negro a la temperatura estimada de la estrella. Tampoco se consideraron aquellos espectros con defectos claros y los que no eran compatibles con el tipo espectral asignado. En los espectros seleccionados se midieron los flujos totales en la banda K y en la banda de absorción del índice de CO ( $\Delta\lambda_{ref}$  en este caso), obteniendo las siguientes relaciones para los diferentes tipos de estrellas:

$$f_n = -0.008455 + 0.007653 \log(T_{eff}), \log(T_{eff}) < 3.81 \text{ (enanas)}$$

$$f_n = +0.009641 + 0.002865 \log(T_{eff}), \log(T_{eff}) < 3.86 \text{ (gigantes)}$$

y  $f_n = +0.0207$  para temperaturas superiores en ambos casos. En la Figura 5.10 se muestran los ajustes obtenidos. Como se puede ver, no hay muchas estrellas utilizables en la biblioteca de Pickles (1998) para este estudio en la banda K, en especial estrellas calientes. Por ello se ha extrapolado el valor de la única medida a altas temperaturas hasta los valores para los que sí hay datos de los otros tipos de estrellas. Estos factores se han introducido en el código del modelo para obtener la contribución de cada tipo de estrella de manera adecuada.

### 5.7.1. Predicciones del modelo de síntesis evolutiva

En la Figura 5.11 se representa la evolución temporal del índice  $D_{CO}$  para diferentes valores de metalicidad y pendiente de la IMF. Debido a que las funciones de ajuste

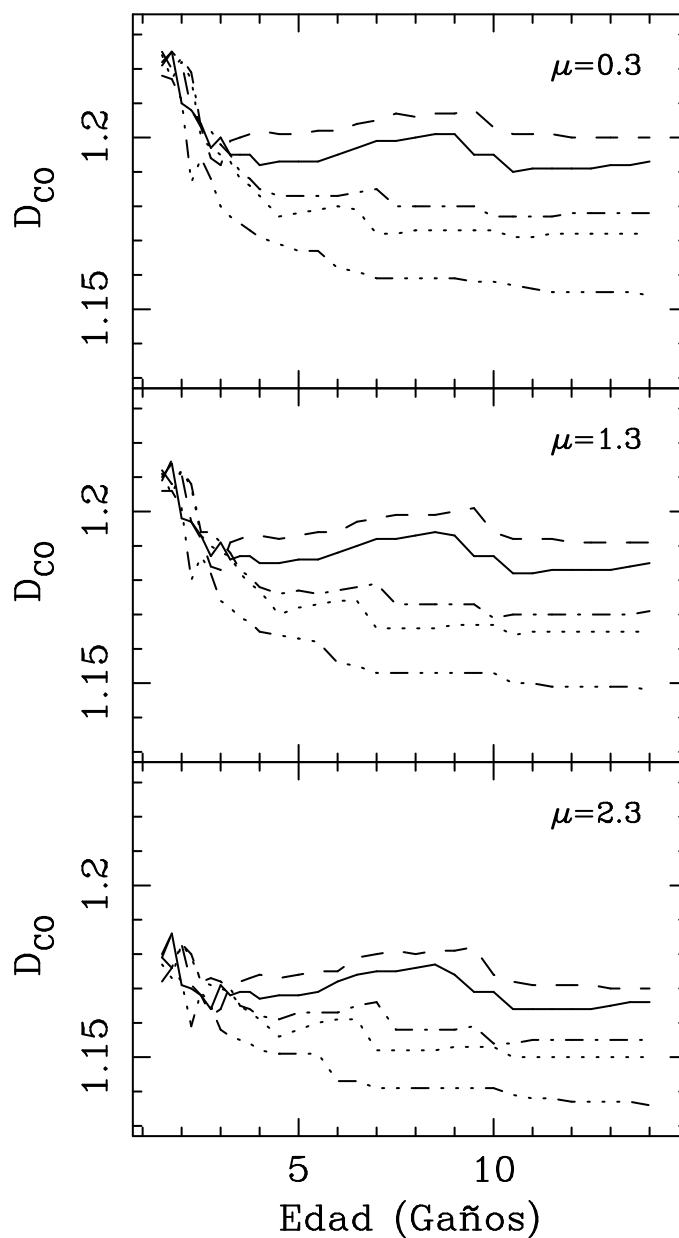


Figura 5.11: Evolución del índice  $D_{CO}$  con la edad para diferentes valores de la pendiente de la IMF, indicados en el interior de cada panel. Las líneas de diferentes trazos indican metalicidad, ( $-0.66$ ,  $-0.35$ ,  $-0.25$ ,  $+0.06$ ,  $+0.26$ , de abajo a arriba). La metalicidad solar ( $+0.06$ ) está representada con una línea continua.

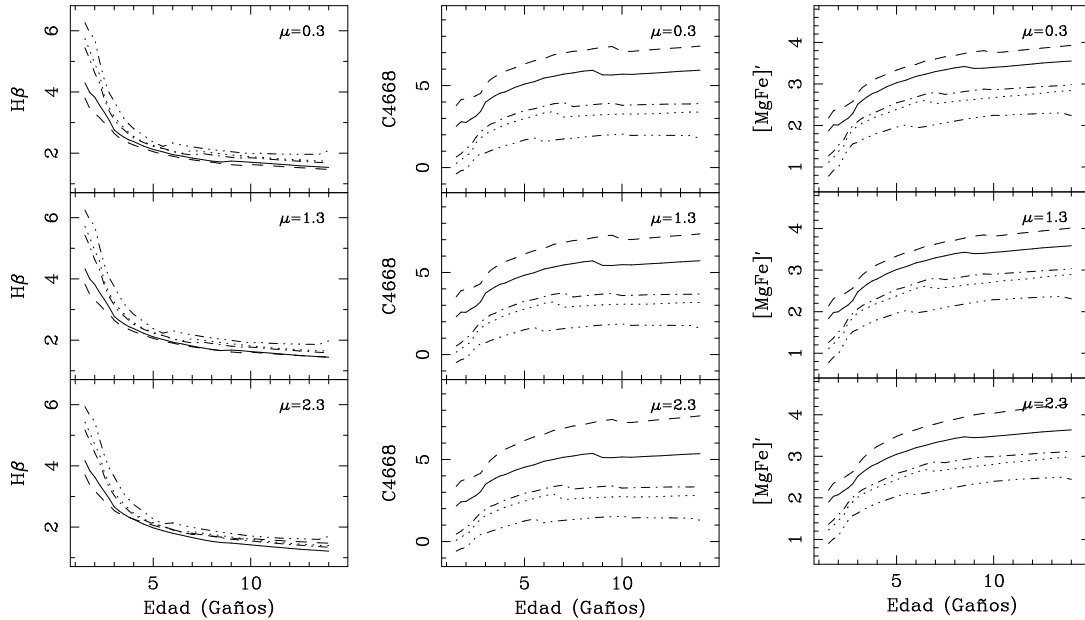


Figura 5.12: Evolución temporal para los índices del intervalo óptico que utilizaremos en el Capítulo 7 para el análisis de las poblaciones estelares de galaxias de primeros tipos. Al igual que en la Figura 5.11, presentamos la variación de cada índice con la edad para diferentes valores de la pendiente de la IMF y de la metalicidad.

se introdujeron en el código de síntesis evolutiva en las últimas semanas de desarrollo de este trabajo, estudiamos únicamente el comportamiento de una IMF unimodal. Como se puede ver en la figura, para cualquier valor de la IMF el índice  $D_{CO}$  presenta valores altos para edades muy jóvenes y disminuye rápidamente hasta una edad de  $\sim 3$  Gaños. A partir de esta edad, el valor del índice se estabiliza hasta alcanzar valores aproximadamente constantes para edades viejas. La subida que se observa para edades  $\sim 5 - 10$  Gaños es debida a problemas en el código del modelo de síntesis y en las isocronas utilizadas (comunicación privada del autor), no solucionados en el momento de presentación de este trabajo, que aparecen de igual manera al estudiar la evolución temporal de otros índices (Figura 5.12).

Para edades inferiores a 3 Gaños, las estrellas que más influyen en la luminosidad de la banda K son las estrellas de la AGB y cerca del *tip* de la RGB que, como ya vimos al calcular las funciones de ajuste, presentan los valores del índice  $D_{CO}$  más altos. Esta sensibilidad del índice a poblaciones jóvenes e intermedias ha sido utilizada para estudiar brotes de formación estelar recientes a partir de observaciones infrarrojas (e.g. Doyon et al., 1994; Mayya, 1997; Puxley et al., 1997; Ivanov et al., 2000). Sin embargo, tal y como se ve en la Figura 5.11, el índice permanece prácticamente constante para una metalicidad e IMF dada en poblaciones más viejas. Esto se debe a que estas estrellas han completado su evolución y su contribución es mucho menor.

Es importante señalar la sensibilidad del índice  $D_{CO}$  con la metalicidad, que ya se puso de manifiesto en el cálculo de las funciones de ajuste. En la Figura 5.11 representamos con líneas de diferentes trazos la evolución temporal del índice para diferentes metalicidades ( $[M/H] = -0.66, -0.35, -0.25, +0.06, +0.26$ ). Como cabía esperar, el valor del índice disminuye conforme lo hace la metalicidad.

Por último, el índice  $D_{CO}$  es también muy sensible a la pendiente de la IMF. Para  $\mu = 0.3$  (valor inferior que la pendiente tradicional de Salpeter,  $\mu = 1.3$ ) los valores del índice son mayores que para  $\mu = 2.3$ . Esto es debido a la dependencia del índice con la gravedad superficial (§ 5.1 y 5.5). Dado que el valor de la pendiente está relacionado con la proporción de estrellas de diferente masa (en particular, estrellas enanas y gigantes) que se forman en un episodio de formación estelar, se obtienen los valores más altos del índice para una pendiente de la IMF de  $\mu = 0.3$  (dominan las estrellas gigantes, con valores más altos del índice), mientras que para  $\mu = 2.3$  los valores del  $D_{CO}$  son más bajos porque la proporción de estrellas enanas es mayor (con valores menores del índice).

## 5.8. Resumen

En este capítulo hemos presentado las funciones empíricas de ajuste (*fitting functions*) que cuantifican el comportamiento cualitativo observado de la absorción de CO en  $2.3 \mu\text{m}$  con los parámetros atmosféricos (absorción más importante conforme la temperatura efectiva de la estrella disminuye, más intensa para estrellas gigantes que para estrellas enanas de igual temperatura, y más fuerte en estrellas más metálicas que en las poco metálicas). Para ello hemos derivado las expresiones que describen simultáneamente las variaciones del índice  $D_{CO}$  con la temperatura efectiva, la gravedad superficial y, por primera vez, con la metalicidad. En el cálculo de estas funciones de ajuste hemos utilizado dos grupos de estrellas: la nueva biblioteca estelar y una muestra de estrellas de cúmulos globulares observadas por Frogel et al. (2001) y Stephens & Frogel (2004), que han sido seleccionadas para completar la biblioteca. Para poder utilizar las medidas presentadas por estos autores ( $I_{\text{Frogel}}$ ) hemos utilizado las expresiones derivadas en § 3.6 para obtener el índice  $D_{CO}$ . La metalicidad promedio de los cúmulos ha sido tomada de la literatura, mientras que la temperatura efectiva y la gravedad superficial de estas estrellas han sido derivadas a partir de datos fotométricos en el infrarrojo ( $M_{K0}$  y  $(J - K)_0$ ) siguiendo el procedimiento explicado por Cenarro et al. (2001) y Cenarro et al. (2007). Con estos dos grupos de estrellas hemos calculado las funciones de ajuste que describen el comportamiento del índice  $D_{CO}$  con los parámetros atmosféricos, mostrando por primera vez la dependencia con la metalicidad ya indicada por otros autores. Junto con el cálculo de las funciones de ajuste se ha realizado un estudio de las diferencias entre las medidas reales del índice y las predichas por las funciones de ajuste (residuos), de manera que hemos comprobado que no existen grupos de estrellas que se desvíen sistemáticamente del comportamiento descrito por las funciones de ajuste.

Para representar adecuadamente el índice  $D_{CO}$  en función de los parámetros atmosféricos, hemos diferenciado las estrellas según su gravedad, considerando estrellas enanas ( $\log g > 3.5$ ) y estrellas gigantes (y supergigantes;  $\log g < 3.5$ ) por separado, lo que está de acuerdo con el comportamiento cualitativo observado. Hay que señalar que en ambos grupos de estrellas encontramos una fuerte dependencia con la temperatura y con la metalicidad, no apareciendo términos en gravedad, lo que apoya con más fuerza la dicotomía que hemos adoptado al elegir los dos grupos de ajuste. Por otro lado, es importante señalar que encontramos un grupo de estrellas con índices superiores a los esperados dentro del grupo de estrellas con  $\log g < 3.5$ . Hemos identificado estas estrellas como estrellas de la AGB y se ha calculado por primera vez un ajuste independiente que caracteriza este comportamiento. Hay que tener en cuenta que, debido a que el objetivo principal de este trabajo no era estudiar de forma específica este tipo de estrellas, este ajuste ha sido realizado utilizando un número reducido de estrellas, aunque muestra claramente la importancia de este tipo de estrellas. Por ello se propone un estudio más detallado de las estrellas AGB para el futuro.

Por último, las funciones de ajuste han sido introducidas en los modelos de síntesis evolutiva del Dr. A. Vazdekis. La evolución temporal del índice  $D_{CO}$  indica que para edades muy jóvenes el índice presenta valores muy altos, disminuyendo rápidamente hasta edades de  $\sim 3$  Gaños, donde el índice se estabiliza hasta alcanzar un valor aproximadamente constante para poblaciones viejas. Las predicciones de estos modelos preliminares nos indican que el índice  $D_{CO}$  es sensible a la metalicidad, alcanzando valores mayores de  $D_{CO}$  cuanto más alta es la metalicidad de la población de estudio. Por otro lado, el índice también es sensible a la pendiente de la IMF, en el sentido de que pendientes de la IMF menores producen valores superiores del índice.

Las predicciones de los modelos de síntesis evolutiva presentadas en este capítulo serán utilizadas en el análisis de las poblaciones estelares de galaxias de primeros tipos que se realizará el Capítulo 7.



## Capítulo 6

# Observación y reducción de galaxias de primeros tipos de campo

---

En este capítulo presentamos la muestra de galaxias de primeros tipos de campo que se estudian en este trabajo. En primer lugar, se hace una descripción de las observaciones realizadas y a continuación se explica el proceso de reducción de las imágenes.

### 6.1. Selección de la muestra

El objetivo de este trabajo es el estudio de las poblaciones estelares en galaxias de primeros tipos a partir de la información espectroscópica presente en la banda K, en particular el índice de CO. Por ello, la muestra seleccionada está formada por doce galaxias de primeros tipos de campo elegidas para cubrir un intervalo lo más amplio posible en dispersión de velocidades ( $91.0 < \sigma < 302.7$  km/s). Todas las galaxias de la muestra han sido observadas anteriormente en el óptico por diferentes autores, lo que nos permitirá la combinación de los datos obtenidos en diferentes intervalos espectrales. Esta muestra de galaxias de campo complementa el trabajo presentado por Silva et al. (2008) sobre una muestra de galaxias pertenecientes al cúmulo de Fornax. Las observaciones de estas últimas galaxias fueron realizadas en su mayor parte con la misma instrumentación que el trabajo que aquí presentamos, de manera que los datos son comparables de manera directa. Para estudiar posibles diferencias entre ambos conjuntos de datos, además de la muestra de galaxias de campo también fueron observadas dos galaxias pertenecientes al cúmulo de Fornax incluidas en el trabajo de Silva et al. (2008). De este modo, podremos estudiar en profundidad las poblaciones estelares de galaxias de primeros tipos en diferentes entornos.

En la Tabla 6.1 se presentan los datos más importantes para las galaxias de la muestra extraídos de 2MASS<sup>1</sup>. Para la mayoría de los objetos no tenemos medidas del radio efectivo en la banda K ( $r_{eK}$ ) y el brillo superficial en el radio efectivo ( $K_{r_e}$ ). Por ello son especialmente interesantes los valores de  $r_{ext}$  y  $K_{ext}$ , que nos dan una idea del radio ex-

---

<sup>1</sup>Two Micron All Sky Survey: <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/2MASS/PubGalPS/>



tendido de la galaxia y la magnitud en banda K en ese radio, respectivamente.

En la Tabla 6.2 se presentan los datos más relevantes de la muestra de galaxias observada en este trabajo. La dispersión de velocidades y la velocidad radial incluidas en dicha tabla son las derivadas de observaciones en el óptico por diferentes autores. En la última columna se indican las referencias que contienen datos en el óptico para cada uno de los objetos, así como la existencia de fotometría en la banda K de la que se han derivado índices fotométricos para el CO.

A continuación, presentamos algunas características de las galaxias de campo observadas en este trabajo.

### Características de las galaxias de campo observadas

*NGC3605*. Es un claro ejemplo de galaxia *power-law* (Faber et al., 2007; Lauer et al., 2005). Nolan et al. (2007) realizaron un estudio espectroscópico de la población estelar de la galaxia, mostrando que ha experimentado dos episodios de formación estelar. La mayor parte de las estrellas son viejas ( $> 10$  Gaños) pero hay también una población estelar joven ( $\simeq 1$  Gaño) importante, de metalicidad mayor. Esta alta metalicidad podría ser el resultado del inicio del brote de formación estelar producido por una fusión rica en gas reciente, donde se forman nuevas estrellas producidas del gas que ha sido enriquecido por metales de las estrellas del anterior episodio de formación estelar, acuerde con la teoría de que las galaxias *power-law* son el producto de una fusión entre galaxias ricas en gas.

*NGC3818*. Los estudios de fotometría superficial de Scorza et al. (1998) muestran que esta galaxia es un objeto completamente dominado por el bulbo (estos autores presentan esta galaxia como prototipo de este tipo de sistemas), con un disco completamente dentro del bulbo tipo *boxy*. El perfil del disco es exponencial en todo el objeto (Annibali et al., 2006). A partir de los datos de Simien & Prugniel (1997) ( $V_M = 114 \pm 7$  km/s y  $\sigma = 199 \pm 10$  km/s) para obtener una estimación de la posición de esta galaxia en el plano ( $V_m/\sigma$ ,  $\epsilon$ ), se puede considerar que esta galaxia no está muy lejos de la región de las galaxias con una dispersión de velocidades (casi) isotrópica (Annibali et al., 2006).

*NGC4261*. Esta galaxia alberga un agujero negro supermasivo ( $4.9 \pm 1.0 \times 10^8 M_\odot$ , Ferrarese et al., 1996) rodeado por un disco nuclear de polvo, prácticamente perpendicular al radiojet (Jaffe et al., 1994, 1996). Las imágenes tomadas con la WFPC2 del HST muestran una estructura espiral en el disco que probablemente explica la forma en el que el material cae hacia el agujero. El disco no es coaxial con el eje mayor de la galaxia ni está centrado con el núcleo ni con el centro de la isofotas de la galaxia, por lo que Ferrarese et al. (1994) indican que el polvo tiene un origen externo.

*NGC4564*. Scorza et al. (1998), a partir del estudio del perfil de elipticidad y el per-

fil de brillo superficial, señalan que esta galaxia presenta un disco que domina frente al bulbo en las zonas más exteriores. Sarzi et al. (2006) no encontraron emisión significativa para esta galaxia, mientras que el análisis de las líneas de absorción por Kuntschner et al. (2006) mostró que los índices metálicos del Fe y Mg b presentan contornos más aplanados que las isofotas propias de la galaxia, lo que interpretaron como diferencias en las poblaciones estelares entre el bulbo y el disco de esta galaxia.

*NGC4636.* Caon et al. (2000) observaron curvas de velocidad muy irregulares a lo largo de tres ejes de observación. Zeilinger et al. (1996) sugieren que el gas en esta galaxia podría sufrir movimientos turbulentos debido a material todavía no asentado. van Dokkum & Franx (1995) indican que el polvo en esta galaxias es colimado y presenta forma de S (jetlike, S-shaped). La curva de rotación estelar muestra una región central que no rota, con un radio de  $\sim 0.5$  kpc, que se corresponde con el pico observado en la dispersión de velocidades (Rampazzo et al., 2005).

*NGC4742.* Esta galaxia ha sido clasificada como *power-law* (Lauer et al., 2007), y alberga un agujero negro supermasivo de  $\sim 10^7 M_{\odot}$  (Kaiser et al., 2000). Diversos estudios de índices de líneas (Gorgas et al., 1990; Trager et al., 1998; Cenarro et al., 2004; Sánchez-Blázquez et al., 2006b) han señalado la presencia de población estelar joven en el centro. Pertenece al cúmulo de Virgo.

*NGC5796.* Esta galaxia presenta isofotas tipo *disky* y un perfil central de brillo superficial mixto (entre *core* y *power-law* Lauer et al., 2007). Presenta filamentos de polvo importantes (Tran et al., 2001).

*NGC 5813.* Esta galaxia presenta un núcleo cinemático desacoplado (Caon et al., 2000; Emsellem et al., 2004). La imagen WFPC2 del HST de esta galaxia (Tran et al., 2001) muestra un disco de polvo, ya estudiado por van Dokkum & Franx (1995) y Tomita et al. (2000). Estos últimos autores señalan la existencia de un AGN en su interior, clasificando la galaxia como LINER. Por último, el perfil de luminosidad central de esta galaxia es de tipo *core* (Rest et al., 2001; Lauer et al., 2007). Sarzi et al. (2006) señalan que la distribución de gas ionizado en este objeto está confinado en un filamento localizado a lo largo de la galaxia. La cinemática del gas en la zona central muestra una rotación coherente aproximadamente en el mismo sentido que las estrellas, mientras que en las zonas externas el comportamiento es más complejo.

*NGC5831.* El estudio fotométrico de Reid et al. (1994) indica que el perfil de luminosidad de esta galaxia sigue muy bien la ley  $r^{1/4}$  en todos los radios y que la galaxia no muestra evidencias estadísticamente significativas de cambios radiales. En las imágenes de WFPC2 obtenidas para este objeto no se aprecian trazas de polvo (e.g. Tran et al., 2001) y el perfil de luminosidad central es de tipo *power-law* (Rest et al., 2001; Lauer et al., 2007), con un significativo giro (Annibali et al., 2006) ( $\approx 20^\circ$ ) en los  $20''$  centrales. Sarzi et al. (2006) señalan que este objeto sólo tiene líneas de emisión (Tran et al., 2001)

cerca del centro. Esta galaxia tiene un núcleo cinemático desacoplado (Peletier et al., 1990; Emsellem et al., 2004).

*ESO382-G016*. Esta galaxia no presenta evidencias de polvo (Kuntschner et al., 2002), pero tiene una morfología S0. Esta galaxia tiene una compañera cercana. Kuntschner et al. (2002) no encuentran evidencias de polvo en esta objeto.

*ESO446-G049*. Kuntschner et al. (2002) señalan la presencia de un anillo azul estrecho y un peculiar disco/halo externo, sin la existencia de compañeros brillantes cerca.

*ESO503-G012*. Kuntschner et al. (2002) indican que esta galaxia con isofotas tipo *boxy* presenta una compañera con la que está en interacción, produciendo un brazo de marea estrecho y lineal.

Tabla 6.1: Datos procedentes del catálogo XSC (*eXtended Source Catalog*) de 2MASS de la muestra de galaxias observadas.

Galaxia	$b/a$	PA (deg)	$r_{\text{ext}}$ (arcsec)	$K_{\text{ext}}$ (mag)	$r_{eK}$ (arcsec)	$K_{r_e}$ (mag/arcsec <sup>2</sup> )
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
NGC1379	0.96	+65.0	75.76	8.238		
NGC1404	0.90	-17.0	148.50	6.820	18.65	15.006
NGC3605	0.60	+15.0	46.79	9.695		
NGC3818	0.62	-75.0	72.05	8.867		
NGC4261	0.86	-7.0	155.00	7.263	24.20	15.989
NGC4564	0.44	+50.0	114.39	7.937		
NGC4636	0.84	-37.0	260.50	6.422	56.18	16.970
NGC4742	0.68	+80.0	70.58	8.385		
NGC5796	0.88	-80.0	78.93	8.146		
NGC5813	0.77	-50.0	162.50	7.413	36.20	16.860
NGC5831	0.94	-30.0	69.17	8.437		
ESO382-G16	0.72	-20.0	48.47	9.379		
ESO446-G49	0.80	-15.0	44.27	9.868		
ESO503-G12	0.82	-25.0	45.55	9.778		

(1)  $b/a$ : relación entre los ejes menor y mayor para las imágenes tomadas en la banda K;

(2) PA: ángulo de posición de la galaxia medido de norte a este en la banda K;

(3)  $r_{\text{ext}}$ : radio extendido de la galaxia, obtenido por extrapolación del perfil de brillo superficial derivado en la banda  $K_s$  hasta el límite considerado en dicho cálculo;

(4)  $K_{\text{ext}}$ : magnitud total en la banda  $K_s$  dentro del radio extendido  $r_{\text{ext}}$ ;

(5)  $r_{eK}$ : radio efectivo en la banda  $K_s$ , definido como el radio de una abertura circular que contiene la mitad de la luminosidad de la galaxia en la banda K;

(6)  $K_{r_e}$ : brillo superficial dentro del radio efectivo en la banda  $K_s$ .

Galaxia	RA (J2000)	DEC (J2000)	Tipo	$M_B$ (mag)	PA (deg)	$r_{eB}$ (arcsec)	$\sigma$ (km/s)	$V$ (km/s)	Notas
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
NGC1379	03 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 03.9 <sup>''</sup>	-35°26 <sup>m</sup> 28 <sup>''</sup>	E	-19.21	+70.0	23.30 <sup>1</sup>	116.8 ± 3.6 <sup>F</sup>	1324 ± 2	Fornax
NGC1404	03 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup> 51.7 <sup>''</sup>	-35°35 <sup>m</sup> 36 <sup>''</sup>	E	-20.20	+163.0	23.00 <sup>1</sup>	244.9 ± 8.2 <sup>F</sup>	1947 ± 4	Fornax
NGC3605	11 <sup>h</sup> 16 <sup>m</sup> 46.6 <sup>''</sup>	+18°01 <sup>m</sup> 02 <sup>''</sup>	E4-5	-17.07	+17.0	17.26 <sup>2</sup>	91.0 ± 1.5 <sup>i</sup>	668 ± 19	SB06
NGC3818	11 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup> 57.5 <sup>''</sup>	-06°09 <sup>m</sup> 20 <sup>''</sup>	E5	-19.11	+103.0	21.24 <sup>2</sup>	187.5 ± 1.3 <sup>i</sup>	1701 ± 7	SB06
NGC4261	12 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 23.2 <sup>''</sup>	+05°49 <sup>m</sup> 32 <sup>''</sup>	E2-3	-21.32	+160.0	38.65 <sup>2</sup>	302.7 ± 1.7 <sup>i</sup>	2238 ± 7	Phot78, SB06
NGC4564	12 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 27.0 <sup>''</sup>	+11°26 <sup>m</sup> 18 <sup>''</sup>	E6	-19.43	+47.0	21.63 <sup>2</sup>	171.1 ± 0.8 <sup>i</sup>	1142 ± 2	SB06
NGC4636	12 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup> 50.0 <sup>''</sup>	+02°41 <sup>m</sup> 16 <sup>''</sup>	E-S0	-20.78	+150.0	101.60 <sup>2</sup>	226.1 ± 5.9 <sup>i</sup>	938 ± 4	Phot79, SB06
NGC4742	12 <sup>h</sup> 51 <sup>m</sup> 47.9 <sup>''</sup>	-10°27 <sup>m</sup> 17 <sup>''</sup>	E4	-22.40	+75.0	11.67 <sup>2</sup>	91.9 ± 0.5 <sup>i</sup>	1270 ± 15	Phot79, SB06
NGC5796	14 <sup>h</sup> 59 <sup>m</sup> 24.2 <sup>''</sup>	-16°37 <sup>m</sup> 24 <sup>''</sup>	E	-20.80	+89.7	18.50 <sup>2</sup>	273.6 ± 2.5 <sup>i</sup>	2863 ± 7	SB06
NGC5813	15 <sup>h</sup> 01 <sup>m</sup> 11.3 <sup>''</sup>	+01°42 <sup>m</sup> 06 <sup>''</sup>	E1-2	-20.99	+145.0	48.65 <sup>2</sup>	257.1 ± 1.4 <sup>i</sup>	1972 ± 6	Phot78, SB06
NGC5831	15 <sup>h</sup> 04 <sup>m</sup> 07.1 <sup>''</sup>	+01°13 <sup>m</sup> 11 <sup>''</sup>	E3	-19.72	+55.0	28.65 <sup>2</sup>	163.1 ± 1.0 <sup>i</sup>	1656 ± 4	SB06
ESO382-G16	13 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 12.3 <sup>''</sup>	-36°43 <sup>m</sup> 22 <sup>''</sup>	E	-19.82	+160.0	13.20 <sup>3</sup>	237.2 ± 5.7 <sup>ii</sup>	3227 ± 14	K02
ESO446-G49	14 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 14.4 <sup>''</sup>	-29°44 <sup>m</sup> 50 <sup>''</sup>	S0	-20.10	+3.0	19.10 <sup>3</sup>	143.7 ± 2.0 <sup>ii</sup>	3836 ± 10	K02
ESO503-G12	11 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 50.8 <sup>''</sup>	-26°08 <sup>m</sup> 04 <sup>''</sup>	E	-17.60	+147.0	10.64 <sup>4</sup>	146.8 ± 2.6 <sup>ii</sup>	2138 ± 10	K02

Tabla 6.2: Datos generales de la muestra de galaxias observadas. (1) Nombre de la galaxia; (2) Ascensión recta y (3) declinación en equinocio J2000; (4) Tipo morfológico; (5)  $M_B$ : magnitud absoluta; (6) PA: ángulo de posición de la galaxia medido de norte a este; (7)  $r_{eB}$ : radio efectivo en el óptico, definido como el radio de una abertura circular que contiene la mitad de la luminosidad de la galaxia en la banda B. Referencias 1: Caon et al. (1994), 2: Burstein et al. (1987), 3: Lauberts & Valentijn (1989)<sup>a</sup>, 4: RC3<sup>b</sup>; (8)  $\sigma$ : dispersión de velocidades. Referencias F: Kuntschner (2000), i: Sánchez-Blázquez et al. (2006a), ii: Kuntschner et al. (2002); (9)  $V$ : velocidad radial heliocéntrica (datos procedentes de NED<sup>c</sup>, excepto para las tres últimas galaxias (Kuntschner et al., 2002)); (10) Notas: datos en el azul procedentes de Fornax (Kuntschner, 2000), SB06 (Sánchez-Blázquez et al., 2006a), K02 (Kuntschner et al., 2002) y fotometría en la banda K disponible en Phot78 (Frogel et al., 1978) y Phot79 (Frogel et al., 1979).

<sup>a</sup>ESO/Uppsala survey of galaxies: <http://vizier.cfa.harvard.edu/viz-bin/VizieR-3?-to=2\&-meta=1u\&-source=VII\%2F115\%2Fesolv1>

<sup>b</sup>Third Reference Catalogue of Bright Galaxies: <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=VII/155>

<sup>c</sup>NASA/IPAC Extragalactic Database: <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

Tabla 6.3: Descripción de la configuración instrumental utilizada en la campaña de observación de las galaxias de la muestra. Se indican los parámetros instrumentales más relevantes, así como la resolución media obtenida a partir de las medidas de la FWHM en los arcos de calibración tomados para cada galaxia.

Fechas de observación	26-27 Febrero 2007
Telescopio	UT1 en VLT
Espectrógrafo	ISAAC
Modo	SWS1-MR
Dispersión	1.21 Å/píxel
Intervalo espectral	$\lambda\lambda 1.82 - 2.50 \mu\text{m}$
Resolución espectral	7.14 Å(FWHM) en $2.3 \mu\text{m}$ ; $\bar{R} = 3220$
Longitud de la rendija	120 arcsec
Anchura de la rendija	1.0 arcsec
Escala espacial	0.147 arcsec/píxel
Detector	Hawaii Rockwell $1024 \times 1024$
Ganancia	$4.5 e^-/\text{ADU}$
Ruido de lectura	$11 e^-$

## 6.2. Observación de la muestra

Las observaciones de las galaxias de la muestra se llevaron a cabo en el telescopio UT1 de 8.2 m del VLT (*Very Large Telescope*) en el Observatorio de Cerro Paranal (Chile), durante las noches del 26 y 27 de febrero de 2007, utilizando el instrumento ISAAC (*Infrared Spectrometer And Array Camera*<sup>2</sup>) para realizar la espectroscopía. Dicho instrumento cuenta con dos brazos, uno equipado con un detector Aladdin InSb  $1024 \times 1024$  para el intervalo  $3.0 - 5.0 \mu\text{m}$  e imagen en bandas JHK, y otro equipado con un detector Hawaii Rockwell  $1024 \times 1024$  para el intervalo  $1.0 - 2.5 \mu\text{m}$ , que ha sido el utilizado en nuestro caso. Las observaciones fueron realizadas en el modo SWS1-MR (resolución media), que trabajando en el orden 2 de la red de difracción permite un intervalo espectral de observación de  $\lambda 1.82$  a  $\lambda 2.50 \mu\text{m}$ , y junto a una rendija de 1 arcsec de anchura nos permite llegar a una resolución media  $\bar{R} = 3220$  con una dispersión de 1.21 Å/píxel. Los datos técnicos más relevantes de la configuración se presentan en la Tabla 6.3.

Debido a las razones explicadas en § 2.3, cada galaxia fue observada en dos posiciones diferentes del detector (A y B), siguiendo el esquema típico de observación en el infrarrojo. Así, al restar las dos imágenes consecutivas, estamos eliminando la contribución del cielo con la intensidad más parecida posible a la existente durante la observación de cada imagen de la galaxia. Para evitar la contaminación en una de las posiciones por las alas de la galaxia en la otra posición en cada una de las imágenes restadas A–B, las galaxias fueron observadas a lo largo del eje menor. Sólo en el caso de la galaxia NGC4636,

<sup>2</sup><http://www.eso.org/instruments/isaac/index.html>

Tabla 6.4: Datos observacionales para la muestra de galaxias seleccionada.

Galaxia	Ángulo (deg) (1)	$\lambda_{\text{central}}$ ( $\mu\text{m}$ ) (2)	$T_{\text{exp}}$ (s) (3)	Masa de aire (galaxia) (4)	Estrella telúrica (5)	Tipo espectral (6)	Masa de aire (estrella) (7)
NGC1379	+155.0	2.25924	2400 (3)	1.20	HD028913	A0V	1.21
NGC1404	+73.0	2.26247	2400 (3)	1.18	HD030397	A0V	1.15
NGC3605	+105.0	2.25286	4000 (5)	1.74	HD105778	A4V	1.51
NGC3818	+15.0	2.26076	2400 (3)	2.55	HD109704	A3V	2.62
NGC4261	+83.0	2.26448	2400 (3)	2.54	HD116235	A2m	2.61
NGC4564	+140.0	2.25652	4000 (5)	1.55	HD120934	A1V	1.30
NGC4636	+53.0	2.25547	4800 (*)	1.67	HD115709	A1IV	1.45
NGC4742	+170.0	2.25754	2400 (3)	1.22	HD123177	A0	1.29
NGC5796	+10.0	2.27022	4000 (5)	1.34	HD146254	A0III	1.39
NGC5813	+40.0	2.26266	4000 (5)	2.11	HD137898	A8I	1.63
NGC5831	+60.0	2.26038	2400 (3)	1.16	HD137898	A8I	1.12
ESO382-G16	+70.0	2.27222	3200 (4)	1.01	HD128532	A3V	1.02
ESO446-G49	+75.0	2.27713	3200 (4)	1.07	HD132851	A4IV	1.05
ESO503-G12	+65.0	2.26425	4000 (5)	1.51	HD111786	A0III	1.71

(1) Ángulo de posición de la rendija (orientado a lo largo del eje menor de la galaxia), medido de norte a este;

(2)  $\lambda_{\text{central}}$ : longitud de onda central para la observación;

(3)  $T_{\text{exp}}$ : tiempo de exposición total para cada galaxia. Entre paréntesis se indica el número de ciclos AB observados. En el caso de NGC4636, se realizaron tres ciclos objeto-cielo-objeto, debido a su tamaño;

(4) Masa de aire promedio a la que fue observada la galaxia;

(5) Estrella observada para la obtención de la curva de respuesta, la calibración en flujo y la eliminación de líneas telúricas;

(6) Tipo espectral de la estrella de calibración según SIMBAD;

(7) Masa de aire promedio a la que fue observada la estrella.

debido a su mayor tamaño, fue necesario realizar observaciones de cielo en una zona lo suficientemente alejada para garantizar que al restar no estábamos eliminando también parte de la propia galaxia (Tabla 6.1). Realizamos integraciones individuales de 400 s de tiempo de exposición para evitar que la variabilidad del cielo (Ramsay et al., 1992) nos impidiera una correcta sustracción del mismo.

Aunque ISAAC está situado en el foco Nasmyth B del telescopio y por ello las observaciones son muy estables, sin problemas debido a flexiones del instrumento, para cada galaxia se tomaron imágenes calibración en la misma posición de observación: imágenes de *flatfield* de una lámpara halógena interna (encendida o no, *flat-on*, *flat-off*, respectivamente) para la calibración de la respuesta del detector e imágenes de lámparas de arco para la calibración en longitud de onda y distorsión C. Junto con estas imágenes de calibración, también fue observada una estrella caliente tipo Vega cerca de la galaxia y con una masa de aire similar que ha sido utilizada para la obtención de la curva de respuesta, la calibración en flujo y la correcta eliminación de líneas telúricas. En la Tabla 6.4 presentamos un resumen de los parámetros utilizados durante la observación de la muestra de galaxias.

### 6.3. Reducción de las observaciones

La reducción de las observaciones se realizó, fundamentalmente, siguiendo el procedimiento estándar explicado en § 2.4. Sin embargo, hay diferencias en el proceso debido a que el instrumento utilizado es diferente y a que los objetos observados son galaxias. El esquema de reducción en este caso es el siguiente:

1. Eliminación de *ghosts*.
2. Calibración de la respuesta del detector (*flatfield*).
3. Sustracción del cielo (sustracción de imágenes consecutivas).
4. Eliminación defectos cosiméticos.
5. Corrección en distorsión C.
6. Calibración en longitud de onda.
7. Corrección en distorsión S.
8. Estudio de la contaminación de la galaxia en la estimación del cielo.
9. Combinación de imágenes y eliminación de residuos de líneas de cielo.
10. Calibración en flujo y corrección de las absorciones telúricas.
11. Extracción final del espectro.
12. Corrección de extinción atmosférica.

Para seguir este procedimiento, se proporciona desde el observatorio el paquete de reducción *eclipse*, que es fundamentalmente una biblioteca de programas en C enfocada al procesado de imágenes y espectros unidimensionales en los rangos óptico e infrarrojo. Tras realizar una reducción preliminar de las imágenes de las galaxias con este paquete de reducción comprobamos que la corrección de la distorsión C a lo largo del detector no era lo suficientemente buena. Esto es importante al extraer espectros de una zona espacial extensa, ya que si las líneas no están perfectamente alineadas estaríamos mezclando información en la dirección espectral que nos impediría, por ejemplo, hacer un estudio cinemático creíble de la galaxia. También aparecerían problemas en la futura interpretación de gradientes de índices de líneas, donde se comparan medidas de índices a diferentes distancias del centro de la galaxia que pueden ser debidas a los desplazamientos de las líneas por una mala corrección de la distorsión C. Por ello, en el proceso de reducción se utilizó de nuevo el paquete RED<sub>mE</sub><sup>UCE</sup>, excepto en el caso de la eliminación de *ghosts* (explicado a continuación), cuya solución es proporcionada dentro de *eclipse*.

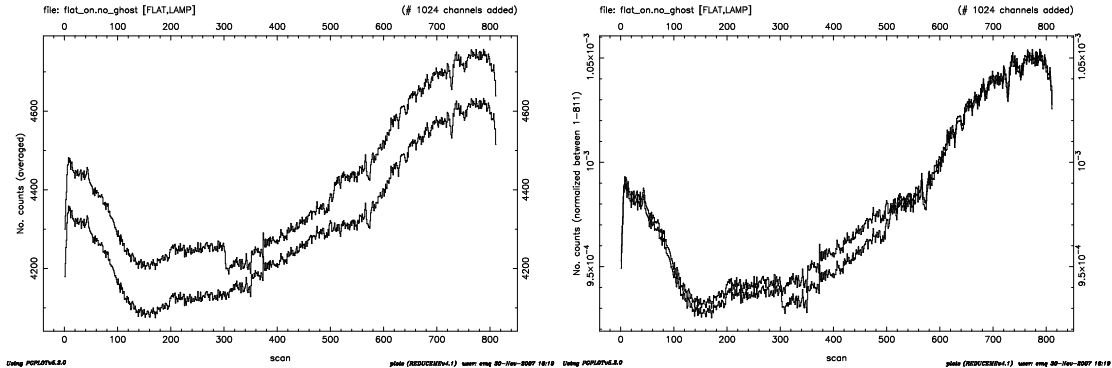


Figura 6.1: Corte en la dirección espacial de una imagen de *flatfield* observada con ISAAC antes (trazo fino) y después (trazo grueso) de corregir de *ghosts*. En el panel de la izquierda vemos la diferencia de señal entre ambas imágenes. En el panel de la derecha se muestra la normalización de ambos espectros y se puede ver el pedestal que estamos corrigiendo al tener en cuenta la presencia de los *ghosts*.

### 6.3.1. Eliminación de *ghosts*

En el manual de ISAAC se advierte de la presencia de lo que se denominan *ghosts* electrónicos, señal adicional en el detector que en una columna es proporcional a la suma de la intensidad a lo largo de esa columna y de la que se encuentra desplazada 512 filas. La amplitud de estos *ghosts* depende de la intensidad de la fuente, su posición con respecto a la fila central y a la rapidez de lectura del detector (cuanto más rápido se lea el detector, más intensos serán los *ghosts*). Es importante corregir estos *ghosts* ya que afectan el nivel del continuo y la anchura equivalente de las líneas de absorción, tanto las causadas por la propia atmósfera como las del objeto de estudio. Para tener en cuenta este efecto, hemos utilizado el procedimiento de corrección que proporcionan dentro de *eclipse* para ISAAC. Dicho procedimiento modifica los ficheros originales cambiando una de las etiquetas de la cabecera, de modo que nos previene para que no corrijamos varias veces las imágenes.

Para ilustrar el efecto de estos *ghosts* electrónicos, representamos en la Figura 6.1 el corte en la dirección espacial para una imagen de *flatfield* con la lámpara encendida antes y después de aplicar el procedimiento correspondiente. Como podemos ver, además de una diferencia importante en señal, hay un pedestal en el centro de la imagen que hay que corregir para no introducir este efecto en todas las imágenes.

### 6.3.2. Calibración de la respuesta del detector (*flatfield*)

Como ya se ha indicado anteriormente, para cada galaxia se tomaron imágenes de *flatfield* con una lámpara halógena interna encendida y apagada (*flat-on*, *flat-off*, respectivamente) que fueron utilizadas para la calibración de la respuesta del detector. Inicialmente, el procedimiento seguido es similar al realizado en la reducción de la biblioteca estelar (§ 2.4.1). Sin embargo, en estas observaciones aparecen diferencias en la dirección espa-



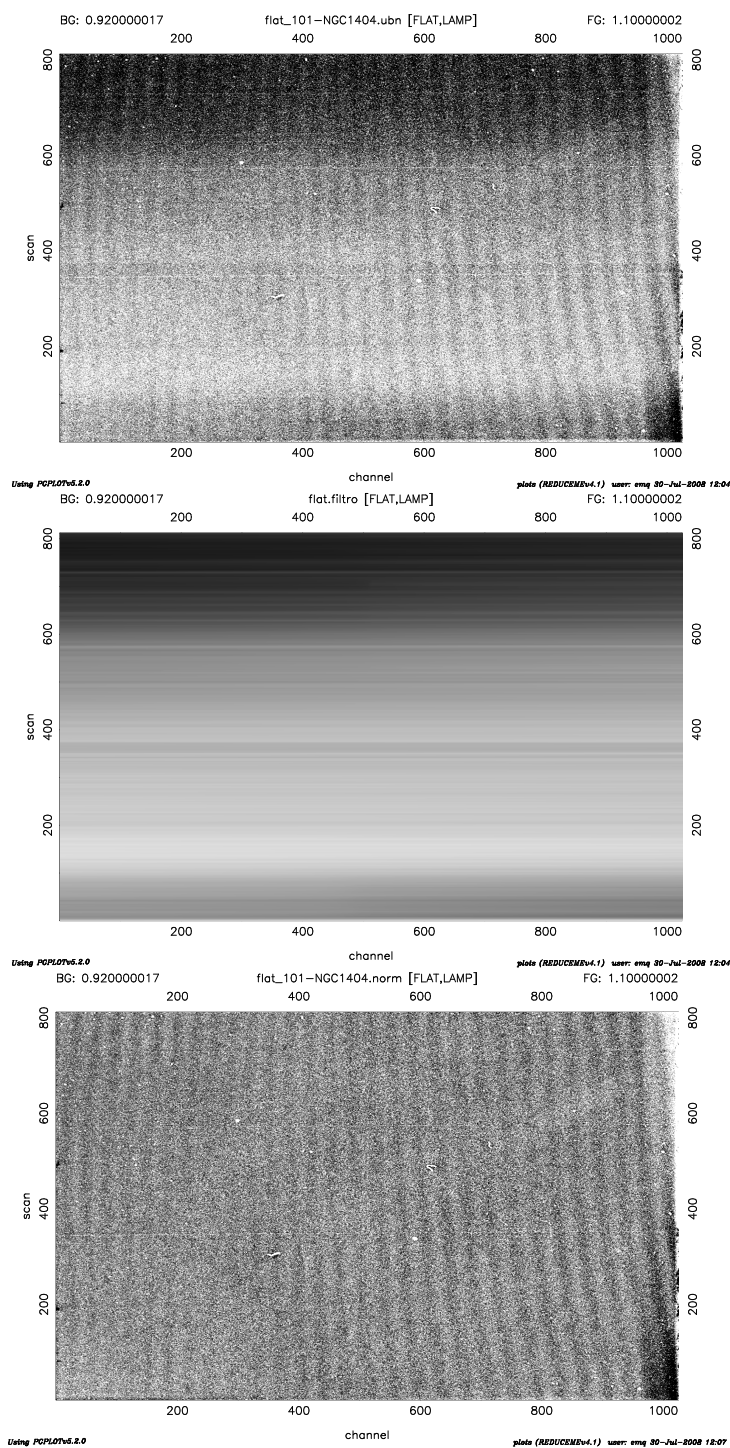


Figura 6.2: Imágenes de *flatfield* para una de las galaxias de la muestra. *Panel superior*: Imagen de *flatfield* inicial. *Panel central*: Imagen filtrada obtenida a partir de la imagen de *flatfield* inicial según el procedimiento explicado en el texto, y que contiene la información de la iluminación de la rendija. *Panel inferior*: Imagen de *flatfield* final después de dividir por la imagen filtrada anterior. Como se puede ver, las diferencias de señal a lo largo de la dirección espacial no son despreciables en este detector y es importante corregir adecuadamente de ello.

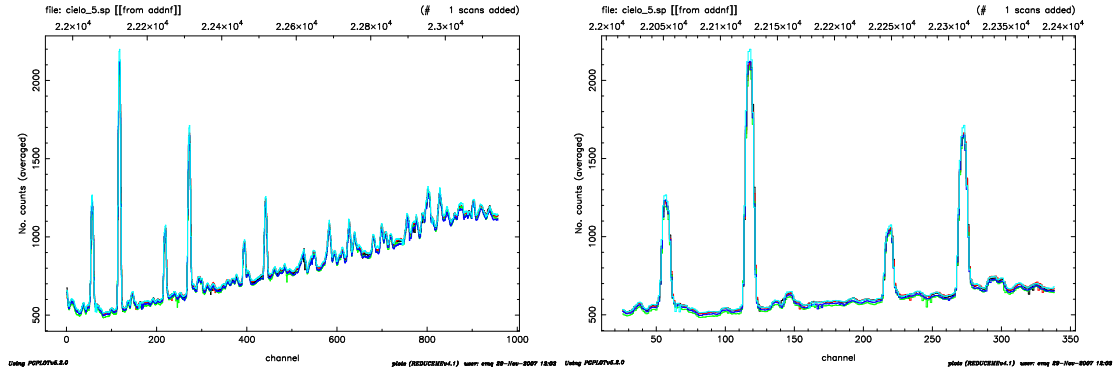


Figura 6.3: Estudio de la corrección de la distorsión C en las imágenes de galaxias. Están representados en distintos colores los espectros extraídos del cielo en diferentes partes de una imagen después de haber corregido de distorsión C (izquierda: espectro completo; derecha: zona ampliada del espectro del cielo). Como cabría esperar, las líneas de cielo se encuentran en la misma posición, independientemente de la zona de extracción del espectro en la imagen.

cial debido a la iluminación no uniforme de la rendija que hay que tener en cuenta. Para ello, obtenemos en primer lugar la imagen de *flatfield* normalizada como se explicó § 2.4.1 (Figura 6.2, panel superior) y sobre esta imagen aplicamos consecutivamente un filtro de media en la dirección espacial (con un tamaño de 1023 píxeles en la dirección espectral  $\times$  1 píxel en la dirección espacial) y un filtro de mediana en la misma dirección (con un tamaño de 1023 píxeles en la dirección espectral  $\times$  3 píxel en la dirección espacial) que nos garantizan la obtención de las diferencias de señal observadas en la dirección espacial debido a las diferencias de iluminación en la rendija. En la Figura 6.2, panel central, se presenta un ejemplo de la imagen filtrada obtenida por este procedimiento, donde se pueden ver las diferencias de señal a lo largo de la dirección espacial. Dividiendo la imagen normalizada por esta imagen filtrada que contiene la información relevante a la iluminación de la rendija obtenemos el *flatfield* final (Figura 6.2, panel inferior) que utilizaremos como respuesta del detector en todo el proceso de reducción.

### 6.3.3. Corrección de distorsión C y calibración en longitud de onda

El procedimiento seguido para corregir la distorsión C y calibrar en longitud de onda las imágenes es similar al explicado en la reducción de la biblioteca estelar (§ 2.4.4). En este caso, para cada galaxia contamos con imágenes de arco de lámparas de argón y xenón, con el suficiente número de líneas tanto para el trazado de la distorsión C como para una correcta calibración en longitud de onda.

Como en esta ocasión estamos estudiando objetos extensos, es especialmente importante garantizar que la distorsión C ha sido corregida adecuadamente. De esta forma nos aseguramos de que no mezclamos información espectral al extraer espectros de una zona espacial más extensa (caso de estudio de índices centrales para galaxias más débiles para obtener la suficiente señal-ruido) o al comparar características espectrales de dife-

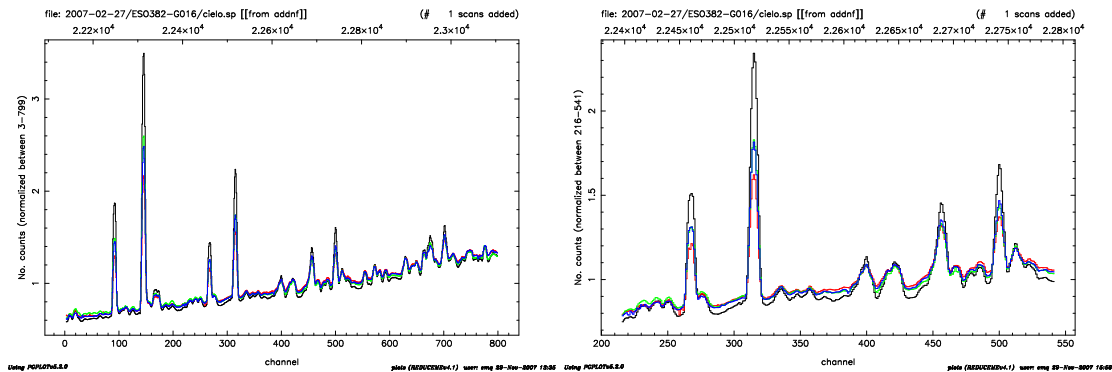


Figura 6.4: Comprobación de la estabilidad de la calibración en longitud de onda para las observaciones realizadas con ISAAC. En diferentes colores están representados los espectros del cielo para las imágenes obtenidas de cuatro galaxias (dos de cada noche de observación). La coincidencia de las líneas nos indica que la calibración en longitud de onda es estable a lo largo de cada noche y para las dos noches de observación.

rentes zonas de la galaxia (por ejemplo, en el estudio de gradientes de índices de líneas o el estudio cinemático). Para comprobar la corrección en distorsión C que aplicamos, comparamos en la Figura 6.3 los espectros del cielo extraídos de diferentes zonas de una misma imagen. Como se puede ver, las líneas de cielo coinciden en posición independientemente de la zona de donde se extrajo el espectro, lo que nos indica la buena corrección de la distorsión C.

Para comprobar la estabilidad de la calibración en longitud de onda, comparamos espectros del cielo extraídos en diferentes imágenes de galaxias dentro de la misma noche de observación y las dos noches diferentes de nuestra campaña (Figura 6.4). No encontramos diferencias en las posiciones de las líneas en ninguno de los casos, lo que nos indica que la calibración en longitud de onda es estable a lo largo de la noche y durante toda nuestra campaña.

Por último, comprobamos que la calibración en longitud de onda derivada de las líneas de arco es correcta comparando con la posición de las líneas teóricas de OH (Rousset et al., 2000) en el mismo rango espectral de observación. Como se puede comprobar en la Figura 6.5, la coincidencia de las líneas nos indica que la calibración en longitud de onda obtenida con los arcos de argón y xenón es muy buena y no son necesarias correcciones de segundo orden.

### 6.3.4. Corrección de distorsión S

Llamamos distorsión S al desplazamiento observado en el perfil espacial con la longitud de onda, de manera que los espectros no aparecen paralelos en la dirección espectral sino que, generalmente, presentan cierta curvatura. El efecto de esta distorsión es importante al extraer los espectros finales, ya que debido a esta distorsión el espectro de

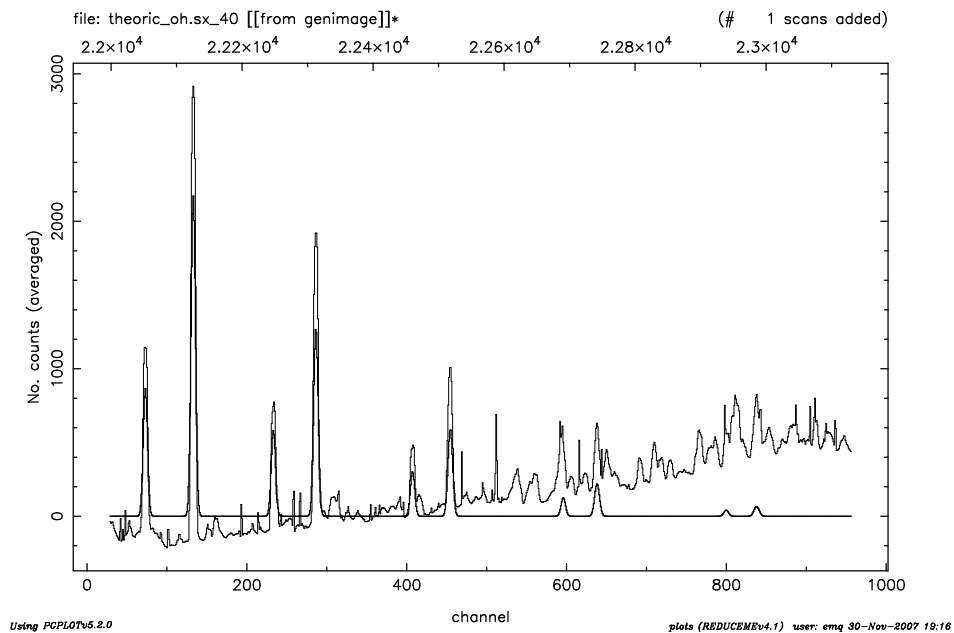


Figura 6.5: Comprobación de la calibración en longitud de onda para las observaciones realizadas con ISAAC. Se comparan el espectro del cielo para una de las galaxias (trazo fino) con el espectro teórico de líneas de OH (Rousselot et al., 2000) para el mismo rango espectral (trazo grueso). A diferencia de las observaciones realizadas para la biblioteca estelar con otros instrumentos, la calibración en longitud de onda a partir de los arcos de calibración es muy buena en este caso, tal y como se desprende de la comparación de ambos espectros.

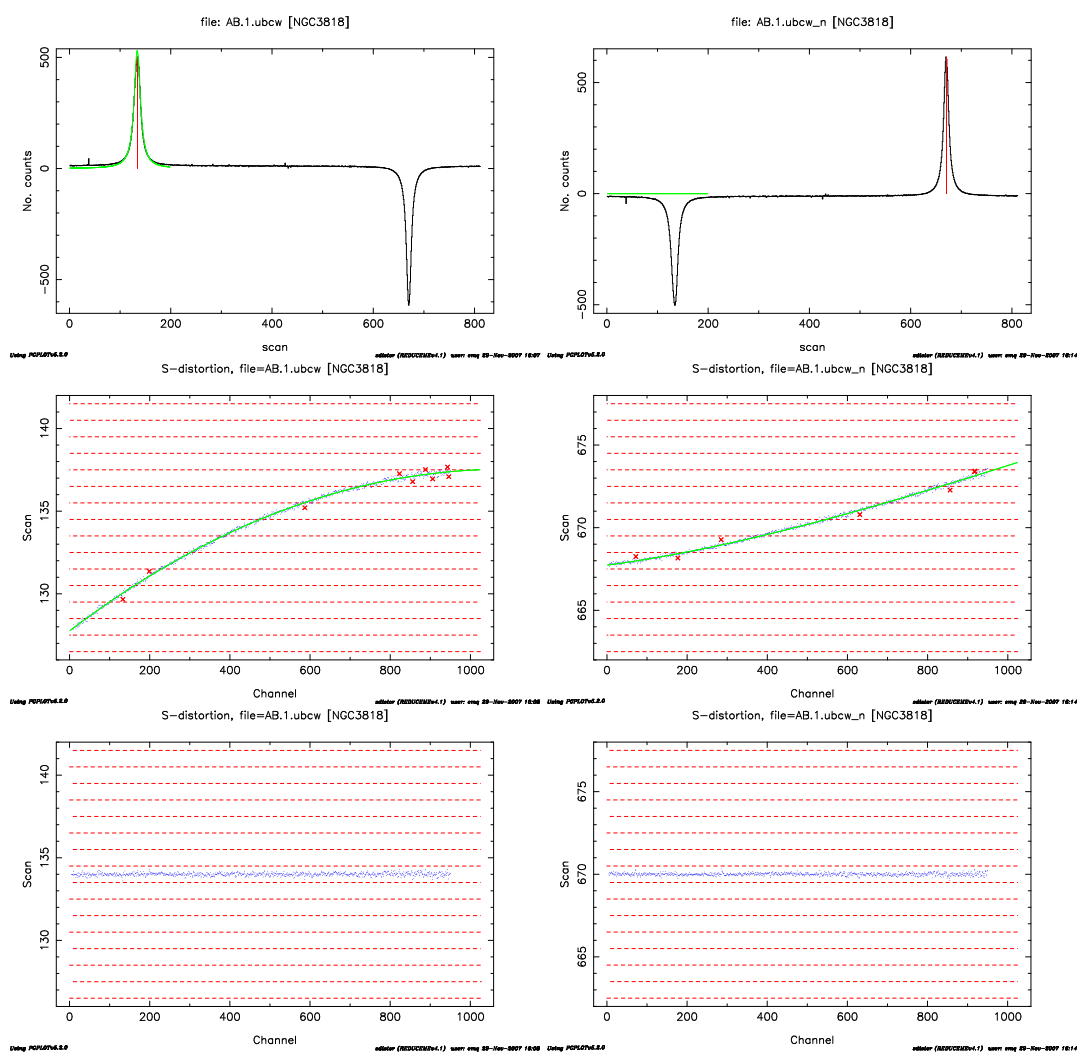


Figura 6.6: Corrección de la distorsión S en una de las galaxias de la muestra. En los paneles superiores se presentan los cortes en la dirección espacial de la imagen restada A–B (izquierda) y B–A (derecha). En los paneles centrales se presentan las posiciones del centro del espectro en la dirección espacial (*scan*) a lo largo de la dirección espectral (canal). La forma funcional es diferente dependiendo de la posición del espectro en el detector (izquierda y derecha) y por ello hay que aplicar ajustes específicos para cada una de ellas. En los paneles inferiores se presentan las posiciones finales del centro del espectro en el detector una vez corregida la distorsión S.

la galaxia se encuentra distribuido de forma asimétrica y, si no corregimos de ello, estaríamos sumando regiones distintas de la galaxia al desplazarnos en longitud de onda. Para corregir esta distorsión, se ajusta un polinomio de grado bajo a los máximos de los perfiles espaciales del objeto en la dirección espacial, polinomio que es utilizado para desplazar espacialmente la señal de cada columna con respecto a una que se toma como referencia. De esta manera, obtenemos unos espectros perfectamente alineados con las filas del detector.

En el caso de las observaciones de las galaxias realizadas con ISAAC, la forma de la distorsión  $S$  observada varía, además, a lo largo de la dirección espacial del detector, por lo que no se puede aplicar un único polinomio de corrección de distorsión  $S$  a los espectros en las posiciones A y B. Por ello, aplicamos el procedimiento explicado anteriormente en la imagen restada por separado para la posición A (Figura 6.6, izquierda) y para la posición B (Figura 6.6, derecha). Para corregir esta distorsión se utilizó el programa `sdistor` dentro de `REDUCE` que traza la distorsión ajustando los máximos de los desplazamientos observados. Por ello, trabajamos sobre la imagen restada A–B para corregir el espectro en la posición A y sobre la imagen restada B–A para corregir el espectro en la posición B. En la Figura 6.6 se presentan los diferentes pasos en la corrección de esta distorsión.

### 6.3.5. Estudio de la contaminación de la galaxia en la estimación del cielo

Aunque las observaciones de las galaxias fueron realizadas colocando la rendija a lo largo del eje menor y las posiciones A y B fueron elegidas lo suficientemente alejadas como para evitar solapamientos de las alas de las galaxias en la resta de observaciones en las distintas posiciones, debemos estudiar los perfiles espaciales de la galaxia a lo largo del detector para comprobar si finalmente las alas de la galaxia solapan en el proceso de la sustracción del cielo. Para ello, utilizamos el programa `vaucou1` de `REDUCE` que permite ajustar una ley de de Vaucouleurs<sup>3</sup> al perfil espacial de la galaxia en cada una de las posiciones por separado y calcular la contribución de la galaxia sobre el nivel del cielo en una zona determinada del detector.

En primer lugar, se elige sobre el perfil espacial de la galaxia la zona del detector donde queremos obtener la contribución de la galaxia y que esperamos esté dominada fundamentalmente por la señal del cielo (Figura 6.7, paneles superiores). En esa región se hace una estimación de la señal, que en nuestro caso es el valor medio de dicha región. Después, sobre el perfil espacial de la galaxia se elige la zona donde ajustar el perfil de de Vaucouleurs (Figura 6.7, paneles centrales), que en este caso son las partes exteriores (correspondiente a las alas de la galaxia) cuya extrapolación constituye la contribución de la galaxia a lo largo del detector. Por último, se calcula la diferencia entre el nivel del cielo

---

<sup>3</sup> $I_e = \exp(-7.67((r/r_e)^{1/4} - 1))$ .

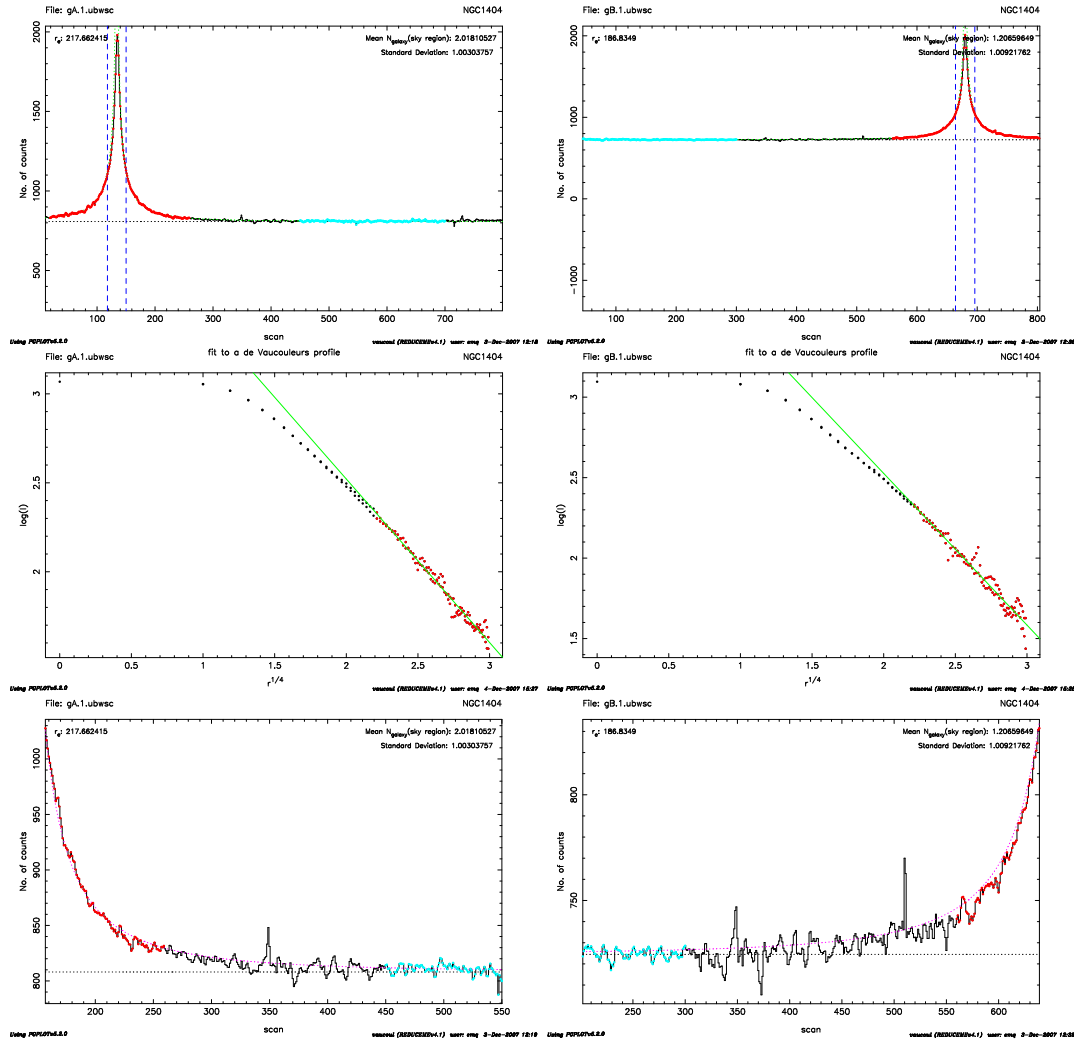


Figura 6.7: Estudio de la contaminación de la galaxia en la estimación del cielo. En los paneles superiores se presentan los perfiles espaciales de la galaxia en la posición A (izquierda) y B (derecha). En rojo está señalada la zona de ajuste del perfil de de Vaucouleurs y en cyan la zona donde se estima la contribución del cielo. Las líneas verticales azules delimitan la zona no considerada en el ajuste de las alas (parte central de la galaxia). En los paneles centrales se muestra la variación de la intensidad de la galaxia (en escala logarítmica) frente a la distancia al centro de la galaxia. En rojo se señala la zona elegida para realizar el ajuste al perfil de de Vaucouleurs (línea verde), correspondiente a la parte más exterior (alas de la galaxia), ya que es lo que queremos que esté bien representado. En los paneles inferiores se muestra una zona ampliada donde se puede ver el ajuste de la galaxia (línea punteada magenta) y el nivel del cielo (línea punteada negra). Dentro de las figuras aparece el valor medio de cuentas obtenido sobre el nivel del cielo en la zona de ajuste del cielo. De este modo, obtenemos la contribución de la galaxia en la zona donde se encuentra la galaxia en la otra posición.

y la contribución estimada de la galaxia en la región del cielo obtenida por extrapolación del ajuste calculado en las alas de la galaxia (explicación gráfica del proceso en la Figura 6.7). De este modo, obtenemos el perfil espacial de la galaxia a lo largo de la dirección espacial. La contribución de la galaxia en el detector será la imagen obtenida al multiplicar este perfil espacial por una imagen bidimensional que contiene el espectro real de la galaxia, de manera que obtenemos escalado el espectro de la galaxia en todo el detector. Hemos considerado como espectro real de la galaxia un espectro de la zona central, ya que comprobamos que no había diferencias debidas a la utilización del espectro de una zona central o una zona más alejada en las medidas finales del índice (tanto en el espectro central como las medidas sobre los espectros a diferentes distancias del centro). Esta imagen bidimensional, que contiene la información espectral siguiendo el perfil espacial de la galaxia, es la que debemos restar a nuestra imagen original para asegurarnos de que no hay contaminación en una de las posiciones de la galaxia por las alas de la galaxia en la otra posición.

En todos los casos, la contribución de las alas de la galaxia en la otra posición del detector es prácticamente despreciable (el caso más extremo es el presentado en el ejemplo y no supera las 2 cuentas sobre el nivel del cielo), aunque era importante garantizar que no estábamos afectados por este efecto.

### 6.3.6. Combinación de imágenes y eliminación de residuos de líneas de cielo

Aunque la resta de imágenes consecutivas en dos posiciones, A y B, es bastante eficiente para la eliminación del cielo, por lo general quedan pequeños residuos en las imágenes individuales A–B. Sin embargo, al combinar todas ellas en una única imagen estos residuos desaparecen. Esto ocurre al tener espectros en positivo (A) y negativo (B) en la misma imagen. Para combinar todas las imágenes, desplazamos las imágenes a la misma zona del detector y sumamos la zona de la imagen A con el espectro en positivo con la zona de la imagen B en positivo también, lo que hace cambiar de signo igualmente los restos de cielo sobre esa zona. Como en realidad ambas imágenes proceden de la misma imagen original A–B, los restos de cielo son de la misma intensidad y se eliminan perfectamente.

NGC4636, galaxia para la que se tomaron alternativamente imágenes de galaxia y cielo, es un caso particular ya que al ser observada de manera diferente los residuos de cielo son más importantes y por ello aplicamos un método distinto. En esta ocasión, elegimos sobre la imagen restada galaxia–cielo una zona a cada lado de la galaxia lo suficientemente alejada del centro como para que la contribución de la galaxia sea prácticamente nula. Apoyándonos en estas zonas, interpolamos linealmente la señal columna a columna y obtenemos de este modo una imagen bidimensional con los restos de cielo que aparecen en la imagen original. Al restar a la imagen galaxia–cielo la imagen con los restos de cielo, obtenemos la imagen final limpia de residuos de cielo.



### 6.3.7. Calibración en flujo y corrección de absorciones telúricas

La calibración en flujo se ha realizado del mismo modo que el explicado en la reducción de la biblioteca estelar (§ 2.4.7). En este caso, en vez de contar con la observación de una estrella para obtener una única curva de respuesta como representación de toda la noche, se observó una estrella caliente tipo Vega después de la observación de cada galaxia, de manera que las condiciones de observación de ambos objetos fueran lo más parecidas posibles. Así, al mismo tiempo que calibramos en flujo, esperamos eliminar la mayor parte de la contribución de las líneas telúricas al aplicar la curva de respuesta en nuestras galaxias. En la Tabla 6.4 se indica la masa de aire promedio a la que fueron observadas cada galaxia y la estrella de referencia correspondiente.

En la Figura 6.8 presentamos un ejemplo de la curva de respuesta para una de las estrellas observadas y la transmisión de la atmósfera en el intervalo espectral de observación. La mayoría de las líneas presentes en la curva de respuesta son líneas telúricas que dependen de la masa de aire y de las condiciones atmosféricas durante la observación.

El siguiente paso en la reducción es dividir la imagen de la galaxia por la curva de respuesta obtenida. En primer lugar nos aseguramos de que las posiciones de las líneas telúricas están exactamente en la misma posición que las observadas en la galaxia (las diferencias siempre son inferiores a un píxel, Tabla 6.5). Sin embargo, comprobamos en la mayoría de los casos que la eliminación de las líneas telúricas después de esta corrección no es lo suficientemente buena, viendo que para alguna de las galaxias tenemos restos de líneas telúricas debidos a la diferente resolución de la estrella y la galaxia. Aunque la configuración instrumental fue la misma durante toda la campaña de observación, las condiciones atmosféricas, y en especial el *seeing*, variaron a lo largo de cada noche. En alguno de los casos, debido a un *seeing* muy bueno, la estrella no rellenaba la rendija completamente. Por ello al dividir la imagen de la galaxia por la curva de respuesta obtenida a partir de la estrella de referencia observamos picos debidos a esta diferencia de resolución (Figura 6.9, espectro inferior). Para solucionar este problema, estudiamos el efecto del ensanchamiento de la curva de respuesta en el espectro de la galaxia una vez dividimos por ella, de manera que el valor del ensanchamiento  $\sigma$  a aplicar es el que minimiza el r.m.s. calculado en el espectro de la galaxia. Este procedimiento se aplicó en diferentes zonas del espectro, elegidas donde aparecen un mayor número de absorciones telúricas y se ajustó un polinomio de segundo grado a los valores del r.m.s. Consideramos que el valor de ensanchamiento  $\sigma$  más apropiado en cada caso es la mediana de los valores mínimos del ajuste en las diferentes ventanas. En la Figura 6.10 se presenta el estudio realizado para cada galaxia individual. Los valores del factor  $K$  (ecuación 6.2) finales aparecen en la Tabla 6.5.

Después de esta primera corrección seguimos viendo restos de líneas telúricas en los espectros de algunas galaxias que no han sido bien corregidas (ejemplo particular en Figura 6.9, espectro central). Debido a los largos tiempos de exposición de las galaxias,

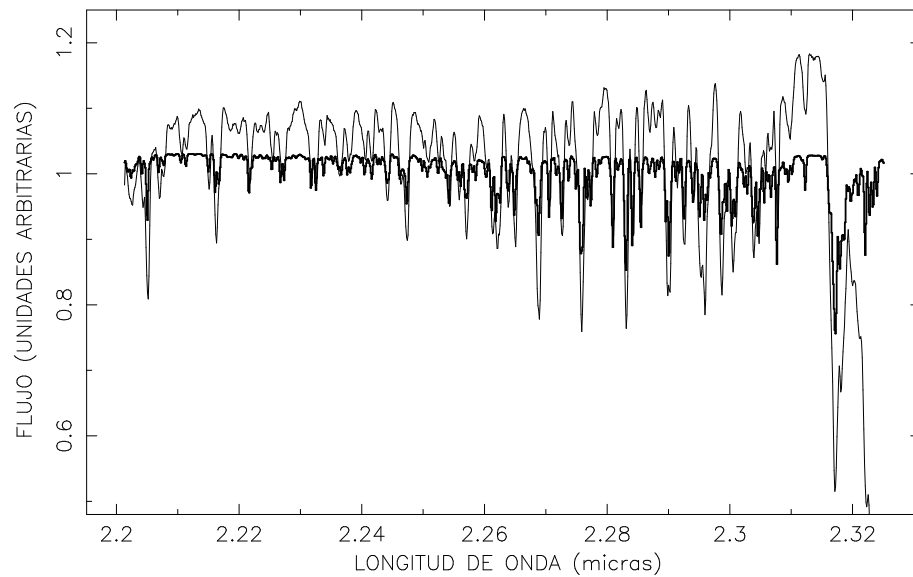


Figura 6.8: Curva de respuesta (línea en trazo fino) y transmisión de la atmósfera (línea en trazo grueso) para las observaciones realizadas en el observatorio de Paranal. Como se puede ver, la mayoría de las líneas en la curva de respuesta se corresponde con líneas telúricas.

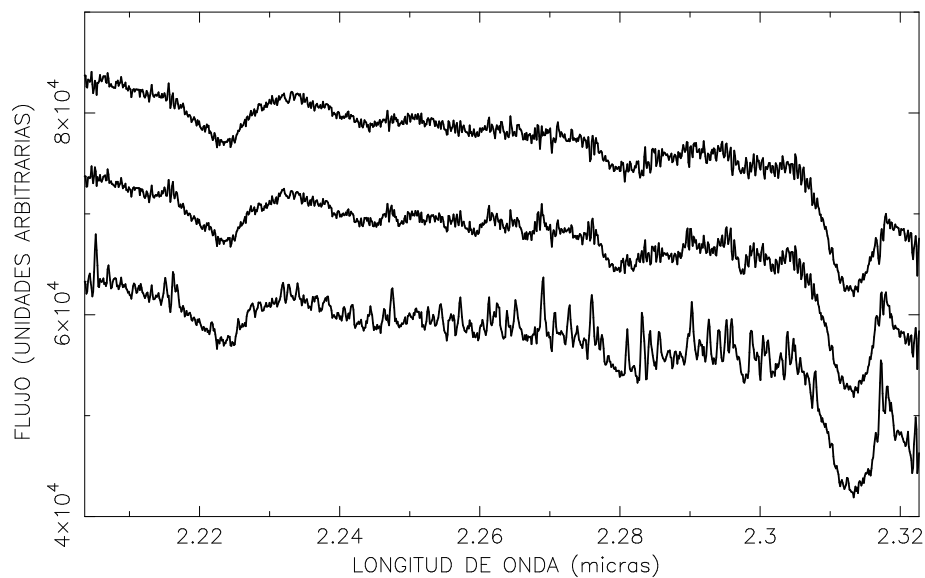


Figura 6.9: Eliminación de líneas telúricas para la galaxia NGC4261. Representación del espectro de la galaxia extraído de la imagen considerando la curva de respuesta inicial (espectro inferior), la curva de respuesta después de la primera corrección (desplazamiento y ensanchamiento a la  $\sigma$  adecuada, espectro central) y la curva de respuesta final (después del estudio de la intensidad de las líneas telúricas, espectro superior).

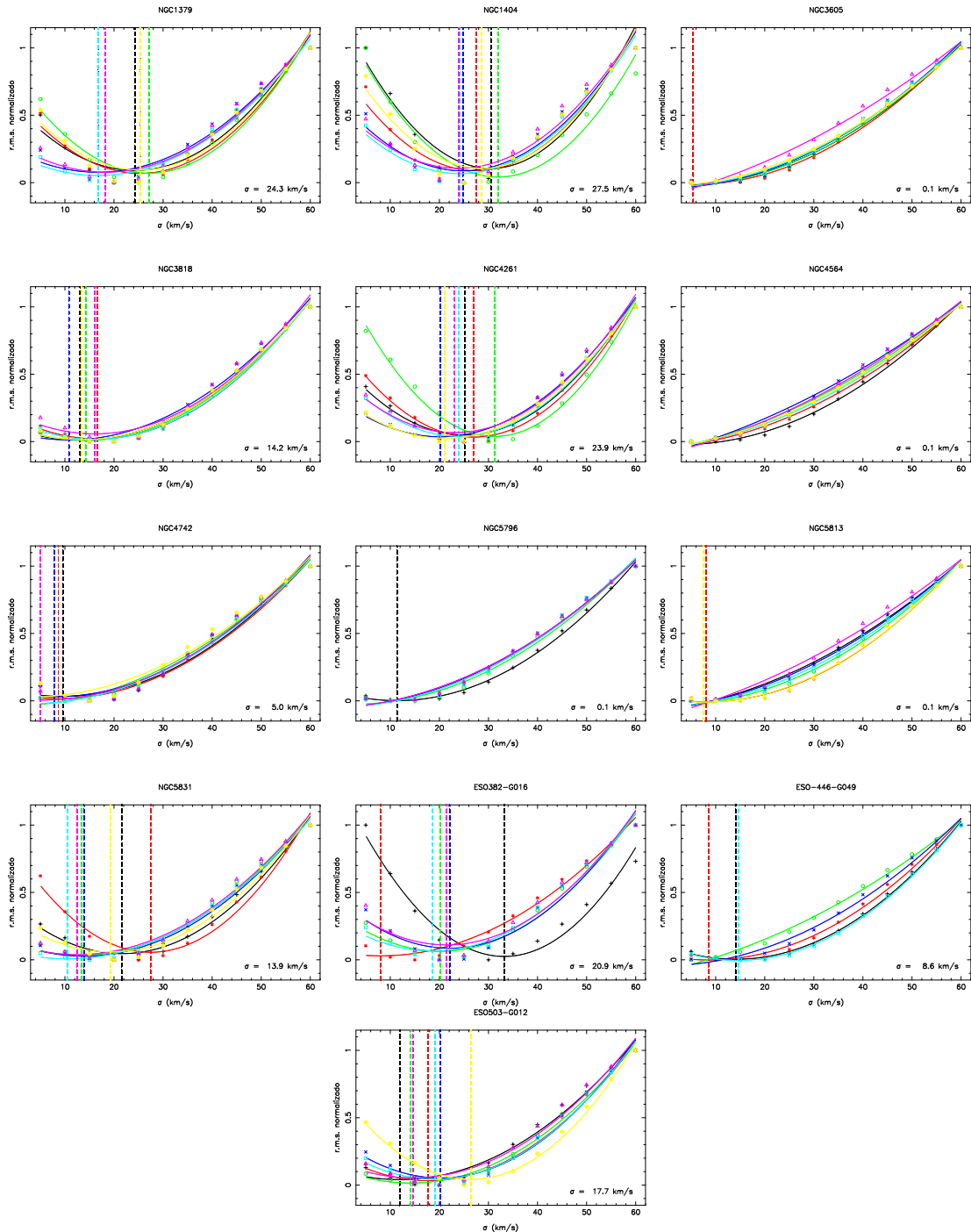


Figura 6.10: Estudio de la resolución de las estrellas telúricas. En la gráfica se representa el r.m.s. normalizado frente a la  $\sigma$  de ensanchamiento para cada una de las galaxias. Los símbolos representan los valores del r.m.s. para diferentes  $\sigma$  de estudio obtenidos en cada ventana (representadas por distintos colores). Las curvas representan el ajuste a los puntos calculados y las líneas verticales señalan el mínimo del ajuste para cada ventana. Consideramos como mejor  $\sigma$  de ensanchamiento a la mediana de todos los valores mínimos calculados en cada ventana.

Tabla 6.5: Parámetros para la eliminación de líneas telúricas: (1) Desplazamiento observado (en píxeles) entre la curva de respuesta y los espectros de las galaxias en la región  $\lambda\lambda 2.2392 - 2.2995 \mu\text{m}$ , excepto en el caso de NGC4636 donde la región elegida fue  $\lambda\lambda 2.2732 - 2.2974 \mu\text{m}$ . La diferencia observada en todos los casos es inferior a un píxel; (2)  $\sigma$  de ensanchamiento calculada para cada una de las curvas de respuesta (explicación en el texto); (3) Factor de corrección de la intensidad de las líneas telúricas según la ecuación 6.2.

Galaxia	Desplazamiento (píxeles) (1)	$\sigma$ (km/s) (2)	$K$ (3)
NGC1379	+0.05	24.3	1.06
NGC1404	+0.24	27.5	1.05
NGC3605	+0.21	0.0	1.02
NGC3818	-0.37	14.3	0.92
NGC4261	-0.43	23.9	0.90
NGC4564	-0.03	0.0	1.09
NGC4636	-0.42	0.0	0.87
NGC4742	-0.65	5.0	0.86
NGC5796	-0.43	0.0	0.94
NGC5813	-0.08	0.0	0.96
NGC5831	-0.11	13.9	0.93
ESO382-G16	-0.98	20.9	1.03
ESO446-G49	-0.27	8.6	0.97
ESO503-G12	-0.13	17.7	0.91

durante la observación completa de cada una de ellas la masa de aire varió en ocasiones de manera considerable. Por ello, aunque las estrellas fueron elegidas de manera que estuvieran a una masa de aire similar a la galaxia (Tabla 6.4), la realidad es que la intensidad de las líneas telúricas cambió durante los bloques de observación de galaxia y estrella. Para corregir este efecto, realizamos un estudio de la intensidad de las líneas telúricas en cada galaxia. El método empleado es similar al aplicado en la corrección de la absorción de las líneas telúricas en los espectros de la biblioteca estelar (§ 2.4.9).

En primer lugar, tomamos la curva de respuesta para cada una de las galaxias ( $C_{\text{gal}}$ ) y ajustamos su continuo a un polinomio  $p(\lambda)$  de grado bajo. Eliminamos la forma del continuo siguiendo la expresión

$$C_0 = C_{\text{gal}} - p(\lambda) + 1 \quad (6.1)$$

de manera que obtenemos la curva de respuesta de la galaxia sin la forma del continuo y normalizada a la unidad. A continuación, vamos modificando la intensidad de las líneas de  $C_0$  para conseguir eliminar las líneas telúricas observadas en el espectro de la galaxia según la ecuación

$$S_K = (C_0 - 1) \times K + 1 \quad (6.2)$$

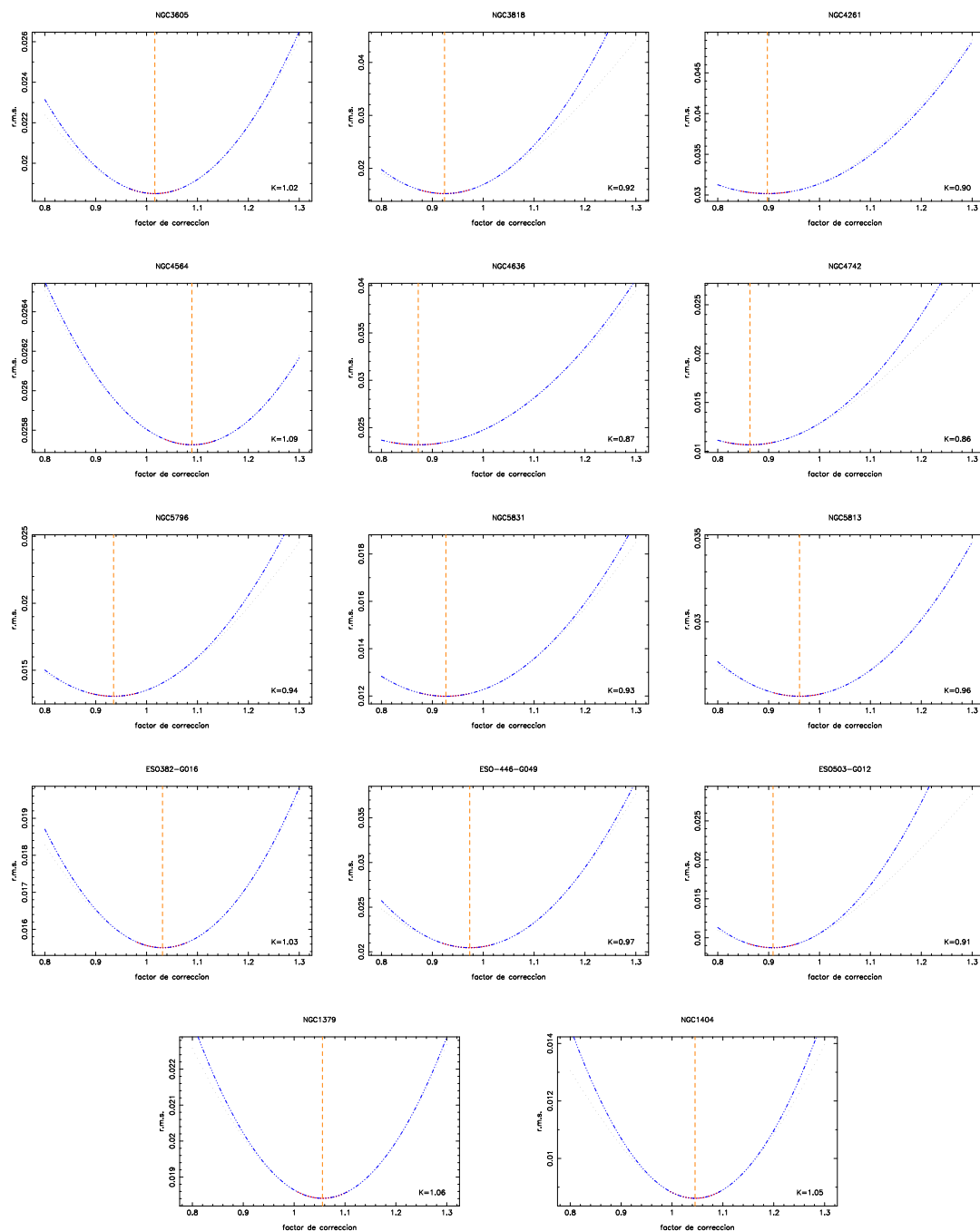


Figura 6.11: Estudio de la intensidad de las líneas telúricas para las galaxias de la muestra. Representación del valor r.m.s. frente al factor de corrección  $K$  para cada una de las galaxias. En gris aparecen todos los valores de r.m.s. calculados para cada factor  $K$ , en rojo se representan los puntos utilizados para el ajuste, en azul se representa la parábola de ajuste a los puntos anteriores y en naranja se indica el mejor factor de corrección  $K$  obtenido al minimizar la función anterior, también escrito dentro de la figura.

donde vamos modificando  $C_0$  un factor  $K$  para obtener el espectro  $S_K$ . Sumamos de nuevo a este espectro  $S_K$  el continuo calculado inicialmente para la curva de respuesta de la galaxia ( $p(\lambda)$ ):

$$C_K = S_K + p(\lambda) \quad (6.3)$$

donde  $C_K$  es la nueva curva de respuesta cuyas líneas están modificadas un factor  $K$ , que será aplicada a la galaxia. En nuestro caso, el factor  $K$  varía desde 0.8 a 1.3 en intervalos de 0.005. De este modo, obtenemos un conjunto de curvas de respuesta que dependen de la corrección aplicada  $K$ . Por último, dividimos el espectro central de la galaxia por estas curvas de respuesta, calculando el valor del r.m.s. para cada valor de  $K$  y ajustamos el resultado a un polinomio de segundo grado. El cálculo del r.m.s. se realizó en una única ventana elegida para cada galaxia lo más libre posible de características espectrales. El valor de  $K$  que mejor corrige los restos de absorciones telúricas será el mínimo de este ajuste, que nos indica que los restos de telúricas al aplicar la curva de respuesta modificada por ese factor  $K$  son menos importantes que considerando las otras curvas de respuesta. En la Figura 6.11 se representa el valor del r.m.s. calculado en cada galaxia frente a los distintos valores considerados de  $K$ . En cada caso, se señala con una línea vertical naranja el valor del mínimo, que también aparece en el interior de la figura para cada galaxia y en la Tabla 6.5. Sólo en el caso de NGC1379, el espectro obtenido sin ninguna corrección es mejor que aplicar el factor calculado. Por ello, en ese caso hemos considerado  $K = 1.00$ . En la Figura 6.9 (espectro superior) presentamos el espectro final después del estudio de la intensidad de las líneas telúricas para una de las galaxias de la muestra, donde se ve claramente la eliminación de las líneas telúricas después de la aplicación del procedimiento explicado.

Siguiendo este procedimiento obtenemos la curva de respuesta definitiva que aplicamos a cada una de las imágenes bidimensionales de las galaxias, de manera que ya tenemos las imágenes completamente reducidas y preparadas para trabajar sobre ellas.

## 6.4. Resumen

Se ha observado una muestra de 14 galaxias de primeros tipos, doce de ellas de campo y dos galaxias del cúmulo de Fornax. Las galaxias han sido seleccionadas para cubrir un intervalo lo más amplio posible en dispersión de velocidades. Todas las galaxias de la muestra han sido bien estudiadas anteriormente en el óptico, lo que nos permitirá estudiar conjuntamente los dos intervalos espectrales.

En este capítulo se ha explicado detalladamente el proceso de reducción de las imágenes bidimensionales obtenidas para las galaxias. Dentro del proceso de reducción hemos resaltado el procedimiento utilizado para la eliminación de restos de absorciones telúricas, ya que en algunos casos son muy importantes y pueden afectar en la posterior medida de índices espectroscópicos.



## Capítulo 7

# Análisis de galaxias de primeros tipos

---

En este capítulo calculamos en primer lugar la curva de rotación y los parámetros dinámicos (dispersión de velocidades y velocidad radial) de las galaxias de campo observada en este trabajo, y extraemos sus espectros centrales. Sobre estos espectros mediremos los índices infrarrojos NaI,  $\langle \text{FeI} \rangle$ , CaI y  $D_{\text{CO}}$  que utilizaremos en el estudio de las poblaciones estelares de estas galaxias. Este análisis se realiza en paralelo con la muestra de galaxias del cúmulo de Fornax presentada por Silva et al. (2008), observada con la misma configuración instrumental que la utilizada en la observación de las galaxias de campo presentadas en este trabajo.

### 7.1. Curvas de rotación

El objetivo principal de este trabajo no es analizar en detalle la cinemática de las galaxias de la muestra, bien estudiada en trabajos anteriores en el rango óptico. Sin embargo, necesitamos conocer las curvas de rotación de la galaxia a lo largo de la dirección espacial<sup>1</sup>, de manera que podamos aplicar a cada espectro (a diferentes distancias al centro de la galaxia) la velocidad radial que realmente le corresponde y así evitar un ensanchamiento ficticio de las líneas espectrales al extraer el espectro combinado dentro de una abertura determinada. En nuestro caso, para comparar con la muestra de galaxias de Silva et al. (2008), vamos a considerar como espectro final de cada galaxia el extraído dentro de un radio  $b_e/8$ , donde  $b_e$  es el radio efectivo de la galaxia proyectado sobre el eje menor (ver siguiente sección). Por esa razón hemos calculado las diferencias en velocidad radial entre el espectro central de la galaxia y sus espectros a diferentes distancias del centro en la dirección espacial, hasta llegar a un radio  $b_e/8$ . Para ello, hay que tener en cuenta en primer lugar que, debido al *seeing* promedio durante las noches de observación, no es posible obtener resolución espacial en nuestras galaxias por debajo de 3 píxeles (0.441 arcsec). Por esa razón, realizamos sobre la imagen bidimensional un *binning* de tres píxeles (suma de la señal de tres espectros consecutivos en la dirección espacial) desde el centro de la galaxia hacia ambos extremos. A continuación, extraemos de la imagen bidimensional resultante los espectros radiales de la galaxia desde el centro hasta llegar al

---

<sup>1</sup>Todas las galaxias de la muestra han sido observadas a lo largo del eje menor, que es su dirección espacial en este caso.



radio  $b_e/8$ , exigiendo que la S/N sea como mínimo 15 en cada uno de ellos. Este valor es un mínimo aceptable para obtener estimaciones creíbles de las velocidades radiales. En las zonas en que la S/N es menor, se ha realizado un nuevo *binning* de los espectros hasta alcanzar el valor requerido. Es importante señalar que en la mayoría de los casos este *binning* adicional no ha sido necesario, ya que los espectros individuales dentro del radio  $b_e/8$  considerado presentan suficiente señal.

Para obtener la curva de rotación de las galaxias, hemos realizado correlación cruzada entre el espectro central y cada uno de los espectros a diferente distancia del centro, utilizando para ello el programa `corrfft` dentro de REDM<sup>UC</sup>E. Este programa calcula la diferencia en píxeles entre un espectro de referencia (el espectro central de la galaxia) y un espectro problema (el espectro a una distancia determinada del centro), aunque en el proceso no calcula el error asociado a dicho desplazamiento. Por ello, para estimar dicho error, realizamos 200 simulaciones del espectro para el que estimamos las diferencias de velocidad con respecto al centro, añadiendo ruido gaussiano al espectro original según la expresión (Cardiel, 1999)

$$R(\sigma_i) = \sqrt{2}\sigma_i\sqrt{-\ln(1-z_1)}\cos(2\pi z_2), \quad (7.1)$$

donde  $\sigma_i$  es el error en el píxel  $i$  obtenido del espectro de errores, y  $z_1$  y  $z_2$  son dos números aleatorios entre 0 y 1. Realizamos entonces correlación cruzada de nuevo entre cada uno de estos espectros simulados y el central, obteniendo un conjunto de medidas de velocidad radial para cada espectro problema. Para comprobar que la distribución de las medidas obtenidas en estas simulaciones es, aproximadamente, una distribución normal, representamos en un histograma los valores calculados de la velocidad radial (ejemplo en la Figura 7.1). En ocasiones, el ruido introducido en los espectros hace que la correlación cruzada no funcione correctamente, obteniendo medidas de la velocidad radial claramente erróneas. Por ello, eliminamos el  $\sim 5\%$  de las medidas que más se alejan en valor absoluto del valor esperado. A partir del conjunto final de medidas calculamos el error en la velocidad, que viene dado por el r.m.s. del conjunto de medidas. De este modo, calculamos en un primer paso la velocidad radial con los espectros reales y posteriormente una estimación del error en este cálculo a partir de las simulaciones. Por último indicar que, después de probar diferentes regiones donde realizar la correlación cruzada, decidimos centrarnos en la zona alrededor de la banda de CO, por ser la característica espectral más importante y que proporciona resultados más estables en la medida de la velocidad radial. En esta zona, un píxel de diferencia en la dirección espectral se corresponde con una variación de velocidad radial de  $\sim 16$  km/s.

En las Figuras 7.2 y 7.3 presentamos las curvas de rotación obtenidas con este método para las galaxias de la muestra. Como podemos ver, sólo la galaxia ESO446-G049 presenta una rotación clara a lo largo de la dirección espacial y hemos corregido de ello. La galaxia ESO503-G012 presenta una pequeña curva rotación que también hemos corregido, al igual que NGC3818. Para el resto de galaxias, las curvas de rotación y los errores derivados hacen que no sea necesario corregir de rotación dentro del radio  $b_e/8$ .

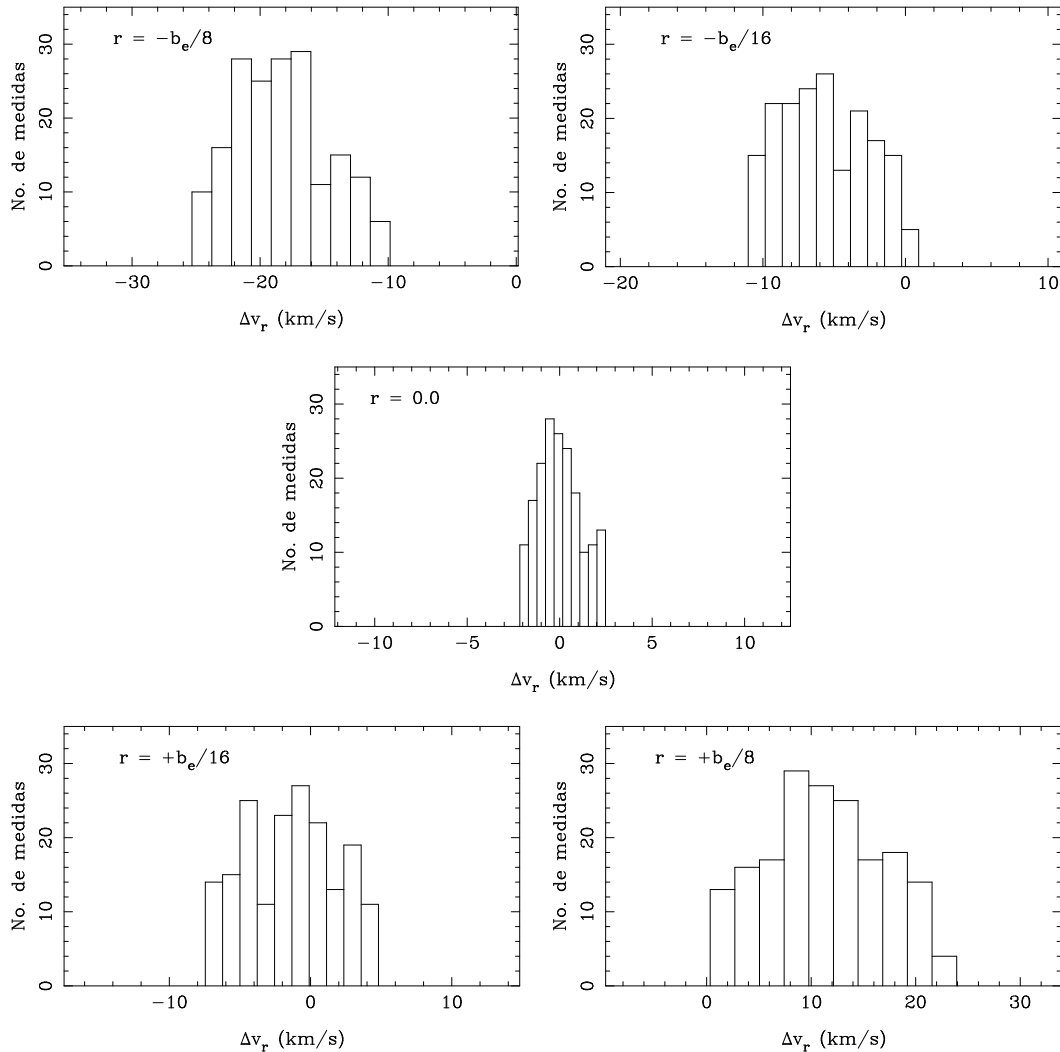


Figura 7.1: Histogramas de los valores de velocidad radial obtenidos en las simulaciones realizadas para la estimación de la curva de rotación para la galaxia ESO503-G012. Mostramos en paneles separados los resultados obtenidos para los espectros a diferentes distancias del centro, indicadas en la esquina superior izquierda. En cada panel representamos el número de medidas en cada intervalo de velocidad radial (medidas con respecto al espectro central de la galaxia) calculadas en las simulaciones. A partir de este conjunto de datos, estimamos el error de la velocidad radial de cada espectro con respecto a la media, tal y como se explica en el texto. Se aprecia claramente cómo este error aumenta al alejarnos del espectro central.

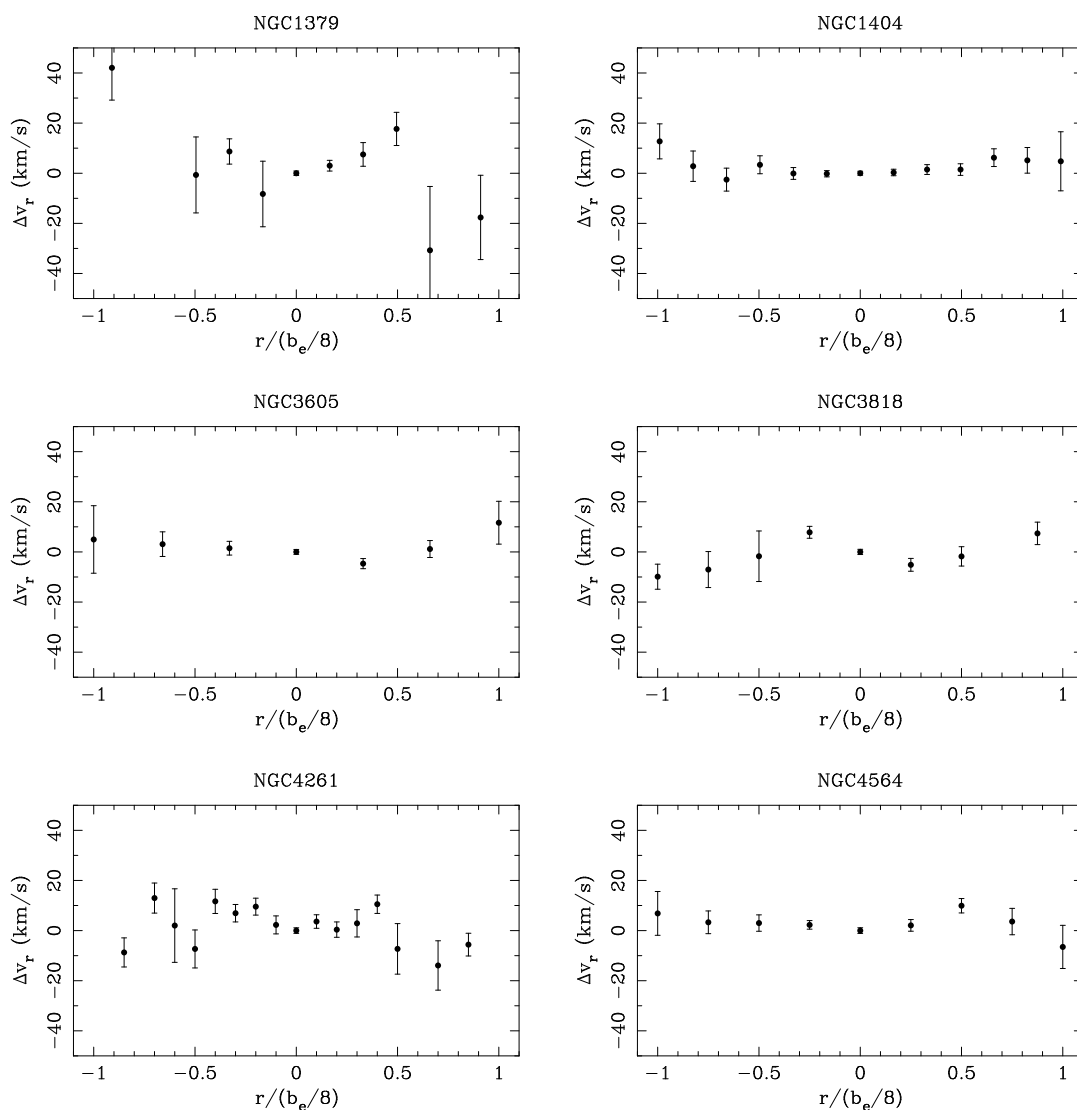


Figura 7.2: Curvas de rotación para las galaxias de la muestra. Se presentan las diferencias de velocidad radial entre los espectros a diferentes distancias del centro (misma escala para todas las figuras) y el espectro central de la galaxia, en función del radio en unidades del valor  $b_e/8$  para cada galaxia. Las barras de error se han estimado a partir de simulaciones numéricas, tal y como se explica en el texto.

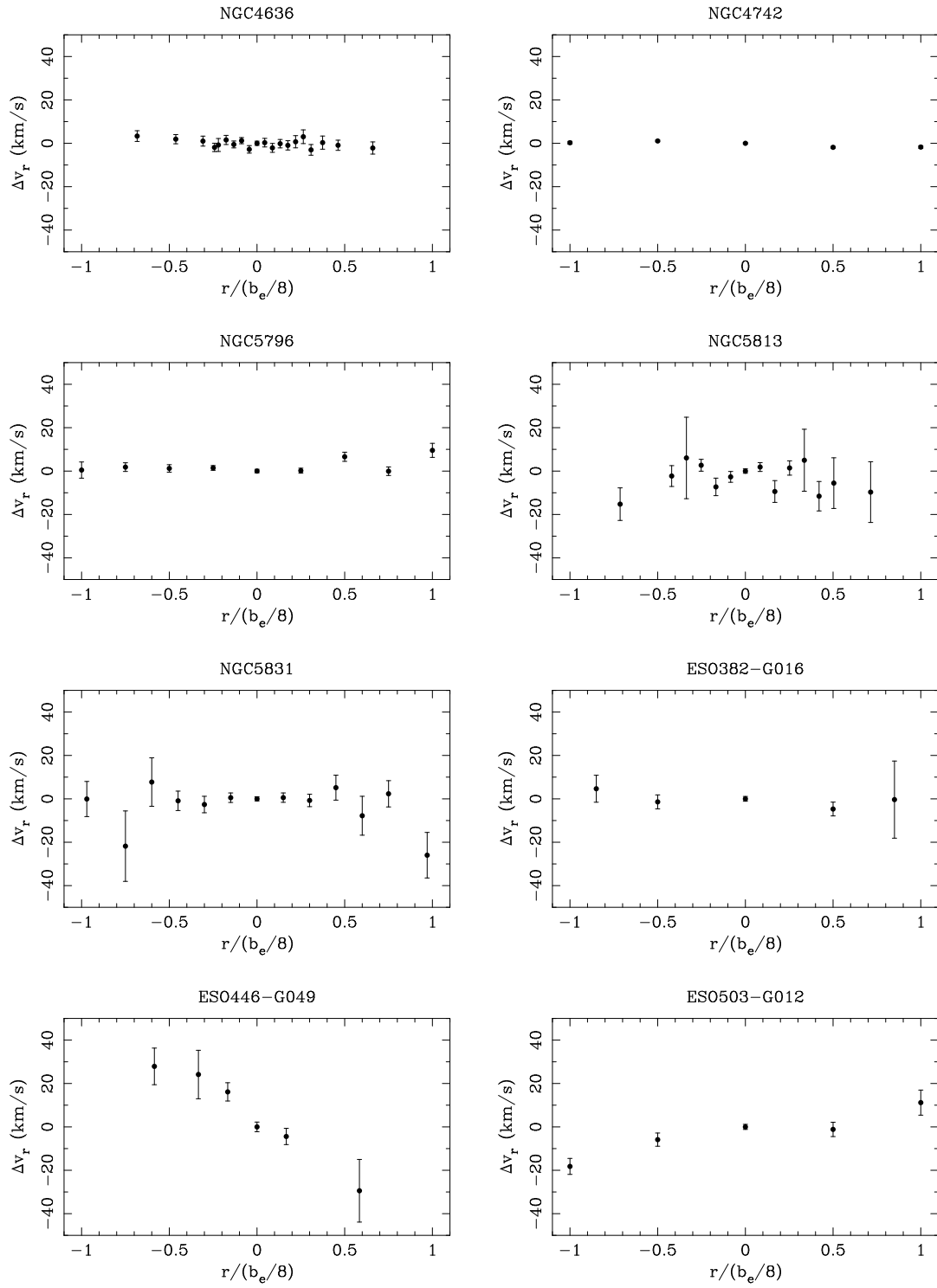


Figura 7.3: Continuación de la Figura 7.2.

## 7.2. Extracción de los espectros finales

Una vez hemos obtenido la curva de rotación para cada galaxia, extraemos su espectro final. Como ya hemos dicho anteriormente, vamos a considerar como espectro central de la galaxia el espectro extraído hasta un radio  $b_e/8$ , donde  $b_e$  es el radio efectivo de la galaxia proyectado sobre el eje menor (ya que hemos orientado la rendija sobre este eje). Hemos elegido esta zona de extracción para poder comparar directamente nuestros resultados con los obtenidos por Silva et al. (2008) para una muestra de galaxias del cúmulo de Fornax, cuyas medidas se han realizado sobre espectros extraídos en esta abertura. Calculamos  $b_e/8$  utilizando la expresión

$$b_e = r_e \sqrt{\frac{b}{a}}, \quad (7.2)$$

siendo  $r_e$  el radio efectivo;  $a$  y  $b$  son, respectivamente, los semiejes mayor y menor de la galaxia elíptica. El cociente  $b/a$  es la elipticidad de la galaxia y es uno de los valores obtenidos de 2MASS. En la Tabla 7.1 resumimos los datos necesarios para calcular  $b_e/8$  para cada una de las galaxias, así como la zona de extracción en píxeles que finalmente hemos considerado para la extracción de los espectros centrales.

### Corrección de residuos de líneas telúricas

Para ilustrar la importancia de la corrección de los restos de absorciones telúricas (método explicado en § 6.3.7) presentamos en la Figura 7.4 los espectros centrales de las galaxias antes de dicha corrección, mientras que en la Figura 7.5 presentamos los espectros centrales de las galaxias de la muestra después del proceso completo de reducción. Como se puede ver, el procedimiento explicado en § 6.3.7 elimina las líneas telúricas en la mayoría de las galaxias, resultando esta corrección especialmente importante para algunas de ellas, como por ejemplo NGC4261 y NGC3818.

### Corrección de extinción atmosférica

En el caso de la reducción de la biblioteca estelar, se aplicó una corrección a los espectros debida a la extinción atmosférica (§ 2.4.6). En esa ocasión, contábamos con los factores necesarios para calcular la contribución debida a la extinción Rayleigh y debida a los aerosoles medidos en el observatorio de Calar Alto. Esto no ocurre para el observatorio de Paranal. Para ver las posibles diferencias por considerar o no dicha corrección, se ha medido el índice  $D_{CO}$  para los espectros centrales de las galaxias antes y después de corregir de extinción, considerando los parámetros aplicables al observatorio de Calar Alto. Como se puede ver en la Figura 7.6, las diferencias son muy pequeñas pero visibles, y por ello aplicamos finalmente dicha corrección. Considerando el rango no muy grande de velocidad radial de las galaxias estudiadas, la posible incertidumbre introducida por esta corrección tendría como efecto una diminuta variación sistemática

Tabla 7.1: Zonas de extracción del espectro central para las galaxias de la muestra.

Galaxia	$r_e$ (arcsec)	$r_e/8$ (arcsec)	$b/a$	$b_e/8$ (arcsec)	$b_e/8$ (píxeles)	Referencias
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
NGC1379	23.30	2.9	–	2.90	19.9	C94
NGC1404	23.00	2.9	–	2.90	19.9	C94
NGC3605	17.26	2.1	0.60	1.63	11.1	B87
NGC3818	21.24	2.6	0.62	2.01	14.0	B87
NGC4261	38.65	4.8	0.86	4.45	30.5	B87
NGC4564	21.63	2.7	0.44	1.79	12.3	B87
NGC4636	101.60	12.7	0.84	11.64	79.7	B87
NGC4742	11.67	1.5	0.68	1.24	8.5	B87
NGC5796	18.50	2.3	0.88	2.16	14.8	B87
NGC5813	48.65	6.1	0.77	5.35	36.6	B87
NGC5831	28.65	3.6	0.94	3.49	23.9	B87
ESO382-G016	13.20	1.6	0.72	1.35	9.2	AM
ESO446-G049	19.10	2.4	0.80	2.15	14.7	AM
ESO503-G012	10.64	1.3	0.82	1.18	8.1	RC3

(1)  $r_e$ : radio efectivo en el óptico (Tabla 6.2);

(2) Cálculo de  $r_e/8$  para la extracción del espectro central;

(3)  $b/a$ : elipticidad de la galaxia proporcionada por 2MASS. Para el caso de NGC1379 y NGC1404, las dos galaxias de Fornax, tenemos los valores del eje menor proporcionados por Caon et al. (1994), de manera que este parámetro no es necesario;

(4)  $b_e/8$ : cálculo de la proyección de  $r_e/8$  sobre el eje menor;

(5)  $b_e/8$  en píxeles para la extracción del espectro central;

(6) Referencias para los radios efectivos. C94 : Caon et al. (1994), B87: Burstein et al. (1987), AM: Lauberts & Valentijn (1989), RC3: Third Reference Catalogue of Bright Galaxies.

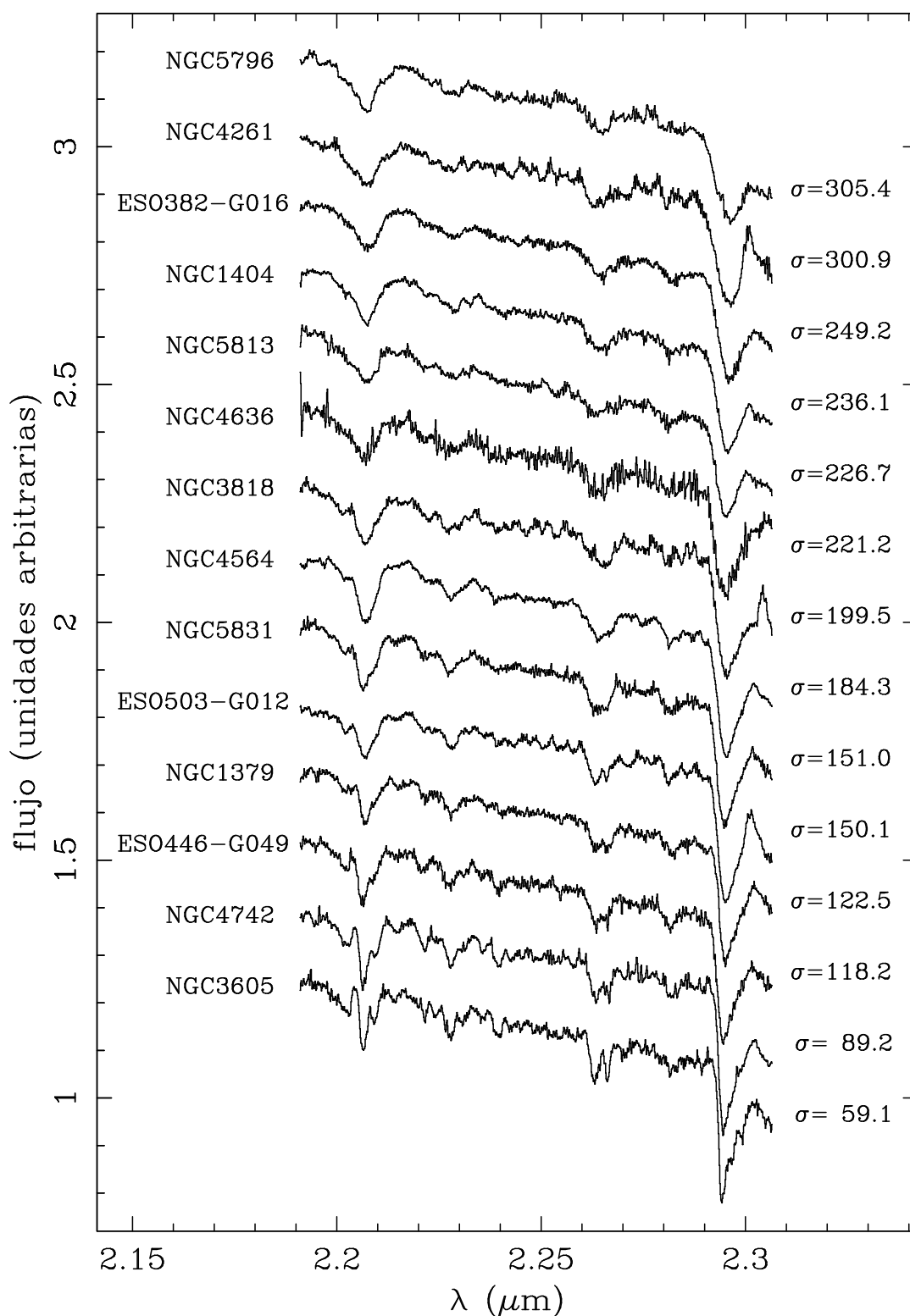


Figura 7.4: Espectros centrales de las galaxias de la muestra antes de la corrección fina de las líneas telúricas explicada en § 6.3.7, ordenados por la dispersión de velocidades  $\sigma$  calculada en § 7.3.

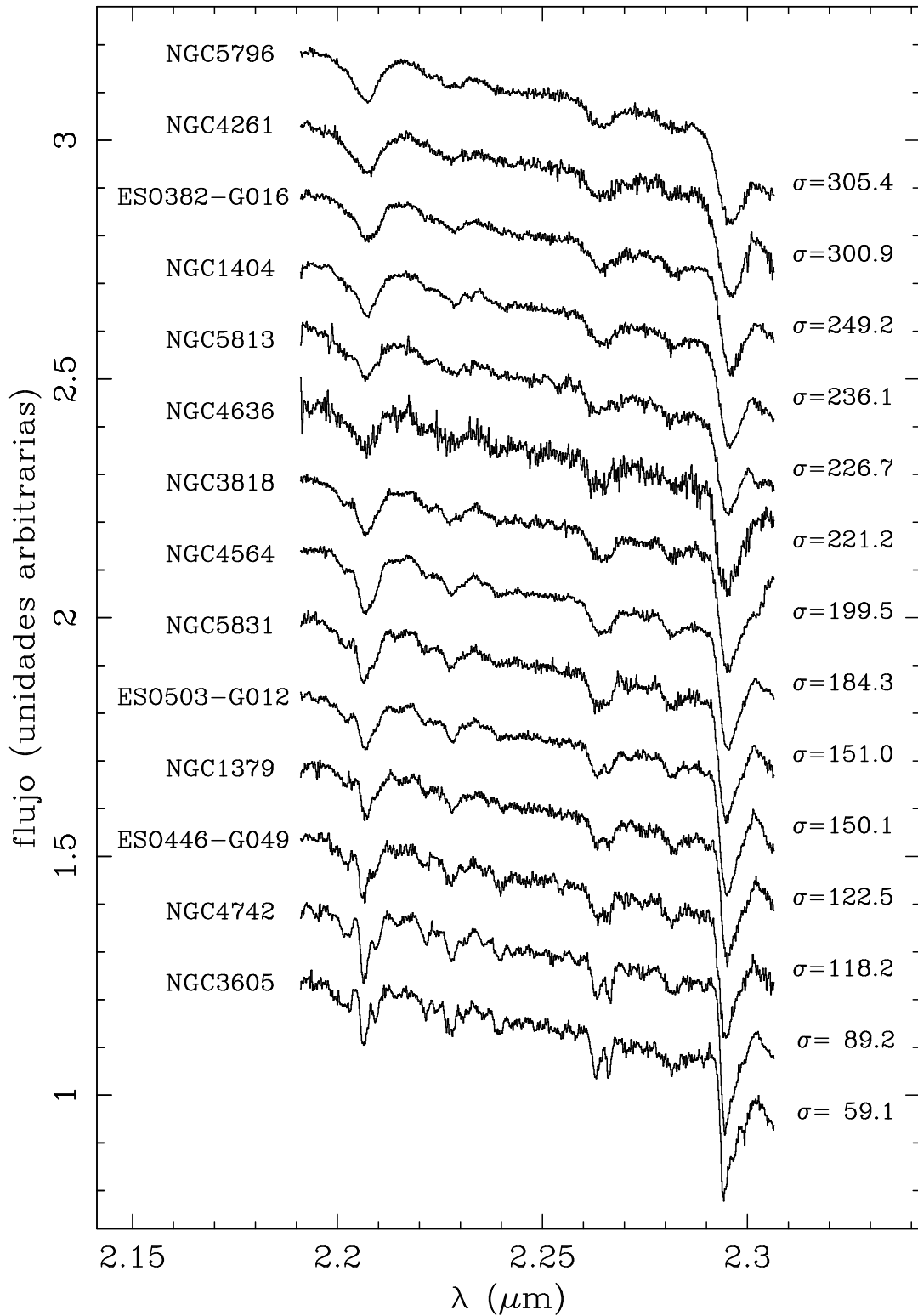


Figura 7.5: Espectros centrales de las galaxias de la muestra después de la corrección fina de las absorciones telúricas. Como se puede ver, los espectros finales de algunas de las galaxias han mejorado notablemente, como por ejemplo NGC4261.



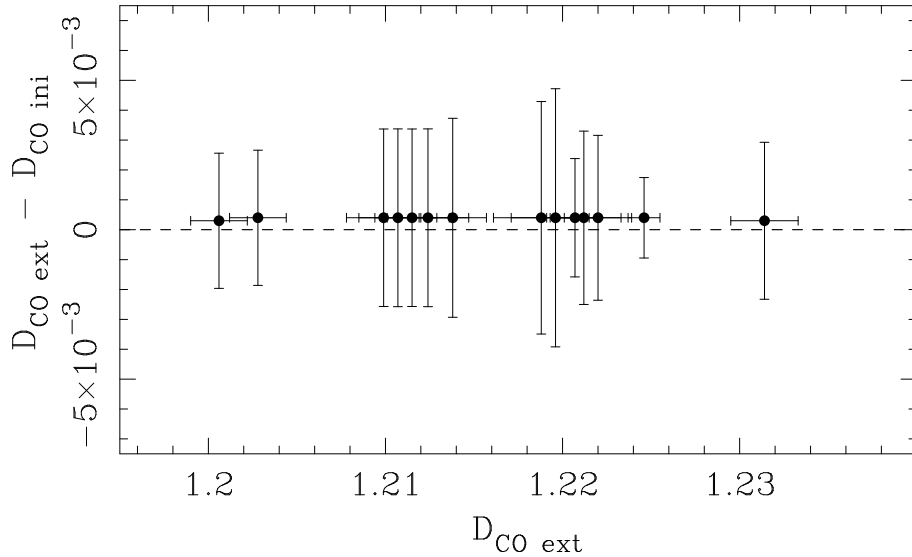


Figura 7.6: Estudio de la corrección de extinción atmosférica en el observatorio de Paranal. Representamos la diferencia entre el índice  $D_{CO}$  medido en los espectros después de aplicar dicha corrección ( $D_{CO\_ext}$ ) y antes ( $D_{CO\_ini}$ ). La línea discontinua representa la diferencia nula. Como se puede ver, estas diferencias son muy pequeñas pero visibles, y finalmente decidimos aplicar la corrección correspondiente.

del sistema espectrofotométrico en el que mediremos los índices de intensidad de líneas de las galaxias.

### 7.3. Determinación de la velocidad radial y la dispersión de velocidades

Como ya explicamos en § 3.5, el nuevo índice  $D_{CO}$  definido en este trabajo es muy poco sensible a la dispersión de velocidades de las galaxias, y el error introducido en la medida del índice por una mala estimación de la velocidad radial tampoco es importante. Sin embargo, no ocurre lo mismo con la mayoría de los índices espectroscópicos definidos para medir otras líneas de absorción. Por esa razón, para un trabajo futuro centrado en otras características espectrales, hemos calculado los parámetros dinámicos (dispersión de velocidades  $\sigma$  y velocidad radial  $V$ ) de las galaxias de la muestra. Para ello, una vez hemos corregido las imágenes bidimensionales aplicando las curvas de rotación calculadas en la sección anterior, extraemos los espectros de cada una de las galaxias en una abertura de radio  $b_e/8$ . Sobre estos espectros calculamos los parámetros dinámicos de las galaxias, utilizando para ello el programa `move1` dentro de `REDUCE`, basado en el procedimiento explicado por González (1993) y que describimos brevemente a continuación.

### 7.3.1. Método general

El espectro observado de una estrella viene dado por la convolución del espectro real de dicha estrella con la respuesta de la instrumentación utilizada (telescopio, espectrógrafo, cámara y detector;  $\mathcal{I}$ ). En el caso de una galaxia, el espectro observado depende tanto de las estrellas que la componen como de su distribución en la galaxia, además de depender de la configuración instrumental utilizada. Así, el espectro observado de una galaxia ( $\mathcal{G}$ ) es la convolución del espectro integrado de su población estelar ( $\mathcal{S}$ ) con una función de ensanchamiento  $B(v_r)$  que depende de la velocidad radial de sus estrellas (y que representa la distribución de las velocidades radiales de las estrellas proyectadas a lo largo de la línea de visión), junto con la respuesta instrumental correspondiente a la configuración utilizada, es decir,

$$\mathcal{G} = \mathcal{I} \odot \mathcal{S} \odot B(v_r) + \text{ruido.}$$

Por lo general, se observan conjuntamente estrellas y galaxias con la misma configuración instrumental, de manera que los espectros de las estrellas reproducen las mismas condiciones de observación de la galaxia. Por ello, podemos utilizar los espectros observados de las estrellas para considerar  $\mathcal{T} = \mathcal{S} \odot \mathcal{I}$  como una aproximación a la convolución de la población estelar de la galaxia con la respuesta instrumental, donde  $\mathcal{S}$  representa en este caso una combinación apropiada de espectros estelares que reproduce la distribución espectral de energía de la galaxia.

Para obtener la función de ensanchamiento  $B(v_r)$  se hacen dos aproximaciones. En primer lugar, suponemos que la función de ensanchamiento está caracterizada por una distribución normal, es decir,

$$B(v_r) = \gamma \exp \left[ -(v_r - V)^2 / 2\sigma^2 \right],$$

donde  $\gamma$  es un parámetro de normalización que expresa la relación entre la intensidad de las líneas espectrales de la galaxia con respecto a la de la combinación de estrellas utilizada en la aproximación,  $\sigma$  es la dispersión de velocidades de las estrellas de la galaxia, y  $V$  es la velocidad radial promedio de las estrellas (i.e., la velocidad radial de la galaxia), de manera que la función de ensanchamiento queda perfectamente representada si conocemos estos tres parámetros. Por otro lado, para facilitar los cálculos, trabajamos en el espacio de Fourier, ya que en este caso las convoluciones pasan a ser productos y de esta manera podemos calcular los parámetros  $\gamma$ ,  $\sigma$  y  $V$  de la función de ensanchamiento utilizando expresiones más sencillas. La función de ensanchamiento se expresa entonces como

$$\tilde{\mathcal{B}} = \gamma \exp(2\pi i V \nu) \exp(-2\pi^2 \sigma^2 \nu^2), \quad (7.3)$$

en función de la frecuencia  $\nu$  correspondiente a la velocidad radial  $v_r$ .

Para obtener los parámetros de la función de ensanchamiento, se ajustan los valores de  $\gamma$ ,  $\sigma$  y  $V$  hasta minimizar la expresión

$$\chi^2 = \int (\tilde{\mathcal{G}} - \tilde{\mathcal{T}}\tilde{\mathcal{B}})^2 d\nu, \quad (7.4)$$

que representa las diferencias entre el espectro observado de la galaxia y los espectros de las estrellas, en el espacio de Fourier. Para ello, seguimos un proceso iterativo en el que creamos un conjunto de modelos de galaxia por combinación de espectros de las estrellas observadas, y asignamos unos valores de  $\gamma_i$ ,  $\sigma_i$  y  $V_i$  para determinar una función de ensanchamiento  $\tilde{B}_i$  utilizando la ecuación 7.3, de manera que en cada caso tenemos una aproximación a la galaxia  $\mathcal{M} = \mathcal{T} \odot \mathcal{B}_i$  (en el espacio de Fourier,  $\tilde{\mathcal{M}} = \tilde{\mathcal{T}}\tilde{B}_i$ ). Así, las diferencias entre el espectro observado de la galaxia ( $\mathcal{G}$ ) y el mejor modelo posible generado a partir de las estrellas ( $\mathcal{M}$ ) son debidas a la función de ensanchamiento  $B_i$  de parámetros  $\gamma_i$ ,  $\sigma_i$  y  $V_i$  conocidos, y que explica la distribución de las velocidades de las estrellas en la galaxia que deseamos conocer.

Para aplicar el método explicado anteriormente, hay que hacer una serie de aproximaciones y pasos intermedios. En primer lugar, como los espectros observados no son infinitos (cubren un intervalo espectral determinado), y además no están descritos por una variable continua, ya que existe una limitación impuesta por el tamaño finito de los píxeles, debemos utilizar la transformada de Fourier discreta en el que las integrales pasan a ser sumatorios discretos. Por otro lado, para evitar la superposición de diferentes armónicos en el espacio de Fourier (efectos de *aliasing*) es necesario eliminar la forma del continuo (dividiendo todos los espectros por un polinomio de grado bajo que lo reproduzca) y normalizarlos a media cero. Para reducir este efecto en la mayor medida posible se aplica también un filtro de campana de coseno a los espectros una vez normalizados a media cero. Por último, antes de minimizar la expresión 7.4, se hace una estimación del ruido comparando el espectro modificado de la galaxia con el del modelo, generando una función de pesos (filtro de Wiener) que corta la transformada de Fourier en la zona donde la señal y el ruido empiezan a ser comparables, y donde, por tanto, no tenemos información útil en el espectro. Con todas estas consideraciones, la expresión a minimizar pasa a ser

$$\chi^2 = \sum_{k=0}^{N-1} W(k) |\tilde{\mathcal{G}} - \tilde{\mathcal{T}}\tilde{B}(k)|^2, \quad (7.5)$$

donde  $W(k)$  es el filtro de Wiener calculado anteriormente.

### 7.3.2. Aplicación del método

Hemos utilizado el programa `move1` dentro de `REDUCE` para calcular tanto la velocidad radial como la dispersión de velocidades de los espectros centrales de las galaxias (correspondientes a la extracción en el radio  $b_e/8$ ). Este programa implementa en primer lugar el algoritmo *optema* (desarrollado por González, 1993), encargado de crear el modelo de la galaxia como combinación lineal de los espectros de las estrellas de referencia y considerando una función fuente de parámetros de entrada  $\gamma_{ini}$ ,  $\sigma_{ini}$  y  $V_{ini}$ . A continuación, se utiliza el algoritmo *move1* (desarrollado por el mismo autor) para aplicar el proceso de comparación entre el modelo y la galaxia real explicado anteriormente, obteniendo así los parámetros dinámicos que minimizan la ecuación 7.4 en ese caso. Estos

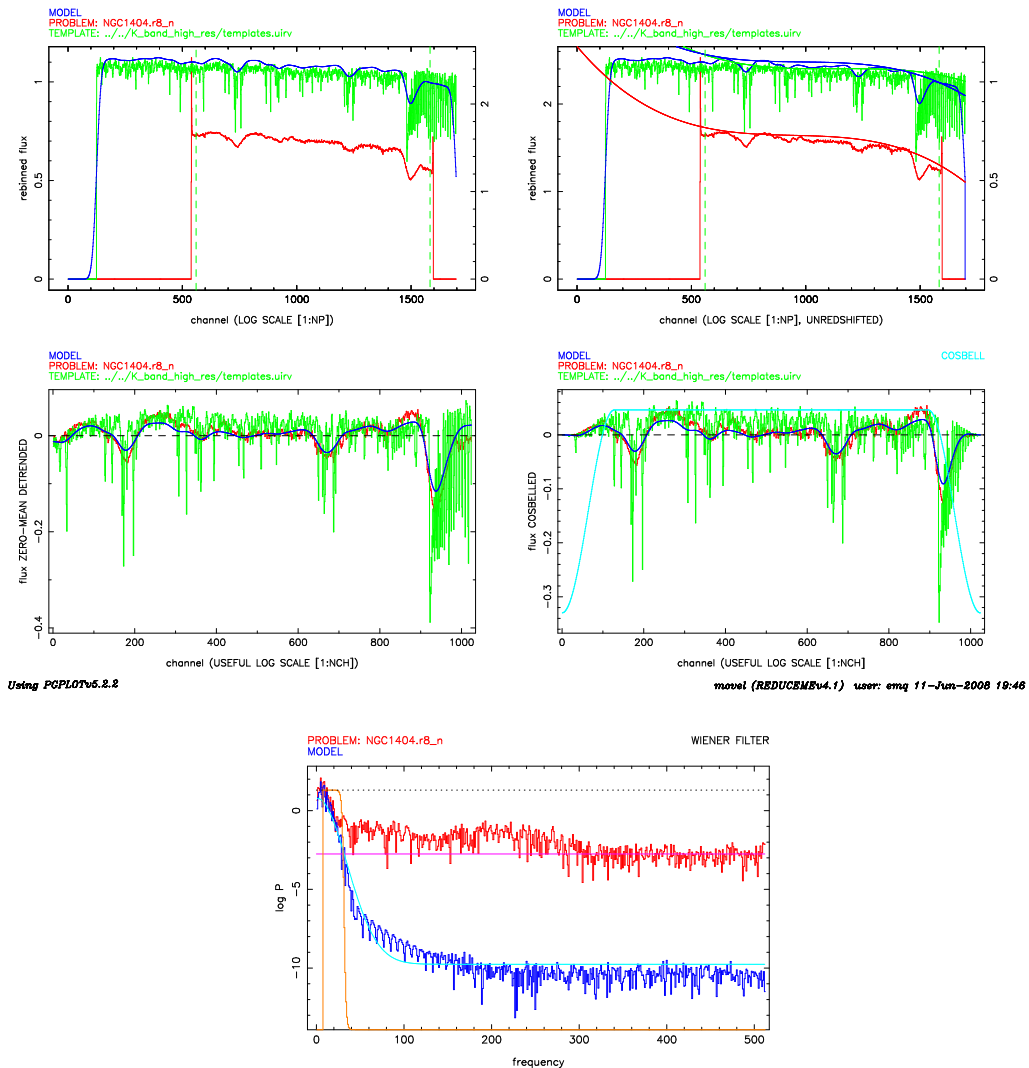


Figura 7.7: Ejemplo de los pasos seguidos para calcular  $\sigma$  y  $V$  con el programa `move1` para NGC1404. En los cuatro paneles superiores, el espectro en verde se corresponde con el espectro formado por la combinación de estrellas de la biblioteca de alta resolución de Wallace & Hinkle (1996) utilizadas en el ajuste, mientras que el espectro en rojo es el espectro central de la galaxia para la que estamos calculando los parámetros dinámicos. Para utilizar el intervalo espectral más amplio posible, hemos desplazado las estrellas a una velocidad cercana a la de la galaxia (conocida por trabajos previos en el rango óptico), de manera que estimamos la diferencia en velocidad radial entre la estimación inicial y la real de la galaxia. En el panel superior derecho se muestra la zona utilizada en el ajuste (líneas discontinuas verticales) así como los ajustes de grado bajo realizados para eliminar el continuo dentro de la zona de ajuste. En el panel inferior izquierdo se muestran los espectros de la galaxia (rojo), combinación de estrellas (verde) y modelo de galaxia (azul) creado a partir de los parámetros iniciales y la combinación de estrellas, todos ellos normalizados y sustraídos la media, para la aplicación del método explicado en el texto. En el panel inferior derecho se muestra en cian el filtro de campana de coseno aplicado a los datos. Por último, en el panel inferior central se muestra el espectro de la galaxia (rojo) y del modelo (azul) en el espacio de potencias, junto con el filtro de Wiener (naranja) aplicado.

parámetros de salida entran de nuevo en el algoritmo *optema* para calcular un modelo de galaxia más preciso con el que se vuelve a calcular  $\gamma$ ,  $\sigma$  y  $V$ , en un proceso iterativo que termina cuando se alcanza una precisión determinada, en nuestro caso 0.2 km/s. Este método es muy sensible a la estimación inicial de los parámetros dinámicos, especialmente  $\sigma_{ini}$  y  $V_{ini}$ , de manera que converge más rápidamente cuanto mejores sean los valores de entrada iniciales. Por ello, tomamos como valores iniciales los derivados anteriormente por otros autores en el azul (Tabla 6.2).

Para optimizar el tiempo de observación durante las noches concedidas, no se observaron estrellas específicas para el cálculo de los parámetros dinámicos<sup>2</sup>. Por esa razón, utilizamos las estrellas de la biblioteca de Wallace & Hinkle (1996) para generar nuestro conjunto de estrellas de referencia. Esta biblioteca cubre todo el rango espectral de nuestras observaciones, y debido a la alta resolución espectral de sus espectros, en comparación con los espectros de nuestras galaxias, podemos considerar que tienen  $\sigma \simeq 0$  ( $\sigma = 3$  km/s). Para cada galaxia, se consideró una combinación diferente de estrellas de esta biblioteca estelar, utilizando fundamentalmente estrellas de clase de luminosidad III y V, que eran las que mejor funcionaban a la hora de crear el modelo de galaxia de comparación. Conviene resaltar que la mezcla óptima calculada no pretende ser una estimación realista de la composición estelar de las galaxias.

En la Figura 7.7 se muestran gráficamente los pasos explicados anteriormente para el cálculo de los parámetros dinámicos con el programa `move1`. Hay que señalar que en nuestro caso los espectros observados presentan dos características espectrales muy importantes en ambos extremos del intervalo espectral de observación (línea de Na I en  $2.21 \mu\text{m}$  y las bandas de CO en  $2.29 \mu\text{m}$ , ambas longitudes de onda en reposo), de manera que no es sencillo aplicar los filtros de coseno adecuados para reducir los efectos de *aliasing* sin destruir parte de la información espectroscópica. Por ello, aprovechando el amplio intervalo espectral de las estrellas utilizadas como referencia y para utilizar toda la información espectral de que disponemos para las galaxias, desplazamos inicialmente los espectros de las estrellas a una velocidad cercana a las de las galaxias. De esta manera conseguimos que las estimaciones de la dispersión de velocidades y velocidad radial sean mejores. En el Apéndice C se muestran los ajustes finales obtenidos para cada una de las galaxias. Por último hay que señalar que la velocidad radial final de cada galaxia es la suma de la velocidad radial calculada con el programa más la estimación inicial que hemos hecho para mover las estrellas, sin olvidar la corrección correspondiente por la velocidad de la Tierra en la fecha de observación.

Los errores aleatorios en la determinación de los parámetros dinámicos se calculan mediante simulaciones numéricas de Monte-Carlo, para lo que se utilizan los espectros de errores de las galaxias generados durante el proceso de reducción. En cada simulación

---

<sup>2</sup>Las estrellas de referencia observadas para la calibración en flujo y la corrección de absorciones telúricas son estrellas calientes que no presentan líneas de absorción en el intervalo espectral de estudio y, por tanto, no pueden ser utilizadas para el cálculo de  $\sigma$  y  $V$ .

se parte del espectro central de la galaxia al que se añade ruido gaussiano utilizando la ecuación 7.1. Así generamos un conjunto de espectros simulados (en nuestro caso, realizamos 100 simulaciones) con los que se determinan en cada caso  $\gamma$ ,  $\sigma$ , y  $V$ , siguiendo el procedimiento explicado. El valor final de los parámetros dinámicos viene dado por el valor calculado con el espectro central real, mientras que el error en la determinación de dichos parámetros se calcula como la desviación típica de los valores obtenidos en estas simulaciones. En las Figuras D.1 del Apéndice D presentamos la proyección en el plano de los valores  $\gamma$ ,  $\sigma$  y  $V$  calculados en cada simulación para todas las galaxias de la muestra. Se aprecia, además, que los valores de  $\sigma$  están muy correlacionados con los valores de  $\gamma$ , pero no con los valores de  $V$ . Por tanto, la desviación típica en las simulaciones deben ser una buena estimación de las incertidumbres en  $\sigma$  y  $V$ .

Por último, como las estimaciones de  $\sigma$  se han obtenido a partir de los espectros de Wallace & Hinkle (1996) cuya resolución espectral es mucho mayor que la resolución instrumental de nuestros espectros, debemos corregir de este efecto para obtener la dispersión de velocidades correctas. En concreto

$$\sigma_{\text{final}}^2 = \sigma_{\text{estimada}}^2 - \sigma_{\text{instrumental}}^2, \quad (7.6)$$

donde  $\sigma_{\text{instrumental}} = 39.6$  km/s para la resolución de nuestros espectros (Tabla 6.3). Los valores finales de la dispersión de velocidades y la velocidad radial para todas las galaxias observadas, junto con sus correspondientes errores, aparecen listados en la Tabla 7.2.

### 7.3.3. Comparación con trabajos previos en el óptico

Como ya explicamos en la sección anterior, durante las noches asignadas no se observaron estrellas para la determinación de los parámetros dinámicos y por ello hemos utilizado las estrellas de la biblioteca de Wallace & Hinkle (1996). Para asegurarnos de que las estimaciones realizadas de esta manera son realistas y no estamos cometiendo errores sistemáticos, comparamos los valores de la dispersión de velocidades calculados de esta manera con los derivados por otros autores en el óptico. En la Tabla 7.2 presentamos los parámetros dinámicos calculados para las galaxias de la muestra junto con los valores derivados por otros autores. En la Figura 7.8 presentamos la comparación de las dispersiones de velocidades derivadas en ambos rangos espectrales. Como se puede ver, aunque las dispersiones de velocidades en el óptico han sido calculadas en una abertura diferente (indicadas en la Tabla 7.2 en cada caso), no se aprecian diferencias sistemáticas con las dispersiones de velocidades estimadas en este trabajo. La galaxia que más se desvía del valor de referencia en el óptico es NGC5796, para la que hemos obtenido  $\sigma_{\text{nIR}} = 305.4 \pm 22.3$  km/s. Este valor es superior a la estimación obtenida en el óptico por Sánchez-Blázquez et al. (2006a) ( $\sigma_{\text{opt}} = 273.6 \pm 2.5$  km/s), aunque sería compatible con las medidas realizadas por Beuing et al. (2002) ( $\sigma_{\text{opt}} = 291.6 \pm 7.0$  km/s). También obtenemos una diferencia considerable en el caso de la galaxia NGC3605, para la que hemos obtenido  $\sigma_{\text{nIR}} = 59.1 \pm 7.0$  km/s, valor inferior al calculado por Sánchez-Blázquez et al. (2006a) ( $\sigma_{\text{opt}} = 91.0 \pm 1.5$ ). Con el fin de comprobar que no hay diferencias significativas

Tabla 7.2: Parámetros dinámicos calculados para las galaxias de la muestra junto con los calculados por otros autores en el óptico. Referencias para las dispersiones de velocidades en el óptico: (1) Kuntschner et al. (2002) (abertura de extracción del espectro de  $4 \times 2$  arcsec) y (2) Sánchez-Blázquez et al. (2006a) (abertura de extracción del espectro de  $2 \times 4$  arcsec). Los valores de  $V_{\text{opt}}$  han sido extraídos de NED (Tabla 6.2).

Galaxia	$\sigma_{\text{nIR}}$ (km/s)	$\sigma_{\text{opt}}$ (km/s)	Ref.	$V_{\text{nIR}}$ (km/s)	$V_{\text{opt}}$ (km/s)
NGC1379	$122.5 \pm 12.4$	$116.8 \pm 3.6$	1	$1350.1 \pm 10.8$	$1324 \pm 2$
NGC1404	$236.1 \pm 26.6$	$244.9 \pm 8.2$	1	$1920.8 \pm 19.8$	$1947 \pm 4$
NGC3605	$59.1 \pm 7.0$	$91.0 \pm 1.5$	2	$644.3 \pm 6.4$	$668 \pm 19$
NGC3818	$199.5 \pm 20.7$	$187.5 \pm 1.3$	2	$1694.3 \pm 20.1$	$1701 \pm 7$
NGC4261	$300.9 \pm 29.4$	$302.7 \pm 1.7$	2	$2204.5 \pm 23.4$	$2238 \pm 7$
NGC4564	$184.3 \pm 24.8$	$171.1 \pm 0.8$	2	$1164.6 \pm 18.9$	$1142 \pm 2$
NGC4636	$221.2 \pm 23.7$	$226.1 \pm 5.9$	2	$942.1 \pm 23.9$	$938 \pm 4$
NGC4742	$89.2 \pm 9.6$	$91.9 \pm 0.5$	2	$1296.2 \pm 9.1$	$1270 \pm 15$
NGC5796	$305.4 \pm 22.3$	$273.6 \pm 2.5$	2	$2974.9 \pm 22.1$	$2863 \pm 7$
NGC5813	$226.7 \pm 25.7$	$257.1 \pm 1.4$	2	$1924.9 \pm 20.1$	$1972 \pm 6$
NGC5831	$151.0 \pm 14.5$	$163.1 \pm 1.0$	2	$1643.8 \pm 15.6$	$1656 \pm 4$
ESO382-G016	$249.2 \pm 21.0$	$237.2 \pm 5.7$	1	$3295.5 \pm 18.5$	$3227 \pm 14$
ESO446-G049	$118.2 \pm 12.6$	$143.7 \pm 2.0$	1	$3835.4 \pm 12.6$	$3836 \pm 10$
ESO503-G012	$150.1 \pm 17.9$	$146.8 \pm 2.6$	1	$2154.7 \pm 13.5$	$2138 \pm 10$

Tabla 7.3: Definiciones de otros índices espectroscópicos en la banda K. Todas estas definiciones siguen las expresiones clásicas para la medida de índices atómicos (ecuación 3.2). Las longitudes de onda de las bandas vienen dadas en vacío.

Índice	Continuo ( $\mu\text{m}$ )	Absorción ( $\mu\text{m}$ )	Referencias
NaI	2.1910 – 2.1966 2.2125 – 2.2170	2.2040 – 2.2107	Frogel et al. (2001) (medido en Å)
FeIA	2.2133 – 2.2176 2.2437 – 2.2497	2.2250 – 2.2299	Silva et al. (2008) (medido en Å)
FeIB	2.2133 – 2.2176 2.2437 – 2.2497	2.2368 – 2.2414	Silva et al. (2008) (medido en Å)
CaI	2.2450 – 2.2560 2.2700 – 2.2720	2.2577 – 2.2692	Frogel et al. (2001) (medido en Å)

FeIA y FeIB son definidos para medir finalmente  $\langle \text{FeI} \rangle = \frac{\text{FeIA} + \text{FeIB}}{2}$ .

entre ambos grupos de medidas, hemos realizado un ajuste lineal ( $\sigma_{\text{IR}} = a + b \sigma_{\text{opt}}$ ) a los datos, obteniendo  $a = -16.6333 (\pm 13.3660)$  y  $b = 1.0726 (\pm 1.1098 \times 10^{-6})$ . Este ajuste es compatible con la relación 1:1 y por tanto podemos afirmar que no existen diferencias significativas entre las dispersiones de velocidades obtenidas en ambos intervalos espectrales.

En la Figura 7.9 representamos las diferencias entre las estimaciones de la velocidad radial derivadas en este trabajo y en el óptico. Realizamos un estudio análogo al aplicado en las medidas de las dispersiones de velocidades y en este caso el ajuste nos indica que la pendiente obtenida es compatible con ser cero ( $b = 0.0156 \pm 0.0128$ ), mientras que la ordenada en el origen nos indica que las diferencias que observamos son compatibles con cero ( $a = -21.0761 \pm 26.9342$ ). Por tanto concluimos que no existen tampoco en este caso diferencias sistemáticas. Hay que señalar que de nuevo la galaxia NGC5796 presenta las mayores diferencias entre las dos medidas. La comparación entre el espectro real de la galaxia y el modelo final obtenido por el programa `move1` en la Figura C.1 en el Apéndice C nos indica que la absorción de CO en  $\sim 2.32 \mu\text{m}$  está bastante bien ajustada mientras que el ajuste sobre la absorción de Na en  $\sim 2.23 \mu\text{m}$  no es tan bueno. También se pueden apreciar restos de líneas telúricas que permanecen aún después del detallado tratamiento realizado durante el proceso de reducción. Probablemente, estos restos de telúricas junto con un modelo de galaxia no tan óptimo como para otras galaxias, es la razón para que los valores de velocidad radial y dispersión de velocidades obtenido del ajuste sean diferentes a los valores derivados en el óptico.



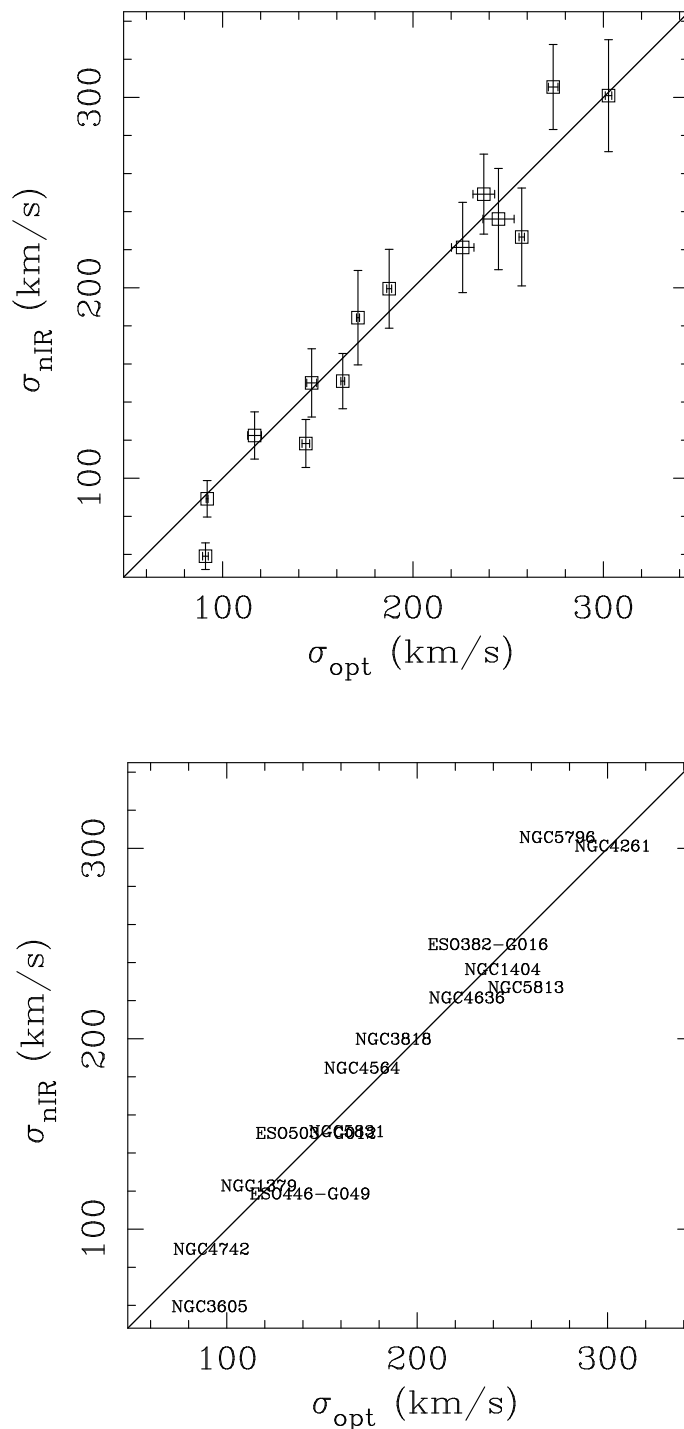


Figura 7.8: Comparación entre la dispersión de velocidades obtenida en el nIR y en el óptico para las galaxias de la muestra. La línea sólida representa la relación 1:1. En el panel superior se presentan los datos con sus incertidumbres correspondientes y en el panel inferior la identificación de las galaxias.

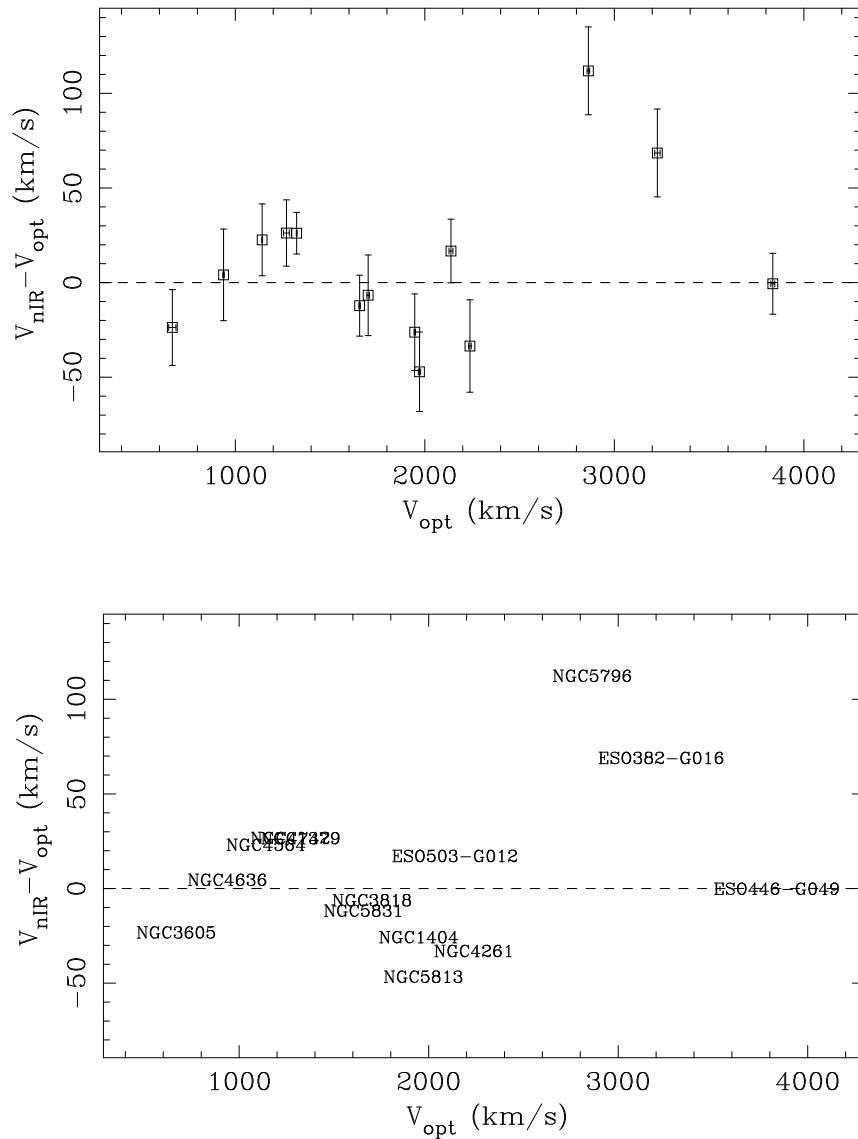


Figura 7.9: Comparación entre la velocidad radial obtenida en el nIR y en el óptico para las galaxias de la muestra. En el panel superior se presentan los datos con sus incertidumbres correspondientes y en el panel inferior la identificación de las galaxias.

## 7.4. Medida de índices centrales en la banda K

Una vez hemos reducido completamente las imágenes y extraído los espectros dentro de un radio  $b_e/8$ , medimos los índices centrales considerando las velocidades radiales ya calculadas. Aunque en este trabajo nos hemos centrado principalmente en el estudio de la absorción del CO en  $2.3 \mu\text{m}$ , en la banda K hay otras líneas de absorción importantes (indicadas anteriormente en la Tabla 3.1) que también han sido estudiadas por Silva et al. (2008). Por estas razones, junto con el  $D_{\text{CO}}$  hemos medido los índices NaI, CaI, FeIA y FeIB según las definiciones presentadas en la Tabla 7.3. Estos índices atómicos dependen, como la mayoría de los índices de líneas, de la resolución de los espectros sobre los que son medidos y de la dispersión de velocidades de los objetos de estudio. Debido a esta dependencia, encontramos diferencias entre las medidas iniciales de los índices de las galaxias que reflejan esta dependencia de los índices con  $\sigma$  y no diferencias reales en las características de las galaxias. Para poder comparar de manera objetiva los índices medidos en las galaxias, es necesario obtener las dependencias de los índices con  $\sigma$ , que habrá que aplicar para corregir los índices iniciales. Típicamente, los polinomios de corrección por la dispersión de velocidades se calculan midiendo los índices sobre espectros de estrellas observadas con la misma configuración instrumental (asegurándonos así que están en la misma resolución instrumental que las galaxias) ensanchados a diferentes velocidades de ensanchamiento  $\sigma$  de manera que el polinomio de corrección  $C(\sigma)$  se obtiene siguiendo la expresión

$$C(\sigma) = I(0)/I(\sigma), \quad (7.7)$$

donde  $I(0)$  es el índice medido en el espectro original de la estrella (a la resolución instrumental), e  $I(\sigma)$  es el índice medido sobre el espectro degradado (convolucionado con una gaussiana de desviación típica  $\sigma$ ). Aplicamos este polinomio de corrección para obtener los índices de todas las galaxias a la resolución instrumental de ISAAC, de manera que  $I_{\text{corregido}} = C(\sigma) \times I_{\text{inicial}}$ , donde  $\sigma$  es la diferencia (cuadrática) entre la dispersión de velocidades y la resolución a la que se corrigen los índices (instrumental en este caso). En la Tabla 7.4 presentamos los polinomios de corrección así calculados por Silva et al. (2008) para los índices NaI, CaI, FeIA y FeIB, y que utilizaremos en este trabajo para comparar de la manera más homogénea posible nuestros resultados con los publicados por estos autores. Hay que señalar que el índice  $D_{\text{CO}}$  definido en este trabajo es independiente de la dispersión de velocidades (§ 3.5) y por ello no hay que realizar ningún tipo de corrección al respecto.

En la Tabla 7.5 presentamos los valores de los índices obtenidos sobre los espectros de las galaxias de campo estudiadas y que utilizaremos en el análisis posterior. Los índices atómicos están a la resolución instrumental de ISAAC ( $7.14 \text{ \AA}$  FWHM) y han sido corregidos de dispersión de velocidades utilizando los polinomios de la Tabla 7.4 y considerando las dispersiones de velocidad calculadas en § 7.3.

Tabla 7.4: Coeficientes de los polinomios de corrección por dispersión de velocidades  $C(\sigma) = a + b\sigma + c\sigma^2 + d\sigma^3$  para los índices NaI, CaI, FeIA y FeIB calculados por Silva et al. (2008).

Índice	$a$	$b$	$c$ ( $\times 10^{-6}$ )	$d$ ( $\times 10^{-9}$ )
NaI	1.00000	-0.00010	+2.39477	+2.64590
CaI	1.00000	-0.00027	-1.75262	+9.08011
FeIA	1.00000	-0.00106	+4.29145	+1.65822
FeIB	1.00000	-0.00181	+8.80672	-1.07073

Tabla 7.5: Medidas de los índices centrales de las galaxias observadas en este trabajo. Estos índices han sido corregidos de dispersión de velocidades y están a la resolución instrumental de ISAAC (7.14 Å FWHM).

Galaxia	NaI (Å)	CaI (Å)	(FeI) (Å)	$D_{CO}$
NGC1379	$3.2152 \pm 0.0772$	$2.8736 \pm 0.1616$	$0.6430 \pm 0.0407$	$1.2005 \pm 0.0016$
NGC1404	$4.7276 \pm 0.1650$	$2.7609 \pm 0.0794$	$0.9080 \pm 0.0365$	$1.2117 \pm 0.0022$
NGC3605	$3.4633 \pm 0.0835$	$2.0025 \pm 0.1903$	$0.9853 \pm 0.0458$	$1.2038 \pm 0.0016$
NGC3818	$4.7516 \pm 0.1208$	$2.9764 \pm 0.1386$	$0.8509 \pm 0.0387$	$1.2199 \pm 0.0032$
NGC4261	$5.0956 \pm 0.2564$	$2.3489 \pm 0.1647$	$0.7579 \pm 0.0541$	$1.2105 \pm 0.0022$
NGC4564	$5.6794 \pm 0.1421$	$2.8910 \pm 0.0857$	$1.0914 \pm 0.0276$	$1.2345 \pm 0.0020$
NGC4636	$4.0252 \pm 0.1448$	$2.6423 \pm 0.1617$	$0.8899 \pm 0.0536$	$1.2006 \pm 0.0025$
NGC4742	$4.1567 \pm 0.0298$	$2.6391 \pm 0.0580$	$0.9452 \pm 0.0146$	$1.2230 \pm 0.0010$
NGC5796	$5.4787 \pm 0.2110$	$2.7663 \pm 0.1217$	$0.9203 \pm 0.0417$	$1.2167 \pm 0.0021$
NGC5813	$4.0145 \pm 0.1389$	$2.4550 \pm 0.1407$	$0.6990 \pm 0.0390$	$1.2105 \pm 0.0021$
NGC5831	$4.9486 \pm 0.0795$	$2.6484 \pm 0.1284$	$0.8947 \pm 0.0326$	$1.2220 \pm 0.0020$
ESO382-G016	$4.6110 \pm 0.1435$	$2.3564 \pm 0.1178$	$0.6963 \pm 0.0363$	$1.2136 \pm 0.0021$
ESO446-G049	$3.9977 \pm 0.1119$	$2.6945 \pm 0.2706$	$0.8747 \pm 0.0660$	$1.2182 \pm 0.0028$
ESO503-G012	$3.8723 \pm 0.0751$	$2.1252 \pm 0.1075$	$0.8731 \pm 0.0308$	$1.2181 \pm 0.0014$

### Índices centrales de las galaxias de Fornax

Como ya hemos indicado, Silva et al. (2008) presentan índices centrales de una muestra de galaxias del cúmulo de Fornax en la banda K, midiendo los índices atómicos NaI, CaI, FeIA y FeIB junto con el índice  $I_{\text{Frogel}}$  para el CO. Como fruto de una colaboración para el estudio de las poblaciones estelares de galaxias de primeros tipos en el infrarrojo, estos autores nos han proporcionado los espectros de las galaxias de Fornax para poder medir directamente el índice  $D_{\text{CO}}$ , de manera que no ha sido necesario aplicar las conversiones calculadas en § 3.6 para obtener el índice  $D_{\text{CO}}$  a partir de sus medidas  $I_{\text{Frogel}}$ . Sobre sus espectros hemos medido también los otros índices atómicos y hemos comprobado que ambos grupos de medidas son consistentes. Los errores en los índices han sido calculados considerando el error en la estimación de la velocidad radial de sus galaxias (datos también proporcionados por los autores). Como en este caso no disponíamos de espectros de errores asociados a los espectros de las galaxias, el error fotónico ha sido estimado a partir del r.m.s. en las bandas de continuo definidas para la medida del índice  $D_{\text{CO}}$ , que fueron elegidas por ser zonas libres de absorciones importantes. La comparación entre los índices medidos en este trabajo y los presentados por Silva et al. (2008) se muestra en la Figura 7.10. Como podemos ver, las medidas de los índices realizadas por ambos grupos son perfectamente compatibles entre sí. Únicamente obtenemos discrepancias significativas para el CaI de la galaxia NGC1316, donde nuestra medida es superior a la dada por Silva et al. (2008). Sin embargo, como el resto de medidas están de acuerdo y el procedimiento seguido ha sido siempre el mismo en nuestro caso, decidimos mantener la estimación realizada por nosotros. Por otro lado, los errores en los índices parecen algo sobreestimados en nuestro caso con respecto a los obtenidos por Silva et al. (2008), probablemente debido a que se ha realizado de diferente manera, aunque en cualquier caso son perfectamente comparables. Las medidas de los índices centrales para estas galaxias, junto con sus respectivos errores, se presentan en la Tabla 7.6.

### Comparación de galaxias comunes en ambas muestras

Con el fin de comparar las medidas de los índices en nuestros espectros con las medidas en los espectros de Silva et al. (2008) de la manera más homogénea posible, incluimos en nuestra muestra observacional dos galaxias en común, NGC1379 y NGC1404. Para poner ambos grupos de medidas en el mismo sistema espectrofotométrico, medimos en primer lugar los índices sobre los espectros observados por nosotros y por Silva et al. (2008). Para la galaxia NGC1404 disponemos de cinco espectros observados por estos autores, pero sólo en dos de ellos el intervalo espectral comprende simultáneamente la zona del NaI y del  $D_{\text{CO}}$ . La medida de cada índice en el caso de esta galaxia ha sido calculada como la media pesada con los errores en la medida del índice. En el caso del  $D_{\text{CO}}$ , la corrección a aplicar en cada caso ha sido calculada mediante la media aritmética de las diferencias entre las medidas realizadas sobre nuestros espectros y los espectros de Silva et al. (2008) para cada galaxia. Para los otros índices hemos considerado sólo la medida sobre una de las galaxias, debido a que los espectros de Silva et al. (2008) presentan restos de líneas telúricas que afectan en las medidas. Esto se puede ver claramente en la Figu-

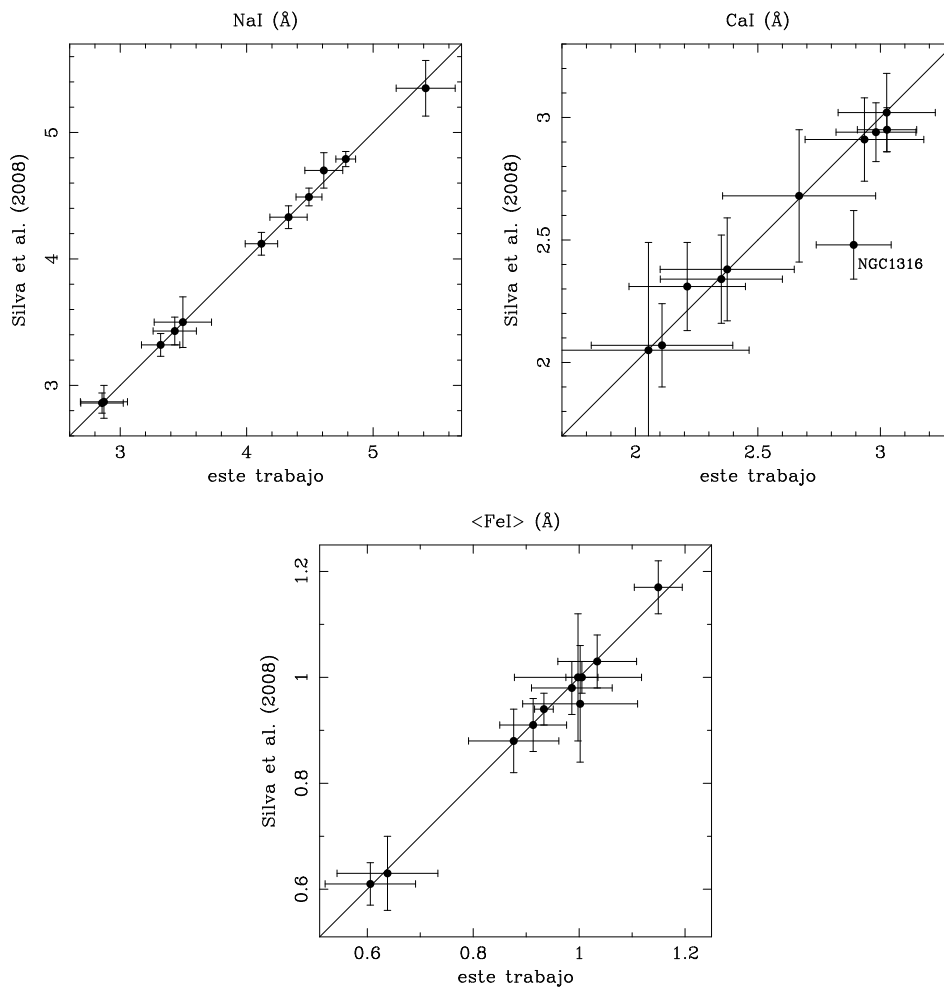


Figura 7.10: Comparación entre los índices NaI, CaI y  $\langle\text{FeI}\rangle$  medidos en este trabajo y por Silva et al. (2008) en los mismos espectros de las galaxias de Fornax. Nótese que por ello los puntos no se distribuyen alrededor de la relación 1:1 siguiendo una distribución con una dispersión dada por las barras de error representadas.

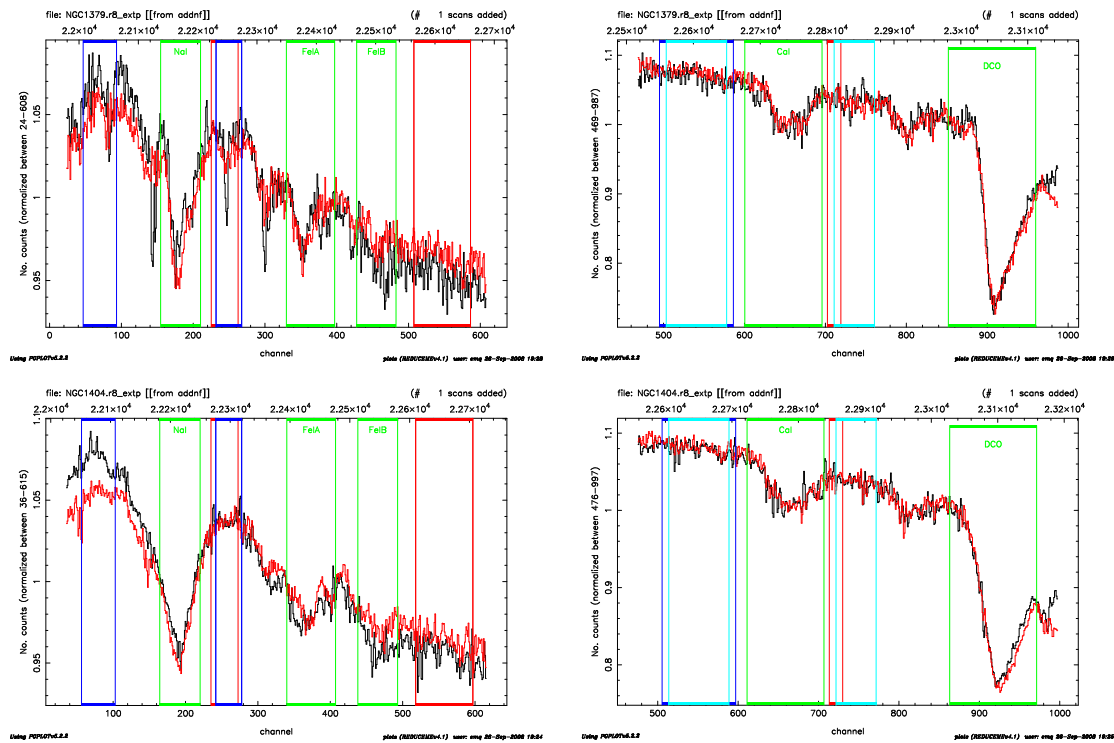


Figura 7.11: Espectros de las galaxias NGC1379 (paneles superiores) y NGC1404 (paneles inferiores) observados en este trabajo (línea roja) y por Silva et al. (2008) (línea negra). En los paneles de la izquierda mostramos el intervalo espectral correspondiente a los índices NaI, FeIA y FeIB (definiciones en Tabla 7.3) y en los paneles de la derecha los índices CaI y DCO.

Tabla 7.6: Medidas de los índices centrales para las galaxias de Fornax en los espectros originales de Silva et al. (2008). Los valores están corregidos de dispersión de velocidades utilizando los polinomios de la Tabla 7.4, y están dados a la resolución instrumental de ISAAC, al igual que los datos de las galaxias de campo de la Tabla 7.5. En secciones posteriores se utilizarán estas medidas corregidas de las diferencias obtenidas entre sistemas espectrofotométricos tabuladas en la Tabla 7.7.

Galaxia	NaI (Å)	CaI (Å)	$\langle\text{FeI}\rangle$ (Å)	$D_{\text{CO}}$
NGC1316	$4.6103 \pm 0.1499$	$2.8911 \pm 0.1529$	$1.1494 \pm 0.0453$	$1.2258 \pm 0.0015$
NGC1344	$4.3313 \pm 0.1474$	$2.9350 \pm 0.2424$	$1.0341 \pm 0.0743$	$1.2029 \pm 0.0005$
NGC1374	$4.1166 \pm 0.1284$	$3.0259 \pm 0.1984$	$0.9132 \pm 0.0631$	$1.2062 \pm 0.0006$
NGC1375	$3.4954 \pm 0.2269$	$2.0533 \pm 0.4108$	$0.9978 \pm 0.1200$	$1.1878 \pm 0.0006$
NGC1379	$2.8711 \pm 0.1861$	$2.6684 \pm 0.3123$	$0.6381 \pm 0.0952$	$1.1893 \pm 0.0006$
NGC1380	$4.5129 \pm 0.1024$	$2.9753 \pm 0.1631$	$1.0052 \pm 0.0303$	$1.1988 \pm 0.0002$
NGC1381	$3.3198 \pm 0.1516$	$2.3508 \pm 0.2493$	$0.9862 \pm 0.0762$	$1.2009 \pm 0.0005$
NGC1399	$5.4161 \pm 0.2333$	$2.2115 \pm 0.2378$	$1.0019 \pm 0.1085$	$1.2036 \pm 0.0022$
NGC1404	$4.7835 \pm 0.0783$	$2.9184 \pm 0.1211$	$0.9335 \pm 0.0176$	$1.2089 \pm 0.0006$
NGC1419	$2.8560 \pm 0.1678$	$2.1087 \pm 0.2890$	$0.6057 \pm 0.0854$	$1.1908 \pm 0.0004$
NGC1427	$3.4312 \pm 0.1713$	$2.3747 \pm 0.2736$	$0.8764 \pm 0.0852$	$1.1938 \pm 0.0004$

ra 7.11, donde hemos representado los espectros de ambas galaxias observados por Silva et al. (2008) (línea negra) y en este trabajo (línea roja), dividiendo el intervalo espectral en las regiones donde se miden los diferentes índices. Para los índices NaI y  $\langle\text{FeI}\rangle$  hemos estudiado las diferencias en las cinco medidas de la galaxia NGC1404, ya que el espectro de NGC1379 presenta restos de líneas telúricas que afectan la medida del índice. Como para NGC1404 tenemos varios espectros observados por Silva et al. (2008), hemos comparado el r.m.s. de las medidas en los espectros de estos autores y la diferencia en las medidas de los dos sistemas. En el caso del índice NaI, el r.m.s. es de 0.2309, mientras que las diferencias obtenidas entre ambos sistemas es de  $-0.0359$ , de manera que no podemos asegurar que sea debido a diferencias reales entre los sistemas espectrofotométricos y no a las incertidumbres propias de las medidas, por lo que decidimos no aplicar ninguna corrección. Del mismo modo procedemos con el índice  $\langle\text{FeI}\rangle$  (el r.m.s. de las medidas del FeIA es 0.2197 y del FeIB es 0.2513, mayores que las diferencias observadas 0.0663 y  $-0.0700$ , respectivamente). Para el índice CaI, los espectros de las dos galaxias tienen restos de telúricas en el caso de las observaciones de Silva et al. (2008), pero NGC1379 parece menos contaminado y comparable al espectro observado por nosotros. Por eso, para el índice CaI aplicamos las diferencias con respecto a NGC1379. El sistema adoptado finalmente es el de las medidas realizadas en este trabajo. Las correcciones finales que hemos aplicado a las medidas de las galaxias de Fornax de la Tabla 7.6 para que los dos grupos de medidas estén en el mismo sistema están listadas en la Tabla 7.7.



Tabla 7.7: Diferencias en las medidas de los índices para las dos galaxias en común.

Índice	Corrección (campo–Fornax)
NaI	+0.0000
CaI	+0.2000
$\langle \text{FeI} \rangle$	+0.0000
D <sub>CO</sub>	+0.0074

## 7.5. Información espectroscópica en el óptico

Tanto las galaxias observadas en este trabajo como las del cúmulo de Fornax de Silva et al. (2008) han sido estudiadas anteriormente por otros autores en el óptico y disponemos en la literatura de medidas de índices espectroscópicos en dicho intervalo espectral. En particular, hemos recopilado los índices G4300, C4668,  $H\beta$ , Mgb, Fe5270 y Fe5335, que presentamos en la Tabla 7.10. Todos los índices han sido corregidos por los autores de dispersión de velocidad, siguiendo el procedimiento explicado en la sección anterior (ecuación 7.7). Como se indica en la tabla, los datos han sido tomados de diferentes referencias:

1. Sánchez-Blázquez et al. (2006a) para los índices G4300, C4668,  $H\beta$  y Mgb de las galaxias NGC de campo, medidos sobre espectros extraídos en una abertura de  $2 \times 4$  arcsec a la resolución del sistema de Lick/IDS. Los datos presentados en la Tabla 7.10 han sido medidos en Å especialmente para este trabajo y no han sido corregidos inicialmente para estar en el mismo sistema espectrofotométrico de Lick;
2. Trager et al. (1998) para los índices Fe5270 y Fe5335 de las galaxias de campo, medidos sobre espectros extraídos en una abertura de  $1.4 \times 4$  arcsec. Estos datos fueron obtenidos con el espectrógrafo de baja resolución de Lick (Lick/IDS) y, por tanto, ya están a la resolución y en el sistema espectrofotométrico de Lick;
3. Kuntschner et al. (2002) para los índices  $H\beta$ , Mgb, Fe5270 y Fe5335 de las galaxias ESO de campo, medidos sobre espectros extraídos en una abertura de  $4 \times 2$  arcsec a resolución de  $4.1 \text{ \AA}$  (FWHM). Estos datos no están en el sistema espectrofotométrico de Lick;
4. Kuntschner (2000) para todos los índices de las galaxias de Fornax (excepto para NGC1344, cuyos datos han sido proporcionados por Silva et al., 2008), medidos sobre espectros extraídos en una abertura de  $2.3 \times 3.85$  arcsec, a la resolución y el sistema de Lick/IDS.

Para poder utilizar toda esta información de manera coherente, necesitamos que todas las medidas estén en el mismo sistema espectrofotométrico. Tradicionalmente, el

estudio de poblaciones estelares se ha realizado usando modelos de síntesis evolutiva disponibles únicamente a la resolución de Lick/IDS (que varía con la longitud de onda) y por ello parte de los datos de que disponemos están a dicha resolución. Por otro lado, para asegurar que las nuevas medidas son comparables con las medidas de Lick/IDS, se utilizan las observaciones de estrellas en común con la biblioteca de Lick/IDS, calculando las diferencias entre los índices para corregir los datos de las galaxias y llevar todo al sistema de Lick/IDS. Kuntschner (2000) presenta las correcciones que aplica a sus medidas para llegar a dicho sistema (Tabla 7.8), y que hemos aplicado igualmente a las medidas que Sánchez-Blázquez ha realizado para este trabajo, no corregidas de este efecto. De esta manera tenemos los índices de Sánchez-Blázquez, Kuntschner (2000) y Trager et al. (1998) medidos en espectros a la misma resolución, corregidos de dispersión de velocidades y en el sistema espectrofotométrico de Lick/IDS.

En el caso de las medidas de Kuntschner et al. (2002), la resolución de los espectros sobre los que se midieron los índices es diferente, y por esa razón hemos calculado la corrección necesaria para obtener los valores que tendrían los índices en la resolución de Lick/IDS. Para ello hemos procedido de la siguiente manera. En primer lugar, hemos tomados los espectros de la biblioteca MILES (resolución 2.3 Å,  $\sigma \sim 60$  km/s a 5000 Å, Sánchez-Blázquez et al., 2006), los hemos ensanchado hasta la resolución de los espectros originales de Kuntschner et al. (2002) (4.1 Å,  $\sigma \sim 105$  km/s a 5000 Å) y hemos medido el índice  $I_0$  (H $\beta$ , Mgb, Fe5270 y Fe5335 en cada caso; no tenemos datos de G4300 y C4668 para esas galaxias). A continuación, siguiendo un procedimiento similar al explicado en la corrección por dispersión de velocidades, vamos ensanchando los espectros desde la resolución de 4.1 Å hasta la resolución de Lick en la región espectral de cada índice (225 km/s en el caso de H $\beta$ , 220 km/s para Mgb, Fe5270 y Fe5335, según indican Worthey & Ottaviani, 1997; Gorgas et al., 2007), en pasos de 10 km/s. Sobre estos espectros ensanchados medimos el índice  $I(\sigma)$ . Por último, calculamos los polinomios de corrección siguiendo la expresión

$$p(\sigma) = I(\sigma)/I_0, \quad (7.8)$$

donde  $I_0$  es el índice a la resolución de 4.1 Å y  $I(\sigma)$  es el índice a las diferentes resoluciones. El índice a la resolución de Lick correspondiente será por tanto  $I(\sigma_{\text{Lick}}) = p(\sigma_{\text{Lick}}) \times I_0$ , donde  $\sigma_{\text{Lick}}$  es el valor por el que hay que ensanchar el espectro para llegar a la resolución de Lick en la región espectral de cada índice. El comportamiento de los índices con  $\sigma$  depende de la intensidad de las líneas, de manera que es crítico elegir un conjunto de estrellas que sea representativo de las galaxias para calcular estos polinomios. Por esta razón, hemos considerado solamente las estrellas que presentaban índices  $I_0$  dentro del intervalo de las medidas de las galaxias de Kuntschner et al. (2002) a la resolución de 4.1 Å. En la Figura 7.12 presentamos los ajustes calculados para los cuatro índices espectrales, mientras que en la Tabla 7.9 presentamos los coeficientes de dicho ajuste. Por último, para ser consistentes con los índices de otras referencias, hemos aplicado las diferencias listadas en la Tabla 7.8.

Tabla 7.8: Diferencias calculadas por Kuntschner (2000) entre índices medidos en estrellas comunes por el grupo Lick/IDS y estos autores (tabla 4 de la referencia). Estas diferencias han sido aplicadas a los índices medidos por Sánchez-Blázquez et al. (2006a) para que todas las medidas estén en el mismo sistema.

Índice	Diferencias
G4300	$+0.21 \pm 0.09 \text{ \AA}$
C4668	$-0.19 \pm 0.17 \text{ \AA}$
H $\beta$	$-0.05 \pm 0.04 \text{ \AA}$
Mgb	$+0.15 \pm 0.09 \text{ \AA}$
Fe5270	$+0.07 \pm 0.05 \text{ \AA}$
Fe5335	$+0.00 \pm 0.08 \text{ \AA}$

Tabla 7.9: Coeficientes de los polinomios  $p(\sigma)$  de la corrección aplicada por la diferente resolución de los datos (ecuación 7.8). Estos polinomios se corresponden con los ajustes representados en la Figura 7.12.

Índice	$a$	$b$ ( $\times 10^{-5}$ )	$c$ ( $\times 10^{-7}$ )	$d$ ( $\times 10^{-9}$ )
H $\beta$	+0.99873	+9.7791	-7.5001	-0.4838
Mgb	+1.00023	-2.3840	-5.0782	-5.0052
Fe5270	+1.00025	-2.9411	-3.7638	+4.4318
Fe5335	+1.00034	-4.2747	-5.3341	+4.0275

En el caso de la galaxia NGC1344, Silva et al. (2008) utilizan los índices H $\beta$ , Mgb, Fe5270 y Fe5335 a la resolución de Lick (medidos sobre un espectro extraído en una abertura ligeramente diferente, elegida para coincidir con el área cubierta por los datos de ISAAC para esa galaxia), y los hemos utilizado para una estimación inicial de estos índices a esta resolución.

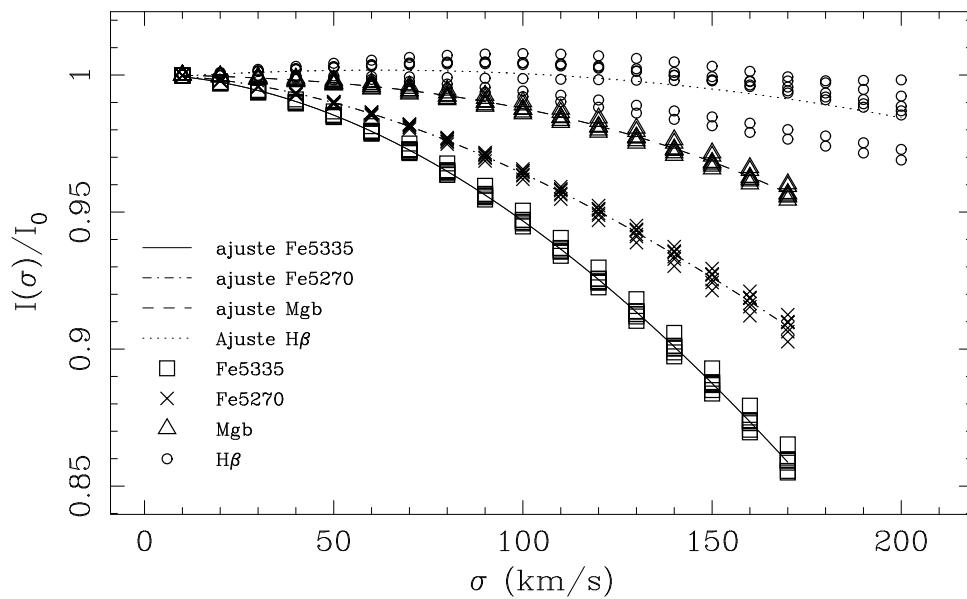


Figura 7.12: Polinomios para la corrección de los índices H $\beta$ , Mgb, Fe5270 y Fe5335 dependiendo de la resolución de los espectros utilizados. Utilizamos los espectros de MILES (Sánchez-Blázquez et al., 2006, estrellas utilizadas HD011964, HD028946, HD069830, HD130322, HD191026, HD212943 y Mel22-2462) para medir el índice  $I_0$  en los espectros degradados a  $4.1 \text{ \AA}$  (resolución de los datos de Kuntschner et al., 2002) y el índice  $I(\sigma)$  medidos sobre los mismos espectros ensanchados a diferentes  $\sigma$ , y calculamos los polinomios de tercer grado  $p(\sigma)$  que cuantifican la dependencia del cociente  $I_0/I(\sigma)$  con  $\sigma$  (coeficientes del ajuste en la Tabla 7.9). Cada índice está señalado por un símbolo y un tipo de línea diferente, como indica la etiqueta.

Tabla 7.10: Índices espectroscópicos en el óptico. Los datos han sido tomados de: (1) Sánchez-Blázquez et al. (2006a) para G4300, C4668, H $\beta$  y Mgb y han sido corregidos para estar en el sistema de Lick utilizando los valores indicados en la Tabla 7.8; (2) Trager et al. (1998) para Fe5270 y Fe5335; (3)Kuntschner et al. (2002); (4) Kuntschner (2000); (5) Datos utilizados en Silva et al. (2008), proporcionados por los autores.

Galaxia	G4300 (Å)	C4668 (Å)	H $\beta$ (Å)	Mgb (Å)	Fe5270 (Å)	Fe5335 (Å)	Referencia
<i>Campo</i>							
NGC3605	$5.718 \pm 0.170$	$6.695 \pm 0.297$	$1.992 \pm 0.104$	$3.827 \pm 0.151$	$3.159 \pm 0.279$	$2.892 \pm 0.327$	1,2
NGC3818	$5.630 \pm 0.108$	$8.204 \pm 0.212$	$1.417 \pm 0.057$	$4.473 \pm 0.090$	$3.185 \pm 0.211$	$2.971 \pm 0.260$	1,2
NGC4261	$5.134 \pm 0.106$	$8.712 \pm 0.209$	$0.994 \pm 0.055$	$4.831 \pm 0.123$	$3.434 \pm 0.272$	$3.593 \pm 0.390$	1,2
NGC4564	$5.607 \pm 0.102$	$10.005 \pm 0.204$	$1.594 \pm 0.051$	$5.192 \pm 0.110$	$2.866 \pm 0.181$	$2.754 \pm 0.229$	1,2
NGC4636	$5.709 \pm 0.379$	$7.453 \pm 0.407$	$1.172 \pm 0.083$	$5.012 \pm 0.115$	$2.964 \pm 0.182$	$2.628 \pm 0.245$	1,2
NGC4742	$3.020 \pm 0.095$	$5.725 \pm 0.198$	$3.309 \pm 0.044$	$2.671 \pm 0.109$	$2.522 \pm 0.160$	$1.965 \pm 0.186$	1,2
NGC5796	$4.977 \pm 0.130$	$8.970 \pm 0.232$	$1.428 \pm 0.073$	$5.389 \pm 0.157$	$2.691 \pm 0.398$	$2.561 \pm 0.547$	1,2
NGC5813	$6.208 \pm 0.106$	$7.532 \pm 0.212$	$1.117 \pm 0.057$	$4.660 \pm 0.121$	$3.071 \pm 0.230$	$2.692 \pm 0.295$	1,2
NGC5831	$6.063 \pm 0.110$	$8.425 \pm 0.216$	$1.758 \pm 0.059$	$4.163 \pm 0.121$	$3.311 \pm 0.175$	$3.262 \pm 0.214$	1,2
ESO382-G016	—	—	$1.47 \pm 0.10$	$5.01 \pm 0.12$	$3.20 \pm 0.13$	$3.11 \pm 0.17$	3
ESO446-G049	—	—	$1.83 \pm 0.11$	$3.82 \pm 0.11$	$3.11 \pm 0.13$	$3.19 \pm 0.16$	3
ESO503-G012	—	—	$1.91 \pm 0.09$	$3.60 \pm 0.09$	$3.30 \pm 0.10$	$2.78 \pm 0.12$	3
<i>Fornax</i>							
NGC1316	$5.14 \pm 0.11$	$8.02 \pm 0.19$	$2.20 \pm 0.07$	$4.08 \pm 0.08$	$3.10 \pm 0.08$	$2.90 \pm 0.10$	4
NGC1344	—	—	$2.14 \pm 0.09$	$3.85 \pm 0.10$	$3.09 \pm 0.11$	$3.07 \pm 0.14$	5
NGC1374	$6.21 \pm 0.15$	$7.07 \pm 0.24$	$1.57 \pm 0.09$	$5.01 \pm 0.10$	$3.13 \pm 0.12$	$2.76 \pm 0.14$	4
NGC1375	$3.90 \pm 0.14$	$4.93 \pm 0.22$	$2.85 \pm 0.09$	$2.71 \pm 0.10$	$2.88 \pm 0.11$	$2.49 \pm 0.13$	4
NGC1379	$5.99 \pm 0.14$	$5.16 \pm 0.23$	$1.70 \pm 0.09$	$4.45 \pm 0.10$	$2.80 \pm 0.12$	$2.47 \pm 0.13$	4
NGC1380	$5.92 \pm 0.18$	$8.50 \pm 0.29$	$1.37 \pm 0.11$	$4.86 \pm 0.13$	$3.24 \pm 0.14$	$3.18 \pm 0.17$	4
NGC1381	$6.09 \pm 0.11$	$5.99 \pm 0.16$	$1.70 \pm 0.06$	$4.42 \pm 0.07$	$3.15 \pm 0.08$	$2.71 \pm 0.09$	4
NGC1399	$5.90 \pm 0.17$	$8.93 \pm 0.39$	$1.41 \pm 0.08$	$5.91 \pm 0.16$	$3.36 \pm 0.11$	$3.11 \pm 0.17$	4
NGC1404	$6.03 \pm 0.14$	$8.52 \pm 0.24$	$1.58 \pm 0.08$	$5.00 \pm 0.10$	$3.37 \pm 0.10$	$3.14 \pm 0.13$	4
NGC1419	$5.75 \pm 0.15$	$4.97 \pm 0.24$	$1.62 \pm 0.10$	$3.93 \pm 0.10$	$2.72 \pm 0.12$	$2.30 \pm 0.14$	4
NGC1427	$5.95 \pm 0.09$	$6.20 \pm 0.14$	$1.67 \pm 0.05$	$4.40 \pm 0.06$	$3.13 \pm 0.06$	$2.64 \pm 0.07$	4

## 7.6. Predicciones de los modelos en el óptico

Los índices en el óptico de la sección anterior han sido utilizados para estimar la edad y la metalicidad de las galaxias al comparar estos datos con las predicciones de los modelos de Thomas et al. (2003). En particular, hemos utilizado como indicador de edad el índice  $H\beta$ , prácticamente independiente de la metalicidad y no dependiente de variaciones de abundancias (Tripicco & Bell, 1995; Schiavon, 2007, respectivamente), mientras que hemos utilizado el índice  $[MgFe]'$ <sup>3</sup> como indicador de metalicidad, por ser menos dependiente de las abundancias relativas  $\alpha/Fe$  que otros índices metálicos (Thomas et al., 2003). En la Figura 7.13 presentamos el diagrama  $H\beta - [MgFe]'$  con los datos disponibles para las galaxias de estudio, sobre el que representamos las predicciones de los modelos de Thomas et al. (2003) para  $[\alpha/Fe]$  solar. Mediante la comparación de los datos con los modelos hemos calculado las edades y metalicidades listadas en la Tabla 7.11. Como se puede ver en la Figura 7.13, tres galaxias de campo (NGC4261, NGC4636 y NGC5813) se salen claramente de la zona definida por los modelos y por ello las hemos estudiado más detenidamente. Sánchez-Blázquez (2004) utiliza los modelos actualizados de Vazdekis et al. (2003) para ajustar la distribución espectral de energía de las galaxias en el óptico y estima la edad y metalicidad utilizando toda la información que contienen los espectros de cada una de las galaxias. En la Figura 7.14 presentamos estos ajustes para las tres galaxias que se salen de la zona definida por los modelos junto con las diferencias entre el espectro real y el espectro sintético que mejor se ajusta al espectro de la galaxia. En el caso de las galaxias NGC4261 y NGC4636 se ven claramente restos de líneas de emisión, entre los que se incluye  $H\beta$ . Por tanto, esta línea debe tener parte en emisión que hace que el valor del índice sea menor del valor real. Por otro lado, los residuos para NGC5813 son mucho menores (las escalas son diferentes en cada figura). En la Tabla 7.12 presentamos las edades y metalicidades derivadas por Sánchez-Blázquez (2004) y en la Figura 7.15, izquierda, presentamos la comparación entre la estimación de la edad obtenida por la comparación con los modelos de Thomas et al. (2003) y con los modelos de Vazdekis et al. (2003) actualizados. En ambos casos, la galaxia NGC5813 presenta una edad vieja, mientras que en el caso de las galaxias NGC4261 y NGC4636 la edad estimada en la comparación de los modelos de Vazdekis et al. (2003) es más pequeña y más acorde con el espectro completo de las galaxias. En la Figura 7.15, derecha, presentamos la misma comparación para las metalicidades derivadas. En este caso, como los modelos de Vazdekis et al. (2003) sólo permiten ajustes a espectros sintéticos con metalicidades determinadas, vemos que la información aparece discretizada en valores de  $[Z/H] = +0.00, +0.20$ . No forma parte de este trabajo analizar las diferencias en las estimaciones de edad y metalicidad entre ambos modelos, pero podemos ver que, de forma global, las edades (y las metalicidades de manera más marginal) son consistentes en la mayoría de los casos. En el caso de las galaxias NGC4261 y NGC4636, el valor derivado por la comparación directa de los espectros reales y los sintéticos de Vazdekis et al. (2003) es más acorde con la población estelar integrada, ya que utiliza el espectro completo de la

<sup>3</sup>Definido por Thomas et al. (2003) como  $[MgFe]' \equiv \sqrt{Mgb(0.72 \times Fe5270 + 0.28 \times Fe5335)}$ .

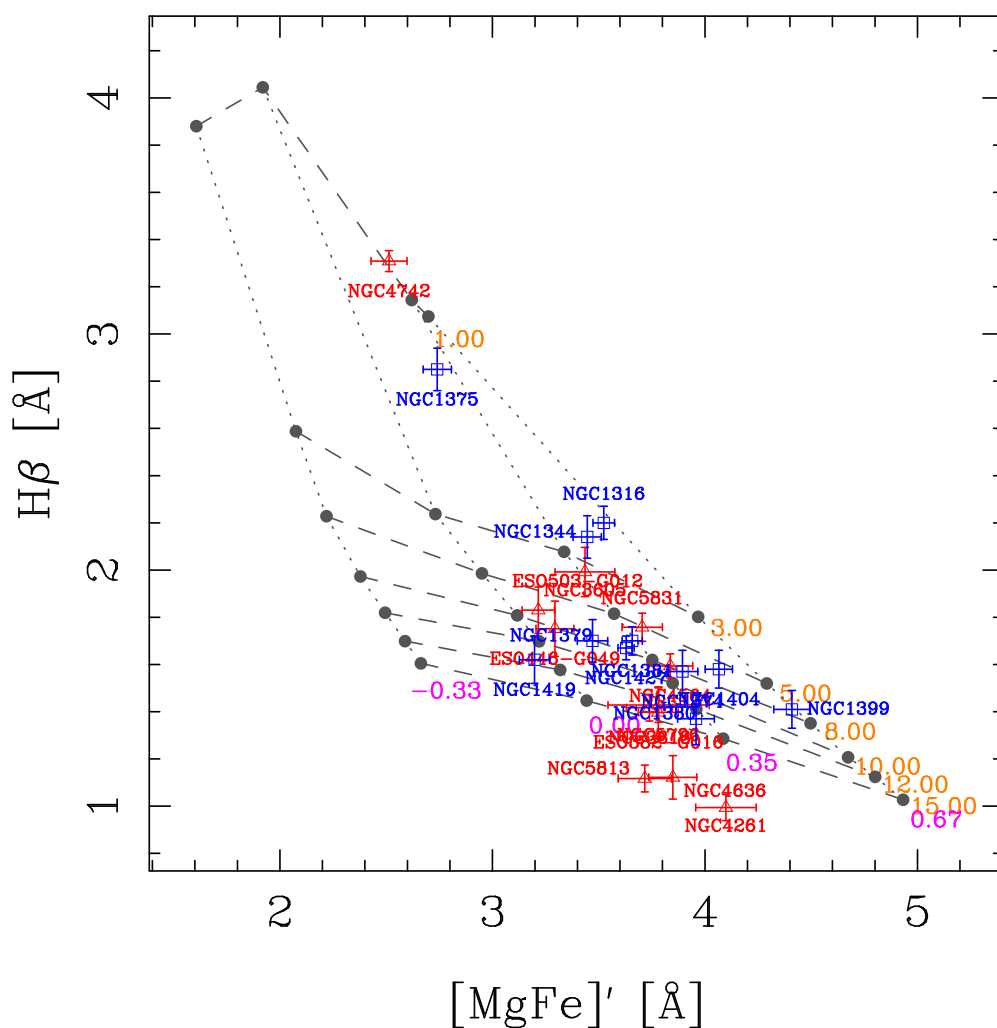


Figura 7.13: Diagrama  $H\beta - [MgFe]'$  para las galaxias de Fornax (azul) y de campo (rojo) estudiadas en este trabajo. En el mismo diagrama se han representado las predicciones de los modelos de Thomas et al. (2003) para estos índices, asumiendo  $[\alpha/Fe] = 0.0$ . Las líneas “verticales” punteadas indican igual metalicidad ( $[Z/H]$ ), mientras que las líneas “horizontales” de trazos indican igual edad (Años), cuyos valores vienen indicados por las etiquetas magenta y naranja, respectivamente.

Tabla 7.11: Edad y metalicidad derivadas de los modelos de Thomas et al. (2003) para las galaxias de Fornax y de campo estudiadas en este trabajo.

Galaxia <i>Campo</i>	Edad (Gaños)	[Fe/H] (dex)	Galaxia <i>Fornax</i>	Edad (Gaños)	[Fe/H] (dex)
NGC3605	$3.76 \pm 0.69$	$+0.38 \pm 0.17$	NGC1316	$2.64 \pm 0.26$	$+0.72 \pm 0.11$
NGC3818	$13.74 \pm 2.17$	$+0.20 \pm 0.09$	NGC1344	$2.97 \pm 1.31$	$+0.55 \pm 0.05$
NGC4261	$> 15.00$	$+0.17 \pm 0.10$	NGC1374	$8.16 \pm 0.42$	$+0.42 \pm 0.13$
NGC4564	$8.05 \pm 1.71$	$+0.39 \pm 0.09$	NGC1375	$0.86 \pm 2.58$	$+0.38 \pm 0.09$
NGC4636	$> 15.00$	$+0.05 \pm 0.10$	NGC1379	$8.21 \pm 0.14$	$+0.18 \pm 0.12$
NGC4742	$0.65 \pm 0.32$	$+0.46 \pm 0.15$	NGC1380	$13.30 \pm 2.27$	$+0.32 \pm 0.08$
NGC5796	$12.99 \pm 3.22$	$+0.24 \pm 0.18$	NGC1381	$6.89 \pm 4.15$	$+0.34 \pm 0.10$
NGC5813	$> 15.00$	$+0.00 \pm 0.10$	NGC1399	$6.99 \pm 1.55$	$+0.66 \pm 0.06$
NGC5831	$5.06 \pm 1.31$	$+0.42 \pm 0.09$	NGC1404	$6.03 \pm 2.73$	$+0.55 \pm 0.09$
ESO382-G016	$14.07 \pm 3.98$	$+0.22 \pm 0.11$	NGC1419	$11.52 \pm 2.11$	$-0.05 \pm 0.09$
ESO446-G049	$8.22 \pm 2.76$	$+0.09 \pm 0.10$	NGC1427	$7.88 \pm 2.28$	$+0.30 \pm 0.07$
ESO503-G012	$6.91 \pm 2.14$	$+0.08 \pm 0.08$			

galaxia, mientras que la edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) está afectada de una mala estimación del índice  $H\beta$ , que probablemente se encuentra afectada de forma importante por emisión. Por esta razón, para estas dos galaxias hemos considerado la edad estimada con los modelos de Vazdekis et al. (2003), mientras que para el resto de galaxias utilizaremos la estimación de los modelos de Thomas et al. (2003). Hay que tener en cuenta, sin embargo, que la estimación de la edad y la metalicidad en todos los casos se ha realizado considerando un SSP y que, por tanto, los valores obtenidos están pesados por la luminosidad de las estrellas en el intervalo espectral de estudio, en este caso el óptico, de manera que un brote de formación estelar relativamente reciente domina los valores estimados de edad y metalicidad. Por ello debemos ser cuidadosos al utilizar esta información en el análisis posterior.

Para caracterizar las propiedades de las dos muestras de galaxias con las que estamos trabajando resulta muy ilustrativo estudiar su distribución en el plano edad – metalicidad. Para ello, en la Figura 7.16 se muestra la distribución de estas dos magnitudes tal y como se derivan de los modelos de Thomas et al. (2003) (Figura 7.13). Aunque con una cierta dispersión, se aprecia, tanto para las galaxias de Fornax como para las de campo, una secuencia en este plano edad–metalicidad, en el sentido de que las galaxias más jóvenes son también las más metálicas. Un test no paramétrico de Spearman aplicado a estas galaxias muestra que la correlación es similar en ambos casos (coeficiente de correlación  $r_S = -0.510$  y nivel de significación  $\alpha_S = 4.496 \times 10^{-2}$  para las galaxias de campo,  $r_S = -0.673$  y  $\alpha_S = 1.166 \times 10^{-2}$  para las galaxias de Fornax). Este efecto sería esperable si la formación estelar más reciente se estuviera produciendo a partir de gas más enriquecido. No obstante, conviene ser cauteloso porque una correlación de este tipo se despliega en este diagrama en el mismo sentido que la degeneración edad-metalicidad



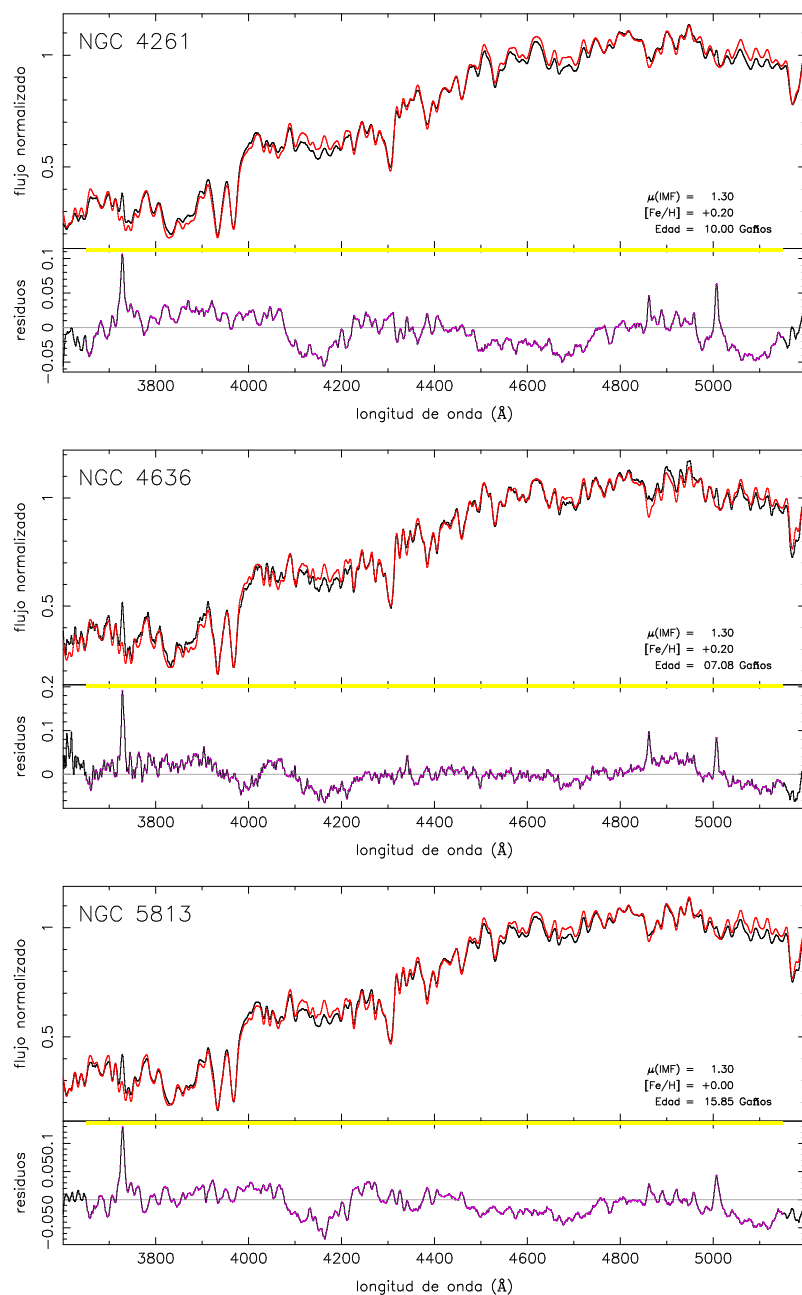


Figura 7.14: Ajustes de las distribuciones espectrales de energía de las galaxias NGC4261, NGC4636 y NGC5813 con los modelos actualizados de Vazdekis et al. (2003). En cada panel, parte superior, se representa en negro el espectro real observado por Sánchez-Blázquez (2004) y en rojo el espectro sintético de Vazdekis et al. (2003) que mejor reproduce el espectro real, junto con los parámetros del SSP del ajuste. En la parte inferior se muestran las diferencias (residuos) entre ambos espectros (escalado para cada galaxia). En el caso de NGC4261 y NGC4636 hay residuos importantes en las líneas de emisión. Por ello, la medida del índice  $H\beta$  se ve afectada de esta emisión (es demasiado pequeña) y los valores derivados de la comparación de los modelos de Thomas et al. (2003) en el diagrama  $H\beta - [MgFe]'$  están sesgados hacia edades demasiado viejas. Figuras extraídas de Sánchez-Blázquez (2004).

Tabla 7.12: Edad y metalicidad derivadas de los modelos de Thomas et al. (2003) (columnas 2 y 3) y Vazdekis et al. (2003) (columnas 4 y 5).

Galaxia	Edad (Años)	[Z/H] (dex)	Edad (Años)	[Z/H] (dex)
	<i>Thomas et al. (2003)</i>		<i>Vazdekis et al. (2003)</i>	
NGC3605	3.76	+0.38	8.00	+0.00
NGC3818	13.74	+0.20	8.90	+0.20
NGC4261	> 15.00	+0.17	10.00	+0.20
NGC4564	8.05	+0.39	8.00	+0.20
NGC4636	> 15.00	+0.05	7.10	+0.20
NGC4742	0.65	+0.46	2.24	+0.20
NGC5796	12.99	+0.24	8.00	+0.20
NGC5813	> 15.00	+0.00	15.90	+0.00
NGC5831	5.06	+0.42	7.10	-0.20

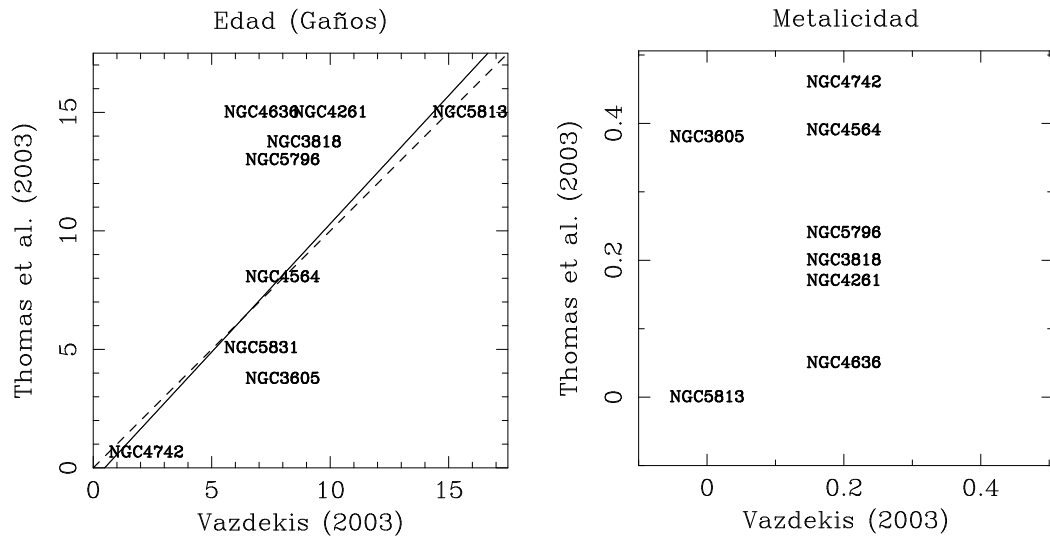


Figura 7.15: Comparación de la edad (izquierda) y la metalicidad (derecha) derivadas de los modelos de Thomas et al. (2003) y Vazdekis et al. (2003). En la comparación de las edades, la línea a trazos representa la relación 1:1 y la línea continua representa el ajuste a todas las galaxias excepto NGC4261 y NGC4636 (ver explicación en el texto). De forma global, las edades estimadas por ambos modelos son compatibles.

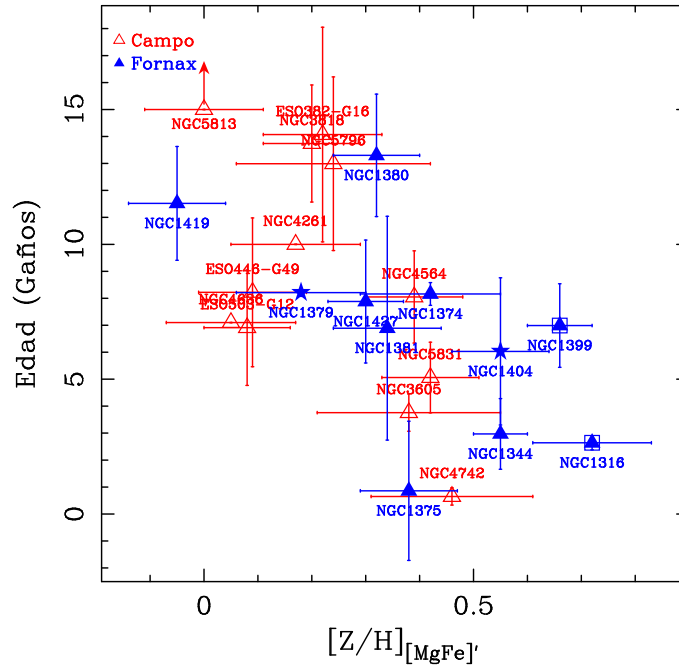


Figura 7.16: Edad frente a  $[Z/H]$  derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) para las galaxias de campo (triángulos rojos abiertos) y del cúmulo de Fornax (triángulos azules rellenos). Hemos utilizado símbolos de estrellas para señalar las dos galaxias en común en ambas nuestras, NGC1379 y NGC1404.

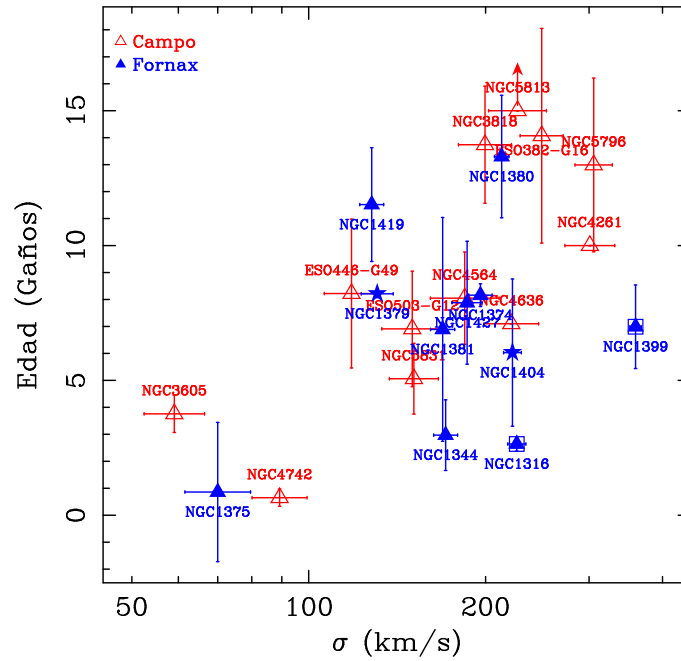


Figura 7.17: Edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) frente a la dispersión de velocidades para las galaxias estudiadas en este trabajo. Los colores y tipos de símbolos tienen igual significado que en la Figura 7.16.

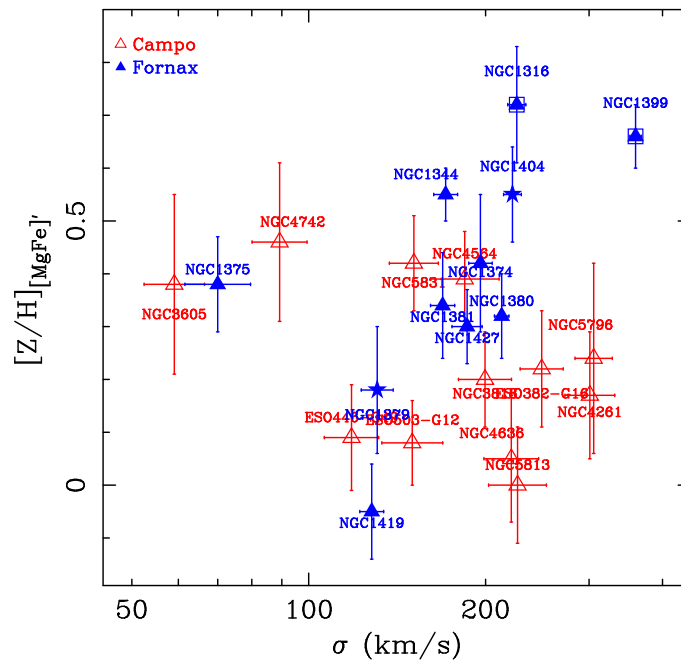


Figura 7.18:  $[Z/H]$  derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) frente a  $\sigma$  para las galaxias estudiadas en este trabajo. Los colores y tipos de símbolos tienen igual significado que en la Figura 7.16.

de los modelos. Es interesante comparar este resultado con el presentado por Sánchez-Blázquez et al. (2006b), quienes encontraban una relación de este tipo para las galaxias en entornos de baja densidad (campo y cúmulo de Virgo) pero no para las galaxias en el cúmulo de Coma (un entorno más denso).

También es interesante investigar el comportamiento de estos dos parámetros (edad y metalicidad) con la dispersión de velocidades de las galaxias. Estas relaciones se presentan en las Figuras 7.17 y 7.18. Vemos en estas gráficas que tanto la edad como la metalicidad están correlacionadas con la dispersión de velocidades, aunque de forma diferente para las dos familias de galaxias que estamos estudiando. Concentrándonos en las galaxias de Fornax, no sorprende la buena correlación de  $[Z/H]$  con  $\sigma$  (Figura 7.18), dado que ya hemos discutido que estas galaxias forman una secuencia de objetos relativamente homogéneos, cuyo parámetro diferenciador es la metalicidad (Kuntschner & Davies, 1998; Kuntschner, 2000). Cabe esperar que las galaxias elípticas en cúmulos, originadas presumiblemente en épocas tempranas, exhiban una secuencia de este estilo, siendo la metalicidad más elevada en aquellos objetos cuyo mayor pozo de potencial les permitió retener más elementos metálicos durante su formación. Sólo NGC1375, la galaxia más joven en la muestra de Fornax, discrepa claramente de esta relación. El otro objeto de Fornax discrepante, NGC1399, es una galaxia cD. El trabajo de Cardiel et al. (1998) y Cardiel (1999) ya mostró que las galaxias cD son objetos peculiares que albergan una historia de la formación estelar compleja, por lo que, aunque seguiremos representando NGC1399 en las gráficas que siguen, no será utilizada para analizar las tendencias generales. Si no consideramos estas dos galaxias, la correlación obtenida es de  $r_S = 0.717$  y  $\alpha_S = 1.491 \times 10^{-2}$  para estas galaxias. Por otro lado, las edades de las galaxias de Fornax (Figura 7.17) también parecen mostrar cierta tendencia con la dispersión de velocidades, aunque en este caso el resultado es muy dependiente de un único objeto, NGC1375, y en ningún caso aparece una correlación clara ( $r_S = 0.311$  y  $\alpha_S = 0.191$  considerando NGC1375,  $r_S = -0.286$  y  $\alpha_S = 0.227$  sin incluir esta galaxia en el estudio). La situación es, sin embargo, diferente en este sentido para las galaxias de campo, que muestran una relación edad- $\sigma$  más nítida ( $r_S = 0.762$  y  $\alpha_S = 1.975 \times 10^{-3}$ ), relación que no muestran en el diagrama  $[Z/H]-\sigma$  ( $r_S = -0.329$  y  $\alpha_S = 0.148$ ). Sea como fuere, una vez que en la figura edad- $\sigma$  se identifica la secuencia para las galaxias de campo, es difícil no plantearse el buen solape de las galaxias de Fornax en dicha secuencia, dado que NGC1375 se encuentra en la misma región del diagrama que los dos objetos más jóvenes de campo (NGC4742 y NGC3605).

Presentamos en la Figura 7.19 el índice  $[MgFe]'$  frente a la metalicidad  $[Z/H]$  derivada utilizando dicho índice y los modelos de Thomas et al. (2003). Como se puede ver, hay una correlación clara para las galaxias de Fornax de las que se separan las galaxias más jóvenes de esa muestra (NGC1316, NGC1344 y NGC1375). Como vimos en § 5.7, el índice  $[MgFe]'$  presenta valores pequeños para poblaciones jóvenes y aumenta conforme lo hace la edad y por ello en esta figura las galaxias más jóvenes se salen de la tendencia general. Sin embargo, esto no quiere decir que presenten los valores más bajos de meta-

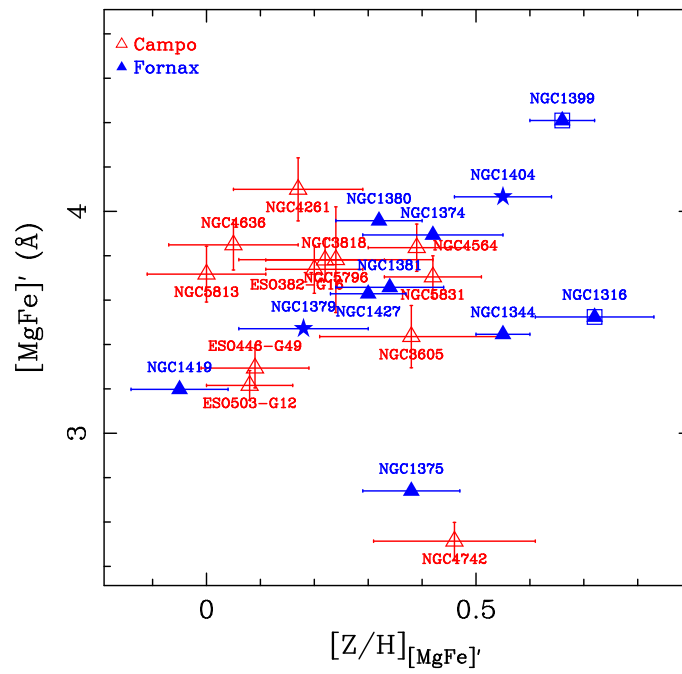


Figura 7.19:  $[MgFe]'$  frente a  $[Z/H]$  derivada de los modelos de Thomas et al. (2003).

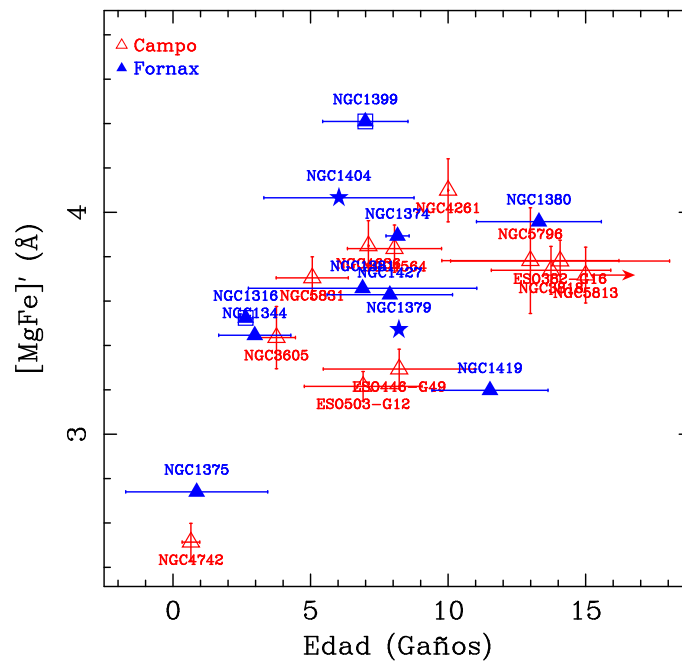


Figura 7.20:  $[MgFe]'$  frente a la edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003).

licidad, ya que el diagrama índice-índice utilizado para el cálculo no es completamente ortogonal, en especial en la zona de galaxias más jóvenes, y tiene en cuenta este efecto. Como ya indicaron Kuntschner & Davies (1998) (Kuntschner, 2000), las galaxias del cúmulo de Fornax forman una familia relativamente homogénea en edad (aunque también presentan cierta dispersión, como se puede ver en la Figura 7.20) cuyas principales diferencias son debidas a la metalicidad, tal y como encontramos aquí. En el caso de las galaxias de campo, las más jóvenes también se separan del conjunto por las razones explicadas anteriormente y no aparece una relación clara debido a la amplia dispersión de edades que presentan (Figura 7.20). Tanto en la Figura 7.19 como en la Figura 7.20 las galaxias de campo y de Fornax comparten el mismo espacio, de manera que no parecen evidentes diferencias en el índice  $[\text{MgFe}]'$  dependiendo del entorno en el que habitan.

Como el índice C4668 es un buen indicador metálico poco sensible a la edad (e.g. Worthey, 1994; Thomas et al., 2003; Schiavon, 2007), estudiamos de manera independiente la edad y metalicidad derivada utilizando este índice. En la Figura 7.21 presentamos las predicciones de los modelos de Thomas et al. (2003) en un diagrama  $H\beta$ -C4668. Como podemos ver, las líneas de igual metalicidad y edad aparecen más espaciadas que en el caso de la Figura 7.13, razón por la cual este diagrama ha sido uno de los preferidos hasta la fecha para estimar la edad y la metalicidad de las galaxias de primeros tipos. Además de ser un buen indicador metálico, el índice C4668 es muy sensible a la abundancia de C (Tripicco & Bell, 1995; Trager et al., 1998; Thomas et al., 2003; Serven et al., 2005; Korn et al., 2005) debido fundamentalmente a que las bandas de Swan de  $C_2$  bloquean las bandas de absorción del índice. Si nos fijamos en la distribución de las medidas, las galaxias de campo aparecen claramente desplazadas hacia valores mayores del C4668 con respecto a las del cúmulo de Fornax. Esta distribución contrasta con la obtenida en el diagrama  $H\beta - [\text{MgFe}]'$ , donde ambos grupos de galaxias aparecían perfectamente mezclados. Sánchez-Blázquez et al. (2003) encontraron una tendencia similar al comparar galaxias de campo con galaxias del cúmulo de Coma, mostrando que las galaxias en entornos de baja densidad de su muestra presentaban valores del C4668 superiores. Estos autores interpretaron este resultado como diferencias en la abundancia de C entre galaxias de entornos de baja densidad y galaxias pertenecientes al cúmulo de Coma. Los datos de que disponemos confirman este resultado también en el caso del cúmulo de Fornax, de manera que parece que la abundancia de C en galaxias que habitan en entornos de baja densidad es mayor que en galaxias de cúmulo. En la Figura 7.22 presentamos el índice C4668 para las galaxias para las que disponemos de datos frente a la metalicidad derivada de la Figura 7.13 con el índice  $[\text{MgFe}]'$ . Aparecen claramente separadas las galaxias de campo (rojas) y las del cúmulo de Fornax (azules) en dos secuencias paralelas. A una misma metalicidad, las galaxias de campo muestran valores del índice mayores que las galaxias de Fornax. Sólo las galaxias más jóvenes de la muestra de campo (NGC4742, NGC3605 y NGC5831) se salen de la tendencia. Si recordamos la evolución temporal de este índice (Figura 5.12), el valor del C4668 es pequeño para poblaciones jóvenes y aumenta conforme la población envejece (comportamiento similar al mostrado por  $[\text{MgFe}]'$ ). Por ello estas tres galaxias presentan un valor del índice inferior y no han sido consideradas al trazar la tendencia ge-

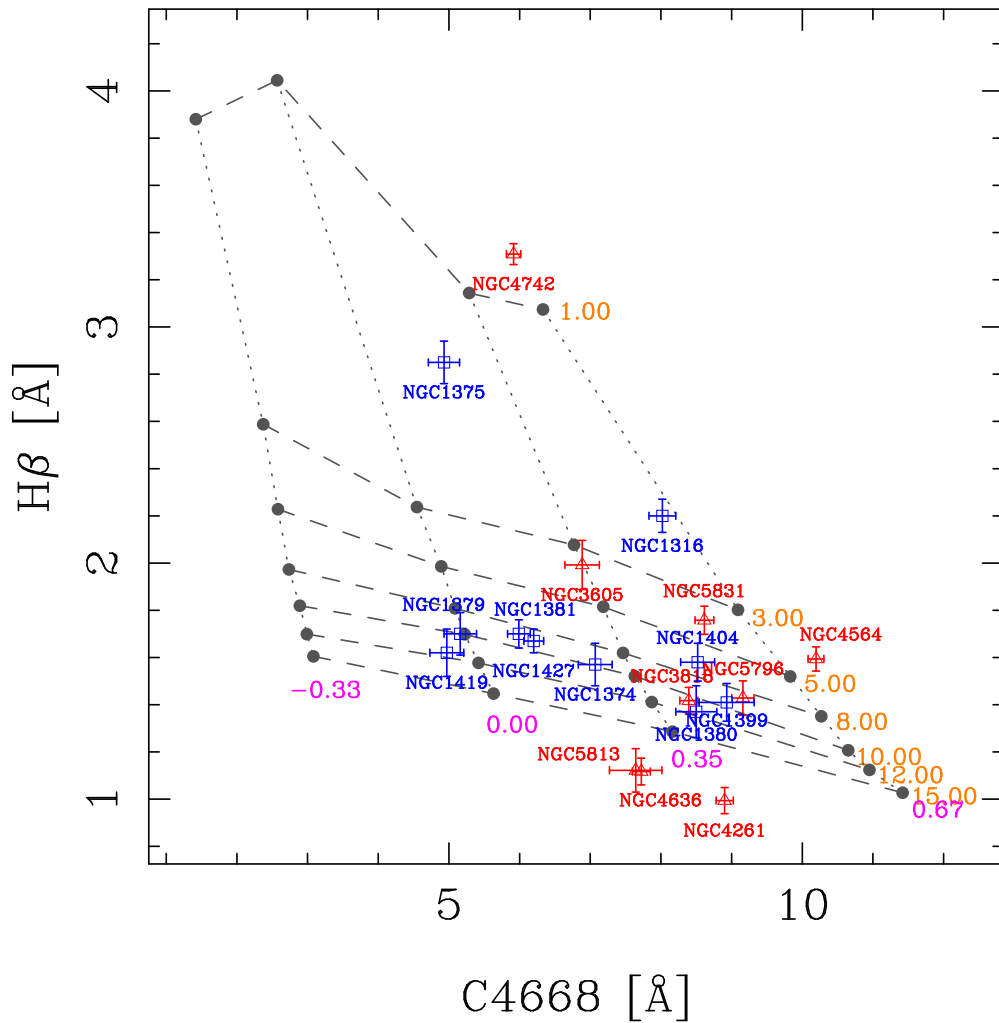


Figura 7.21: Diagrama  $H\beta$ – $C4668$  para las galaxias de Fornax (azul) y de campo (rojo) estudiadas en este trabajo. Al igual que en la Figura 7.13, en el mismo diagrama se han representado los modelos de Thomas et al. (2003) para estos índices, asumiendo  $[\alpha/Fe] = 0.0$ . Las líneas “verticales” punteadas indican igual metalicidad ( $[Z/H]$ ), mientras que las líneas “horizontales” de trazos indican igual edad (Gaños), cuyos valores vienen indicados por las etiquetas magenta y naranja, respectivamente.



neral representada con la línea continua en la figura con pendiente  $6.860 \pm 0.663$ . El mismo razonamiento es válido para las galaxias más jóvenes de Fornax, NGC1375 y NGC1316, que se salen de la tendencia general, trazada por el resto de galaxias de este cúmulo (representada de nuevo con una línea continua). La galaxia NGC1380 está clasificada como S0/a y por ello se comporta de un modo algo diferente al resto (la galaxia NGC1399, como ya se ha mencionado, es una galaxia cD, y no la utilizamos en los análisis generales). En este caso, la pendiente del ajuste es  $6.333 \pm 1.322$ , compatible con la calculada para las galaxias de campo. Por tanto, interpretamos las diferencias observadas en el punto cero de los ajustes de ambas galaxias como una sobreabundancia de C en las galaxias de campo con respecto a las galaxias del cúmulo de Fornax. Este comportamiento descrito para el C4668 difiere del que se encuentra al realizar la misma comparación con los índices  $[\text{MgFe}]'$  (Figura 7.19) y el promedio  $\langle \text{Fe} \rangle = (\text{Fe}5270 + \text{Fe}5335)/2$  (utilizado en ocasiones como indicador metálico, Figura 7.24). En ambos casos vemos que las galaxias de campo y de Fornax presentan valores similares de estos índices a una metalicidad dada.

En la Figura 7.23 exploramos la dependencia del índice C4668 con la edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) en el diagrama  $\text{H}\beta - [\text{MgFe}]'$  de la Figura 7.13. Este índice depende de la metalicidad (las galaxias más metálicas presentan un índice mayor) y en menor medida de la edad (el índice C4668 aumenta con la edad, como se puede ver en la Figura 5.12 de § 5.7). Es posible que ambos efectos se cancelen en cierta medida y que por esta razón no se observe una tendencia clara en la comparación del índice con la edad.

En la Figura 7.24 representamos el índice promedio  $\langle \text{Fe} \rangle$  frente a la metalicidad derivada utilizando los modelos de Thomas et al. (2003) con  $[\text{MgFe}]'$  como indicador metálico. Vemos que existe una clara relación para las galaxias de Fornax, que nos indica que el  $\langle \text{Fe} \rangle$  traza la metalicidad para estas galaxias. Para comprobar esta correlación hemos aplicado un test no paramétrico de Spearman, obteniendo un coeficiente de correlación de  $r_S = 0.750$  con un nivel de significación de  $\alpha_S = 4.227 \times 10^{-3}$ . Sin embargo esto no es así para las galaxias de campo, donde aparece una mayor dispersión de los datos ( $r_S = -0.063$ ,  $\alpha_S = 0.423$ ). De esta gráfica se deduce que el índice  $\langle \text{Fe} \rangle$  esta midiendo fundamentalmente Fe y no vemos diferencias en este elemento, ya que las galaxias de campo y de Fornax presentan cierto solapamiento a una metalicidad dada. Sin embargo, parece que el  $\langle \text{Fe} \rangle$  depende, aunque en menor medida, de la edad, ya que no encontramos dicha relación para las galaxias de campo, con una dispersión de edades mucho mayor que las galaxias de Fornax.

Por último, comparamos en la Figura 7.25 las metalicidades obtenidas de forma independiente utilizando  $\text{H}\beta$  frente a los índices C4668 y  $[\text{MgFe}]'$ . Como esperábamos, las metalicidades derivadas considerando el índice C4668 es mayor para las galaxias de campo, debido a la sobreabundancia de C observada. Sin embargo, esperábamos que para las galaxias del cúmulo de Fornax las metalicidades derivadas con ambos índices fuera similar y que sus medidas se distribuyeran alrededor de la relación 1:1. Como se puede

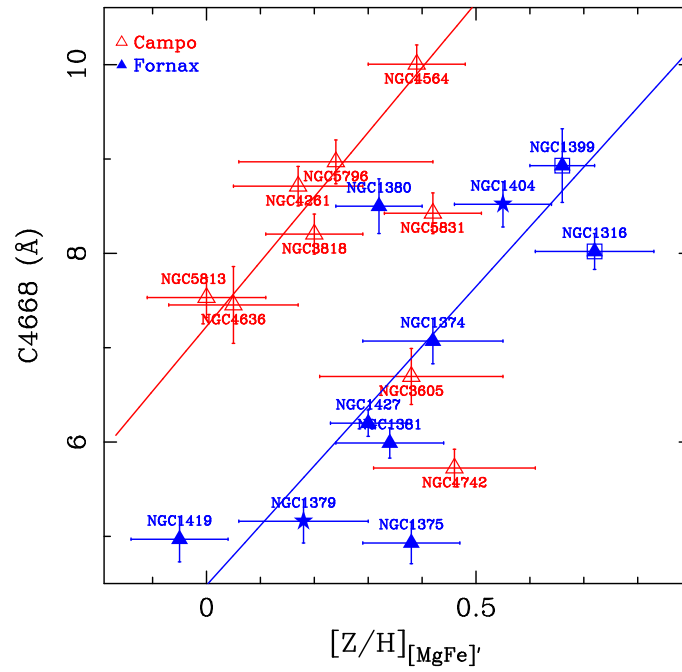


Figura 7.22: C4668 frente a  $[Z/H]$  derivada de los modelos de Thomas et al. (2003).

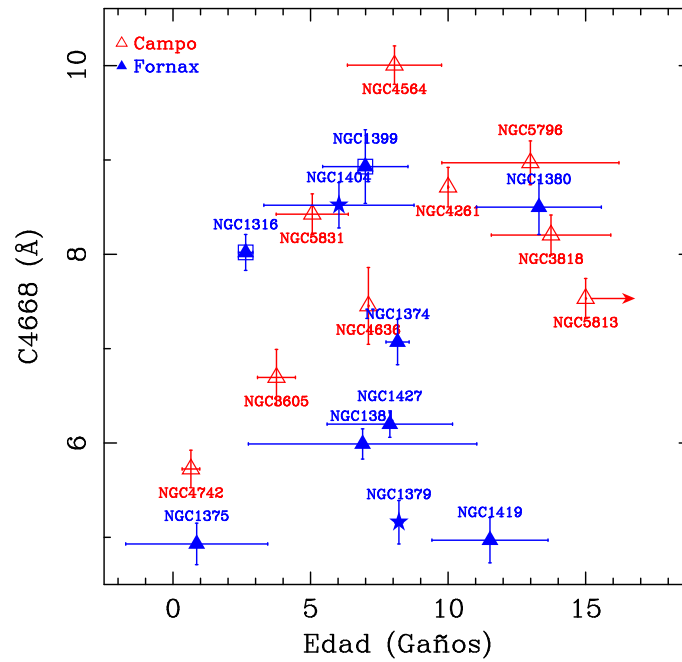


Figura 7.23: C4668 frente a la edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003).

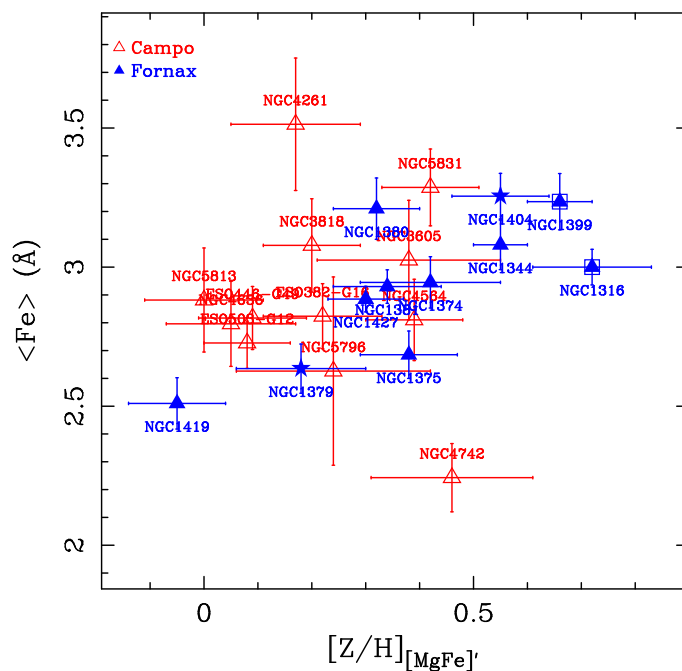


Figura 7.24:  $\langle \text{Fe} \rangle$  frente a  $[Z/H]$  derivada de los modelos de Thomas et al. (2003).

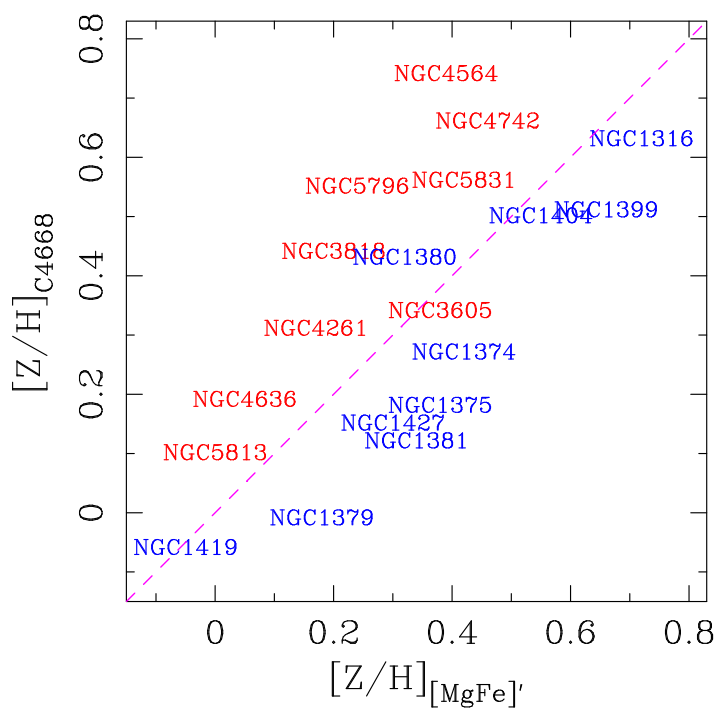


Figura 7.25: Comparación de la metalicidad derivada utilizando el índice  $[\text{MgFe}]'$  (Figura 7.13) con la calculada con el índice C4668 (Figura 7.21), utilizando los modelos de Thomas et al. (2003).

ver en la figura, la metalicidad derivada con el C4668 de las galaxias de Fornax es menor de lo que esperábamos, apuntando a una subabundancia de C con respecto a lo observado en la vecindad solar. Thomas et al. (2003) diseñaron el índice  $[MgFe]'$  para que fuera lo menos sensible a la abundancia  $[\alpha/Fe]$  sin tener en cuenta otros elementos y, como vemos en esta comparación, encontramos de nuevo que el índice C4668 es un buen indicador de abundancia de C. Hay que señalar que el resultado más importante de esta comparación es la dependencia con el indicador metálico elegido para estimar la metalicidad, de manera que es necesario tenerlo en cuenta al hacer análisis que involucren este parámetro. En este trabajo vamos a utilizar en comparaciones posteriores la metalicidad derivada del diagrama  $H\beta - [MgFe]'$  presentado en la Figura 7.13, a partir de las predicciones de los modelos de Thomas et al. (2003).

## 7.7. Predicciones de los modelos para el índice $D_{CO}$

En la Figura 7.26 presentamos las predicciones preliminares de los modelos de Vazdekis (2008) para el diagrama  $H\beta - D_{CO}$ . Como podemos ver, los datos aparecen muy alejados de las predicciones de los modelos, independientemente del entorno en el que habitan las galaxias. Los valores más altos predichos para el índice  $D_{CO}$  son inferiores a los correspondientes para estrellas gigantes frías según las medidas de estrellas de este tipo en la biblioteca estelar (ver Figura 5.6), que son las estrellas que dominan en las galaxias de este tipo (de acuerdo con las observaciones de Frogel et al., 1978; Silva et al., 2008, por ejemplo). Está claro que las predicciones de los modelos para este índice no son del todo correctas, por lo que investigar las razones por las que predicen valores tan bajos del  $D_{CO}$  en un futuro.

Si analizamos en el diagrama  $H\beta - D_{CO}$  las medidas del índice  $D_{CO}$  de forma independiente de las predicciones de los modelos, vemos una separación entre las galaxias del cúmulo de Fornax y las galaxias de campo en el mismo sentido que ya vimos para el índice C4668 (Figura 7.21): las galaxias de campo aparecen claramente desplazadas hacia valores mayores del  $D_{CO}$  con respecto a las galaxias de Fornax. De hecho, la dicotomía es aún más nítida que la mostrada en el diagrama frente a C4668. Por otro lado, las galaxias más jóvenes aparecen más desplazadas que en el caso del diagrama con C4668. Esto es debido a que poblaciones jóvenes dominadas por la presencia de estrellas AGB presentan valores del índice  $D_{CO}$  más altos (Figura 5.6), al contrario que ocurre con el C4668 (efecto ya discutido en la sección anterior). Sin embargo, no todas las galaxias jóvenes parecen comportarse de igual manera al estudiar de forma comparativa el  $D_{CO}$  y el C4668. Las galaxias NGC4742 ( $\sim 0.62$  Gaños,  $[Z/H] \sim 0.46$  dex) y NGC1316 ( $\sim 2.64$  Gaños,  $[Z/H] \sim 0.72$  dex) presentan un  $D_{CO}$  muy alto, mucho más que el que presentan NGC1375 ( $\sim 0.86$  Gaños,  $[Z/H] \sim 0.38$  dex) y NGC3605 ( $\sim 3.76$  Gaños,  $[Z/H] \sim 0.38$  dex) al comparar con los valores de C4668. Estas diferencias no parecen ser debidas a la edad, ya que NGC1375 es una galaxia también muy joven, comparable a NGC4742, y sin embargo su  $D_{CO}$  no es tan alto como para NGC1316, con una edad

mayor (en la que el  $D_{CO}$  ya casi ha alcanzado un valor estable, Figura 5.6). Parece que la diferencia entre estas galaxias relativamente jóvenes se encuentra en la metalicidad de las galaxias, ya que las más metálicas son las que más se alejan, con valores más altos del  $D_{CO}$ . Esto nos hace pensar en la posible existencia de una metalicidad umbral a partir de la cual la presencia de C es más importante y por ello el índice  $D_{CO}$  es más alto. Sabemos que algunos de los procesos evolutivos de las estrellas dependen de su metalicidad, variando parámetros tan críticos como la opacidad de sus atmósferas. También la pérdida de masa por vientos estelares en estrellas masivas aumenta conforme lo hace la metalicidad, de manera que la cantidad de masa, y en particular C, eyectada al medio interestelar por estas estrellas es mayor en estrellas metálicas que en estrellas poco metálicas (Henry et al., 2000). Por tanto, podría ser que los mecanismos responsables de la evolución estelar afecten a la producción última de carbono, y que ello se vea reflejado en el  $D_{CO}$ .

## 7.8. Entendiendo los índices en la banda K: comparación con los índices en el óptico

La motivación principal de este trabajo es ampliar el intervalo espectral para estudiar las poblaciones estelares de las galaxias de primeros tipos, de manera que podamos añadir información al conocimiento que ya se tiene en longitudes de onda menores. En la actualidad, el estudio de las características espectrales en el infrarrojo cercano, en particular en la banda K, todavía es pobre. Las estrellas que más influyen en luz en la banda K son estrellas RGB y estrellas AGB, que son difíciles de reproducir por los modelos debido a su complejo comportamiento. Esta falta de conocimiento detallado sobre la evolución de estos tipos de estrellas, junto con las limitaciones técnicas que han existido hasta hace relativamente poco tiempo para la observación espectroscópica en el infrarrojo cercano, se traduce en que no existen hasta el momento estudios detallados de los índices espectroscópicos que podemos medir en este intervalo espectral. Por ello presentamos en esta sección un estudio comparativo entre los índices medidos en este trabajo ( $D_{CO}$ , NaI, CaI y  $\langle FeI \rangle$ ) y diversos índices en el intervalo óptico (§ 7.5) que nos ayudarán a entender las dependencias de estos nuevos índices con diferentes parámetros.

### 7.8.1. El índice $D_{CO}$

Los modelos presentados en § 5.7 nos indican que el índice  $D_{CO}$  es alto para edades jóvenes dominadas por la emisión de estrellas de la AGB y que disminuye rápidamente hasta una edad de  $\sim 3$  Gaños, donde se estabiliza y alcanza un valor aproximadamente constante. Estos modelos también señalan la dependencia del índice con la metalicidad global, en el sentido de que el índice  $D_{CO}$  es mayor conforme los objetos de estudio son más metálicos.

Para comprobar de manera independiente la dependencia del índice  $D_{CO}$  con la metalicidad, hemos estudiado en primer lugar el comportamiento de este índice infrarrojo

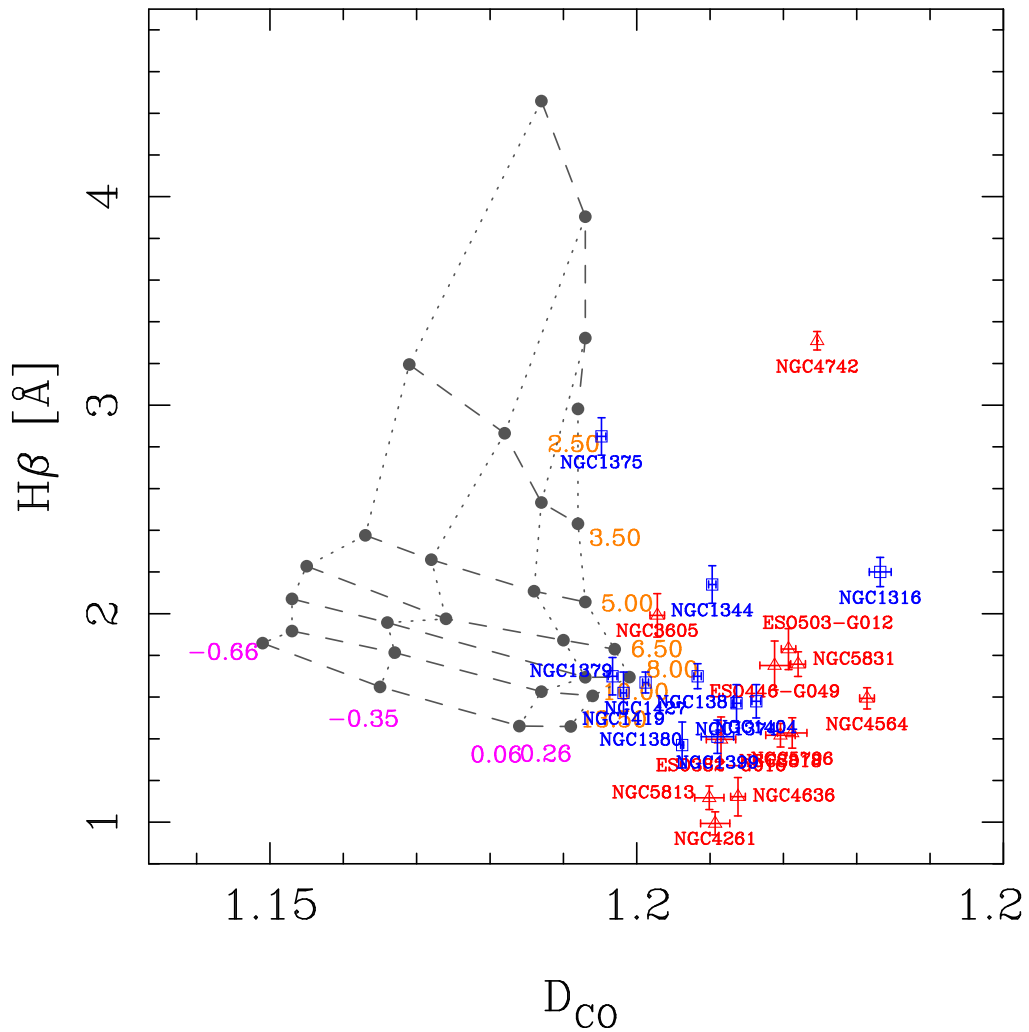


Figura 7.26: Diagrama  $H\beta$ – $D_{CO}$  para las galaxias de Fornax (azul) y de campo (rojo) estudiadas en este trabajo. En el mismo diagrama se han representado las predicciones preliminares de los modelos de Vazdekis (2008) actualizados con las funciones de ajuste para el  $D_{CO}$  presentadas en este trabajo. Las líneas “verticales” punteadas indican igual metalicidad, mientras que las líneas “horizontales” de trazos indican igual edad, cuyos valores vienen indicados por las etiquetas magenta y naranja, respectivamente.

frente al indicador metálico  $[\text{MgFe}]'$  (Figura 7.27). Hay una clara tendencia para las galaxias de Fornax, en el sentido de que aumenta el  $D_{\text{CO}}$  conforme aumenta el  $[\text{MgFe}]'$ . Dado que los objetos del cúmulo de Fornax son un grupo de galaxias con una edad más o menos homogénea que presentan diferentes metalicidades (Kuntschner & Davies, 1998; Kuntschner, 2000, Figura 7.13), en este diagrama vemos fundamentalmente la dependencia del índice  $D_{\text{CO}}$  con la metalicidad. Dos galaxias se salen claramente de la tendencia. Como ya indicamos en la sección anterior, NGC1399 es una galaxia cD que tiene un comportamiento anómalo con respecto al resto en todos los casos y por ello, aunque representaremos gráficamente sus medidas, no la consideraremos en estudios posteriores. NGC1316 presenta un valor del índice  $D_{\text{CO}}$  extremadamente alto según la tendencia esperada para las galaxias de Fornax en este diagrama. Como vimos en § 7.5, esta galaxia es joven (2.64 Gaños), lo que explicaría en parte un valor del  $D_{\text{CO}}$  algo elevado (el índice  $D_{\text{CO}}$  es mayor para galaxias jóvenes), y metálica (0.72 dex), por lo que los índices metálicos en el azul están dominados por las estrellas del último episodio de formación estelar y presentan valores pequeños. Como ya se ha discutido, la edad no parece ser la única responsable de un índice tan intenso y apuntamos a su alta metalicidad como posible explicación de que el índice  $D_{\text{CO}}$  sea mayor de lo esperado. Las galaxias NGC1344 y NGC1375, también jóvenes según vimos en § 7.5 (2.97 y 0.86 Gaños, respectivamente) pero también menos metálicas (0.55 y 0.42 dex), presentan un comportamiento similar aunque no se alejan tanto de la tendencia general para Fornax. Como la población estelar joven está produciendo valores de  $D_{\text{CO}}$  mayores e índices metálicos en el azul menores, estas galaxias se acomodarían todavía mejor en la tendencia general si no fueran jóvenes. Por otro lado, también hay que señalar que tanto NGC1399 como NGC1316 han sido observadas por Silva et al. (2008) con diferente configuración instrumental que el resto de las galaxias, de forma que no podemos estar completamente seguros de que las medidas de los índices estén en el mismo sistema espectrofotométrico que el resto de las galaxias consideradas y debemos ser cuidadosos al interpretar los resultados. Para cuantificar la correlación entre los índices  $D_{\text{CO}}$  y  $[\text{MgFe}]'$  para las galaxias de Fornax, hemos aplicado un test no paramétrico de Spearman a este conjunto de medidas (sin considerar NGC1399 y NGC1316), obteniendo un coeficiente de correlación de  $r_s = 0.733$  con un nivel de significación de  $\alpha_s = 1.228 \times 10^{-2}$ . Para las galaxias de campo no se observa esta correlación ( $r_s = -0.161$  y  $\alpha_s = 0.309$ ), como cabe esperar por ser un conjunto de galaxias con una dispersión importante en edad. NGC4742 es la galaxia más joven de campo (0.65 Gaños) y explicamos su posición en el diagrama con el mismo razonamiento que hicimos para NGC1316. NGC3605 también es una galaxia joven ( $\sim 3.76$  Gaños según los modelos de Thomas et al., 2003) pero el índice  $D_{\text{CO}}$  para estas edades es ya prácticamente constante (§ 5.7), por lo que no esperamos que sea elevado debido a la edad.

Para estudiar la relación directa del índice  $D_{\text{CO}}$  con la metalicidad global, representamos en la Figura 7.28 este índice infrarrojo frente a los valores de metalicidad obtenidos en § 7.5. Vemos ahora claramente una correlación del índice con la metalicidad, en el sentido de que galaxias más metálicas presentan un valor del índice mayor, tanto para las galaxias de Fornax ( $r_s = 0.770$ ,  $\alpha_s = 4.611 \times 10^{-3}$ ) como para las galaxias de campo

( $r_S = 0.566$ ,  $\alpha_S = 2.742 \times 10^{-2}$ ). En este caso, NGC3605 vuelve a aparecer fuera de la tendencia esperada para las galaxias de campo, pero, como ya dijimos, la edad de esta galaxia nos hace pensar que la metalicidad esté sobreestimada por el dominio de las estrellas más jóvenes y explica la posición en este diagrama. De hecho, esta galaxia tiene una edad de  $\sim 3.76$  Gaños y una metalicidad  $+0.38$  dex según los calculados con los modelos de Thomas et al. (2003), mientras que, según los modelos de Vazdekis et al. (2003) (§ 7.5, Figura 7.15), esta galaxia tiene  $\sim 8.00$  Gaños y  $+0.00$  dex. Estamos viendo, por tanto, la degeneración entre edad y metalicidad observada en las galaxias elípticas. Si NGC3605 tuviera la edad y metalicidad derivada por los modelos de Vazdekis et al. (2003) que utilizan el espectro completo, su posición en este diagrama sería la esperada (de igual modo que veremos en diagramas posteriores). Si eliminamos del estudio esta galaxia, la correlación de las galaxias de campo aumenta hasta  $r_S = 0.764$  ( $\alpha_S = 3.117 \times 10^{-3}$ ), muy similar a la correlación encontrada para las galaxias de Fornax. Es importante señalar que, aunque la tendencia de las galaxias de campo es similar a la presentada por las galaxias de Fornax (representadas por una línea sólida en cada caso), el índice  $D_{CO}$  en las galaxias de campo es mayor que en las galaxias de Fornax a una metalicidad dada. Por otro lado, el recorrido en metalicidad de las galaxias de Fornax es mayor, especialmente en el extremo de metalicidad más alta.

El comportamiento observado para el  $D_{CO}$  en la Figura 7.28 es similar al que vimos en § 7.6 para el índice C4668 (Figura 7.22). Sin embargo, hay varias galaxias que se comportan de manera diferente. En primer lugar, vemos que al estudiar el  $D_{CO}$  la galaxia de campo NGC4742 y la de Fornax NGC1316 se acercan a la tendencia general debido al efecto conjunto de la edad y la metalicidad en el  $D_{CO}$  explicado en la sección anterior, al contrario de lo que ocurría en la Figura 7.22, donde aparecían con índices pequeños de C4668 debido a su edad. Por otro lado, NGC1375 es una galaxia muy joven y poco metálica y, por ello, tampoco sigue la tendencia de las galaxias Fornax. De igual manera, NGC1344 tiene  $\sim 2.97$  Gaños y no es tan metálica como NGC1316, y por ello también se separa de la tendencia general, aunque en menor medida. Este comportamiento del  $D_{CO}$  similar al del C4668 junto con el estudio de  $H\beta$  frente al  $D_{CO}$  de la sección anterior nos indica que este índice infrarrojo está midiendo también diferencias en las abundancias de C en ambos grupos de galaxias. Sin embargo, al estudiar el  $D_{CO}$  también se puede ver una mayor dispersión de los datos de las galaxias de campo que no se observaba para el C4668, por lo que, aparte de la metalicidad y la abundancia de C, puede que la edad esté influyendo, sobre todo en poblaciones muy jóvenes. También hay que tener en cuenta que desafortunadamente no disponemos datos del C4668 para las galaxias ESO de campo.

Para explorar la dependencia del índice  $D_{CO}$  con la edad, representamos las medidas de este índice frente a  $H\beta$  (Figura 7.29) y frente a la edad (Figura 7.30) obtenida por la comparación entre los índices ópticos y los modelos de Thomas et al. (2003) (§ 7.5). En este caso, parece existir una correlación negativa del índice  $D_{CO}$  con la edad. Hay que tener en cuenta que los modelos utilizados ajustan los valores tratando a las galaxias como un único brote (SSP), de manera que la edad y la metalicidad derivadas están sesgadas



hacia las estrellas del último episodio de formación estelar. En este diagrama  $D_{CO}$  – edad, las galaxias más viejas según los modelos se moverían hacia edades más altas y valores más bajos del  $D_{CO}$  en el caso de no verse afectadas por una población estelar joven. Esto explicaría la correlación negativa observada. El comportamiento del  $D_{CO}$  mostrado en la Figura 7.30 difiere del que vimos para el C4668. En el caso del  $D_{CO}$ , vemos una clara separación entre los dos grupos de galaxias, excepto para las galaxias más jóvenes. Como ya hemos indicado anteriormente, el índice  $D_{CO}$  es mayor para edades jóvenes y metalicidades altas, que es el mismo sentido en el que se relacionan la edad y la metalicidad (Figura 7.16), por lo que se acentúan en mayor medida las diferencias al comparar con la edad. De nuevo, la galaxia de Fornax NGC1375 no sigue este razonamiento, probablemente porque su metalicidad de partida es menor y no ha superado la metalicidad umbral para que el índice alcance los valores tan elevados de otras galaxias igualmente jóvenes pero más metálicas. También la galaxias de campo NGC3605 no aparece en la posición esperada, pero puede ser por la determinación errónea de los parámetros, en particular, una edad subestimada con los modelos de Thomas et al. (2003). Por último, para comparar con el índice C4668 hay que recordar que la edad y la metalicidad producen efectos contrarios en el índice, y, por ello, no se observa una relación con la edad en la Figura 7.23, como ya discutimos en § 7.6.

Para verificar de manera alternativa la dependencia del índice con la metalicidad, comparamos este índice infrarrojo con el índice C4668, que mide fundamentalmente metalicidad (Worthey, 1994). En la Figura 7.31 representamos el índice  $D_{CO}$  frente al índice C4668 para todas las galaxias con datos de la muestra (Tabla 7.10). Existe una clara correlación positiva entre ambos índices. Para comprobar el grado de correlación hemos aplicado un test no paramétrico de Spearman a todos los datos (excluyendo NGC1399), obteniendo un coeficiente de correlación de  $r_s = 0.647$  ( $\alpha_s = 1.851 \times 10^{-3}$ ), que indica el alto grado de correlación entre ambos índices. De nuevo, la galaxia NGC4742 aparece fuera de esta tendencia por las razones explicadas anteriormente. Si eliminamos esta galaxia del estudio, la correlación aumenta a  $r_s = 0.787$  ( $\alpha_s = 8.956 \times 10^{-5}$ ). Aparte de NGC1399, en las galaxias de Fornax vemos que también se separa de la tendencia NGC1380, pero, como ya indicamos, es una galaxia clasificada S0/a y, por tanto, algo diferente al resto (ya vimos que se salía del comportamiento general al estudiar el C4668 en la sección anterior). Ya que el índice C4668 mide fundamentalmente metalicidad, comprobamos que el  $D_{CO}$  también es un buen indicador metálico. Por otro lado, en esta figura también se aprecia cómo las galaxias de Fornax tienden a presentar valores menores del índice C4668, mientras que las galaxias de campo parecen seguir a valores mayores de C4668 la tendencia trazada por las galaxias de Fornax para valores más débiles del índice. Lógicamente, reproducimos el comportamiento observado en la comparación del  $D_{CO}$  con la metalicidad, en el que se ve claramente una separación entre los dos grupos de galaxias. Como el C4668 es sensible fundamentalmente a la abundancia de C, esta comparación nos indica que el índice  $D_{CO}$  también presenta esta dependencia. Todo ello parece indicar que existe una diferencia en el índice  $D_{CO}$  entre los dos tipos de galaxias, debida probablemente a una diferencia en la abundancia de C entre los dos

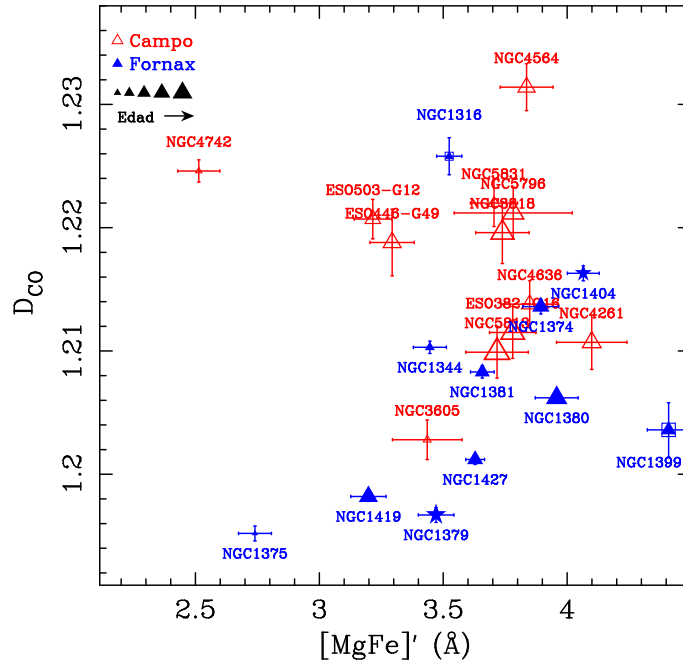


Figura 7.27:  $D_{CO}$  frente a  $[MgFe]'$ . Los símbolos abiertos indican las medidas realizadas sobre las observaciones presentadas en este trabajo, mientras que los símbolos cerrados indican las medidas sobre los espectros de Silva et al. (2008). Los colores señalan galaxias de campo (rojas) y del cúmulo de Fornax (azules). Hemos utilizado símbolos de estrellas para señalar las dos galaxias en común en ambas muestras, NGC1379 y NGC1404. Los tamaños de los símbolos indican edades (derivadas de los modelos en el óptico, § 7.5) crecientes, según se indica en la leyenda.

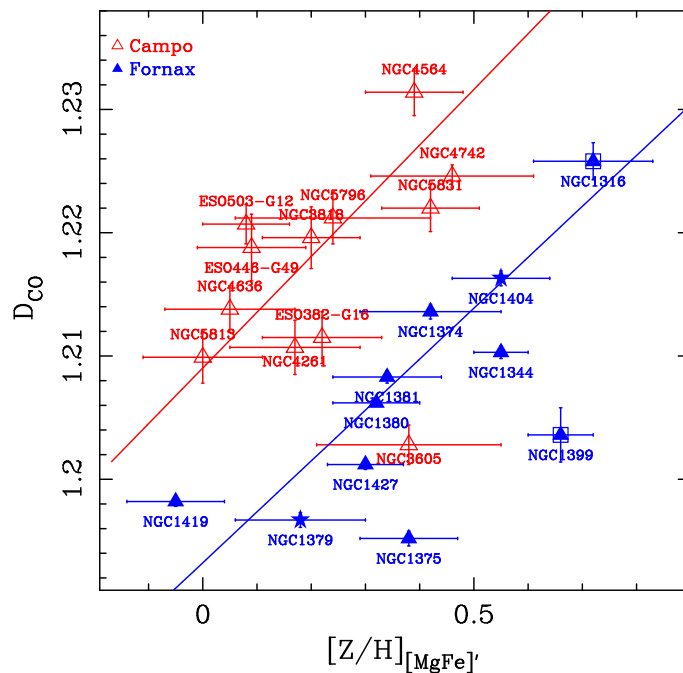


Figura 7.28:  $D_{CO}$  frente a  $[Z/H]$  derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) utilizando el índice  $[MgFe]'$  como indicador metálico. Los símbolos significan lo misma que en la figura anterior, aunque en este caso no aparecen escalados con ningún parámetro en particular.

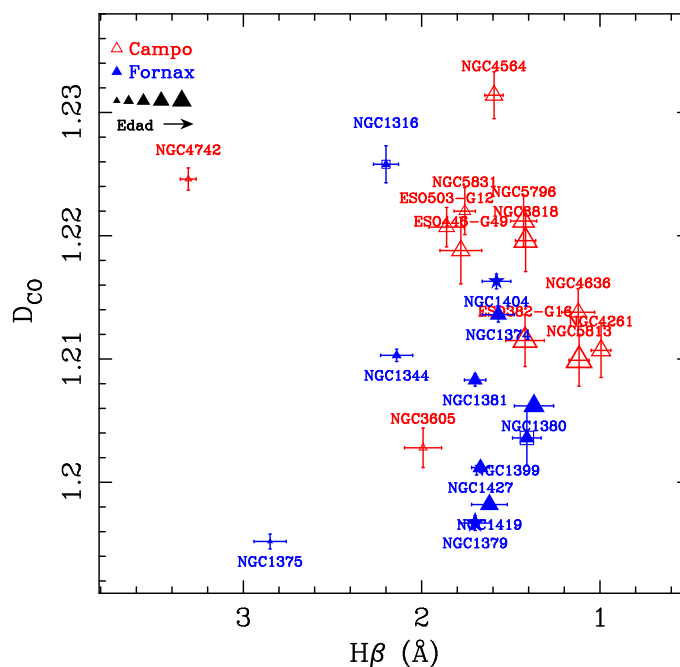


Figura 7.29:  $D_{CO}$  frente a  $H\beta$ . Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

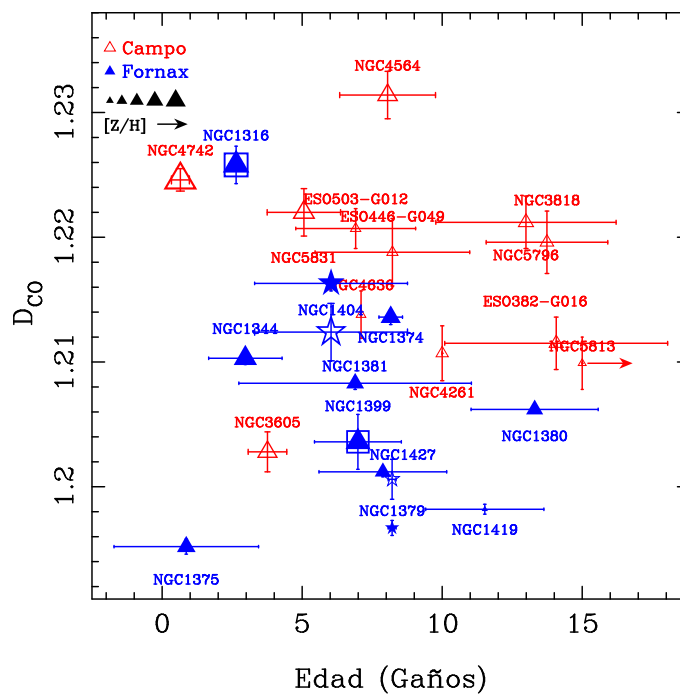


Figura 7.30:  $D_{CO}$  frente la edad derivada de los modelos de Thomas et al. (2003). Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

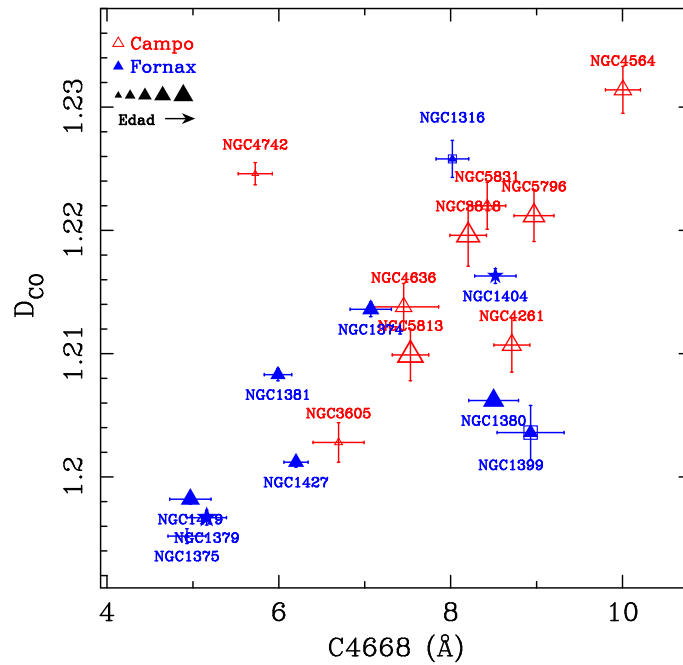


Figura 7.31:  $D_{CO}$  frente a  $C4668$  para las galaxias en estudio. Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

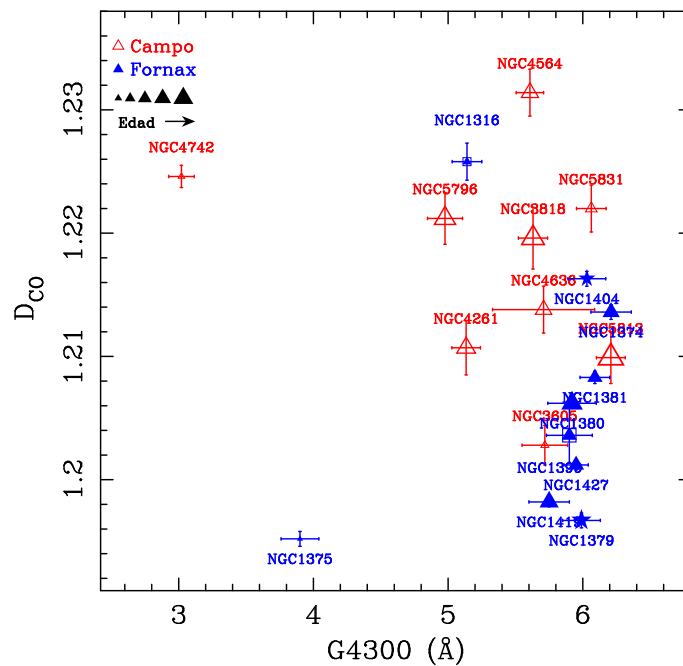


Figura 7.32:  $D_{CO}$  frente a  $G4300$  para las galaxias en estudio. Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

grupos. Este resultado está de acuerdo con el estudio presentado por Sánchez-Blázquez et al. (2003) de las medidas del C4668 en galaxias en entorno de baja densidad (campo y cúmulo de Virgo) y en galaxias del cúmulo de Coma, donde encuentran diferencias en ambos grupos de galaxias atribuidas a diferencias en las abundancias de C y/o N entre ellas. En cualquier caso, también hay que considerar la posibilidad de que en las galaxias de campo exista una población de edad intermedia ( $\sim 1$  Gaños), no detectada en el intervalo óptico, que sea responsable de valores más altos del índice  $D_{CO}$  en las galaxias de campo. Sin embargo, en la Figura 7.30 vemos que las galaxias más viejas de campo siguen presentando valores mayores del  $D_{CO}$  comparadas con las galaxias de Fornax. Ya que no esperamos una población de edades intermedias en estas galaxias, parece que sólo la contribución de estrellas de la AGB no es suficiente para explicar los valores mayores de  $D_{CO}$  encontrados para las galaxias de campo con respecto a los del cúmulo de Fornax.

Otro índice en el intervalo óptico que se ha utilizado clásicamente para estudiar las abundancias de C es el índice G4300, aunque también es sensible a la abundancia de O y Ti (Tripicco & Bell, 1995; Thomas et al., 2003; Korn et al., 2005). De hecho, Graves & Schiavon (2008) indican que la sensibilidad del índice a la abundancia de O es casi igual que la sensibilidad a la abundancia de C (aunque en sentidos opuestos). Por otro lado, este índice también es muy sensible a la edad (es el índice metálico más sensible a la edad según Worthey, 1994). Como indicó Schiavon (2007), esta sensibilidad se desprende principalmente de la poca ortogonalidad de los diagramas  $H\beta$ -G4300 derivados de los modelos de síntesis de poblaciones estelares (Thomas et al., 2003; Vazdekis et al., 2003; Schiavon, 2007). Posiblemente, la complejidad de este índice explica la falta de una correlación clara en la Figura 7.32 y decidimos no utilizarlo en el estudio de los índices infrarrojos.

Con este estudio hemos comprobado que el índice  $D_{CO}$  es sensible a la metalicidad, como indican las predicciones preliminares de los modelos de síntesis evolutiva (§ 5.7). Por otro lado, hemos encontrado que este índice infrarrojo es sensible también a la abundancia relativa de C. Esto es evidente en la comparación del  $D_{CO}$  con la la metalicidad derivada en el intervalo óptico (Figura 7.28), donde se segregan perfectamente las galaxias de campo y del cúmulo de Fornax del mismo modo que ocurría con el índice C4668 (Figura 7.22). También se observa en la comparación del índice con la edad (Figura 7.30), donde, para una edad dada, las galaxias de campo presentan valores mayores de  $D_{CO}$  que las galaxias de Fornax.

### 7.8.2. El índice NaI

La banda central que define este índice (Figura 7.33 derecha, Wallace & Hinkle, 1996) contiene líneas de absorción debidas al Na I, Sc I, Si I y V I. Las líneas de Na I presentan una fuerte dependencia con la temperatura (KH86, Wallace & Hinkle, 1996; Ali et al., 1995; Ramirez et al., 1997), en el sentido de que las líneas de absorción son más intensas conforme disminuye la temperatura para estrellas de cualquier clase de luminosidad.

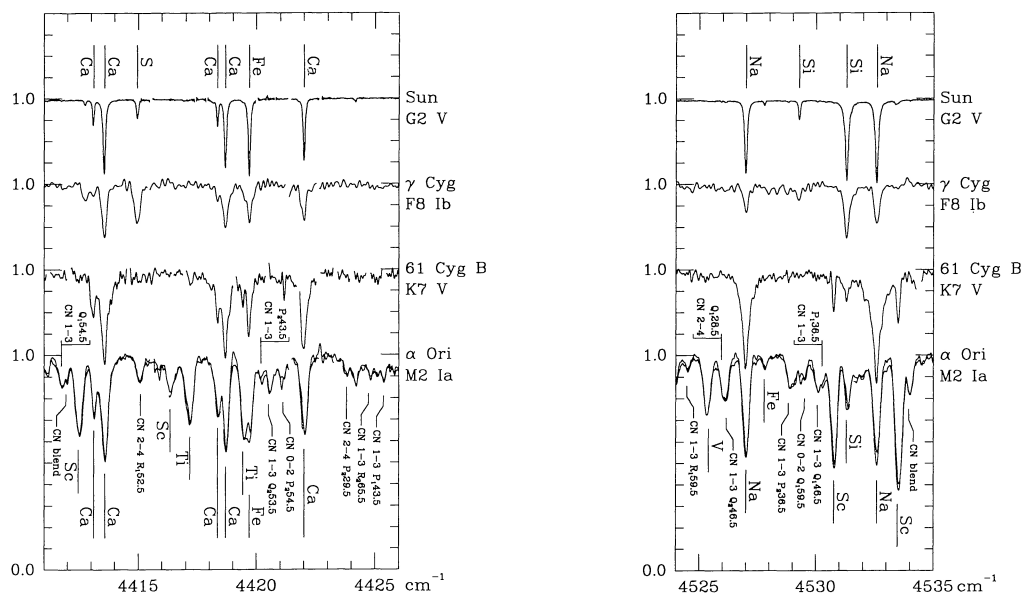


Figura 7.33: Intervalo espectral que se corresponde con la banda central de los índices CaI (izquierda) y NaI (derecha) en espectros de alta resolución de Wallace & Hinkle (1996) para estrellas de diferente tipo espectral. En cada figura aparecen señalados los elementos que producen las líneas más importantes. Nótese que la dirección espectral viene dada en  $\text{cm}^{-1}$ . Figura extraída de Wallace & Hinkle (1996).

dad. Wallace & Hinkle (1996) indicaron el comportamiento similar de las líneas de Sc I y V I. En particular, en estrellas gigantes y supergigantes, las líneas de Sc I son tan intensas como las de Na I para temperaturas efectivas inferiores a 4000 K (Ramirez et al., 1997). Por otro lado, las líneas de Si I son importantes en intensidad para estrellas tempranas de cualquier clase de luminosidad, mientras que se debilitan conforme disminuye la temperatura (Ali et al., 1995; Wallace & Hinkle, 1996; Ramirez et al., 1997), al contrario de lo que ocurre con las líneas de Na I. Ramirez et al. (1997) indicaron que las líneas de V I no superan el 30% de las líneas de Na I en el caso de estrellas gigantes y supergigantes. Los espectros de alta resolución de Wallace & Hinkle (1996) muestran que para estrellas frías gigantes y supergigantes aparece en todo el continuo un bosque de pequeñas líneas de absorción debidas al CN, prácticamente inexistente en estrellas enanas. Blum et al. (1996) y Ramirez et al. (1997) indicaron que estas líneas de CN podrían influir en la medida de los índices NaI y CaI, debido fundamentalmente a que tienden a deprimir las zonas de donde se mide el nivel de continuo. Por tanto, el índice de NaI mide tanto Na I como otras especies atómicas y hay que tenerlo en cuenta a la hora de analizar su comportamiento frente a otros índices metálicos.

Como no existen modelos de síntesis de poblaciones para este índice, hemos realizado un estudio paralelo al presentado para el  $D_{\text{CO}}$  con el objetivo de entender la información cifrada en el índice NaI. En primer lugar, hemos representado en la Figura 7.34 este índice infrarrojo frente al indicador metálico  $[\text{MgFe}]'$ . Al igual que vimos en

la sección anterior, hay correlación en el caso de las galaxias de Fornax ( $r_S = 0.527$ ,  $\alpha_S = 5.865 \times 10^{-2}$ ). Sin embargo, vemos que las galaxias más jóvenes del cúmulo (NGC1316, NGC1344 y NGC1375) se separan claramente de la tendencia general. Si eliminamos estas galaxias del estudio de correlación, obtenemos que las medidas están mucho más correlacionadas ( $r_S = 0.964$ ,  $\alpha_S = 2.271 \times 10^{-4}$ ). La galaxia NGC1419 es una galaxia E0 con un índice NaI algo superior al esperado por la tendencia. Al examinar la zona del espectro donde medimos este índice (Figura E.5 del Apéndice E) vemos que la banda azul que define el continuo cae en una zona donde se ha extrapolado el flujo. Por tanto, el NaI para esta galaxia no es del todo real, esperando un valor un poco más bajo en el caso de que tuviéramos el espectro completo. Por otro lado, al estudiar las galaxias de campo observamos que la tendencia es similar pero la dispersión que presentan es mayor. En este caso, al aplicar el estudio de correlación obtenemos un coeficiente de Spearman de  $r_S = 0.636$  ( $\alpha_S = 1.305 \times 10^{-2}$ ). De nuevo, la galaxia más joven de campo, NGC4742, se sale claramente de esta tendencia. Si la eliminamos en el estudio obtenemos  $r_S = 0.718$  y  $\alpha_S = 6.400 \times 10^{-3}$ . Este comportamiento del índice NaI con el índice  $[\text{MgFe}]'$  hace pensar que depende fundamentalmente de la metalicidad, aunque existe una dependencia con la edad en el mismo sentido que la encontrada para el  $D_{\text{CO}}$  ya que las galaxias más jóvenes son las que se salen de la tendencia general. En la Figura 7.35 estudiamos la dependencia con la metalicidad comparando directamente el índice NaI con el valor de  $[Z/H]$  derivado en § 7.5. Al igual que ocurre con el índice  $D_{\text{CO}}$ , vemos una clara correlación entre ambas magnitudes, aunque en este caso la separación entre las medidas de las galaxias de campo y de Fornax es más nítida y la dispersión en cada grupo es menor. El estudio de correlación para las galaxias de Fornax da un coeficiente de correlación  $r_S = 0.842$  ( $\alpha_S = 1.110 \times 10^{-3}$ ), mientras que para las galaxias de campo obtenemos  $r_S = 0.419$  ( $\alpha_S = 8.726 \times 10^{-2}$ ). De nuevo, las galaxias de campo NGC4742 y NGC3605 aparecen desplazadas de la zona definida por las galaxias de campo (por ser galaxias jóvenes). Si no consideramos estas galaxias, la correlación entre el índice NaI y la metalicidad para las galaxias de campo aumenta a  $r_S = 0.757$  ( $\alpha_S = 5.572 \times 10^{-3}$ ). En cuanto a las galaxias de Fornax, vemos que NGC1316 se sale de la tendencia, probablemente por ser también una galaxia joven. Asimismo, NGC1380 se separa de la tendencia, pero ya vimos al estudiar el  $D_{\text{CO}}$  que está clasificada como S0/a y puede ser que por ello se comporte de forma diferente al resto. Por último, NGC1419 presenta un valor del NaI mayor que el esperado, seguramente por el problema ya mencionado de que la zona del espectro donde se apoya la banda azul definida para el índice es una extrapolación del flujo en longitudes de onda mayores. Es importante señalar que de nuevo encontramos una clara separación entre campo y Fornax, al igual que vimos en la sección anterior con el  $D_{\text{CO}}$ .

También hemos estudiado de manera independiente la relación del NaI con los índices Mgb y  $\langle \text{Fe} \rangle$ , que forman parte de la definición del índice  $[\text{MgFe}]'$ . En la Figura 7.36 presentamos el índice NaI frente al Mgb, encontrando un comportamiento muy similar al del índice  $[\text{MgFe}]'$  para las galaxias de Fornax, ya que existe una clara relación entre ambos índices para estas galaxias si no consideramos las galaxias más jóvenes. Sin embargo, para las galaxias de campo vemos algo más de dispersión que la observada para el

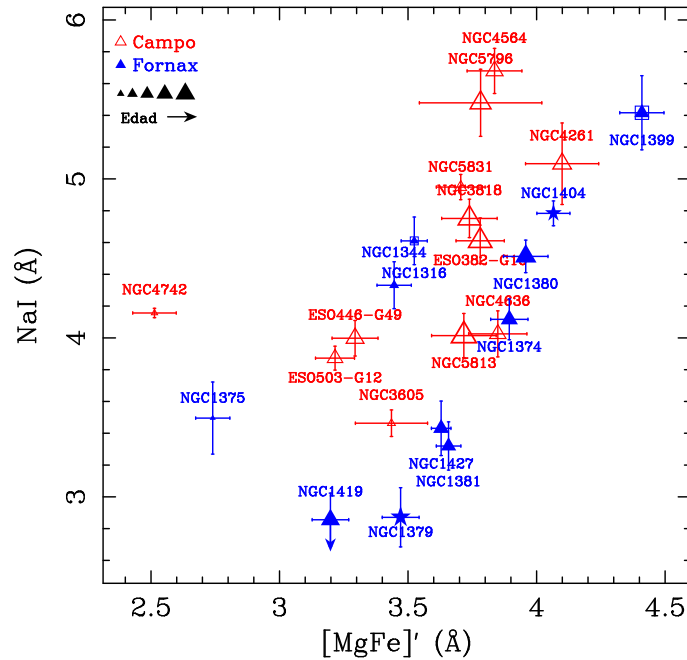


Figura 7.34: NaI frente al índice  $[MgFe]'$ . Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

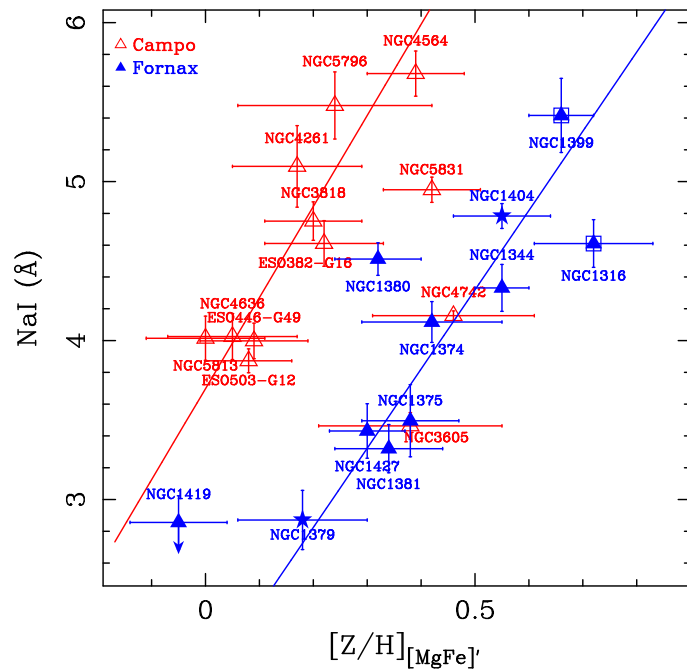


Figura 7.35: NaI frente a  $[Z/H]$  derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) utilizando el índice  $[MgFe]'$  como indicador metálico. Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.



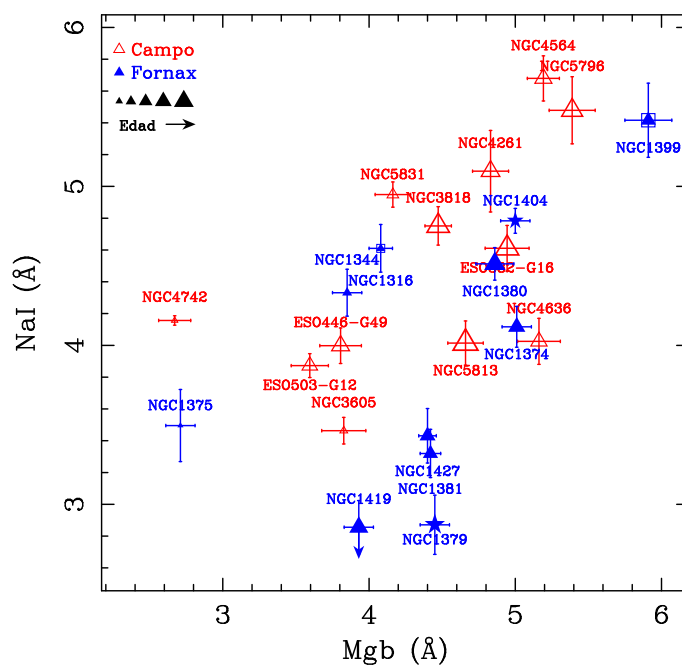


Figura 7.36: NaI frente a Mgb para las galaxias en estudio. Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

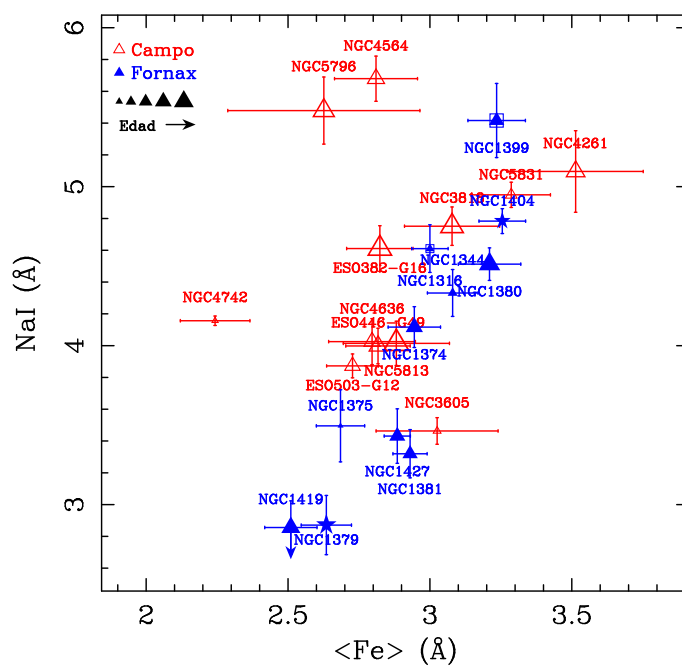


Figura 7.37: NaI frente a  $\langle \text{Fe} \rangle$  para las galaxias en estudio. Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

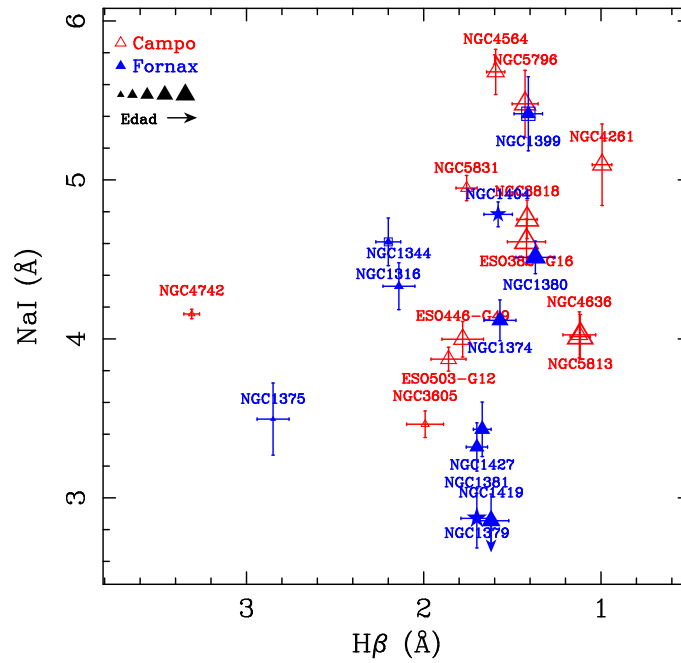


Figura 7.38: NaI frente a  $H\beta$ . Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

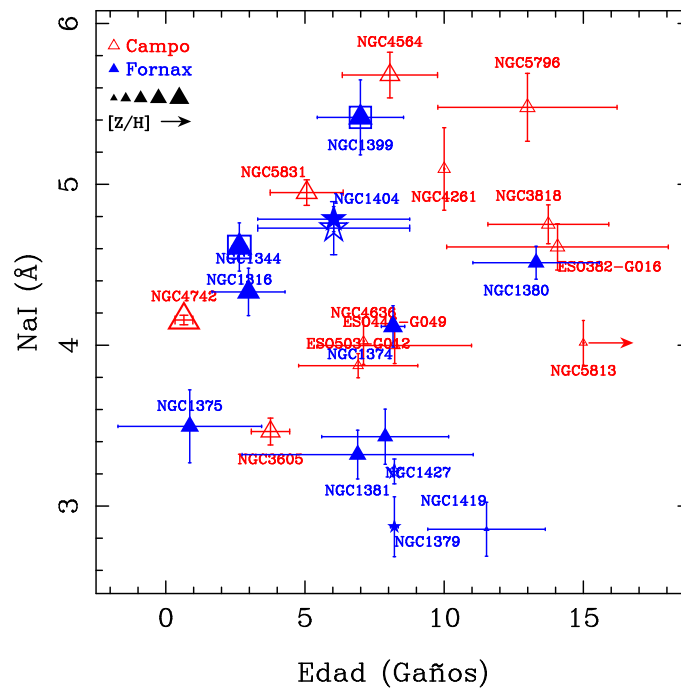


Figura 7.39: NaI frente a la edad derivada de los modelos de los modelos de Thomas et al. (2003). Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

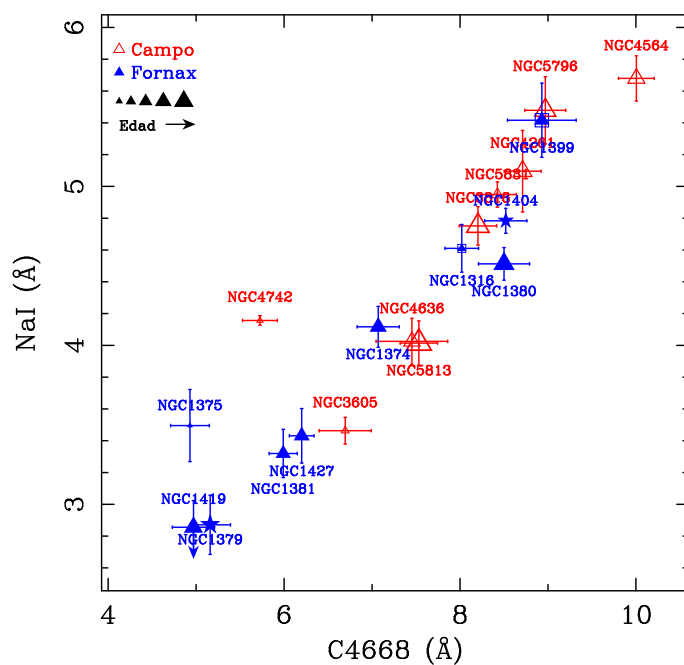


Figura 7.40: NaI frente a C4668 para las galaxias en estudio. Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

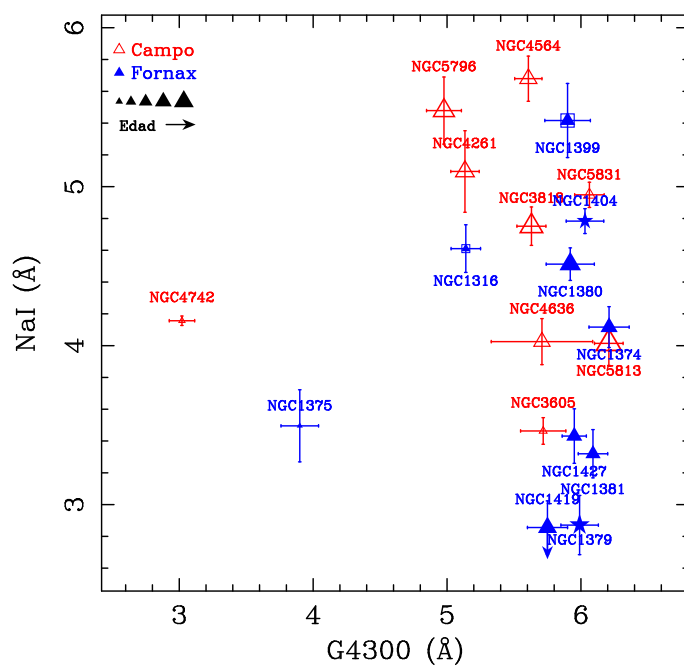


Figura 7.41: NaI frente a G4300 para las galaxias en estudio. Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

$[MgFe]'$ , aunque con una tendencia similar. En la Figura 7.37 representamos el NaI frente al  $\langle Fe \rangle$ . En este caso vemos que no hay separación entre las galaxias de Fornax y de campo, al igual que vimos en la Figura 7.24, y para una metalicidad dada presentan valores similares del NaI. De nuevo la galaxia joven NGC4742 se separa de la tendencia general por tener índices ópticos pequeños debido a su edad. Las galaxias con mayor C4668 y Mgb, NGC5796 y NGC4564, también se alejan de la tendencia, debido a que presentan índices metálicos muy elevados, y por ello ocurre lo mismo al estudiar el  $\langle Fe \rangle$ .

Para estudiar la posible dependencia del índice NaI con la edad, hemos representado este índice frente a  $H\beta$  (Figura 7.38) y a la edad (Figura 7.39). Al contrario que vimos con el  $D_{CO}$  y del mismo modo que vimos para el C4668, no vemos una correlación de este índice con la edad ( $r_S = -0.393$  y  $\alpha_S = 0.130$  para galaxias de Fornax, y  $r_S = 0.266$  y  $\alpha_S = 0.202$  para campo). En cualquier caso, según se desprende de la comparación del NaI con la metalicidad, parece que éste es el factor más importante.

Como ya ha hemos indicado anteriormente, las bandas de continuo que definen el índice NaI están apoyadas en una zona poblada de líneas de CN. Por ello, decidimos explorar la posible dependencia del NaI con el índice C4668. En la Figura 7.40 representamos este índice infrarrojo frente al C4668, obteniendo una clarísima correlación entre ambos índices ( $r_S = 0.895$  con  $\alpha_S = 2.711 \times 10^{-7}$ ). Esto nos indica, como ya sabíamos, que el índice NaI es también un buen indicador metálico, como es el caso de C4668. En la Figura 7.40 también se puede apreciar, aunque en menor medida que en el caso del índice  $D_{CO}$ , que las galaxias de campo presentan un valor del índice superior al de las galaxias del cúmulo de Fornax. De nuevo, las galaxias más jóvenes de la muestra (NGC1375 y NGC4742) se salen de la relación, probablemente porque el índice C4668 es menor del esperado para su edad. Si no consideramos en el estudio estas dos galaxias obtenemos  $r_S = 0.965$  con  $\alpha_S = 8.331 \times 10^{-10}$ , sin duda una excelente correlación. En la Figura 7.41 presentamos el NaI frente al índice G4300, sin obtener, al igual que ocurría con el  $D_{CO}$ , ninguna correlación clara.

Por último, hemos explorado la posible relación del índice infrarrojo NaI con el índice NaD en el intervalo óptico. El NaD es un índice dominado fundamentalmente por Na (Tripicco & Bell, 1995), aunque también presenta una contribución menor de C (Worthey, 1994, 1998). Este índice, además, está afectado de la extinción interestelar al ser medido en las galaxias. Desafortunadamente, en la literatura sólo hay disponible medidas del índice NaD para algunas galaxias de campo (Trager et al., 1998). En la Figura 7.42 presentamos el índice NaI frente al NaD para las galaxias que hemos encontrado datos en la literatura, donde apreciamos una buena correlación entre ambos conjuntos de datos. El hecho de que el NaI y el NaD aparezcan tan bien correlacionados no sorprende después de haber visto la correlación con el C4668, ya que los índices metálicos en el óptico suelen presentar una relación de este tipo. En cualquier caso, para hacer un estudio más profundo de estas relaciones sería necesario contar también con las medidas de Fornax.

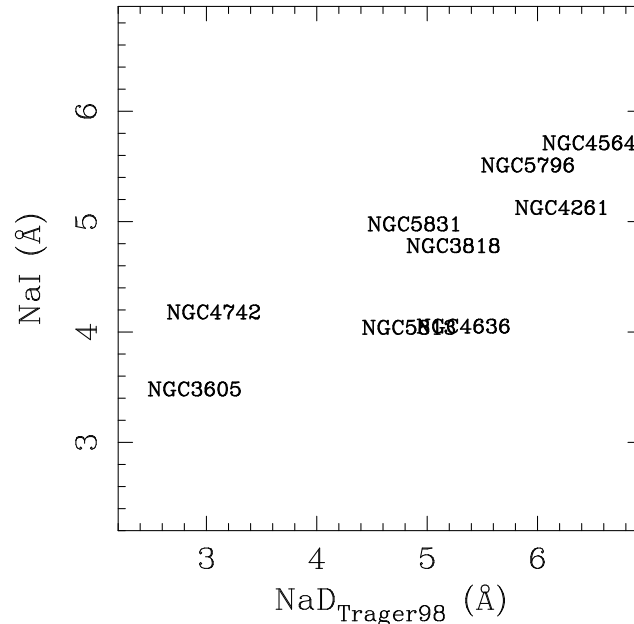


Figura 7.42: Representación del índice NaI frente al índice NaD para las galaxias de campo con datos en la literatura (Trager et al., 1998).

Este estudio comparativo nos ha mostrado que el índice NaI es un buen indicador metálico (Figura 7.35) que segrega las galaxias de campo y de Fornax de la misma manera que habíamos observado para los índices  $D_{CO}$  y C4668 (Figuras 7.28 y 7.22, respectivamente), mientras que no parece que sea sensible a la edad de las galaxias (Figura 7.39). De todos los índices en el óptico estudiados, resulta sorprendente la excelente correlación encontrada entre el NaI y el C4668. Esta correlación puede ser debida a que el índice NaI está midiendo fundamentalmente C, debido al CN que contamina las bandas de continuo, o bien a que la abundancia de los elementos Na I + Ti I escalan de la misma manera que la abundancia de C. Esta última interpretación sería contraria a la interpretación clásica de Worthey (1998) en la que se asume que la nucleosíntesis del Na se produce de forma similar al Mg, en las supernovas de tipo II.

### 7.8.3. El índice CaI

La banda central que define este índice contiene líneas de absorción debidas al Ca I, Sc I, Ti I y Fe I (y una muy pequeña aportación de S I, Figura 7.33 izquierda, Wallace & Hinkle, 1996). Como en el caso del Na I, las líneas de Ca I presentan una fuerte dependencia con la temperatura (KH86, Wallace & Hinkle, 1996; Ali et al., 1995; Ramirez et al., 1997), en el sentido de que presenta líneas de absorción más intensas conforme disminuye la temperatura. Wallace & Hinkle (1996) indicaron que para estrellas de tipos espectrales más tempranos, esta región es similar para estrellas de todas las luminosidades, siendo comparables en intensidad tres líneas intensas de Ca I y una línea de Fe I, que dominan el espectro. A medida que la temperatura efectiva disminuye, estas líneas se hacen más

intensas para todas las luminosidades, aunque en el caso del Ca I también hay una dependencia importante con la gravedad (líneas más intensas en estrellas de gravedad menor). Sin embargo, las líneas de Sc I y Ti I son más sensibles a la temperatura efectiva que el Ca I, de manera que se vuelven más intensas conforme disminuye la temperatura que las líneas de Ca I, independientemente de la gravedad de las estrellas (Wallace & Hinkle, 1996; Ramirez et al., 1997). Según Wallace & Hinkle (1996), las líneas de Sc I dominan el espectro frente a las líneas de Ca I en estrellas tipo M tardías, aunque Ramirez et al. (1997) sostienen que el Ca I es, en cualquier caso, el dominante en el índice CaI. También en este caso hay que tener en cuenta el bosque de líneas de CN que aparece para estrellas frías gigantes y supergigantes y que, como ya indicamos en el caso del NaI, podría influir al medir el índice CaI.

Para intentar descifrar la información que puede aportar el índice CaI, hemos buscado relaciones entre este índice infrarrojo y los índices disponibles en el óptico (§ 7.5) de la misma manera que hemos hecho con el  $D_{CO}$  y el NaI. Sin embargo, no hemos encontrado correlación con ninguno de ellos, así como tampoco hay correlación con la metalicidad global y la edad derivada de los modelos (ver Figura 7.43). Como hemos visto, la banda central del índice incluye líneas de diferentes elementos que, además, dependen mucho no sólo de la temperatura efectiva de las estrellas, sino también de su gravedad. Probablemente, este índice engloba dependencias de los diferentes elementos que actúan de manera opuesta, de manera que no observamos ninguna relación clara.

Por último, ya que el índice depende en parte del Ca I, podríamos estudiar la sensibilidad del índice a diferencias de abundancia de Ca. En el óptico, el índice de Lick más sensible al Ca es el Ca4227 (Tripicco & Bell, 1995; Trager et al., 1998; Serven et al., 2005), pero sólo disponemos de datos para una reducida muestra de las galaxias bajo estudio, ya que este índice quedó fuera del intervalo espectral de las observaciones en el óptico de Kuntschner (2000) y Kuntschner et al. (2002). Sin embargo, como veremos en la siguiente sección, el comportamiento del índice CaI con  $\sigma$  es muy diferente al observado por Cenarro et al. (2003, 2004) para el Ca II en la región de  $\lambda \sim 8550 \text{ \AA}$ . Estas diferencias, junto con el complicado conjunto de líneas que participan en la banda central del índice, hace pensar que definitivamente el índice CaI no está dominado por Ca.

La ausencia de modelos de síntesis evolutiva que describan el índice CaI, junto con que no hayamos encontrado ninguna dependencia clara al estudiar este índice con otros en el intervalo óptico, hace que, por el momento, no sea una herramienta útil para el estudio de poblaciones estelares de galaxias de primeros tipos.

#### 7.8.4. El índice $\langle \text{FeI} \rangle$

Este índice es el promedio de los índices FeIA y FeIB definidos para medir líneas de Fe I presentes aproximadamente en la zona central de la banda K (definiciones en la Tabla 7.3). El índice FeIA está dominado por unas intensas líneas de Fe I presentes en todo

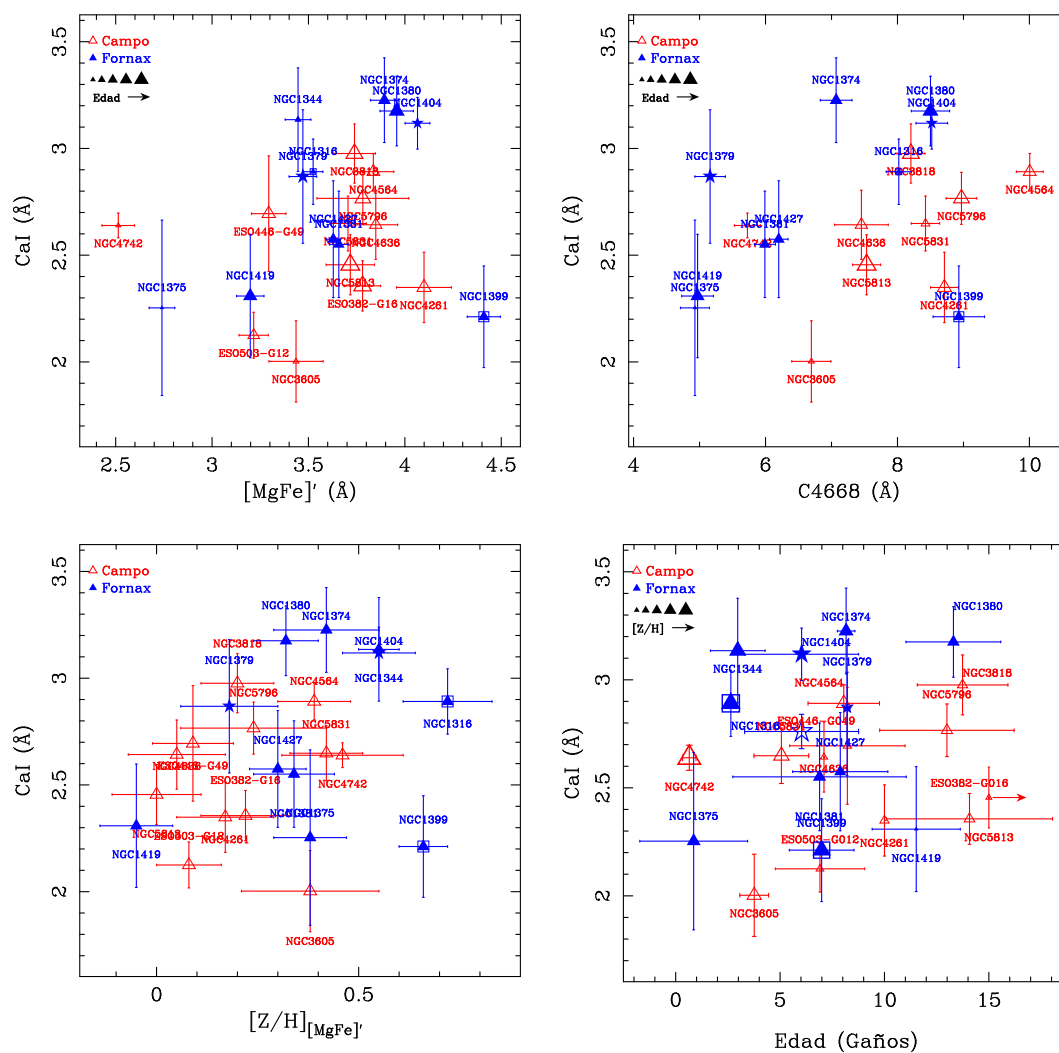


Figura 7.43: Índice CaI frente a los índices  $[MgFe]'$  y C4668 (paneles superiores) y a la metalicidad global y la edad (paneles inferiores) utilizando los índices anteriores y los modelos de Thomas et al. (2003).

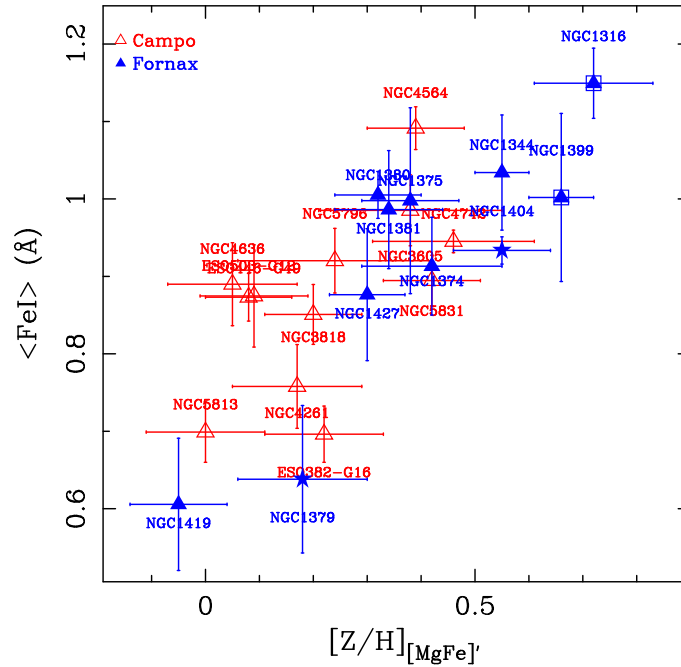


Figura 7.44:  $\langle \text{FeI} \rangle$  frente a  $[Z/H]$  derivada de los modelos de Thomas et al. (2003). Los símbolos están explicados en la Figura 7.27.

tipo de estrellas. Sin embargo, el índice FeI está dominado fundamentalmente por líneas de Sc I y Ti I (Wallace & Hinkle, 1996), que son más intensas conforme disminuye la temperatura, mientras que la contribución de las líneas de Fe I es mucho menor. Por tanto, el índice promedio  $\langle \text{FeI} \rangle$  mide la intensidad de líneas de Fe I junto con líneas de Sc I y Ti I.

Como tampoco hay modelos de síntesis de poblaciones que nos indiquen el comportamiento del índice  $\langle \text{FeI} \rangle$  con la edad y la metalicidad de las galaxias, realizamos un estudio similar al presentado para los otros índices. Al tratarse de un índice fundamentalmente metálico, hemos representado este índice frente a los índices metálicos en el óptico. Sin embargo, no encontramos correlación con ninguno de ellos (Mgb, Fe5270, Fe5335) y tampoco con el índice óptico promedio  $\langle \text{Fe} \rangle$  utilizado en ocasiones como indicador metálico. Aunque no existen relaciones evidentes con ninguno de estos índices, podemos ver en la Figura 7.44 cómo el índice  $\langle \text{FeI} \rangle$  correlaciona con la metalicidad global derivada de los modelos en el óptico. Un test no paramétrico de Spearman indica una correlación de  $r_S = 0.782$  con un nivel de significación de  $\alpha_S = 3.774 \times 10^{-3}$  para las galaxias de Fornax, mientras que en el caso de las galaxias de campo obtenemos una correlación no tan importante ( $r_S = 0.650$  y  $\alpha_S = 1.102 \times 10^{-2}$ ). Por otro lado, si comparamos el comportamiento frente a la metalicidad del índice  $\langle \text{Fe} \rangle$  en el óptico (Figura 7.24) con el observado para el  $\langle \text{FeI} \rangle$ , vemos que el índice infrarrojo parece estar menos afectado por la edad, ya que las galaxias de campo también siguen la relación marcada por las galaxias de Fornax, más homogéneas en edad.



Por tanto, parece que el índice infrarrojo  $\langle \text{FeI} \rangle$  es un indicador de la metalicidad global derivada de los modelos en el óptico, aunque hay que señalar que la relación encontrada es mejor para las galaxias del cúmulo de Fornax. Como las metalicidades utilizadas en este trabajo han sido calculadas a partir del índice  $[\text{MgFe}]'$ , que es un indicador metálico independiente de las abundancias  $[\alpha/\text{Fe}]$  de elementos, esperamos que las estimaciones del  $\langle \text{FeI} \rangle$  tampoco dependan de este parámetro.

## 7.9. Relaciones entre índices infrarrojos

### 7.9.1. $D_{\text{CO}}$ y NaI

Hemos visto en la sección anterior cómo los índices  $D_{\text{CO}}$  y NaI dependen de una manera similar, aunque no idéntica, de la metalicidad y del índice C4668. Para explorar en qué difieren ambos índices, representamos en la Figura 7.45 el NaI frente al  $D_{\text{CO}}$ . Como cabía esperar, podemos ver que los datos aparecen correlacionados de forma global, y que inicialmente no parece existir ninguna desviación sistemática para galaxias con alguna característica en común. Para estudiar mejor esta relación, ajustamos los datos por mínimos cuadrados a una recta. Dado que no hay ninguna razón para pensar que un índice depende de otro, hemos realizado un tratamiento simétrico de ambos índices, de manera que el ajuste final es el bisector de las rectas de ajuste de NaI sobre  $D_{\text{CO}}$  y el correspondiente al ajuste de  $D_{\text{CO}}$  sobre NaI. Para encontrar algún tipo de relación oculta hasta ahora entre ambos índices que explique las similitudes/diferencias en los diagramas anteriormente mencionados, presentamos en la Figura 7.46 las diferencias entre el índice NaI y el ajuste calculado frente a diferentes parámetros e índices que hemos ido estudiando a lo largo de estas secciones. La relación más clara que encontramos es la de los residuos con la dispersión de velocidades para las galaxias de campo ( $r_S = 0.783$  con un nivel de significación de  $\alpha_S = 1.293 \times 10^{-3}$ ), mientras que no existe una relación tal para las galaxias de Fornax ( $r_S = 0.133$  y  $\alpha_S = 0.366$ ). Como indicamos en la sección anterior, no consideramos en el estudio la galaxia cD NGC1399. En estas gráficas también se ha señalado la posición de NGC1375, que se aleja de la tendencia en el cálculo de los residuos frente a  $\sigma$ . Esta galaxia parece que tiene un valor del NaI mayor al esperado según esta relación. Como ya discutimos previamente, esta galaxia es joven y por ello sus índices están dominados por las estrellas formadas en el último episodio de formación estelar, y esto parecía explicar la mayor parte de las diferencias. Sin embargo, si miramos con detalle la figura correspondiente a esta galaxia en el Apéndice E, vemos que la banda central que define el índice NaI está afectada por defectos que influyen en la medida del índice. En la Figura 7.47 representamos la posición de las líneas de OH en esa zona del espectro sobre el espectro de la galaxia. La línea de OH más intensa en el intervalo de observación está precisamente en la posición donde encontramos el problema en la línea de absorción, de manera que el defecto ha sido producido por una sustracción de la línea de cielo no demasiado precisa y que está sobreestimando el índice. Por esta razón, la galaxia NGC1375 no sigue la tendencia en la gráfica de los residuos frente a  $\sigma$ . La galaxia NGC3605 parece

que también sale fuera de la tendencia en la gráfica de los residuos frente a la dispersión de velocidades, pero no en el resto de los casos.

La correlación observada con  $\sigma$  para las galaxias de campo no se reproduce al representar los residuos con la edad ( $r_S = 0.559$  y  $\alpha_S = 2.929 \times 10^{-2}$ ) aunque, como vimos en la Figura 7.17, ambos parámetros están relacionados tanto para las galaxias de campo como para las de Fornax. Esto es debido probablemente a que la relación con la edad incluye las incertidumbres propias de los modelos y por ello es menos clara. Las galaxias de Fornax, por su parte, no muestran ninguna tendencia con la edad ( $r_S = 0.250$  y  $\alpha_S = 0.258$ ), del mismo modo que tampoco aparecía ninguna correlación clara entre la edad y  $\sigma$  (Figura 7.17). Por otro lado, tampoco encontramos ninguna relación al estudiar los residuos con  $[Z/H]$  derivada de los modelos de Thomas et al. (2003) para ninguno de los dos tipos de galaxias ya que, como vimos en la sección anterior, ambos índices dependen claramente de la metalicidad y el ajuste realizado da cuenta de dicha dependencia. Por esta misma razón no aparece ningún tipo de relación al representar los residuos con el índice infrarrojo  $\langle FeI \rangle$ , que es un buen estimador de la metalicidad global según vimos en la Figura 7.44. Tampoco aparece correlación al estudiar los residuos con el índice C4668, ya que tanto el  $D_{CO}$  como el NaI correlacionan muy bien con este índice y dicha dependencia desaparece al hacer el ajuste. Para los otros índices estudiados (Mgb y  $\langle Fe \rangle$ ) vemos una cierta tendencia, debido a su relación con la dispersión de velocidades.

### 7.9.2. $D_{CO}$ y $\langle FeI \rangle$

En esta sección estudiamos si existe alguna relación entre los índices  $D_{CO}$  y  $\langle FeI \rangle$ , ya que hemos encontrado que ambos índices infrarrojos correlacionan con la metalicidad global derivada en el óptico. En la Figura 7.48 representamos el índice  $D_{CO}$  frente al  $\langle FeI \rangle$ . En este caso, vemos que existe una buena relación entre ellos para las galaxias de campo, representadas por el ajuste en la figura. Sin embargo, no parece haber ninguna relación con las galaxias del cúmulo de Fornax. En la Figura 7.49 presentamos las diferencias entre el índice  $D_{CO}$  y el ajuste frente a la dispersión de velocidades, la edad y la metalicidad. En estas gráficas hemos señalado la galaxia NGC3605 que presenta un valor del índice de  $\langle FeI \rangle$  más alto de lo normal y que vimos que discrepaba también al estudiar los índices  $D_{CO}$  y NaI con la metalicidad, de manera que probablemente el contenido metálico de esta galaxia sea diferente y por ello se aleja de la tendencia marcada por las galaxias de campo. Como podemos ver, los residuos de las galaxias de Fornax no se correlacionan con ninguno de los tres parámetros analizados (dispersión de velocidades, edad y metalicidad), de manera que no podemos extraer más información de la comparación entre estos dos índices.

### 7.9.3. NaI y $\langle FeI \rangle$

De nuevo, como tanto el NaI y como el  $\langle FeI \rangle$  se correlacionan con la metalicidad global derivada en el óptico, representamos en la Figura 7.50 ambos índices para estudiar

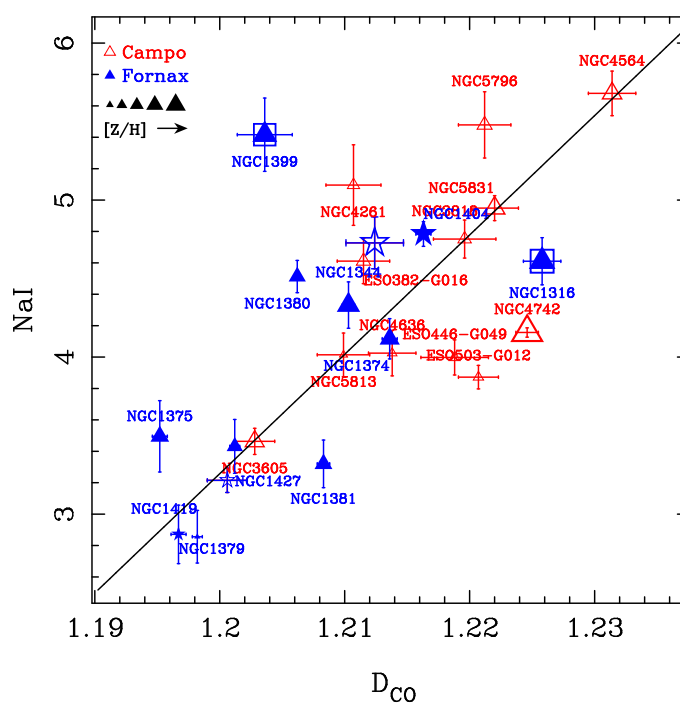


Figura 7.45: NaI frente a  $D_{CO}$  para las galaxias de estudio. La línea continua es el ajuste por mínimos cuadrados realizado a todos los datos (ver explicación en el texto). Como en figuras anteriores, los colores señalan galaxias de campo (rojos) y del cúmulo de Fornax (azules). Hemos utilizado símbolos de estrellas para señalar las dos galaxias en común en ambas nuestras, NGC1379 y NGC1404. Los tamaños de los símbolos indican metalicidades (derivadas de los modelos en el óptico, § 7.5) crecientes, según se indica en la leyenda.

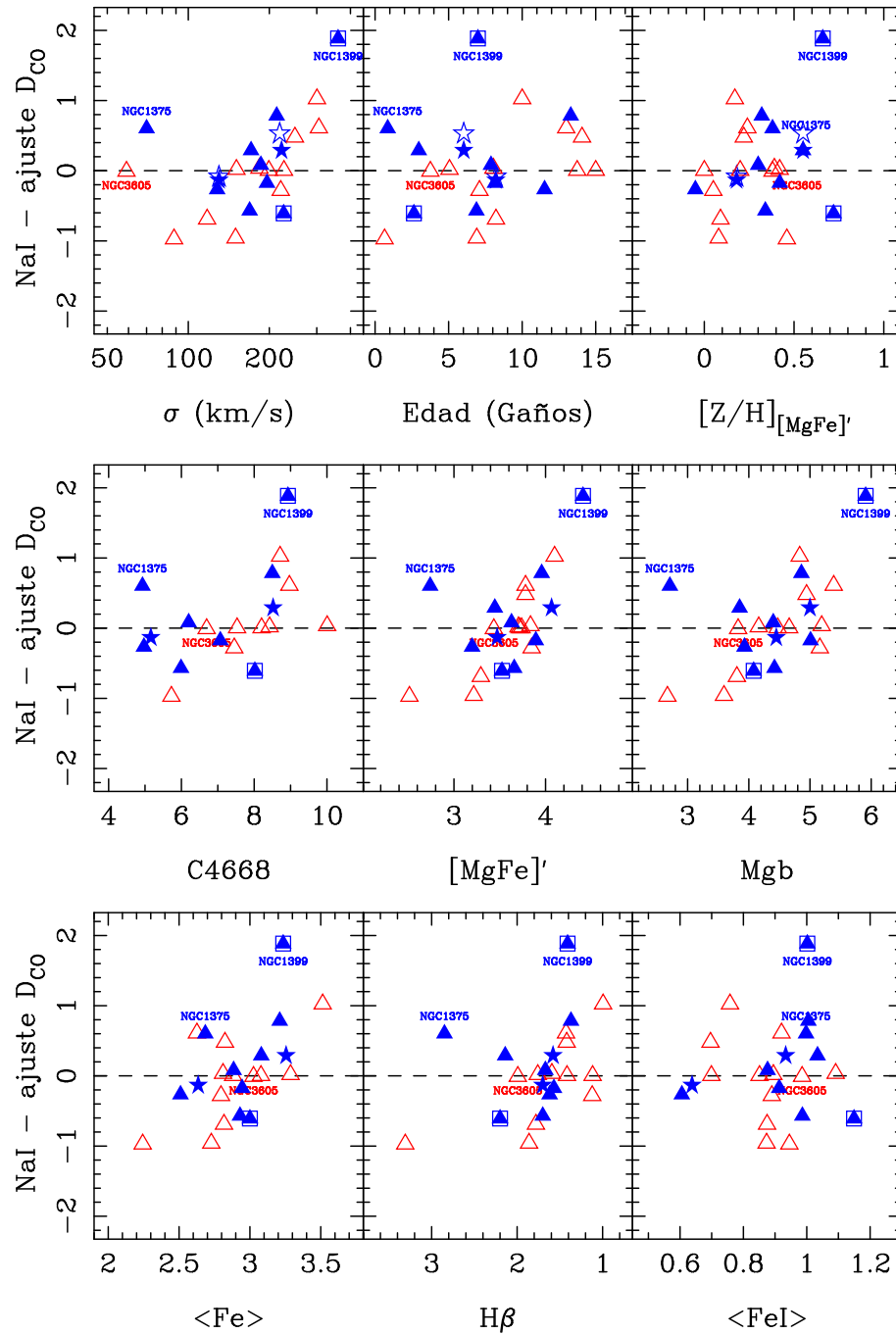


Figura 7.46: Diferencias entre el NaI y el ajuste realizado frente al  $D_{CO}$  en función de diferentes parámetros e índices. Los símbolos abiertos en rojo representan las galaxias de campo, mientras que los símbolos rellenos en azul representan las galaxias del cúmulo de Fornax.

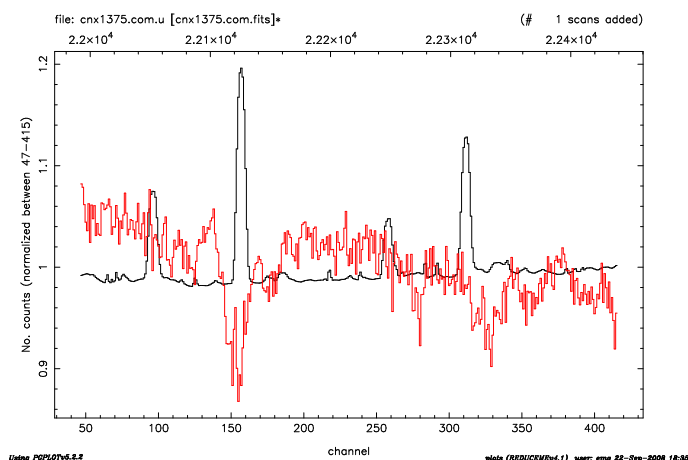


Figura 7.47: Zona de la absorción del NaI para la galaxia NGC1375. En rojo se muestra el espectro de la galaxia observado por Silva et al. (2008) y en negro el espectro del cielo de una de nuestras observaciones en el mismo intervalo espectral. Como se puede ver, la línea más intensa de cielo en  $\sim 2.2125 \mu\text{m}$  coincide con los defectos observados en la línea de absorción del NaI.

si existe alguna relación entre ellos. En este caso no encontramos una relación clara para ninguno de los grupos de galaxias, de manera que no podemos extraer más información de la comparación de estos dos índices.

#### 7.9.4. Otras relaciones

Por último, estudiamos las relaciones entre otros índices infrarrojos. En la Figura 7.51, paneles de la izquierda, presentamos los índices  $D_{\text{CO}}$  y NaI frente al CaI. Vemos que en ambos diagramas la separación entre las galaxias de campo y del cúmulo de Fornax es clara. Debido a la falta de información sobre las dependencias del índice CaI, no podemos hacer un estudio más detallado del significado de este índice. Sin embargo, en estos diagramas la discriminación entre ambos grupos de galaxias es clara y en el mismo sentido de lo observado al estudiar los índices  $D_{\text{CO}}$  y NaI con la metalicidad: las galaxias de campo presentan valores mayores que las de Fornax. Esto apoya la idea de que la abundancia de C es diferente en los dos grupos de galaxias, ya que, como hemos visto en secciones anteriores, tanto el  $D_{\text{CO}}$  como el NaI son sensibles a la abundancia de este elemento. Este comportamiento está de acuerdo con las observaciones de Sánchez-Blázquez et al. (2003) en las que encontraban diferencias en los índices C4668 y  $\text{CN}_2$  entre galaxias de campo y del cúmulo de Coma y que fueron interpretadas como diferencias en las abundancias en el N y/o C de ambos grupos de galaxias. Paralelamente, Toloba et al. (2008) no encuentran diferencias en la medida del índice NH3360, sensible fundamentalmente al N, entre galaxias de campo y del cúmulo de Coma, lo que junto al resultado presentado en este trabajo, acota las diferencias observadas por Sánchez-Blázquez et al. (2003) a diferencias en las abundancias de C entre galaxias de campo y pertenecientes a cúmulos.

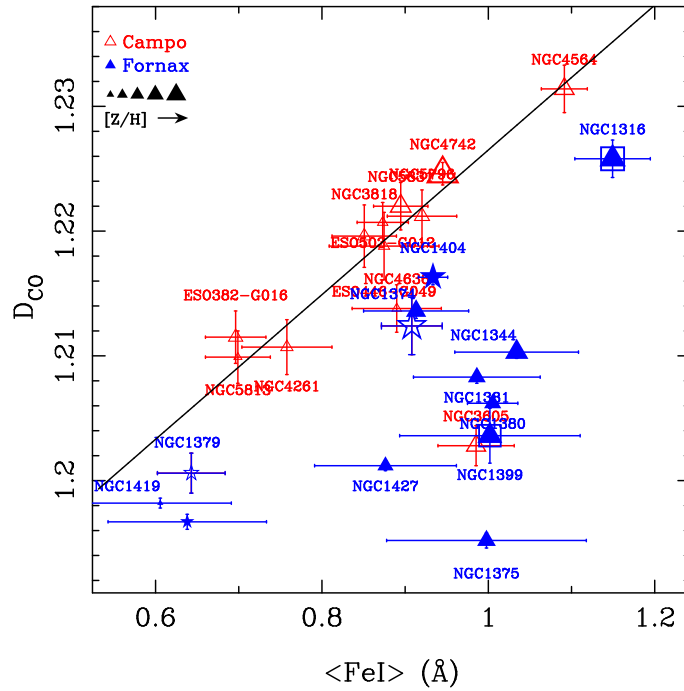


Figura 7.48:  $D_{CO}$  frente a  $\langle FeI \rangle$  para las galaxias de estudio. La línea continua es el ajuste por mínimos cuadrados realizado a las galaxias de campo (excluyendo NGC3605, ver explicación en el texto). Los símbolos significan lo mismo que en la Figura 7.45.

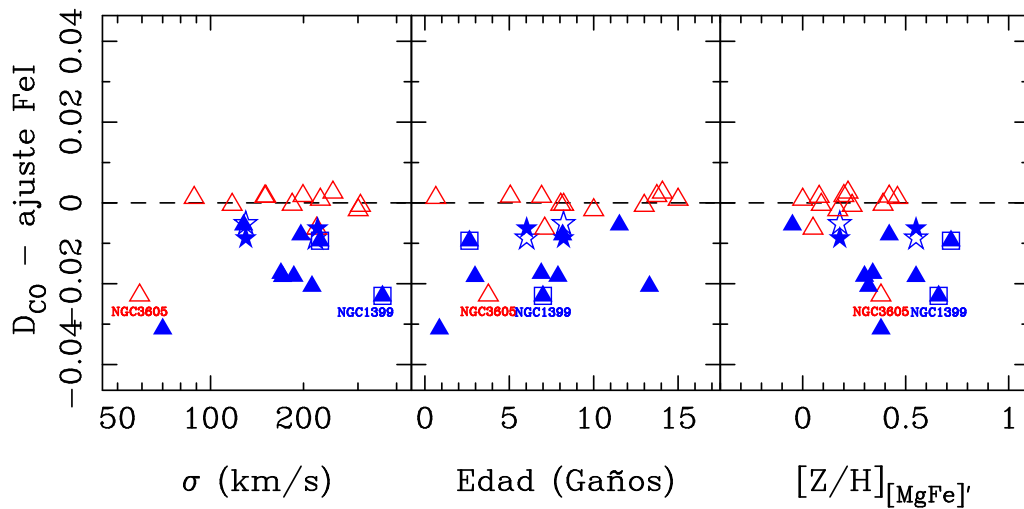


Figura 7.49: Diferencias entre el  $D_{CO}$  y el ajuste realizado frente al  $\langle FeI \rangle$  en función de diferentes parámetros. Los símbolos abiertos en rojo representan las galaxias de campo, mientras que los símbolos rellenos en azul representan las galaxias del cúmulo de Fornax.



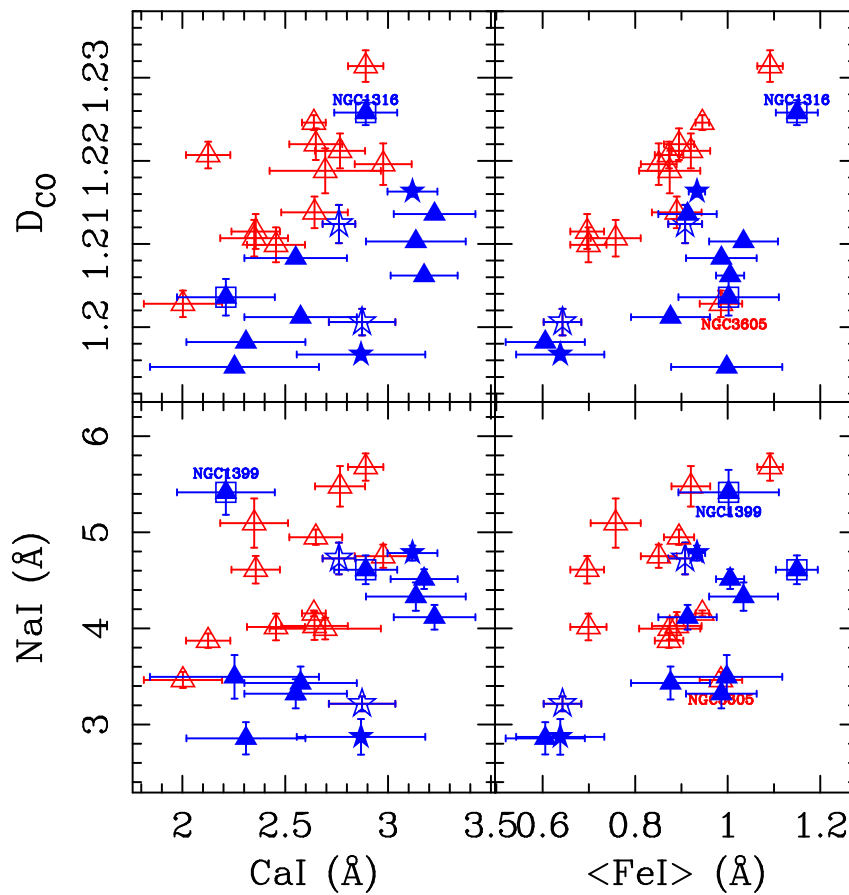


Figura 7.51: Estudio de las relaciones entre los índices en el infrarrojo. Los triángulos abiertos rojos indican galaxias de campo observadas en este trabajo, mientras que los triángulos cerrados azules corresponden a las galaxias de Fornax observadas por Silva et al. (2008). En este caso, los símbolos no aparecen escalados con ningún parámetro en particular.



en una combinación de ambas (ya que la edad y la metalicidad contribuyen al  $Mg_2$ ), o también como una consecuencia de la variación de otros parámetros entre galaxias.

Para investigar estas posibilidades, diversos autores han estudiado la relación de otros índices en el óptico con la dispersión de velocidades. Por ejemplo, Caldwell et al. (2003) se centraron en el análisis de las líneas de Balmer para una muestra de galaxias de campo y en el cúmulo de Virgo, encontrando en ambos casos una tendencia entre la edad de las galaxias y  $\sigma$  en el sentido de que galaxias menos masivas son algo más jóvenes que las más masivas. Denicoló et al. (2005a,b) compararon una muestra de galaxias en grupos y de campo con la muestra de galaxias del cúmulo de Fornax de Kuntschner (2000), no encontrando diferencias significativas en las pendientes de las relaciones índice- $\sigma$  en ambas muestras, aunque la dispersión en las relaciones parecía ser mayor para galaxias en grupos y de campo que en la muestra de Fornax. Las edades y metalicidades derivadas para galaxias en entornos de baja densidad parecen ser, en promedio, algo más jóvenes que las galaxias de Fornax. Aunque ambas muestras sólo tienen en común una galaxia y puede que las diferencias sean debidas a efectos sistemáticos en los índices, el trabajo de Thomas et al. (2005) apoya este resultado. Estos autores encontraron que las galaxias masivas en entornos de baja densidad parecen, en promedio, algo más jóvenes y metálicas (2 Gaños y  $\sim 0.05 - 0.10$  dex, respectivamente) que galaxias en cúmulos del mismo tipo. Sánchez-Blázquez et al. (2006a) estudiaron en conjunto 23 índices espectroscópicos en el óptico, que incluyen los índices de Balmer y los índices metálicos, en una muestra de galaxias en entornos de baja densidad (que incluyen galaxias de campo y del cúmulo de Virgo) y galaxias del cúmulo de Coma. Estos autores encontraron que las pendientes de las relaciones entre los índices de Balmer y  $\sigma$  son diferentes para ambas muestras. En el caso de las galaxias de campo, las pendientes encontradas son explicadas como una variación en edad y metalicidad, como indicaron otros autores. Sin embargo, en el caso de las galaxias del cúmulo de Coma, la relación de los índices con  $\sigma$  sólo necesita una variación de la metalicidad a lo largo de la secuencia en  $\sigma$ . En un trabajo anterior, Sánchez-Blázquez et al. (2003) analizaron en detalle las diferencias en las pendientes de las relaciones de los índices C4668 y  $CN_2$  (ambos sensibles a la abundancia de C) entre galaxias de campo y galaxias del cúmulo de Coma, encontrando por primera vez diferencias significativas en las abundancias relativas de elementos entre ambos tipos de galaxias. Las dependencias de estos índices con la dispersión de velocidades sólo puede ser explicada si las galaxias más masivas son también más viejas y presentan una mayor *sobreabundancia* aparente de Mg, C y N (en relación con el Fe).

Cenarro et al. (2003) extendieron el intervalo espectral de estudio a longitudes de onda mayores, donde encontraron una anticorrelación de los índices que miden el triplete del Ca II (CaT\* y CaT en  $\sim 8550$  Å) y la dispersión de velocidades (de acuerdo con Saglia et al., 2002). A la luz de estas relaciones, los autores sugirieron la existencia de importantes *subabundancias* de Ca con respecto al Fe o un aumento de la proporción entre estrellas enanas y gigantes (aumento de la IMF) a lo largo de la secuencia de masas de las galaxias elípticas. Al comparar galaxias de campo y del cúmulo de Coma, Cenarro et al.

(2004) también encontraron diferencias significativas en las relaciones índice- $\sigma$  que sugieren una influencia del entorno en las historias de formación estelar de ambos tipos de galaxias.

Para ampliar el intervalo espectral en el que estudiar las diferencias entre las galaxias debido a su masa (a partir de la dispersión de velocidades) y al entorno en el que habitan, en este trabajo presentamos por primera vez un estudio entre los índices espectroscópicos en la banda K y la dispersión de velocidades para una muestra de galaxias de campo, en comparación con las galaxias del cúmulo de Fornax presentadas por Silva et al. (2008). En las Figuras 7.52, 7.53, 7.54, y 7.55 mostramos los diagramas índice- $\sigma$  para los diferentes índices infrarrojos medidos en este trabajo, representando conjuntamente las medidas de galaxias de campo y del cúmulo de Fornax. En todas las gráficas, hemos considerado los valores de dispersión de velocidades  $\sigma$  calculados a partir de las observaciones en este intervalo espectral (§ 7.3 para las galaxias de campo de este trabajo, y Silva et al., 2008, para las galaxias del cúmulo de Fornax). A continuación se analiza cada una de ellas.

### Diagrama $D_{CO} - \sigma$

En la Figura 7.52 estudiamos el comportamiento del índice  $D_{CO}$  frente a la dispersión de velocidades, donde se muestra el diferente comportamiento de las galaxias de campo frente a las galaxias pertenecientes al cúmulo de Fornax. Para las galaxias de campo no encontramos ninguna tendencia con respecto a  $\sigma$ , mientras que para las galaxias de Fornax hay una relación positiva entre ambas medidas, en el sentido de que galaxias más masivas presentan valores de  $D_{CO}$  mayores. Para comprobar el grado de correlación hemos aplicado un test no paramétrico de Spearman, obteniendo un coeficiente de correlación  $r_S = 0.842$  con un nivel de significación  $\alpha = 1.110 \times 10^{-3}$  para estas galaxias, lo que nos indica el alto grado de correlación de las medidas, mientras que para las galaxias de campo obtenemos  $r_S = -0.168$  y  $\alpha = 0.301$ . Si analizamos con más detalle esta gráfica, se observa que las galaxias con  $\sigma > 200$  km/s parecen compartir la misma zona del diagrama independientemente del entorno en el que habitan. La galaxia con mayor dispersión de velocidades de la muestra, NGC1399, presenta un índice  $D_{CO}$  por debajo de la tendencia esperada para las galaxias con alta  $\sigma$ , pero al ser una galaxia cD no es extraño que presente un comportamiento diferente al resto. Como las principales diferencias entre las galaxias del cúmulo de Fornax son debidas a la metalicidad y no a la edad (Figura 7.13 y Kuntschner, 2000), la correlación encontrada para estas galaxias con el  $D_{CO}$  se explica por la sensibilidad de este índice a la metalicidad (§ 7.8). Las diferencias fundamentales entre ambos grupos de galaxias se encuentran para valores de  $\sigma$  menores, donde claramente las galaxias de campo tienen valores de  $D_{CO}$  mayores que las galaxias de Fornax. Al representar el índice  $D_{CO}$  frente a la metalicidad derivada de los modelos en el azul en la Figura 7.28 encontramos una clara separación para los dos grupos de galaxias, donde veíamos que para una metalicidad dada, los valores del  $D_{CO}$  de las galaxias de campo eran sistemáticamente superiores a los de las galaxias de campo.

Estas diferencias también aparecen al estudiar el índice  $D_{CO}$  frente al C4668 en la Figura 7.31, donde señalamos que las galaxias de campo presentaban valores mayores de ambos índices simultáneamente. Como tanto el índice C4668 y el  $D_{CO}$  son sensibles a la abundancia de carbono, estas diferencias indican probablemente una diferencia en la composición de las galaxias, más concretamente en el contenido de C. Como ya se ha discutido en § 7.9, este resultado está de acuerdo con el trabajo presentado por Sánchez-Blázquez et al. (2003), quienes encontraron diferencias significativas entre las medidas de los índices  $CN_2$  y C4668 medidos en una muestra de galaxias en entornos de baja densidad (campo y cúmulo de Virgo) y en una muestra de galaxias del cúmulo de Coma, atribuidas a diferencias en las abundancias de C y/o N entre ambos grupos de galaxias. Toloba et al. (2008) estudian el índice NH3360, sensible fundamentalmente a la abundancia de N, en dos grupos similares de galaxias, no encontrando diferencias entre ellas. Por tanto, las variaciones en la abundancia de C encontradas en este trabajo confirman la idea inicial de Sánchez-Blázquez et al. (2003) y son apoyadas por el reciente estudio del N.

### Diagrama NaI– $\sigma$

En la Figura 7.53 presentamos el índice NaI frente a la dispersión de velocidades para todas las galaxias estudiadas. En este caso observamos una tendencia global entre el índice NaI y  $\sigma$  para todas las galaxias, en el sentido de que galaxias más masivas presentan un índice mayor que las galaxias menos masivas. Sin embargo, al igual que otros autores han mostrado anteriormente en el análisis otros índices frente a  $\sigma$ , para las galaxias de campo hay una amplia dispersión de los datos, y un test no paramétrico de correlación de Spearman da un coeficiente de  $r_S = 0.623$  con un nivel de significación de  $\alpha_S = 2.230 \times 10^{-2}$ . La correlación es mucho más clara en el caso de las galaxias de Fornax, para las que obtenemos  $r_S = 0.818$  y  $\alpha_S = 1.907 \times 10^{-3}$ . Silva et al. (2008) separan en su estudio las galaxias más jóvenes de la muestra (NGC1316, NGC1344 y NGC1375), ya que para estos autores estos objetos no son “representativos” del cúmulo. Por ello hemos realizado un ajuste por mínimos cuadrados al resto de galaxias de Fornax, que aparece en la Figura 7.53.

### Diagrama CaI– $\sigma$

En la Figura 7.54 presentamos las medidas del índice CaI frente a la dispersión de velocidades. En este caso, no encontramos correlación para ninguna de las dos muestras estudiadas ( $r_S = 0.175$  y  $\alpha_S = 0.293$  para las galaxias de campo y  $r_S = 0.282$  y  $\alpha_S = 0.201$  para las galaxias de Fornax). Si eliminamos del estudio la galaxia de Fornax NGC1399, vemos una correlación positiva entre el índice CaI y  $\sigma$  para el resto de galaxias pertenecientes a este cúmulo, con un coeficiente de correlación de  $r_S = 0.722$  y un nivel de significación de  $\alpha_S = 1.083 \times 10^{-2}$ . Por otro lado, parece que tanto para galaxias del cúmulo de Fornax como para galaxias de campo, llegamos a un valor de saturación para el índice de  $CaI \sim 3.2 \text{ \AA}$  para  $\sigma \sim 200 \text{ km/s}$ . Este comportamiento para el índice CaI difiere del encontrado por Cenarro et al. (2003, 2004) para los índices CaT y CaT\* (que miden esencialmente Ca II), los cuales aparecen anticorrelacionados con la dispersión de

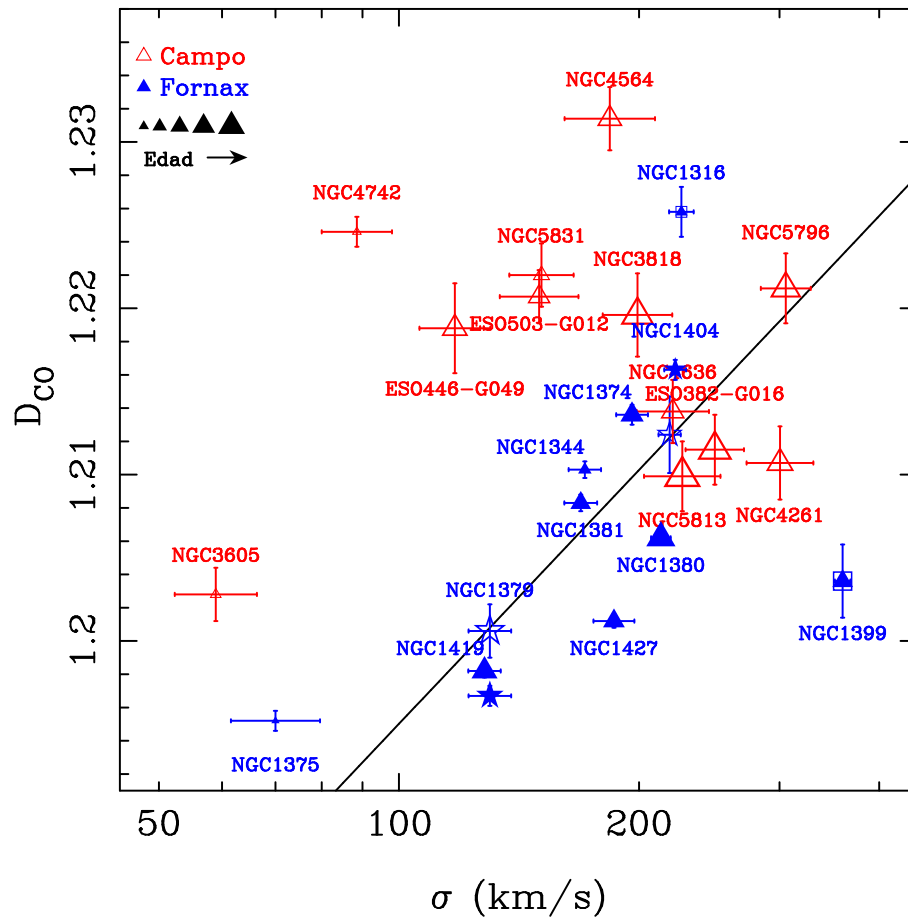


Figura 7.52:  $D_{CO}$  frente a  $\sigma$  (en escala logarítmica) para las galaxias en estudio. Los símbolos abiertos indican las medidas realizadas sobre las observaciones presentadas en este trabajo, mientras que los símbolos cerrados indican las medidas sobre los espectros de Silva et al. (2008). Los colores señalan galaxias de campo (rojos) y del cúmulo de Fornax (azules). Hemos utilizado símbolos de estrellas para señalar las dos galaxias en común en ambas nuestras, NGC1379 y NGC1404. Los tamaños de los símbolos indican edades (derivadas de los modelos en el óptico) crecientes, según se indica en la leyenda. La recta es el ajuste a las galaxias de Fornax, excluyendo NGC1316 y NGC1399.

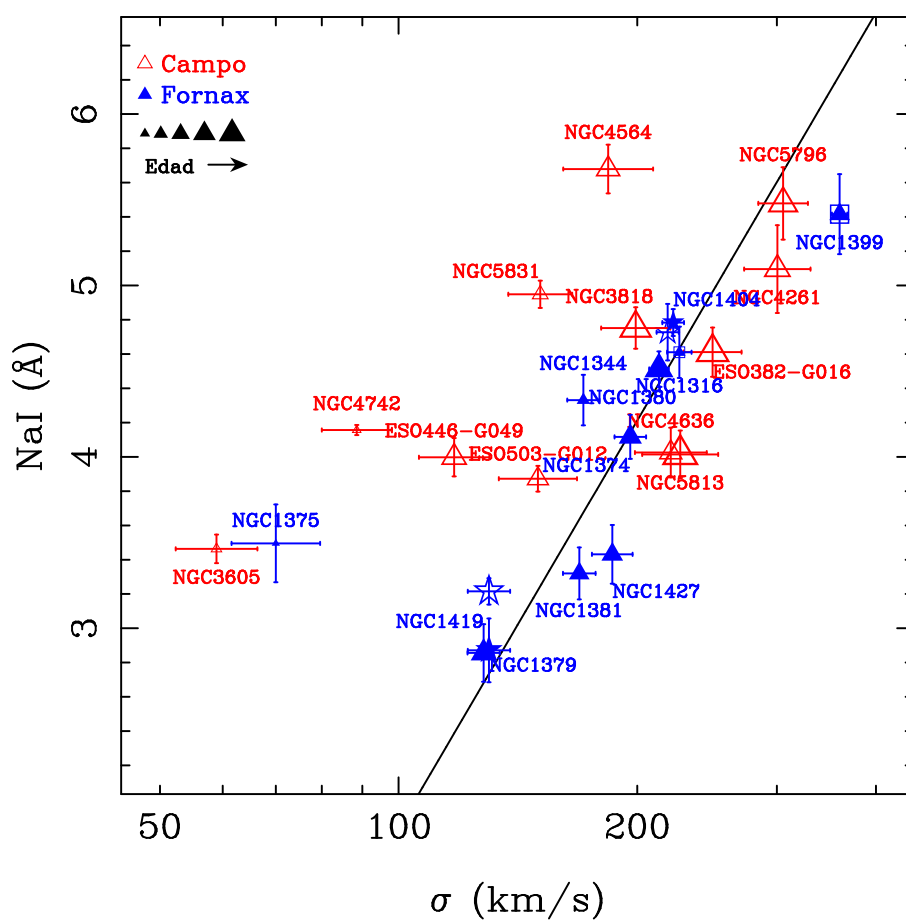


Figura 7.53: NaI frente a  $\sigma$  para las galaxias en estudio. Los símbolos están explicados en la Figura 7.52. La recta es el ajuste a las galaxias de Fornax, excluyendo las galaxias jóvenes (NGC1316, NGC1344 y NGC175) y NGC1399.

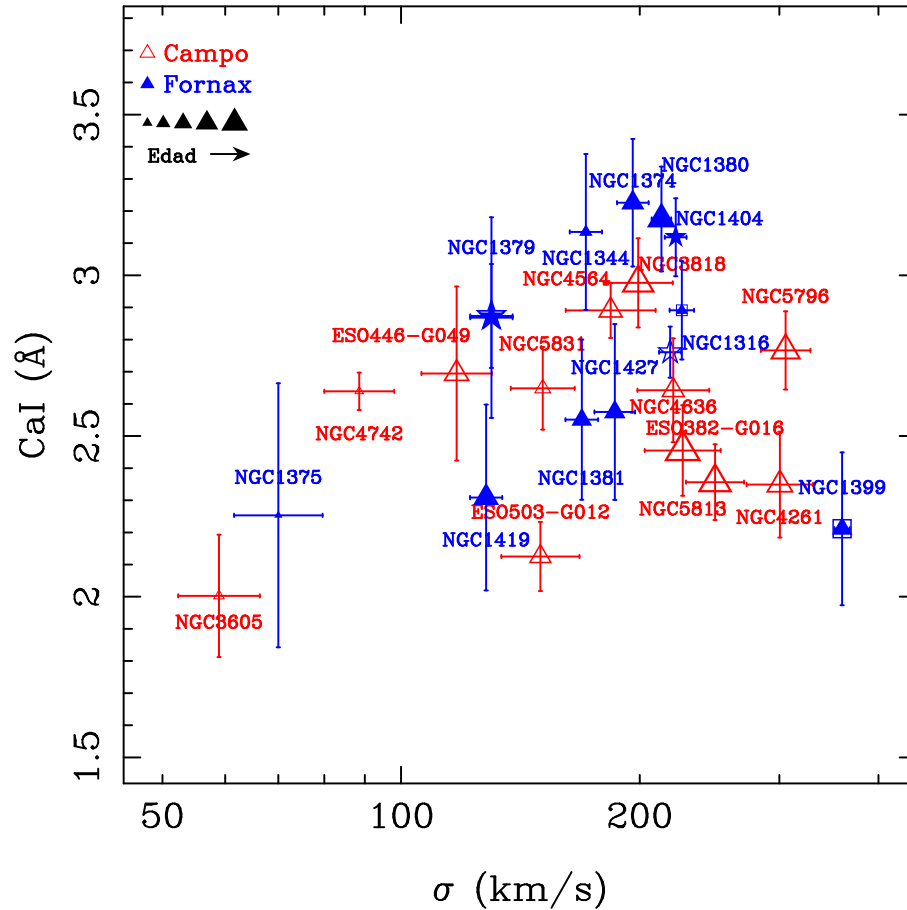


Figura 7.54: CaI frente a  $\sigma$  para las galaxias en estudio. Los símbolos están explicados en la Figura 7.52.

velocidades. Este comportamiento tan diferente hace pensar que el índice CaI no mide fundamentalmente Ca. Este hecho junto con las dificultades encontradas para utilizar el índice CaI como herramienta para el análisis de poblaciones estelares (§ 7.8) hacen que no sea posible interpretar de manera clara los resultados encontrados hasta que se realice un estudio más detallado del índice CaI.

### Diagrama $\langle \text{FeI} \rangle - \sigma$

Por último, estudiamos la relación entre el índice  $\langle \text{FeI} \rangle$  y la dispersión de velocidades en la Figura 7.55. Como podemos ver, si consideramos todas las galaxias no hay correlación entre el índice  $\langle \text{FeI} \rangle$  y la dispersión de velocidades para ninguno de los dos tipos de galaxias ( $r_S = -0.510$  y  $\alpha_S = 4.496 \times 10^{-2}$  para las galaxias de campo, y  $r_S = 0.442$  y  $\alpha_S = 0.100$  para las galaxias de Fornax). Sin embargo, si estudiamos las galaxias de cúmulo sin considerar NGC1399 (galaxia cD) y la NGC1375 (la galaxia más joven y metálica de la muestra de Fornax), obtenemos una correlación de  $r_S = 0.650$  ( $\alpha_S = 2.904 \times 10^{-2}$ ). De nuevo aparece correlación para las galaxias de Fornax con  $\sigma$ ,

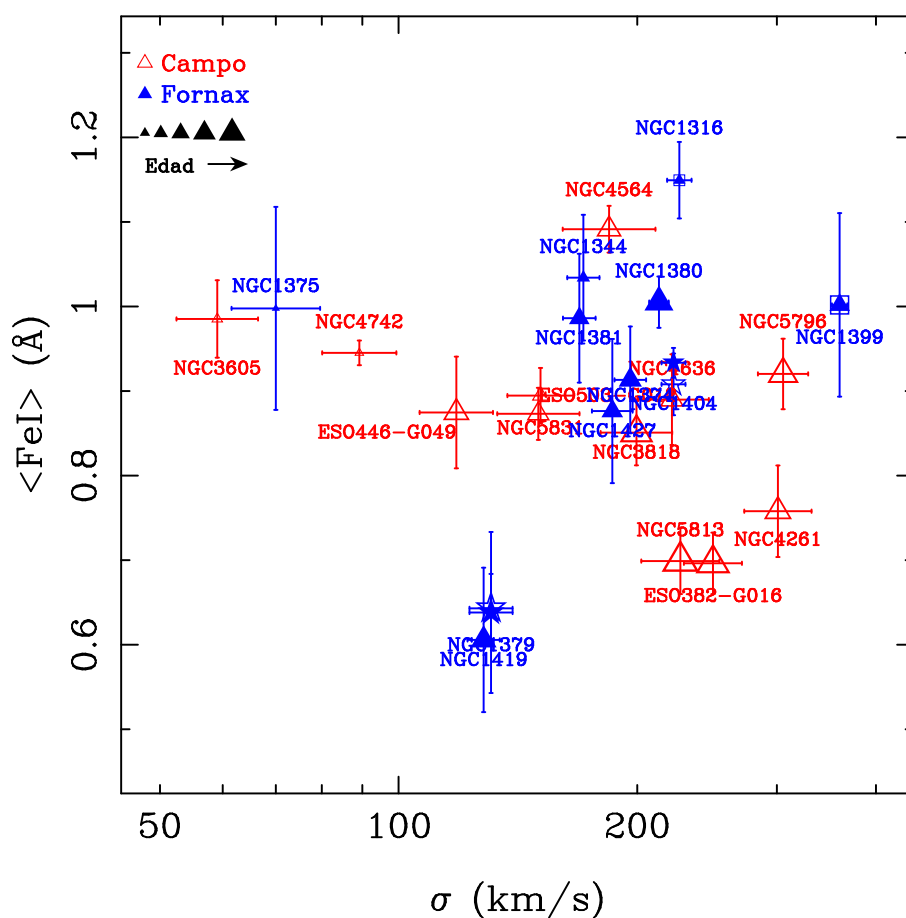


Figura 7.55:  $\langle \text{FeI} \rangle$  frente a  $\sigma$  para las galaxias en estudio. Los símbolos están explicados en la Figura 7.52.

debido a que el índice  $\langle \text{FeI} \rangle$  es un buen indicador metálico. Como cabe esperar, este resultado es similar al mostrado en la Figura 7.18, donde representábamos la metalicidad derivada en el intervalo óptico frente a la dispersión de velocidades para todas las galaxias de la muestra.

### 7.10.1. Estudio con la morfología de las galaxias

Además de analizar las relaciones entre diferentes índices de líneas, para tratar de entender la composición estelar de las galaxias en estudio hemos explorado la posible relación entre las correlaciones observadas para estos índices infrarrojos con las características morfológicas de las galaxias. En la Tabla 7.13 presentamos el tipo de isofotas (*boxy* o *disky*) y el tipo de perfil de brillo central (*core* o *power-law*) para cada galaxia con datos en la literatura. En la Figura 7.56 representamos de nuevo el índice  $D_{\text{CO}}$  frente a la dispersión de velocidades, en este caso con diferentes tipos de símbolos para indicar el tipo de isofotas (figura superior) o de perfil de brillo superficial (figura inferior), pero no parece haber ninguna relación entre estos parámetros y el índice  $D_{\text{CO}}$ . Sin embargo,

al hacer el mismo estudio con el NaI (Figura 7.57), vemos que las galaxias de campo que más se separan de la relación marcada por las galaxias de Fornax son las clasificadas en la literatura como *power-law*, mientras que las clasificadas como *core* permanecen cerca de esta relación. Debido a que la muestra de estudio no es suficientemente grande y que para la mayoría de las galaxias no encontramos estudios de los perfiles de brillo superficiales en la literatura, no podemos sacar ninguna conclusión clara de ello, aunque parece llamativo que las galaxias con mayor NaI para una  $\sigma$  dada sean también las clasificadas como *power-law*, que a su vez están relacionadas con fusiones que involucran gas (*wet mergers*) y que, por tanto, han podido o crear estrellas a partir de un gas más enriquecido.



Tabla 7.13: Características morfológicas de las galaxias estudiadas. Para cada objeto indicamos el tipo de isofotas y de perfil de brillo central que presentan.

Galaxia	Tipo isofotas	Referencia	Perfil central
<i>Campo</i>			
NGC3605	<i>Boxy</i>	1	<i>Power-law</i>
NGC3818	<i>Disky</i>	1	
NGC4261	<i>Boxy</i>	1,2,3	<i>Core</i>
NGC4564	<i>Disky</i>	1	<i>Power-law</i>
NGC4636	<i>Boxy</i>	1,2,3	
NGC4742	<i>Disky</i>	1	<i>Power-law</i>
NGC5796	<i>Disky</i>	4	Mixto
NGC5813	<i>Disky</i>	2,4	<i>Core</i>
NGC5831	<i>Disky</i>	1	<i>Power-law</i>
ESO382-G016			
ESO446-G049			
ESO503-G012	<i>Boxy</i>	5	
<i>Fornax</i>			
NGC1316	<i>Boxy</i>	2,4	Mixto
NGC1344			
NGC1374	<i>Boxy</i>	2	<i>Core</i>
NGC1375	<i>Boxy</i>	2	
NGC1379	<i>Disky</i>	2	
NGC1380	<i>Disky</i>	2	
NGC1381	<i>Disky</i>	2	
NGC1399	<i>Boxy</i>	2,4	<i>Core</i>
NGC1404	<i>Disky</i>	2	
NGC1419	<i>Disky</i>	2	
NGC1427	<i>Disky</i>	2	<i>Power-law</i>

Referencias: (1) Bender et al. (1989), (2) Peletier et al. (1990), (3) Caon et al. (1994), (4) Sparks et al. (1991), (5) Kuntschner et al. (2002). La clasificación *boxy/disky* ha sido tomada de Lauer et al. (2007).

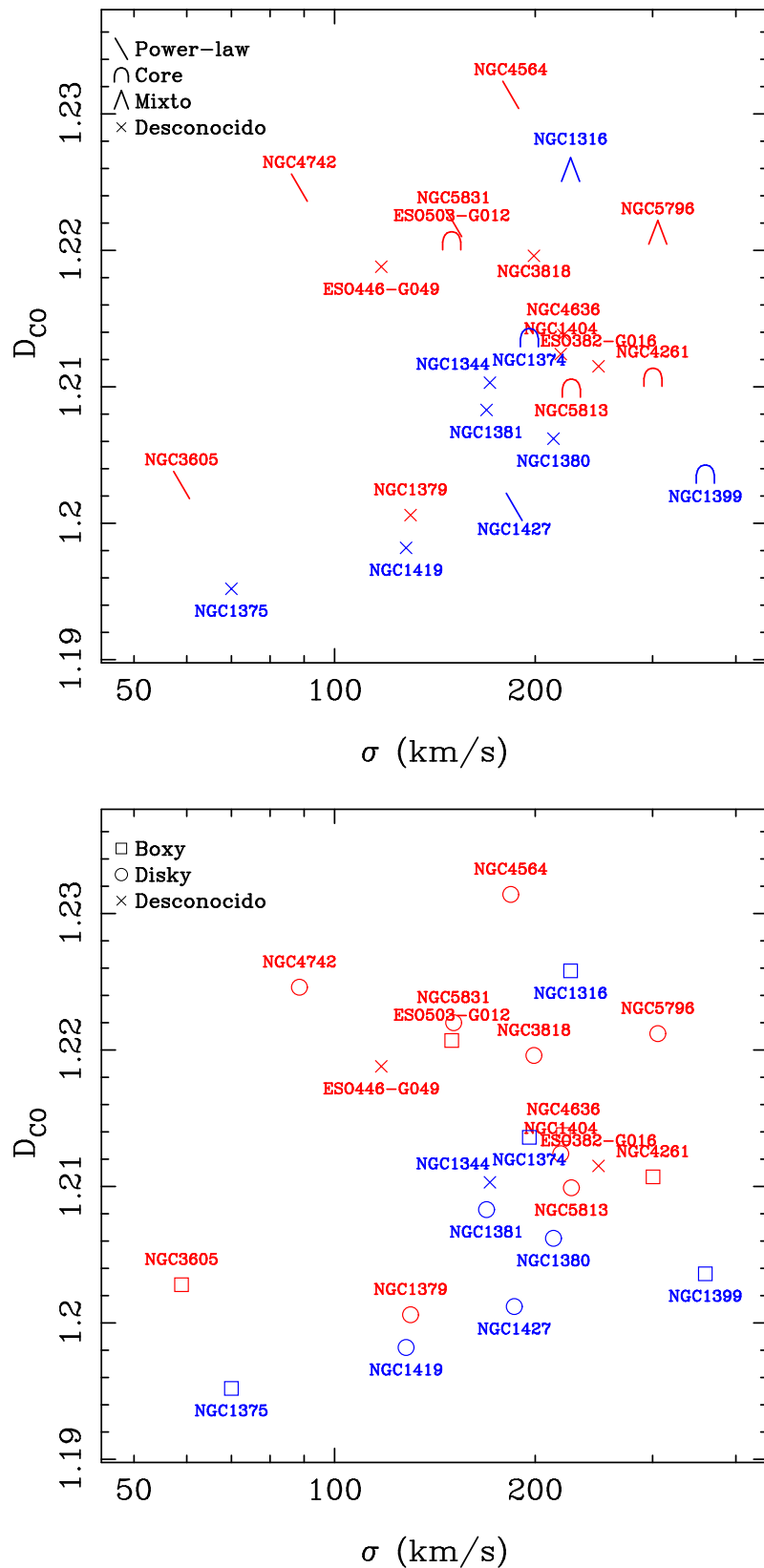


Figura 7.56: Estudio de la relación  $D_{CO} - \sigma$  en función de los perfiles de brillo superficial de las galaxias (figura superior) y de la forma de las isofotas (inferior).

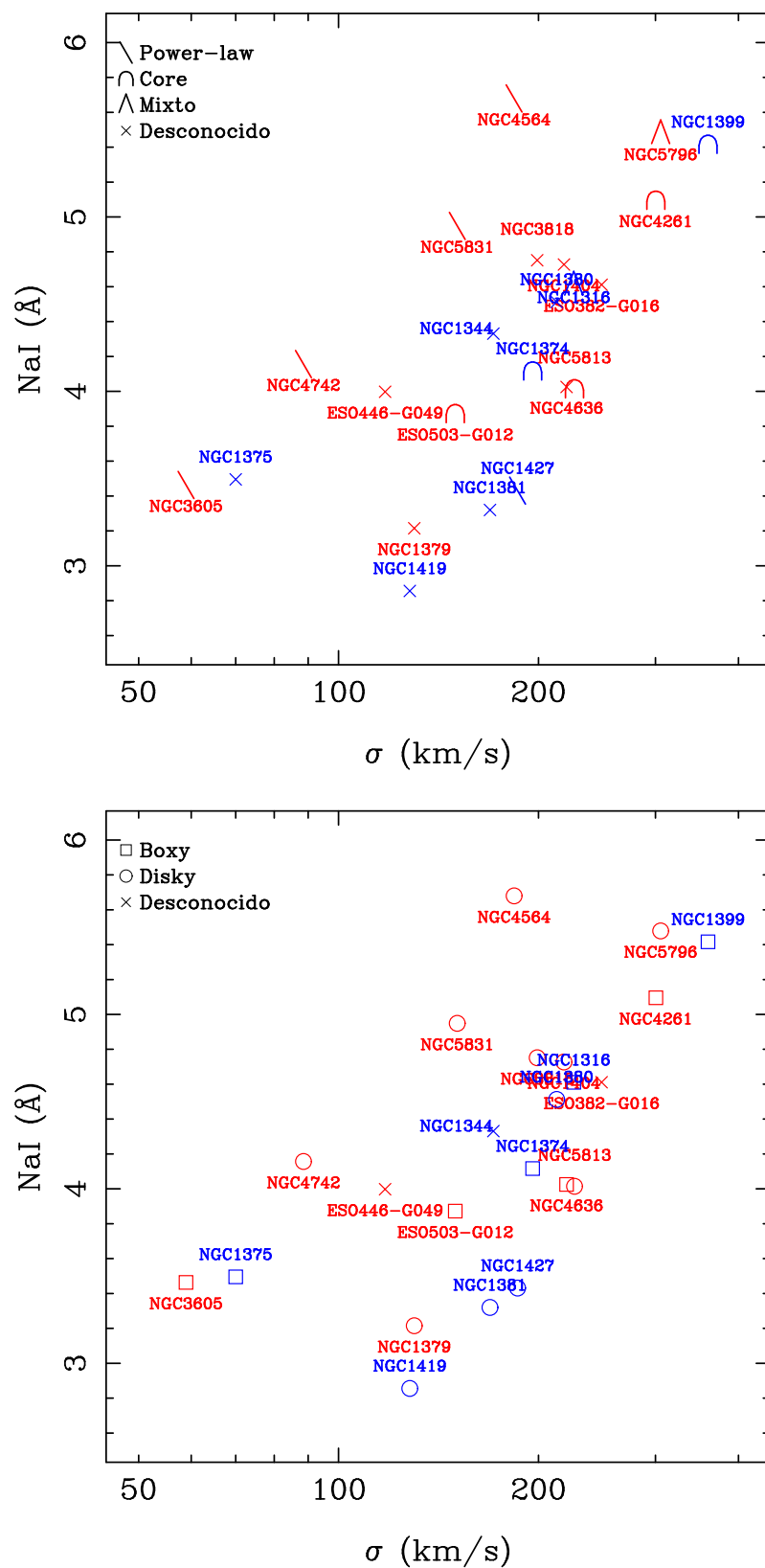


Figura 7.57: Estudio de la relación NaI– $\sigma$  en función de los perfiles de brillo superficial de las galaxias (figura superior) y de la forma de las isofotas (inferior).

## 7.11. Interpretación general

A lo largo de este capítulo hemos estudiado paralelamente la muestra de galaxias de primeros tipos de campo observada específicamente para este trabajo y la muestra de galaxias del cúmulo de Fornax de Silva et al. (2008) observada con la misma configuración instrumental. El estudio comparativo del índice  $D_{CO}$  con los índices ópticos apunta a que las diferencias observadas en las medidas del  $D_{CO}$  son debidas fundamentalmente a discrepancias en la abundancia relativa de C en las galaxias estudiadas, aunque también hay que tener en cuenta una posible contribución de una población estelar intermedia (compuesta fundamentalmente por estrellas de la AGB) en las galaxias de campo. Estas diferencias pueden ser explicadas asumiendo distintas historias de formación estelar en ambos tipos de galaxias. Una historia de la formación estelar más extendida en las galaxias de campo (bien porque las estrellas se han formado en varios episodios de formación estelar o porque se han formado durante un intervalo de tiempo mayor) implicaría que las estrellas más jóvenes habrían podido incorporar el C producido durante la nucleosíntesis de la anterior generación de estrellas, de manera que tanto el índice  $D_{CO}$  en el infrarrojo como el C4668 en el óptico serían mayores. Sánchez-Blázquez et al. (2003) observaron que su muestra de galaxias en entornos de baja densidad (galaxias de campo y del cúmulo de Virgo) presentaban índices C4668 y  $CN_2$  mayores que sus galaxias del cúmulo de Coma. Estos autores utilizaron los modelos de Vazdekis et al. (2003) para cuantificar los cambios que producen en los índices variaciones de edad, metalicidad y pendiente de la IMF, e indicaron que las diferencias observadas eran probablemente debidas a diferencias reales en la abundancia relativa de C y/o N en los distintos tipos de galaxias. Sánchez-Blázquez et al. (2003) interpretaron estas diferencias como el producto de una formación estelar más extendida en las galaxias de campo con respecto a las galaxias de Coma, aunque no pudieron determinar si eran producidas por los dos elementos o por uno de ellos fundamentalmente. Hasta el momento, sólo hay disponibles unas predicciones muy preliminares de los modelos de síntesis evolutiva proporcionados por Dr. A. Vazdekis para utilizar el  $D_{CO}$  en el estudio de poblaciones estelares. Como vimos en § 7.7, estas predicciones quedan lejos de los valores observados de las galaxias y por el momento no se puede realizar para el índice  $D_{CO}$  un estudio fiable paralelo al presentado por Sánchez-Blázquez et al. (2003) en el óptico. En cualquier caso, las predicciones preliminares de estos modelos nos indican de forma cualitativa que el  $D_{CO}$  es mayor para poblaciones jóvenes (por debajo de  $\sim 2$  Gaños). Sin embargo, el índice C4668 disminuye con la edad, de manera que poblaciones jóvenes presentan índices más pequeños. De este modo, como tanto el  $D_{CO}$  como el C4668 es mayor en las galaxias de campo que en las del cúmulo de Fornax, podemos indicar que la diferencia es debida fundamentalmente a la abundancia de C y no a la edad. El reciente trabajo de Toloba et al. (2008) analizando índice NH3360 en el ultravioleta cercano (índice sensible fundamentalmente al N) en un subconjunto de las galaxias estudiadas por Sánchez-Blázquez et al. (2003) indica que no hay diferencias en este índice entre las galaxias que habitan en diferentes entornos. Este resultado confirma la importancia del C como elemento clave para estudiar la historia de la formación de las galaxias de primeros tipos.

El estudio del índice infrarrojo NaI ha mostrado que se comporta de una manera similar al  $D_{CO}$ . Es sorprendente la excelente correlación encontrada entre el índice NaI y el C4668. Si consideramos las características espectrales englobadas en la medida de este índice (Na I, Sc I, V I y CN), la correlación tan clara entre el NaI y el C4668 puede interpretarse asumiendo que las líneas de CN tienen una influencia mucho mayor que las absorciones producidas por los otros elementos o bien que la abundancia de Na, junto con las de Sc y V, se escalan como la abundancia de C. Esto estaría en contradicción con la visión presentada por Worthey (1998) en la que incluye al Na como un elemento  $\alpha$  que se produce principalmente en las SNII, como el Mg. Por otro lado, el Sc y el V son elementos todavía poco entendidos. Por tanto, de ser cierto este escenario, y dejando aparte las contribuciones de Sc y V, podemos pensar que, o bien el Na escala como el C, o que es el C el que escala como el Na. Si el Na se produjera principalmente en las SNII, es decir, estrellas masivas con escalas de vida corta, podríamos pensar que el C que estamos observando es producido por estrellas del mismo tipo. Sin embargo, si estudiamos la relación entre los índices infrarrojos  $D_{CO}$  y NaI con  $\sigma$ , vemos que difiere del comportamiento presentado por Sánchez-Blázquez et al. (2003) para el índice Mgb, que aparece claramente correlacionado con la dispersión de velocidades, sin diferencias entre los valores de las galaxias en entornos de baja densidad y galaxias del cúmulo de Coma. Como ya apuntaron Carigi et al. (2005), el C puede ser producido tanto en estrellas masivas como en estrellas de baja masa o intermedia, de manera que la contribución de estas últimas al medio interestelar podría ser la responsable de mayores cantidades de C y/o Na en las galaxias menos masivas de campo (Toloba et al., 2008), como observamos en este trabajo. Esta interpretación indicaría que el Na se comporta como el C y que ambos son producidos tanto en estrellas masivas como de masa baja e intermedia. Sin embargo, no podemos despreciar la contribución del bosque de líneas de CN en todo el continuo, aunque es difícil pensar que estas débiles líneas sean las únicas responsables de la estrecha correlación del NaI con el C4668. En cualquier caso, es necesario un estudio más profundo del índice NaI que permita predicciones realistas de este índice por los modelos de síntesis evolutiva que nos ayuden a completar la historia de la formación estelar de las galaxias de primeros tipos.

Por último, existe una buena correlación entre los índices NaI y  $D_{CO}$ . El análisis de los residuos de dicha correlación revela que éstos correlacionan a su vez con la dispersión de velocidades para las galaxias de campo, en el sentido de que las galaxias de menor masa presentan valores de  $D_{CO}$  mayores, o bien valores de NaI menores. La excelente correlación del NaI con el C4668 sugiere que la correlación de los residuos con la dispersión de velocidades es más probable que sea producida por el  $D_{CO}$ . En particular, una formación estelar reciente en una galaxia de baja masa producirá valores de  $D_{CO}$  mayores que la misma formación estelar en una galaxia mayor.

En resumen, este trabajo muestra de manera definitiva la gran influencia que tiene el entorno en el que habitan las galaxias en la definición de las poblaciones estelares que

albergan. La ventana infrarroja abre una nueva puerta a los estudios de poblaciones estelares en galaxias de primeros tipos, poniendo de manifiesto la importancia del análisis de diferentes especies químicas como indicadores cronológicos de las historias de las galaxias.

La disponibilidad de medidas precisas de índices de intensidad de líneas tanto en el óptico como en el infrarrojo constituye, a partir de ahora, un reto para los modelos de síntesis evolutiva, que deben incorporar un tratamiento individualizado de diferentes especies químicas si se quiere realizar un análisis cuantitativo más detallado de las poblaciones estelares y de la historia de la formación estelar en galaxias de primeros tipos.



# Capítulo 8

## Conclusions and future work

---

### 8.1. Conclusions

This PhD work is focused on the study of the stellar content in early-type galaxies from the use of K band spectroscopy, so far a poorly exploited observational window. The spectral features in this spectral range have turned out to be excellent tools for the understanding of the stellar populations in this type of galaxies. For the first time, the influence of the environment in the star formation history is studied from a multiwavelength spectroscopic analysis.

For a better understanding of the meaning of the infrared features, some previous work was needed. In this sense, we have presented a new stellar library comprising 220 stars observed around  $2.3 \mu\text{m}$ . This stellar library improves the coverage in the atmospheric parameter space of previous libraries, especially in metallicity.

We have proposed a new line-strength index definition, called *generic discontinuity*, for the measurement of absorption features. In particular, we have defined a new index for the first CO bandhead at  $2.3 \mu\text{m}$ ,  $D_{\text{CO}}$ , well suited for a practical study of this spectroscopic absorption in the integrated spectra of galaxies. This new index is less sensitive to spectral resolution, wavelength calibration, signal-to-noise ratio and flux calibration than previous definitions. In addition, we have presented the relations between the  $D_{\text{CO}}$  and the most used previous CO index definitions. These relations are necessary in order to compare results using the new index definition with past conclusions found by previous works.

We have parametrized the behavior of the new CO index in terms of the stellar atmospheric parameters ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  and  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ), computing the empirical fitting functions for the  $D_{\text{CO}}$ . For that purpose, we used the  $D_{\text{CO}}$  index measurements of the stars in the new stellar library and in a subsample of globular cluster stars from Frogel et al. (2001) and Stephens & Frogel (2004). In this work it has been shown, for the first time, the quantitative metallicity dependence of the CO feature at  $2.3 \mu\text{m}$ . A FORTRAN subroutine for the computation of the  $D_{\text{CO}}$  index from these fitting functions has been made available online.



The computed fitting functions have been introduced in the evolutionary stellar population synthesis models of Dr. Alexandre Vazdekis. These models have provided preliminary predictions that can be used to understand the behavior of  $D_{\text{CO}}$  index in real galaxies. The predicted time evolution indicates that young stellar populations present deep CO absorptions, which decrease steeply up to ages around  $\sim 3$  Gyr, when the index stabilizes. For older ages, the  $D_{\text{CO}}$  index remains approximately constant. It is important to highlight that this behavior is opposite to what is observed with most metallic indices in the optical, which are small for young ages and increase as the stellar populations get older. These model predictions also show that the CO index depends on metallicity and IMF slope. In particular, the  $D_{\text{CO}}$  is higher for metal-rich populations but decreases as the IMF slope increases. However, there are some uncertainties in these model predictions, which are evident when comparing with real galaxy data, and an extensive work on them is still needed in order to improve the reliability of their predictions.

Finally, we have obtained spectroscopic observations of 12 early-type field galaxies in the K band, using ISAAC at the VLT. We have analyzed this field galaxy sample in comparison with the 11 galaxies in the Fornax cluster observed by Silva et al. (2008) with the same instrumental configuration.

Our work has unambiguously shown that the infrared indices are an excellent tool for the study of the stellar populations. The combined analysis of these infrared features with the well-known optical indices has led us to the following conclusions:

- The  $D_{\text{CO}}$  index is sensitive to the metallicity and the relative abundance of carbon. A clear dichotomy between field and Fornax galaxies appears when the  $D_{\text{CO}}$  index is plotted as a function of the global metallicity derived from the optical range. This is the same behavior already observed with the optical C4668 index. This dichotomy is mainly interpreted as field galaxies having either higher carbon abundance than their Fornax counterparts, although a larger contribution from AGB stars in field galaxies can not be neglected.
- The infrared NaI index exhibits the same behavior as the  $D_{\text{CO}}$ , showing an even better segregation between field and Fornax galaxies.
- Both the  $D_{\text{CO}}$  and NaI indices strongly correlate with the C4668, especially the Na feature. This result was expected for the  $D_{\text{CO}}$  because it is mainly measuring the CO absorption band at  $2.3 \mu\text{m}$ , but it is remarkable for the NaI. This index encompasses Na I, Sc I and V I lines in its central absorption band, and a forest of smaller CN lines which are contaminating the full wavelength range. For that reason, this correlation is showing that either NaI, Sc I and V I scale with C, or that the CN bands have more influence than the absorption of the previous elements.
- The infrared CaI index does not show any clear correlation with other indices. Furthermore, there are no model predictions describing the behavior of this spectral feature. For those reasons, no definitive conclusion can be extracted from its study.

- The  $\langle \text{FeI} \rangle$  index is a good indicator of the global metallicity, as estimated from the  $\text{H}\beta - [\text{MgFe}]'$  diagram in the optical range. This infrared index is less sensitive to the age of the stellar populations than other metallic indices (e.g.  $\langle \text{Fe} \rangle$  in the optical).
- There is a good correlation between the NaI and  $D_{\text{CO}}$  indices. When analyzing the residuals of the previous relationship, a new correlation with velocity dispersion appears for field galaxies, in the sense that lower mass galaxies show higher  $D_{\text{CO}}$  or lower NaI values than the more massive objects. The strong correlation between the NaI and C4668 indices, previously mentioned, suggests that the relation between the residuals and the velocity dispersion is likely produced by the  $D_{\text{CO}}$ . In particular, the same amount of star formation should lead to higher  $D_{\text{CO}}$  values in a galaxy with low mass than in a more massive object.
- We find a clear correlation in  $D_{\text{CO}} - \sigma$ , NaI  $- \sigma$  and  $\langle \text{FeI} \rangle - \sigma$  diagrams for the Fornax galaxy sample. Field and Fornax galaxies are segregated in these diagrams for velocity dispersions lower than 200 km/s, but they overlap at higher velocity dispersions.

The differences in carbon abundance in field and Fornax galaxies can be interpreted as field galaxies having suffered a more extended star formation history than Fornax cluster galaxies. This result agrees with the conclusions of Sánchez-Blázquez et al. (2003), derived from the analysis of the optical C4668 and  $\text{CN}_2$  indices. Since very recent results from Toloba et al. (2008) indicate that the NH3360 index in the near-ultraviolet range is similar for both field and cluster galaxies, we can conclude that C is a key element for disentangling the star formation histories of early-type galaxies.

In summary, this work has highlighted the relevance of the environment in the stellar population content of early-type galaxies, and has stressed the importance of analyzing individual chemical elements as chronological tracers of the star formation history. We have demonstrated that the K band is an excellent window for stellar population studies of early-type galaxies, especially for tracing intermediate age stellar populations. The significance of the infrared spectroscopic measurements presented in this thesis can hardly be overestimated. The availability of accurate measurements of line-strength indices in both the optical and near infrared represents a unprecedented challenge for the evolutionary stellar population synthesis models, which in the forthcoming years should provide definitive clues for the comprehension of galaxy formation and evolution.

## 8.2. Future work

This thesis has revealed that the K band is a useful observational window for the stellar population and star formation history studies. However, additional work is still needed in order to fully understand the near-infrared data. In particular, an improved treatment of the RGB and AGB stellar phases in the evolutionary synthesis codes is mandatory to obtain reliable model predictions. In this sense, we will perform a detailed observational study of RGB and AGB stars in this spectral range. In order to check the predictions of simple stellar population (SSP) models, integrated data from globular clusters will be analyzed. This work is the first step to face the new spectroscopic data that will be available with the new generation of near-infrared instruments in the 10 m-class telescopes (like EMIR in GCT). In particular, our main interest is the study of early-type galaxies from different approaches, such as the analysis of elliptical galaxies in additional clusters, as in different regions (e.g. inner vs. outer) of the same cluster, the external regions of elliptical galaxies, dwarf galaxies in Coma and Virgo cluster, and globular cluster systems, among others.

## Apéndice A

# Estrellas de la nueva biblioteca estelar

---

En la Tabla A.1 presentamos las estrellas que comprenden la nueva biblioteca estelar. Para cada una de ellas indicamos su tipo espectral según la base de datos SIMBAD, la magnitud en la banda K, sus parámetros atmosféricos ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  y  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ) junto con las incertidumbres asociadas a dichos parámetros ( $\sigma[T_{\text{eff}}]$ ,  $\sigma[\log g]$  y  $\sigma[\text{Fe}/\text{H}]$ , respectivamente), número de observaciones para cada estrella, el valor del índice  $D_{\text{CO}}$  y el error estimado en dicho índice ( $\sigma[D_{\text{CO}}]$ ). Las estrellas consideradas como de la AGB para el cálculo de las funciones de ajuste aparecen señaladas con  $\star$ .

Esta tabla se encuentra disponible en formato electrónico en

<http://www.ucm.es/info/Astrof/ellipt/CO.html>.

Tabla A.1: Biblioteca estelar utilizada en el cálculo de las funciones de ajuste. Las estrellas marcadas con † han sido observadas en La Palma. Las estrellas de la AGB están marcadas con \*.

Nombre	Tipo Espectral	$K$ (mag)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	N	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
BD+012916	KIIvw	+6.47	4150	60.9	0.10	0.18	-1.99	0.09	2	1.092	0.010
BD+233130	G0	+6.95	5039	75.0	2.42	0.40	-2.55	0.15	2	1.058	0.012
BD+442051	M2V	+4.77	3696	60.9	5.00	0.18	-1.50	0.09	4	1.105 <sup>†</sup>	0.010
G171-010	M6eV	+5.93	2799	60.9	5.12	0.18	-	0.09	2	1.129	0.009
HD001326B	M6V	+5.95	3344	60.9	5.30	0.18	-1.40	0.09	2	1.092	0.009
HD004628	K2V	+3.68	4960	75.0	4.60	0.40	-0.29	0.15	2	1.080	0.009
HD010307	G2V	+3.57	5838	60.9	4.28	0.18	+0.03	0.09	2	1.057	0.009
HD013043	G2V	+5.38	5695	60.9	3.68	0.18	+0.10	0.09	3	1.048	0.009
HD013555	F5V	+4.12	6378	60.9	4.01	0.18	-0.35	0.09	3	1.048	0.009
HD014221	F4V	+5.25	6342	60.9	3.91	0.18	-0.35	0.09	3	1.042	0.009
HD014662	F7Ib	+4.18	5933	117.6	1.30	0.21	-0.03	0.09	3	1.045	0.011
HD015596	G5III-IV	+3.86	4755	75.0	2.50	0.40	-0.70	0.15	3	1.097	0.011
HD015798	F5V	+3.47	6345	60.9	3.85	0.18	-0.16	0.09	3	1.057	0.009
HD016901	G0Ib-II	+3.56	5345	117.6	0.85	0.21	+0.00	0.09	3	1.053	0.010
HD017361	K1.5III	+2.09	4600	60.9	2.85	0.18	-0.02	0.09	3	1.120	0.011
HD017382	K1V	+5.61	5065	75.0	4.50	0.40	-0.13	0.15	3	1.066	0.009
HD020619	G0	+5.46	5652	60.9	4.48	0.18	-0.26	0.09	3	1.054	0.010
HD020893	K3III	+2.19	4340	60.9	2.04	0.18	+0.08	0.09	3	1.146	0.011
HD021017	K4III	+2.88	4410	60.9	2.36	0.18	+0.00	0.09	3	1.138	0.011
HD021197	K5V	+5.12	4657	117.6	4.59	0.21	+0.33	0.10	3	1.100	0.010
HD021910	G8III-IV	+4.99	4582	60.9	1.75	0.18	-0.60	0.09	3	1.092	0.011
HD023841	K1III	+3.80	4279	60.9	1.67	0.21	-0.95	0.09	2	1.130	0.012
HD025329	K1Vsb	+6.20	4787	75.0	4.58	0.40	-1.72	0.15	2	1.058	0.009
HD026297	G5-6IVw	+6.12	4316	75.0	1.06	0.40	-1.67	0.15	3	1.083	0.011

Tabla A.1: Continuación.

Nombre	Tipo Espectral	$K$ (mag)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	N	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
HD026322	F2IV-V	+4.48	7072	60.9	3.49	0.18	+0.16	0.09	3	1.043	0.011
HD026846	K3III	+2.27	4541	60.9	2.62	0.18	+0.15	0.09	2	1.137	0.011
HD027371	K0III	+1.51	4271	60.9	3.00	0.18	+0.34	0.09	2	1.105	0.011
HD027819	A7V	+4.41	8129	60.9	4.00	0.18	-0.20	0.09	3	1.047	0.009
HD028305	G9.5III	+1.42	4846	60.9	2.68	0.18	+0.11	0.09	3	1.106	0.011
HD029139	K5III	-3.04	3910	75.0	1.59	0.40	-0.34	0.15	3	1.188	0.011
HD030959	M3Svar	-0.66	3451	117.6	0.80	0.21	-0.15	0.10	3	1.220	0.010
HD031295	A0V	+4.41	8991	117.6	4.08	0.21	-0.89	0.10	3	1.046	0.009
HD031767	K2II	+1.34	4120	60.9	1.78	0.18	+0.26	0.09	3	1.164	0.011
HD032147	K3V	+3.71	4658	100.0	4.47	0.50	+0.02	0.30	3	1.100	0.009
HD035155	S?I	+2.13	3600	117.6	0.80	0.21	-0.72	0.10	2	1.237	0.012
HD035369	G8III	+2.06	4863	75.0	2.50	0.40	-0.26	0.15	3	1.097	0.011
HD035601*	M1.5Ia	+1.66	3550	60.9	0.00	0.18	+0.00	0.09	4	1.301 <sup>†</sup>	0.010
HD036003	K5V	+4.88	4465	60.9	4.61	0.18	+0.09	0.10	3	1.093	0.009
HD036395	M1V	+4.00	3590	60.9	4.90	0.21	-0.45	0.09	3	1.116	0.009
HD037160	G8III-IV	+1.80	4668	75.0	2.46	0.40	-0.50	0.15	3	1.105	0.011
HD037536*	M2Iabs	+0.97	3789	117.6	0.70	0.21	-0.15	0.10	3	1.294	0.010
HD037828	K0	+4.06	4296	75.0	1.14	0.40	-1.38	0.15	3	1.110	0.011
HD037984	K1III	+2.21	4404	60.9	2.45	0.18	-0.26	0.09	3	1.129	0.011
HD038656	G8III	+2.24	4928	60.9	2.52	0.18	-0.22	0.09	3	1.085	0.011
HD039364	G8III/IV	+1.40	4550	60.9	2.10	0.18	-0.94	0.09	3	1.125	0.012
HD039801*	M2Iab	-3.56	3547	60.9	0.00	0.21	+0.03	0.10	3	1.292	0.010
HD040657	K1.5III	+1.64	4370	60.9	2.42	0.18	-0.58	0.09	3	1.136	0.011
HD041597	G8III	+2.89	4700	75.0	2.38	0.40	-0.54	0.15	3	1.123	0.011
HD041636	G9III	+3.97	4709	60.9	2.50	0.18	-0.20	0.09	3	1.116	0.011
HD042474*	M2Iabpe...	+1.85	3789	117.6	0.70	0.21	-0.36	0.10	2	1.277	0.010
HD042543*	M1Ia-ab	+0.80	3789	117.6	0.00	0.21	-0.42	0.10	3	1.298	0.010

Tabla A.1: Continuación.

Nombre	Tipo Espectral	$K$ (mag)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	N	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
HD044007	G5IVw	+6.97	4969	75.0	2.26	0.40	-1.47	0.15	3	1.071	0.012
HD044889	K0I	+3.60	3775	117.6	0.40	0.21	-0.20	0.10	4	1.186	0.014
HD045829*	K0Iab	+3.35	4500	117.6	0.20	0.21	-0.01	0.09	2	1.194	0.010
HD047914	K5III	+1.70	3962	60.9	1.50	0.18	+0.05	0.09	3	1.172	0.011
HD048329	G8Ib	+0.12	4150	60.9	0.80	0.21	+0.20	0.09	2	1.170	0.012
HD048433	K1III	+1.93	4460	100.0	1.88	0.50	-0.25	0.30	3	1.120	0.011
HD048565	F8	+5.80	5929	60.9	3.59	0.18	-0.70	0.09	3	1.048	0.009
HD049161	K4III	+1.58	4176	60.9	1.69	0.18	+0.08	0.09	3	1.153	0.011
HD049331*	M1II	+0.56	3600	117.6	0.70	0.21	-0.03	0.10	2	1.284	0.010
HD052005	K4Iab	+2.10	4117	60.9	0.60	0.18	-0.20	0.09	2	1.197	0.011
HD052973	G0Ibvar	+2.13	5659	117.6	1.37	0.21	+0.34	0.10	3	1.045	0.010
HD054810	K0III	+2.44	4697	60.9	2.35	0.18	-0.30	0.09	2	1.111	0.011
HD057264	G8III	+2.75	4620	60.9	2.72	0.18	-0.33	0.09	3	1.116	0.011
HD058207	K0III	+1.56	4788	60.9	2.55	0.18	-0.12	0.09	3	1.113	0.011
HD058521*	M5Ib-IIvar	-0.68	3238	60.9	0.00	0.18	-0.19	0.09	4	1.315 <sup>†</sup>	0.010
HD060179	A1V	+1.64	10286	117.6	4.00	0.21	+0.98	0.10	2	1.049	0.009
HD060522	M0III-IIIb	+0.23	3899	60.9	1.20	0.18	+0.12	0.09	2	1.177	0.015
HD061064	F6III	+4.21	6449	60.9	3.21	0.21	+0.42	0.09	3	1.048	0.011
HD061603	K5III	+2.17	3870	60.9	1.50	0.18	+0.24	0.09	3	1.204	0.012
HD061606	K2V	+4.88	4833	117.6	4.55	0.21	+0.07	0.09	3	1.077	0.009
HD061772	K3III	+1.33	3995	60.9	1.47	0.18	+0.08	0.09	2	1.203	0.011
HD062345	G8IIIa	+1.52	5017	60.9	2.63	0.18	-0.08	0.09	3	1.086	0.011
HD062721	K5III	+1.23	3954	60.9	1.52	0.18	-0.22	0.09	2	1.188	0.011
HD063352	K0III	+2.87	4226	60.9	2.20	0.18	-0.31	0.09	3	1.153	0.011
HD063791	G0	+5.42	4629	75.0	1.76	0.40	-1.63	0.15	2	1.074	0.011
HD064332	S?I	+2.30	3500	117.6	0.50	0.21	-0.34	0.10	2	1.242	0.010
HD065714	G8III	+3.91	4840	60.9	1.50	0.18	+0.27	0.09	2	1.097	0.012

Tabla A.1: Continuación.

Nombre	Tipo Espectral	$K$ (mag)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe}/\text{H}]$	N	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
HD066141	K2III	+1.44	4258	60.9	1.90	0.18	-0.30	0.09	3	1.145	0.011
HD068284	F8V	+6.26	5860	60.9	3.98	0.18	-0.57	0.09	3	1.050	0.009
HD069267	K4III	+0.19	4043	60.9	1.51	0.18	-0.12	0.09	4	1.170 <sup>†</sup>	0.011
HD070272	K5III	+0.37	3900	60.9	1.05	0.18	+0.04	0.09	3	1.180	0.011
HD072184	K2III	+3.50	4624	60.9	2.61	0.18	+0.12	0.09	2	1.123	0.013
HD072324	G9III	+3.97	4887	60.9	2.13	0.18	+0.16	0.09	3	1.099	0.011
HD072905	G1.5Vb	+4.17	5864	60.9	4.48	0.18	-0.04	0.09	3	1.061	0.010
HD073394	G5IIIw	+4.95	4500	60.9	1.10	0.18	-1.38	0.09	4	1.088 <sup>†</sup>	0.011
HD073593	G8IV	+2.96	4717	60.9	2.25	0.18	-0.12	0.09	4	1.120 <sup>†</sup>	0.011
HD074000	F6VI	+8.39	6166	60.9	4.19	0.18	-2.02	0.09	2	1.061	0.010
HD074395	G2Iab	+2.85	5250	117.6	1.30	0.21	-0.05	0.09	4	1.076 <sup>†</sup>	0.010
HD074442	K0III	+1.56	4657	60.9	2.51	0.18	-0.06	0.09	3	1.120	0.011
HD075732	G8V	+4.01	5079	75.0	4.48	0.40	+0.16	0.15	3	1.076	0.009
HD076813	G9III	+3.15	6072	117.6	4.20	0.21	-0.82	0.10	4	1.082 <sup>†</sup>	0.010
HD076932	F7-8IV-V	+4.36	5866	100.0	3.96	0.50	-0.93	0.30	3	1.057	0.009
HD078712	M6SI	-1.87	3202	60.9	0.00	0.18	-0.11	0.09	4	1.216 <sup>†</sup>	0.010
HD078732	G8II	+3.20	4900	117.6	2.00	0.21	+0.24	0.10	8	1.108	0.011
HD079211	M0V	+4.14	3710	60.9	4.71	0.18	-0.40	0.10	3	1.093	0.010
HD079452	G6III	+3.86	4829	60.9	2.35	0.18	-0.84	0.09	4	1.086 <sup>†</sup>	0.012
HD081192	G7III	+4.11	4705	75.0	2.50	0.40	-0.62	0.15	4	1.101 <sup>†</sup>	0.011
HD082074	G6IV	+4.15	5055	117.6	3.30	0.21	-0.48	0.10	2	1.088	0.011
HD082885	G8IV-V	+3.69	5488	60.9	4.61	0.18	+0.00	0.09	2	1.061	0.009
HD083425	K3III	+1.58	4120	60.9	2.00	0.18	-0.35	0.09	4	1.170 <sup>†</sup>	0.011
HD083618	K3III	+0.87	4231	60.9	1.74	0.18	-0.08	0.09	4	1.161 <sup>†</sup>	0.011
HD083632	K2III	+4.72	4214	60.9	1.00	0.21	-1.39	0.09	4	1.160 <sup>†</sup>	0.011
HD085235	A3IV	+4.37	11200	117.6	3.55	0.21	-0.40	0.10	3	1.049	0.009
HD085503	K0III	+1.36	4472	75.0	2.33	0.40	+0.23	0.15	3	1.136	0.011



Tabla A.1: Continuación.

Nombre	Tipo Espectral	$K$ (mag)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	N	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
HD085773	G:w?I	+7.95	4463	60.9	0.98	0.18	-2.17	0.09	1	1.056	0.014
HD087737	A0Ib	+3.29	9625	60.9	1.98	0.21	-0.04	0.10	4	1.053 <sup>†</sup>	0.010
HD087822	F4V	+5.13	6590	60.9	4.15	0.18	+0.14	0.09	4	1.049 <sup>†</sup>	0.009
HD089484	K1IIIb	-0.81	4470	60.9	2.35	0.18	-0.49	0.09	3	1.119	0.011
HD089822B	A0sp?III	+3.39	5538	117.6	2.44	0.21	+0.51	0.10	2	1.050	0.010
HD092523	K3III	+1.55	4090	60.9	1.96	0.18	-0.38	0.09	2	1.163	0.011
HD093487	F8	+6.76	5250	60.9	1.80	0.18	-1.05	0.09	2	1.068	0.012
HD095578	M0III	+0.80	3700	60.9	1.40	0.18	-0.23	0.09	2	1.206	0.011
HD095735	M2V	+3.25	3551	60.9	4.90	0.21	-0.20	0.09	8	1.108 <sup>†</sup>	0.009
HD096360	M?I	+2.76	3550	117.6	0.50	0.21	-0.58	0.10	4	1.244 <sup>†</sup>	0.012
HD097907	K3III	+2.43	4351	60.9	2.07	0.18	-0.10	0.09	2	1.162	0.011
HD099648	G8II-III	+2.83	4850	117.6	1.90	0.21	+0.36	0.10	3	1.097	0.011
HD099998	K4III	+1.24	3863	60.9	1.79	0.18	-0.16	0.09	4	1.186 <sup>†</sup>	0.011
HD101501	G8Vvar	+3.58	5401	60.9	4.60	0.18	-0.13	0.09	3	1.054	0.009
HD102224	K0III	+0.98	4383	75.0	2.02	0.40	-0.46	0.15	2	1.148	0.011
HD102328	K3III	+2.63	4390	60.9	2.09	0.18	+0.35	0.09	2	1.155	0.011
HD103095	G8Vp	+4.37	5025	60.9	4.56	0.18	-1.36	0.09	4	1.043 <sup>†</sup>	0.002
HD103877	AmV	+5.88	7341	117.6	4.00	0.21	+0.40	0.09	1	1.038	0.009
HD104307	K2III	+3.68	4451	117.6	2.00	0.21	-0.01	0.10	2	1.159	0.012
HD105262	B9	+6.75	8542	117.6	1.50	0.21	-1.37	0.10	2	1.056	0.010
HD107213	F8Vs	+5.13	6298	60.9	4.01	0.18	+0.36	0.09	4	1.051 <sup>†</sup>	0.009
HD110014	K2III	+2.01	4399	60.9	1.47	0.18	+0.10	0.09	3	1.151	0.011
HD111631	M0.5V	+4.88	3785	60.9	4.75	0.21	+0.10	0.09	4	1.109 <sup>†</sup>	0.011
HD113092	K2III	+2.11	4283	60.9	1.95	0.18	-0.37	0.09	3	1.148	0.011
HD113285	M8III	-1.06	2485	117.6	0.00	0.18	-	-	5	1.250	0.012
HD114038	K1III	+2.72	4530	60.9	2.71	0.18	-0.04	0.09	4	1.132 <sup>†</sup>	0.011
HD114095	G5	+5.88	4650	60.9	2.40	0.18	-0.70	0.09	2	1.108	0.011

Tabla A.1: Continuación.

Nombre	Tipo Espectral	$K$ (mag)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	N	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
HD114330	AV1	+4.30	9509	117.6	3.80	0.21	-0.01	0.10	2	1.057	0.011
HD114946	G6V	+3.11	5171	60.9	3.64	0.18	+0.13	0.09	3	1.093	0.010
HD114961*	M7III	+1.50	3012	112.8	0.00	0.18	-0.81	0.09	8	1.295 <sup>†</sup>	0.010
HD117176	G5V	+3.50	5525	60.9	3.81	0.18	-0.10	0.09	2	1.067	0.009
HD117876	G8III	+3.87	4782	75.0	2.25	0.40	-0.50	0.15	3	1.106	0.012
HD119228	M2III	+0.33	3600	60.9	1.60	0.18	+0.30	0.09	8	1.203 <sup>†</sup>	0.011
HD119667	K5	+4.18	3700	117.6	1.00	0.21	-0.35	0.10	4	1.219 <sup>†</sup>	0.011
HD120933	K5III	-0.00	3820	60.9	1.52	0.18	+0.50	0.09	8	1.226 <sup>†</sup>	0.012
HD121130	M3III	-0.24	3672	117.6	1.25	0.21	-0.24	0.10	2	1.216	0.012
HD121299	K2III	+2.85	4710	60.9	2.64	0.18	-0.03	0.09	4	1.125 <sup>†</sup>	0.011
HD122563	F8IV	+3.73	4566	75.0	1.12	0.40	-2.63	0.15	4	1.053 <sup>†</sup>	0.011
HD122956	G6IV-V <sub>w</sub>	+5.89	4635	75.0	1.49	0.40	-1.75	0.15	2	1.084	0.010
HD123299	A0III	+3.63	9894	60.9	2.90	0.21	+0.12	0.10	5	1.048	0.011
HD123657	M4III	-0.23	3450	60.9	0.85	0.21	+0.00	0.09	4	1.231 <sup>†</sup>	0.013
HD124186	K4III	+3.59	4347	60.9	2.10	0.18	+0.24	0.09	3	1.144	0.011
HD124850	F7IV	+2.80	6116	60.9	3.87	0.18	-0.11	0.09	3	1.051	0.009
HD124897	K2III <sub>p</sub>	-2.91	4361	75.0	1.93	0.40	-0.53	0.15	2	1.137	0.013
HD126327	M7.5III	+1.74	2819	60.9	0.00	0.18	-0.58	0.09	4	1.282 <sup>†</sup>	0.013
HD126681	G3V	+7.63	5536	60.9	4.65	0.18	-1.25	0.09	2	1.068	0.010
HD126778	K0III	+5.84	4847	60.9	2.34	0.21	-0.62	0.09	2	1.120	0.011
HD127243	G3IV	+3.15	4978	75.0	3.20	0.40	-0.59	0.15	3	1.091	0.012
HD130694	K4III	+1.10	4040	60.9	1.85	0.18	-0.34	0.09	3	1.173	0.011
HD130705	K4II-III	+3.95	4336	60.9	2.10	0.18	+0.41	0.09	4	1.151 <sup>†</sup>	0.011
HD131430	K2/K3III	+2.20	4190	60.9	2.18	0.18	+0.04	0.09	4	1.159 <sup>†</sup>	0.011
HD131918	K4III	+2.09	3970	60.9	1.49	0.18	+0.22	0.09	3	1.173	0.012
HD132345	K3III-IV <sub>p</sub>	+3.26	4374	60.9	1.60	0.18	+0.23	0.09	3	1.155	0.013
HD134063	G5III	+5.47	4885	60.9	2.34	0.21	-0.69	0.09	4	1.109 <sup>†</sup>	0.011

Tabla A.1: Continuación.

Nombre	Tipo Espectral	$K$ (mag)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	N	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
HD135722	G8III	+1.22	4847	75.0	2.56	0.40	-0.44	0.15	2	1.086	0.011
HD136726	K4III	+1.93	4120	60.9	2.03	0.18	+0.07	0.09	4	1.190 <sup>†</sup>	0.014
HD137471	M1III	+1.03	3422	60.9	1.10	0.18	+0.07	0.10	3	1.194	0.010
HD137704	K4III	+2.11	4095	60.9	1.97	0.18	-0.27	0.09	4	1.166 <sup>†</sup>	0.011
HD137759	K2III	+0.77	4498	60.9	2.38	0.18	+0.05	0.09	3	1.125	0.012
HD137909	F0p	+3.45	8541	117.6	4.25	0.21	+0.83	0.10	3	1.047	0.009
HD138481	K5III	+1.21	3890	60.9	1.64	0.18	+0.20	0.09	4	1.166 <sup>†</sup>	0.018
HD139641	G7.5IIIb	+3.10	5030	60.9	3.22	0.18	-0.55	0.09	2	1.081	0.011
HD140160	A0p...V	+5.20	9164	117.6	3.30	0.21	-0.25	0.10	2	1.050	0.011
HD141527	G0Iab:pe	+4.56	6816	60.9	0.48	0.18	-0.50	0.09	4	1.042	0.014
HD141714	G3.5III	+2.66	5230	60.9	3.02	0.18	-0.29	0.09	5	1.075	0.012
HD145675	K0V	+4.71	5264	75.0	4.66	0.40	+0.34	0.15	4	1.080 <sup>†</sup>	0.009
HD146051	M0.5III	-1.17	3793	117.6	1.40	0.21	+0.32	0.10	2	1.189	0.011
HD147923	M...	+3.46	3600	117.6	0.80	0.21	-0.19	0.10	4	1.221 <sup>†</sup>	0.011
HD148783	M6III	+0.29	3279	112.8	0.20	0.21	-0.06	0.09	4	1.249 <sup>†</sup>	0.012
HD148897	G8pII	+1.96	4284	117.6	1.15	0.21	-0.75	0.09	2	1.116	0.011
HD149009	K5III	+2.04	3910	60.9	1.60	0.18	+0.30	0.09	3	1.209	0.012
HD149661	K0V	+3.91	5168	60.9	4.63	0.18	+0.04	0.09	4	1.075 <sup>†</sup>	0.009
HD150012	F5III-IV	+5.26	6505	60.9	3.90	0.18	+0.16	0.09	3	1.058	0.009
HD150680	F9IV	+1.28	5672	60.9	3.74	0.18	+0.01	0.09	2	1.055	0.009
HD151203	M3IIIab	+0.89	3640	60.9	0.70	0.18	-0.10	0.10	3	1.218	0.011
HD154733	K3III	+2.48	4279	60.9	2.10	0.18	+0.00	0.09	4	1.165 <sup>†</sup>	0.011
HD155763	B6III	+3.60	13397	117.6	4.24	0.18	-0.95	0.10	2	1.049	0.010
HD156014	M5Ib-II	-1.99	3161	112.8	0.00	0.21	+0.00	0.09	2	1.267	0.012
HD156026	K5V	+3.86	4541	60.9	4.54	0.18	-0.37	0.09	2	1.106	0.009
HD156283	K3IIvar	-0.02	4460	60.9	2.33	0.18	+0.18	0.09	3	1.176	0.011
HD157910	G5III	+4.39	5137	60.9	1.83	0.18	-0.32	0.09	3	1.077	0.011

Tabla A.1: Continuación.

Nombre	Tipo Espectral	$K$ (mag)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	N	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
HD160933	F9V	+4.82	5684	75.0	3.90	0.40	-0.32	0.15	2	1.061	0.009
HD161096	K2III	+0.43	4543	60.9	2.16	0.18	+0.08	0.09	2	1.138	0.016
HD161797	G5IV	+1.51	5411	75.0	3.87	0.40	+0.16	0.15	3	1.067	0.010
HD161817	A2VI(HB)	+6.29	7759	60.9	2.95	0.18	-0.95	0.09	2	1.046	0.010
HD163990	M6Svar	+0.19	3365	117.6	0.70	0.21	+0.01	0.10	3	1.247	0.011
HD163993	G8III	+1.73	5028	60.9	2.70	0.18	+0.03	0.09	3	1.087	0.012
HD164058	K5III	-1.16	3930	60.9	1.26	0.18	-0.05	0.09	4	1.189 <sup>†</sup>	0.012
HD164136	F2II	+2.77	6799	117.6	2.63	0.21	-0.30	0.10	3	1.044	0.011
HD164349	K0.5IIb	+1.93	4446	60.9	1.50	0.18	+0.39	0.09	4	1.157 <sup>†</sup>	0.011
HD166208	G8III...	+2.93	4919	75.0	2.52	0.40	+0.08	0.15	3	1.075	0.011
HD167768	G3III	+3.89	5235	60.9	1.61	0.21	-0.68	0.09	4	1.085 <sup>†</sup>	0.011
HD168322	G8.5IIIb	+3.93	4793	60.9	2.00	0.18	-0.40	0.09	3	1.111	0.012
HD168720	M1III	+0.74	3810	60.9	1.10	0.18	+0.00	0.10	4	1.211 <sup>†</sup>	0.012
HD168723	K0III-IV	+1.05	4859	75.0	3.13	0.40	-0.19	0.15	2	1.099	0.011
HD173819	K0Ibpvar	+2.15	4421	117.6	0.00	0.21	-0.88	0.10	3	1.121	0.012
HD174638	B7Ve....	+3.19	12136	60.9	2.50	0.18	+0.43	0.09	3	1.041	0.011
HD175865	M5III	-1.83	3520	60.9	0.50	0.18	+0.14	0.10	4	1.250 <sup>†</sup>	0.012
HD181096	F6IV:	+6.47	6276	75.0	4.09	0.40	-0.26	0.15	2	1.047	0.009
HD182835	F2Ib	+4.01	7350	721.4	2.15	0.32	+0.09	0.29	2	1.050	0.010
HD184499	G0V	+5.07	5738	100.0	4.02	0.50	-0.66	0.30	4	1.044 <sup>†</sup>	0.009
HD184786	M4.5III	+0.74	3467	117.6	0.60	0.21	-0.04	0.10	4	1.234 <sup>†</sup>	0.012
HD185144	K0V	+2.90	5260	75.0	4.55	0.40	-0.24	0.15	4	1.061 <sup>†</sup>	0.009
HD187216	R...	+6.02	3500	117.6	0.40	0.21	-2.48	0.10	4	1.138 <sup>†</sup>	0.010
HD187921	K0var	+3.80	6000	117.6	1.00	0.21	+0.28	0.10	3	1.046	0.012
HD188119	G8III	+1.73	4915	75.0	2.61	0.40	-0.32	0.15	3	1.098	0.012
HD191277	K3III	+2.72	4459	60.9	2.71	0.18	+0.30	0.09	4	1.131 <sup>†</sup>	0.011
HD195593	F5Iab	+3.65	6700	721.4	1.95	0.18	+0.12	0.09	3	1.046	0.012

Tabla A.1: Continuación.

Nombre	Tipo Espectral	$K$ (mag)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	N	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
HD199799	M1I	+1.33	3400	117.6	0.30	0.21	-0.24	0.10	4	1.241 <sup>†</sup>	0.012
HD202447	G0III+...	+2.34	6087	60.9	3.24	0.18	+0.09	0.09	5	1.085	0.010
HD209369	F5V	+3.96	6217	60.9	3.85	0.18	-0.26	0.09	2	1.051	0.009
HD216228	K0III	+1.27	4768	75.0	2.49	0.40	+0.01	0.15	2	1.118	0.011
HD217382	K4III	+1.49	4035	60.9	1.24	0.18	-0.25	0.09	2	1.182	0.011
HD223047*	G5Ib	+2.47	4990	117.6	1.50	0.21	+0.18	0.10	2	1.140	0.010
HD232078	K4-5III	+4.19	4008	60.9	0.30	0.18	-1.73	0.09	4	1.139 <sup>†</sup>	0.011

## Apéndice B

# Estrellas de cúmulos globulares para el cálculo de las funciones de ajuste

---

En la Tabla B.1 se presentan las estrellas de cúmulos globulares de los trabajos Frogel et al. (2001) y Stephens & Frogel (2004) utilizadas para complementar la biblioteca estelar en el cálculo de las funciones empíricas de ajuste del Capítulo 5. Para cada estrella indicamos los parámetros atmosféricos ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  y  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ) calculados en este trabajo (§ 5.4.2) a partir de los datos fotométricos de la Tabla B.2 junto con las incertidumbres asociadas a dichos parámetros ( $\sigma[T_{\text{eff}}]$ ,  $\sigma[\log g]$  y  $\sigma[\text{Fe}/\text{H}]$ , respectivamente), y el índice  $D_{\text{CO}}$  derivado de las medidas de  $I_{\text{Frogel}}$  presentadas por los autores (§ 3.6) junto con una estimación de su error  $\sigma[D_{\text{CO}}]$ . Las estrellas consideradas como de la AGB para el cálculo de las funciones de ajuste aparecen señaladas con  $\star$ .

En la Tabla B.2 presentamos los datos fotométricos de las estrellas de cúmulos necesarios para derivar sus parámetros atmosféricos (§ 5.4.2).

Los datos de estas tablas se encuentran disponibles en formato electrónico en <http://www.ucm.es/info/Astrof/ellipt/CO.html>.

Tabla B.1: Estrellas de cúmulos de Frogel et al. (2001) utilizadas en el cálculo de las funciones de ajuste. Las estrellas de la AGB están marcadas con  $\star$ .

Nombre	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
Liller1-6	3612	127.0	+0.05	0.11	-0.61	0.09	1.250	0.047
Liller1-7	3671	96.0	+0.07	0.13	-0.61	0.09	1.178	0.043
Liller1-157 $\star$	4011	121.0	-0.11	0.11	-0.61	0.09	1.248	0.047
Liller1-158	3671	96.0	-0.02	0.11	-0.61	0.09	1.245	0.047
Liller1-162	3627	119.0	+0.29	0.11	-0.61	0.09	1.214	0.045
Liller1-166	3973	118.0	+0.56	0.13	-0.61	0.09	1.150	0.041
Liller1-299	3150	134.0	-0.07	0.11	-0.61	0.09	1.255	0.047
M69-1	3830	106.0	+0.04	0.10	-0.78	0.03	1.215	0.023
M69-II-37	3716	97.0	+0.09	0.12	-0.78	0.03	1.178	0.022
M69-I-40	3917	113.0	+0.25	0.12	-0.78	0.03	1.166	0.022
M69-2	3864	109.0	+0.30	0.11	-0.78	0.03	1.215	0.023
M69-3	3864	109.0	+0.30	0.11	-0.78	0.03	1.212	0.023
M69-4	3899	112.0	+0.41	0.12	-0.78	0.03	1.219	0.024
M71-29	3641	108.0	+0.09	0.12	-0.84	0.06	1.203	0.017
M71-30	3992	120.0	+0.68	0.13	-0.84	0.06	1.185	0.016
M71-B	3764	100.0	+0.25	0.12	-0.84	0.06	1.188	0.016
M71-46	4011	121.0	+0.80	0.11	-0.84	0.06	1.195	0.016
M71-A4	4153	134.0	+0.79	0.13	-0.84	0.06	1.178	0.016
M71-1=H	3796	103.0	+0.86	0.12	-0.84	0.06	1.175	0.016
M71-2=I	4565	173.0	+1.08	0.11	-0.84	0.06	1.149	0.015
M71-3=113	3954	116.0	+0.83	0.13	-0.84	0.06	1.192	0.016
M71-4=45	4011	121.0	+0.87	0.13	-0.84	0.06	1.171	0.016
M71-5=64	4153	134.0	+1.42	0.10	-0.84	0.06	1.159	0.016
M71-6=66	4649	182.0	+1.39	0.10	-0.84	0.06	1.137	0.015
M71-8=21	4458	162.0	+1.45	0.13	-0.84	0.06	1.138	0.015
NGC0104-A02	3533	128.0	+0.08	0.13	-0.78	0.02	1.214	0.035
NGC0104-W12	3780	102.0	+0.05	0.10	-0.78	0.02	1.225	0.036
NGC0104-A19	3554	128.0	+0.10	0.12	-0.78	0.02	1.181	0.034
NGC0104-V07	3764	100.0	+0.21	0.13	-0.78	0.02	1.188	0.034
NGC0104-V06	3864	109.0	+0.43	0.12	-0.78	0.02	1.172	0.033
NGC0104-L168	3882	110.0	+0.43	0.12	-0.78	0.02	1.215	0.035
NGC0104-5529	3973	118.0	+0.64	0.13	-0.78	0.02	1.205	0.035
NGC0104-2426	4070	126.0	+0.93	0.12	-0.78	0.02	1.170	0.033
NGC0104-1505	4070	126.0	+0.96	0.12	-0.78	0.02	1.184	0.034
NGC0104-4418	4091	128.0	+0.95	0.11	-0.78	0.02	1.188	0.034
NGC0104-1510	4153	134.0	+1.01	0.14	-0.78	0.02	1.168	0.033
NGC0104-2416	4219	140.0	+1.33	0.15	-0.78	0.02	1.177	0.034
NGC0104-6408	4383	155.0	+1.44	0.14	-0.78	0.02	1.163	0.033
NGC0288-A96	4070	126.0	+0.50	0.10	-1.14	0.03	1.144	0.016
NGC0288-A78	4132	132.0	+0.67	0.11	-1.14	0.03	1.148	0.016

Tabla B.1: Continuación.

Nombre	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
NGC0288-C20	4153	134.0	+0.71	0.11	-1.14	0.03	1.118	0.015
NGC0288-A77	4219	140.0	+0.83	0.10	-1.14	0.03	1.135	0.016
NGC0288-A245	4433	160.0	+1.10	0.12	-1.14	0.03	1.124	0.015
NGC0362-III11	4011	121.0	+0.37	0.10	-1.09	0.03	1.162	0.035
NGC0362-IV100	4091	128.0	+0.50	0.10	-1.09	0.03	1.145	0.034
NGC0362-III63	4031	123.0	+0.52	0.10	-1.09	0.03	1.169	0.036
NGC0362-III44	4091	128.0	+0.66	0.10	-1.09	0.03	1.119	0.033
NGC0362-III70	4310	148.0	+0.75	0.10	-1.09	0.03	1.088	0.031
NGC5927-100*	3847	107.0	+0.01	0.11	-0.64	0.01	1.246	0.046
NGC5927-799	3847	107.0	+0.38	0.12	-0.64	0.01	1.243	0.045
NGC5927-627	3864	109.0	+0.51	0.11	-0.64	0.01	1.203	0.043
NGC5927-532	3992	120.0	+0.80	0.12	-0.64	0.01	1.167	0.041
NGC5927-622	4175	136.0	+1.00	0.15	-0.64	0.01	1.152	0.040
NGC5927-536	4310	148.0	+1.27	0.15	-0.64	0.01	1.191	0.042
NGC6388-1	3954	116.0	-0.34	0.13	-0.74	0.18	1.238	0.038
NGC6388-3	3899	112.0	-0.05	0.11	-0.74	0.18	1.230	0.038
NGC6388-4	3701	96.0	+0.09	0.13	-0.74	0.18	1.204	0.037
NGC6440-KF-1	3847	107.0	+0.41	0.13	-0.62	0.10	1.179	0.018
NGC6440-KF-2	3813	105.0	+0.46	0.11	-0.62	0.10	1.210	0.018
NGC6440-KF-3	3716	97.0	+0.47	0.12	-0.62	0.10	1.196	0.018
NGC6440-KF-4	3686	94.0	+0.50	0.12	-0.62	0.10	1.193	0.018
NGC6440-KF-5	3864	109.0	+0.53	0.11	-0.62	0.10	1.239	0.019
NGC6440-KF-6	3747	99.0	+0.57	0.12	-0.62	0.10	1.188	0.018
NGC6440-KF-8	3747	99.0	+0.67	0.11	-0.62	0.10	1.196	0.018
NGC6440-KF-7	3796	103.0	+0.67	0.12	-0.62	0.10	1.201	0.018
NGC6528-7	3864	109.0	+0.30	0.11	-0.61	0.08	1.220	0.029
NGC6528-11	3732	98.0	+0.05	0.11	-0.61	0.08	1.242	0.030
NGC6528-22*	3813	105.0	+0.37	0.12	-0.61	0.08	1.275	0.031
NGC6528-6*	3917	113.0	+0.41	0.12	-0.61	0.08	1.248	0.030
NGC6553-20	3780	102.0	-0.16	0.12	-0.60	0.04	1.209	0.034
NGC6553-19	3551	138.0	-0.02	0.10	-0.60	0.04	1.227	0.035
NGC6553-25	3747	99.0	+0.14	0.14	-0.60	0.04	1.229	0.036
NGC6553-16*	3917	113.0	+0.27	0.11	-0.60	0.04	1.288	0.038
NGC6553-26*	3847	107.0	+0.32	0.13	-0.60	0.04	1.281	0.038
NGC6553-14*	3813	105.0	+0.38	0.12	-0.60	0.04	1.265	0.037
NGC6553-2	3656	105.0	+0.42	0.12	-0.60	0.04	1.192	0.034
NGC6624-KF-1	3917	113.0	+0.40	0.11	-0.70	0.03	1.230	0.034
NGC6624-KF-2	3917	113.0	+0.53	0.13	-0.70	0.03	1.160	0.030
NGC6624-KF-3	3917	113.0	+0.54	0.13	-0.70	0.03	1.162	0.030
NGC6624-KF-4	3899	112.0	+0.82	0.14	-0.70	0.03	1.218	0.033
NGC6624-KF-5	4070	126.0	+0.96	0.15	-0.70	0.03	1.197	0.032
NGC6712-LM5*	4111	130.0	+0.55	0.10	-0.94	0.03	1.223	0.024



Tabla B.1: Continuación.

Nombre	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\sigma[T_{\text{eff}}]$	$\log g$ (dex)	$\sigma[\log g]$	[Fe/H] (dex)	$\sigma[\text{Fe/H}]$	$D_{\text{CO}}$	$\sigma[D_{\text{CO}}]$
NGC6712-LCO1	4132	132.0	+0.58	0.11	-0.94	0.03	1.211	0.023
NGC6712-LCO3	4219	140.0	+0.61	0.10	-0.94	0.03	1.188	0.023
NGC6712-LM8	4111	130.0	+0.71	0.11	-0.94	0.03	1.157	0.022
NGC6712-LM10	4264	144.0	+0.72	0.10	-0.94	0.03	1.194	0.023
NGC6712-B66	4196	138.0	+0.85	0.12	-0.94	0.03	1.195	0.023
Terzan2-1	4241	142.0	+0.40	0.10	-0.65	0.14	1.158	0.034
Terzan2-2	3973	118.0	+0.41	0.11	-0.65	0.14	1.205	0.037
Terzan2-3*	3899	112.0	+0.43	0.12	-0.65	0.14	1.260	0.040
Terzan2-4	4175	136.0	+0.44	0.11	-0.65	0.14	1.215	0.037
Terzan2-5	3936	115.0	+0.56	0.12	-0.65	0.14	1.200	0.037
Terzan2-7	4111	130.0	+0.61	0.10	-0.65	0.14	1.199	0.037
Terzan2-8	4132	132.0	+0.62	0.10	-0.65	0.14	1.151	0.034

Tabla B.2: Datos fotométricos (corregidos de extinción y enrojecimiento) utilizados para derivar la temperatura efectiva ( $T_{\text{eff}}$ ) y la gravedad superficial ( $\log g$ ) de las estrellas de cúmulos utilizadas para el cálculo de las funciones de ajuste del índice  $D_{\text{CO}}$ . Para cada estrella se indica también el valor del índice  $I_{\text{Frogel}}$  y la dispersión media de las medidas para cada cúmulo ( $\sigma[I_{\text{Frogel}}]$ ) que se han utilizado para calcular  $D_{\text{CO}}$  y su error. Referencias: (1) Stephens & Frogel (2004) y (2) Frogel et al. (2001).

Nombre	$(J - K)_0$ (mag)	$M_{K0}$ (mag)	$I_{\text{Frogel}}$ (Å)	$\sigma[I_{\text{Frogel}}]$ (Å)	Ref.
Liller1-6	1.17	-6.50	21.43	4.33	1
Liller1-7	1.13	-6.45	14.53	4.33	1
Liller1-157	0.93	-6.80	21.23	4.33	1
Liller1-158	1.13	-6.62	20.93	4.33	1
Liller1-162	1.16	-6.05	18.00	4.33	1
Liller1-166	0.95	-5.47	11.58	4.33	1
Liller1-299	1.38	-6.73	21.88	4.33	1
M69-1	1.03	-6.53	18.12	2.26	2
M69-II-37	1.10	-6.39	14.48	2.26	2
M69-I-40	0.98	-6.11	13.24	2.26	2
M69-2	1.01	-6.03	18.15	2.26	2
M69-3	1.01	-6.03	17.83	2.26	2
M69-4	0.99	-5.80	18.49	2.26	2
M71-29	1.15	-6.42	16.96	1.63	2
M71-30	0.94	-5.17	15.17	1.63	2
M71-B	1.07	-6.12	15.51	1.63	2
M71-46	0.93	-4.97	16.23	1.63	2
M71-A4	0.86	-4.94	14.52	1.63	2
M71-1=H	1.05	-4.85	14.17	1.63	2
M71-2=I	0.69	-4.26	11.45	1.63	2
M71-3=113	0.96	-4.94	15.88	1.63	2
M71-4=45	0.93	-4.85	13.82	1.63	2
M71-5=64	0.86	-3.59	12.53	1.63	2
M71-6=66	0.66	-3.56	10.22	1.63	2
M71-8=21	0.73	-3.43	10.34	1.63	2
NGC0104-A02	1.21	-6.43	18.08	3.40	2
NGC0104-W12	1.06	-6.49	19.15	3.40	2
NGC0104-A19	1.20	-6.38	14.82	3.40	2
NGC0104-V07	1.07	-6.21	15.52	3.40	2
NGC0104-V06	1.01	-5.74	13.92	3.40	2
NGC0104-L168	1.00	-5.73	18.14	3.40	2
NGC0104-5529	0.95	-5.26	17.22	3.40	2
NGC0104-2426	0.90	-4.69	13.66	3.40	2
NGC0104-1505	0.90	-4.66	15.08	3.40	2
NGC0104-4418	0.89	-4.63	15.48	3.40	2
NGC0104-1510	0.86	-4.42	13.44	3.40	2

Tabla B.2: Continuación.

Nombre	$(J - K)_0$ (mag)	$M_{K0}$ (mag)	$I_{\text{Frogel}}$ (Å)	$\sigma[I_{\text{Frogel}}]$ (Å)	Ref.
NGC0104-2416	0.83	-3.81	14.42	3.40	2
NGC0104-6408	0.76	-3.44	12.94	3.40	2
NGC0288-A96	0.90	-5.64	10.95	1.70	2
NGC0288-A78	0.87	-5.29	11.34	1.70	2
NGC0288-C20	0.86	-5.19	8.13	1.70	2
NGC0288-A77	0.83	-4.90	9.96	1.70	2
NGC0288-A245	0.74	-4.33	8.78	1.70	2
NGC0362-III-11	0.93	-5.89	12.80	3.66	2
NGC0362-IV-100	0.89	-5.61	11.01	3.66	2
NGC0362-III-63	0.92	-5.59	13.57	3.66	2
NGC0362-III-44	0.89	-5.27	8.25	3.66	2
NGC0362-III-70	0.79	-5.08	4.62	3.66	2
NGC5927-100	1.02	-6.58	21.07	4.21	2
NGC5927-799	1.02	-5.83	20.75	4.21	2
NGC5927-627	1.01	-5.57	16.98	4.21	2
NGC5927-532	0.94	-5.01	13.34	4.21	2
NGC5927-622	0.85	-4.43	11.79	4.21	2
NGC5927-536	0.79	-3.80	15.78	4.21	2
NGC6388-1	0.96	-7.20	20.36	3.58	2
NGC6388-3	0.99	-6.71	19.59	3.58	2
NGC6388-4	1.11	-6.40	17.12	3.58	2
NGC6440-KF-1	1.02	-5.75	14.62	1.77	2
NGC6440-KF-2	1.04	-5.70	17.70	1.77	2
NGC6440-KF-3	1.10	-5.70	16.26	1.77	2
NGC6440-KF-4	1.12	-5.64	16.01	1.77	2
NGC6440-KF-5	1.01	-5.53	20.46	1.77	2
NGC6440-KF-6	1.08	-5.48	15.47	1.77	2
NGC6440-KF-8	1.08	-5.23	16.33	1.77	2
NGC6440-KF-7	1.05	-5.23	16.80	1.77	2
NGC6528-7	1.01	-6.01	18.66	2.74	2
NGC6528-11	1.09	-6.49	20.68	2.74	2
NGC6528-22	1.04	-5.84	23.67	2.74	2
NGC6528-6	0.98	-5.79	21.26	2.74	2
NGC6553-20	1.06	-6.91	17.57	3.35	2
NGC6553-19	1.20	-6.62	19.31	3.35	2
NGC6553-25	1.08	-6.30	19.44	3.35	2
NGC6553-16	0.98	-6.08	24.84	3.35	2
NGC6553-26	1.02	-5.96	24.20	3.35	2
NGC6553-14	1.04	-5.83	22.77	3.35	2
NGC6553-2	1.14	-5.77	15.88	3.35	2
NGC6624-KF-1	0.98	-5.81	19.53	3.16	2
NGC6624-KF-2	0.98	-5.50	12.65	3.16	2

Tabla B.2: Continuación.

Nombre	$(J - K)_0$ (mag)	$M_{K0}$ (mag)	$I_{\text{Frogel}}$ (Å)	$\sigma[I_{\text{Frogel}}]$ (Å)	Ref.
NGC6624-KF-3	0.98	-5.48	12.81	3.16	2
NGC6624-KF-4	0.99	-4.97	18.42	3.16	2
NGC6624-KF-5	0.90	-4.65	16.44	3.16	2
NGC6712-LM5	0.88	-5.52	18.89	2.26	2
NGC6712-LCO1	0.87	-5.43	17.79	2.26	2
NGC6712-LCO3	0.83	-5.35	15.51	2.26	2
NGC6712-LM8	0.88	-5.16	12.28	2.26	2
NGC6712-LM10	0.81	-5.14	16.12	2.26	2
NGC6712-B66	0.84	-4.84	16.16	2.26	2
Terzan2-1	0.82	-5.82	12.45	3.60	1
Terzan2-2	0.95	-5.78	17.15	3.60	1
Terzan2-3	0.99	-5.73	22.39	3.60	1
Terzan2-4	0.85	-5.72	18.16	3.60	1
Terzan2-5	0.97	-5.46	16.67	3.60	1
Terzan2-7	0.88	-5.36	16.58	3.60	1
Terzan2-8	0.87	-5.33	11.67	3.60	1



## Apéndice C

# Ajustes para la determinación de los parámetros dinámicos

---

En las siguientes figuras presentamos los ajustes realizados con `move1` para el cálculo de los parámetros dinámicos (dispersión de velocidades  $\sigma$  y velocidad radial  $V$ ) de las galaxias de la muestra de observación. Representamos en el panel inferior de cada figura el espectro central de la galaxia (rojo) y el modelo de galaxia con los parámetros finales de  $\gamma$ ,  $\sigma$  y  $V$  que mejor ajusta (verde), mientras que en el panel superior se representan las diferencias entre ambos espectros. Como se puede ver en estas diferencias, el buen ajuste general alcanzado en dos características espectrales nos indica que las estimaciones obtenidas son realistas.

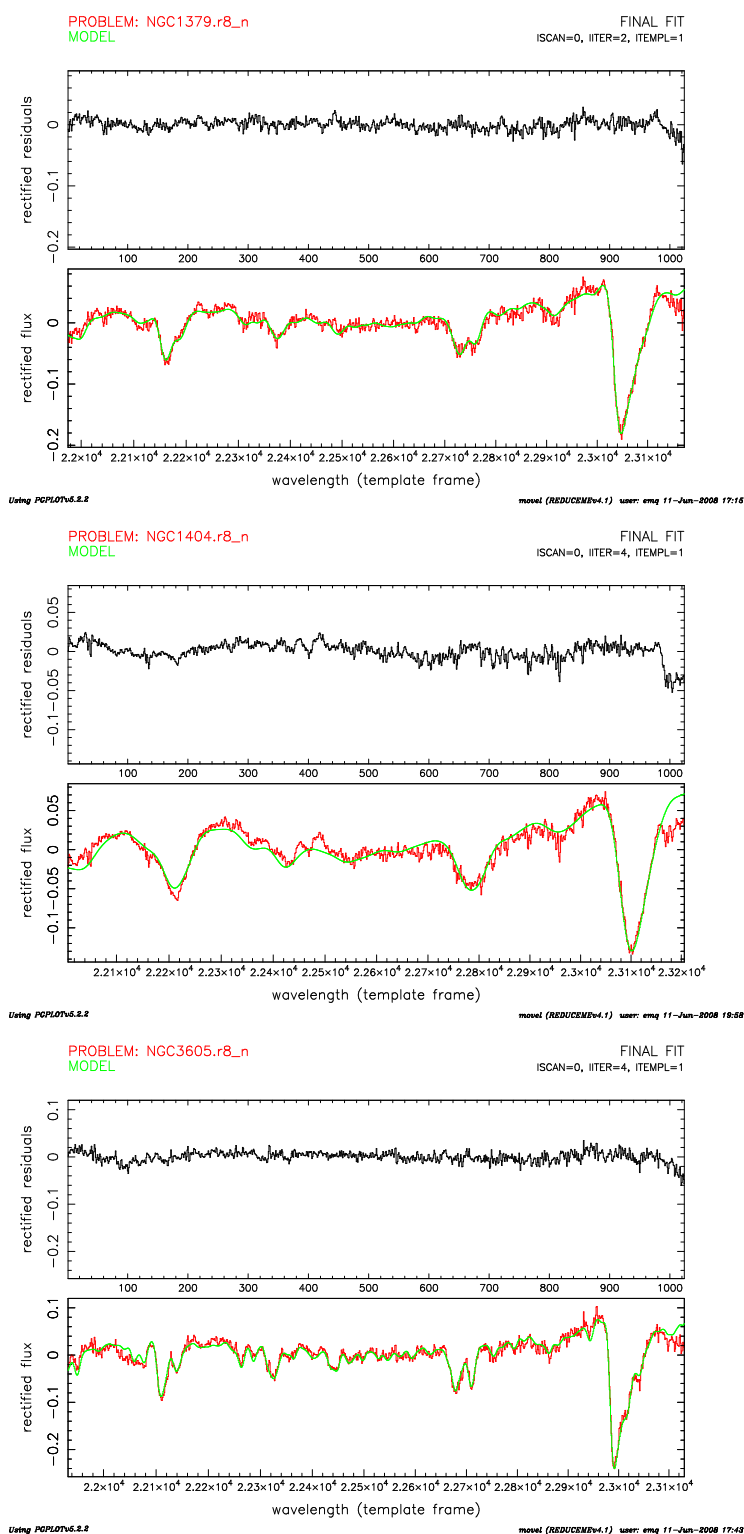
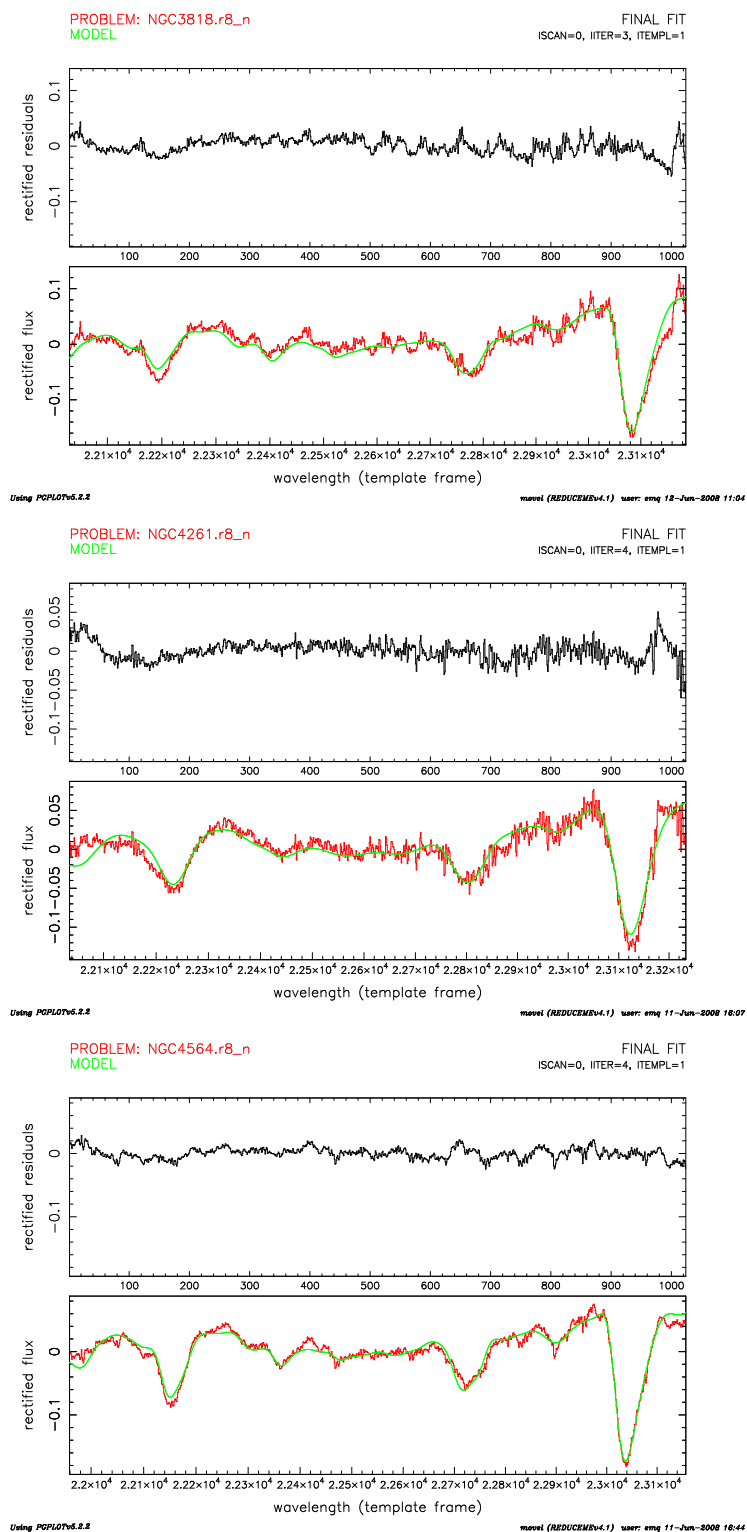
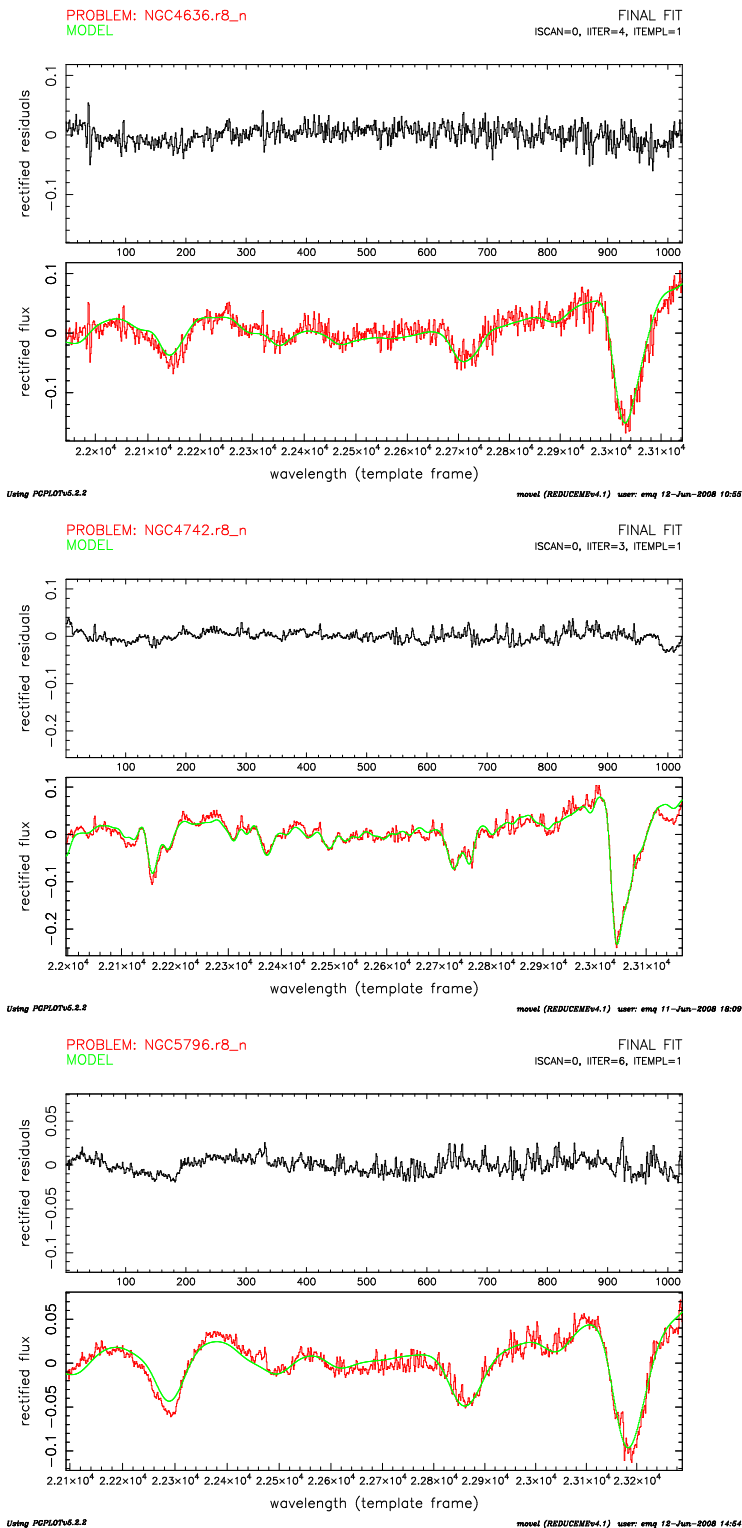


Figura C.1: Ajuste final alcanzado con `movel` para las galaxias de la muestra. Dentro de cada figura, en el panel inferior se presentan en rojo el espectro central de la galaxia y en verde el modelo de galaxia de parámetros  $\gamma$ ,  $\sigma$  y  $V$  que mejor reproduce el espectro observado, mientras que en el panel superior se presentan las diferencias entre ambos espectros.

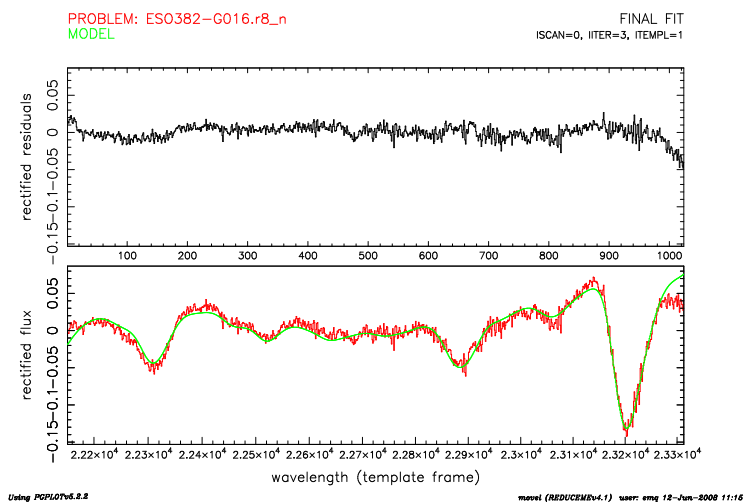
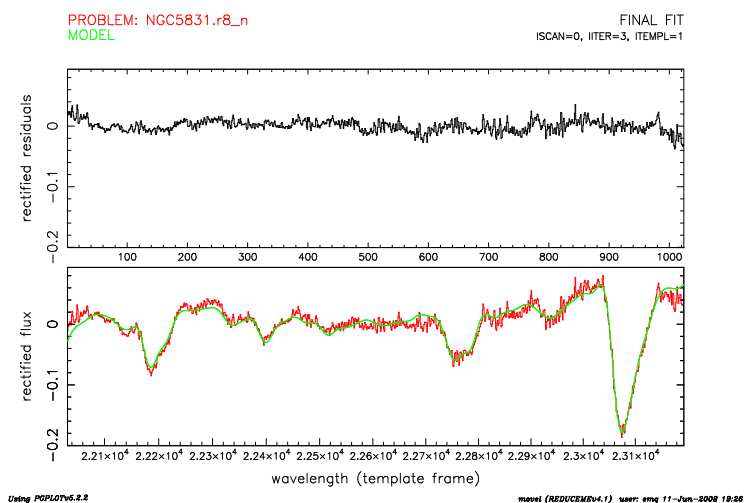
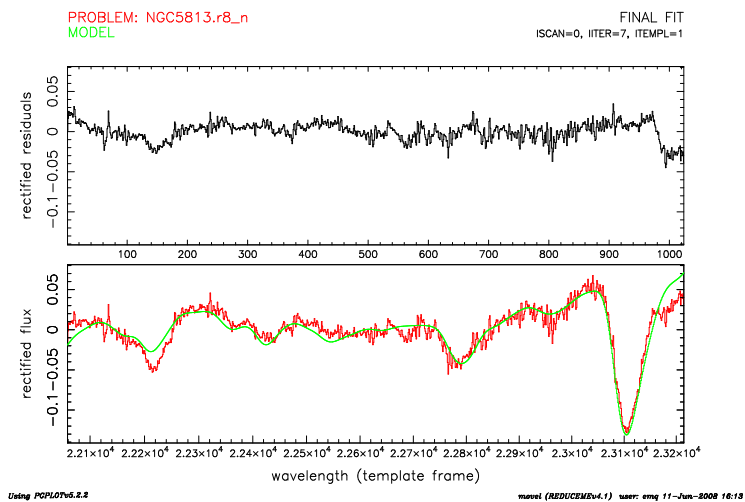


Continuación de la Figura C.1.

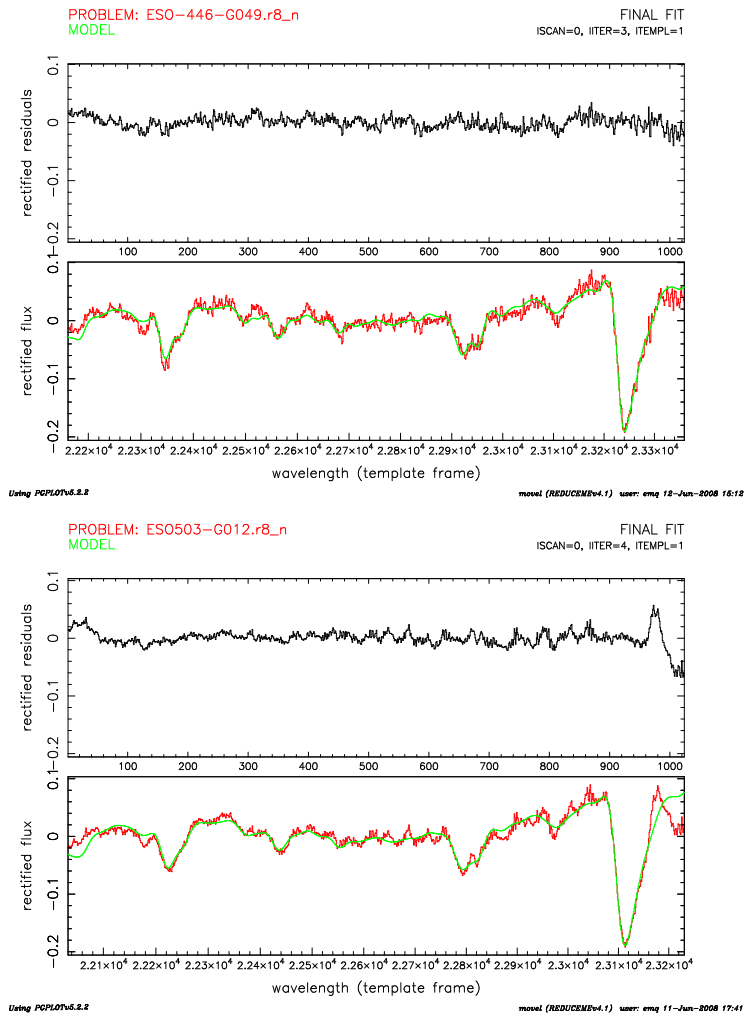




Continuación de la Figura C.1.



Continuación de la Figura C.1.



Continuación de la Figura C.1.

## Apéndice D

# Determinación de los parámetros dinámicos

---

A continuación representamos la proyección en el plano de los valores  $\gamma$ ,  $\sigma$  y  $V$  calculados en las simulaciones de cada una de las galaxias de la muestra para estimar los errores asociados a estos parámetros según se explica en § 7.3. En estas figuras señalamos en rojo los valores finales de los parámetros y con cruces los valores que no hemos considerado en el cálculo por alejarse de los valores más probables en los tres gráficos. Los valores finales de la dispersión de velocidades y la velocidad radial para todas las galaxias observadas, junto con sus correspondientes errores, aparecen listados en la Tabla 7.2.

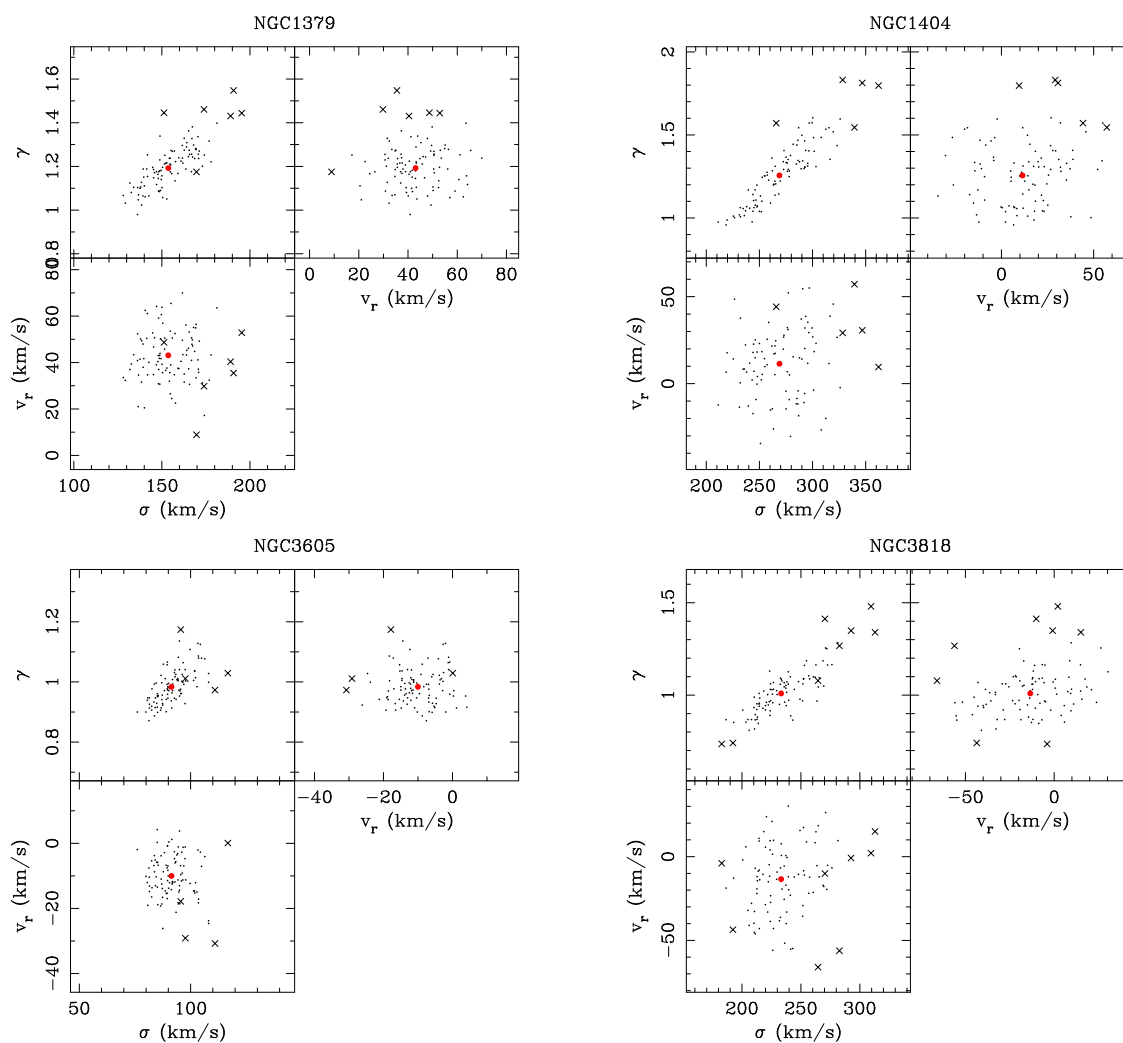
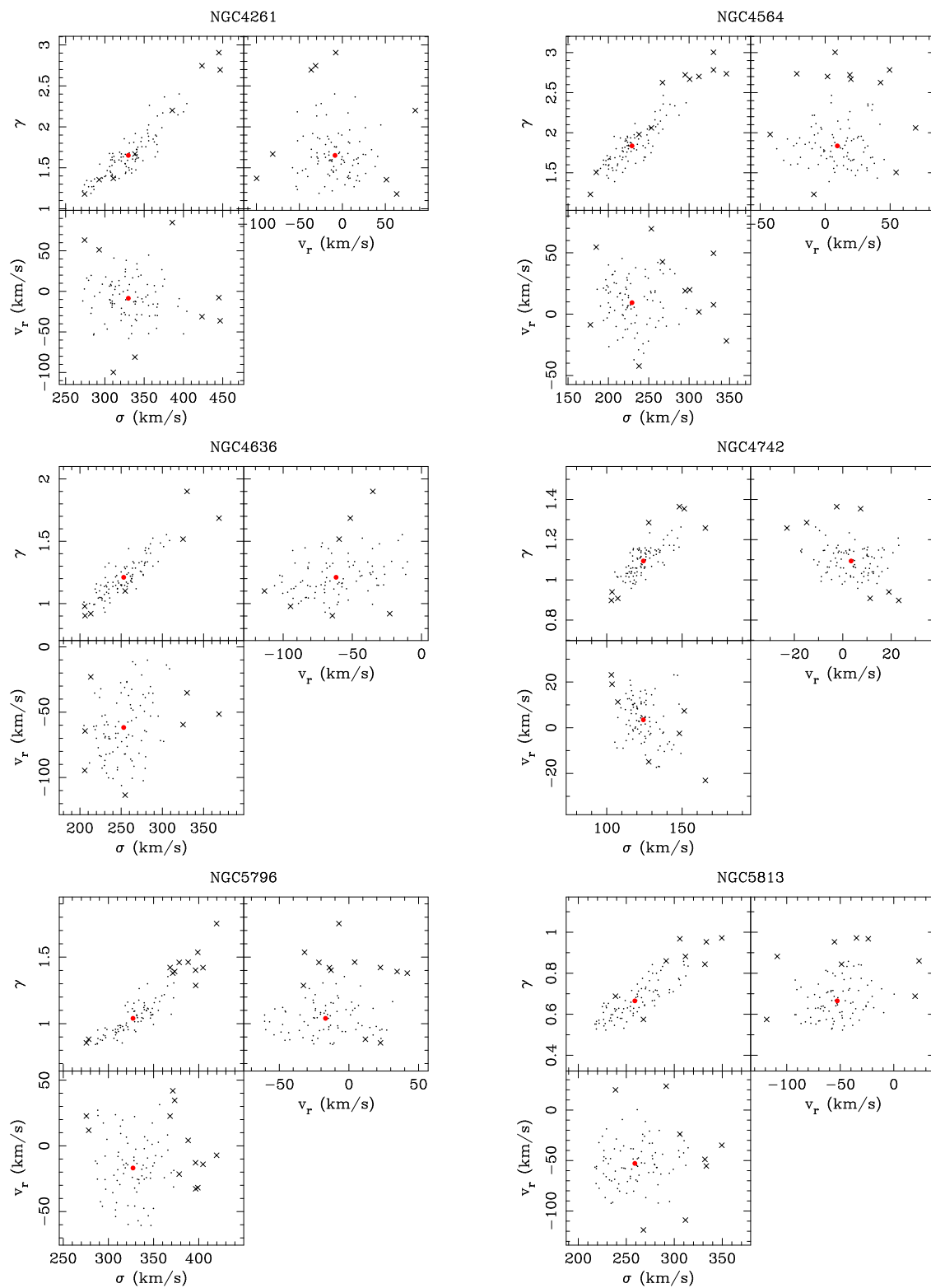
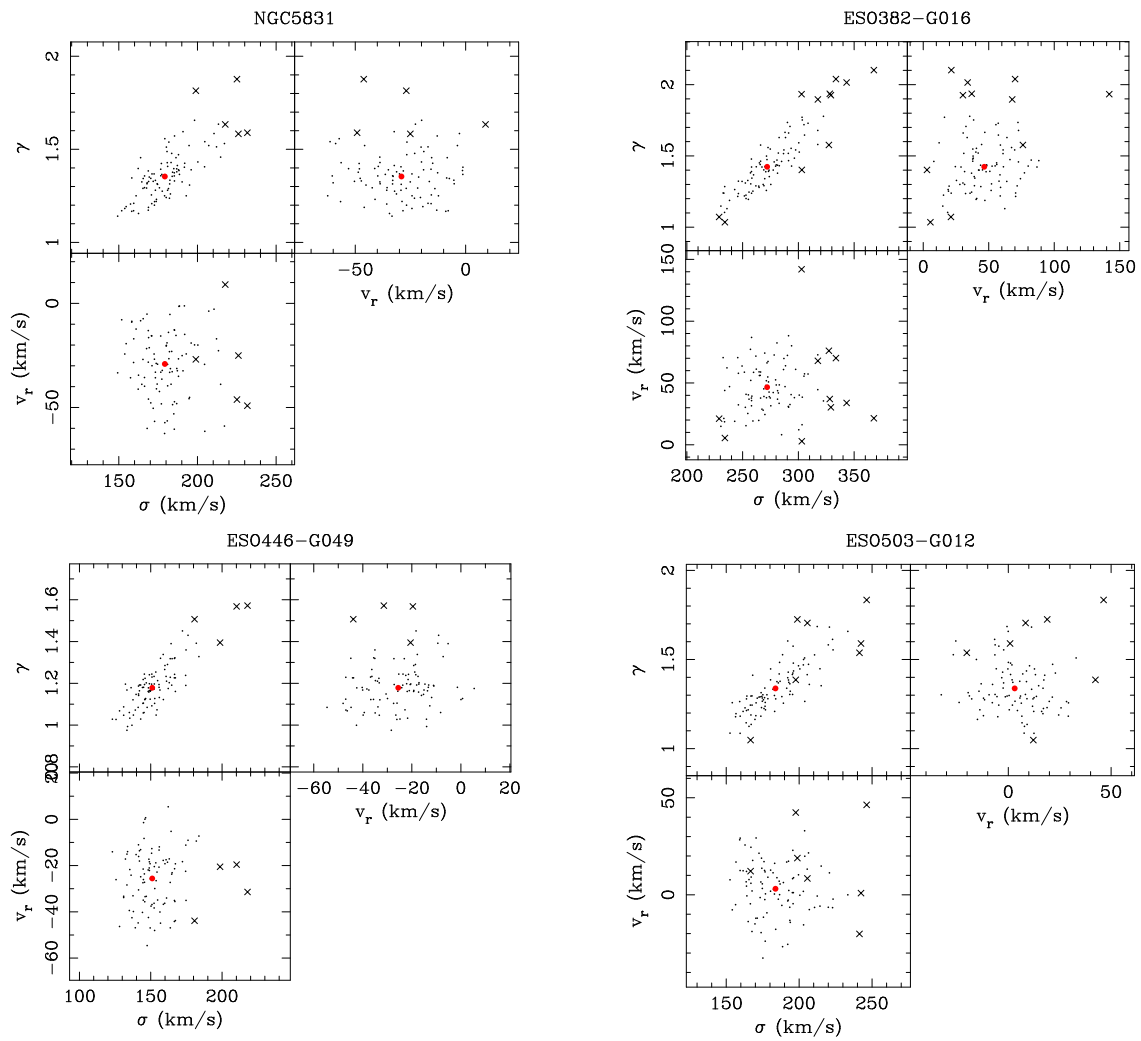


Figura D.1: Representación de los parámetros  $\gamma$ ,  $\sigma$  y  $V$  obtenidos en las simulaciones para cada galaxia de la muestra. Los puntos no considerados en el cálculo del error de los parámetros están señalados con cruces. Los puntos rojos mayores indican la estimación final de los parámetros. Las velocidades  $V$  son las calculadas por el programa `move1` después de mover las estrellas a la velocidad radial estimada en el intervalo óptico por otros autores (por ello, los valores representados son pequeños).



Continuación de la Figura D.1.



Continuación de la Figura D.1.

## Apéndice E

# Medidas de los índices infrarrojos

---

En este apéndice presentamos las regiones espectrales correspondientes a los índices infrarrojos estudiados en este trabajo (NaI, CaI,  $\langle\text{FeI}\rangle$  y  $D_{\text{CO}}$ ) de las galaxias de campo y del cúmulo de Fornax. Para cada índice, se muestran las bandas que definen el continuo y la absorción en cada caso.



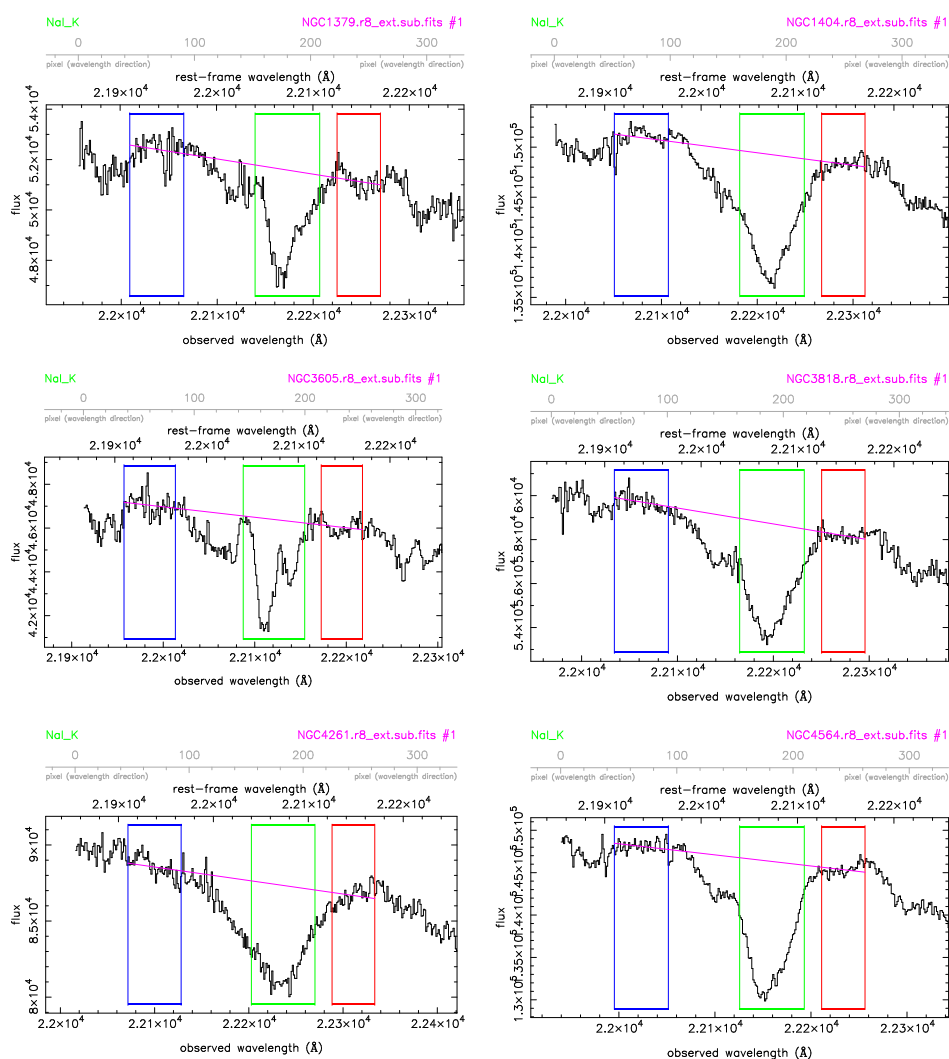
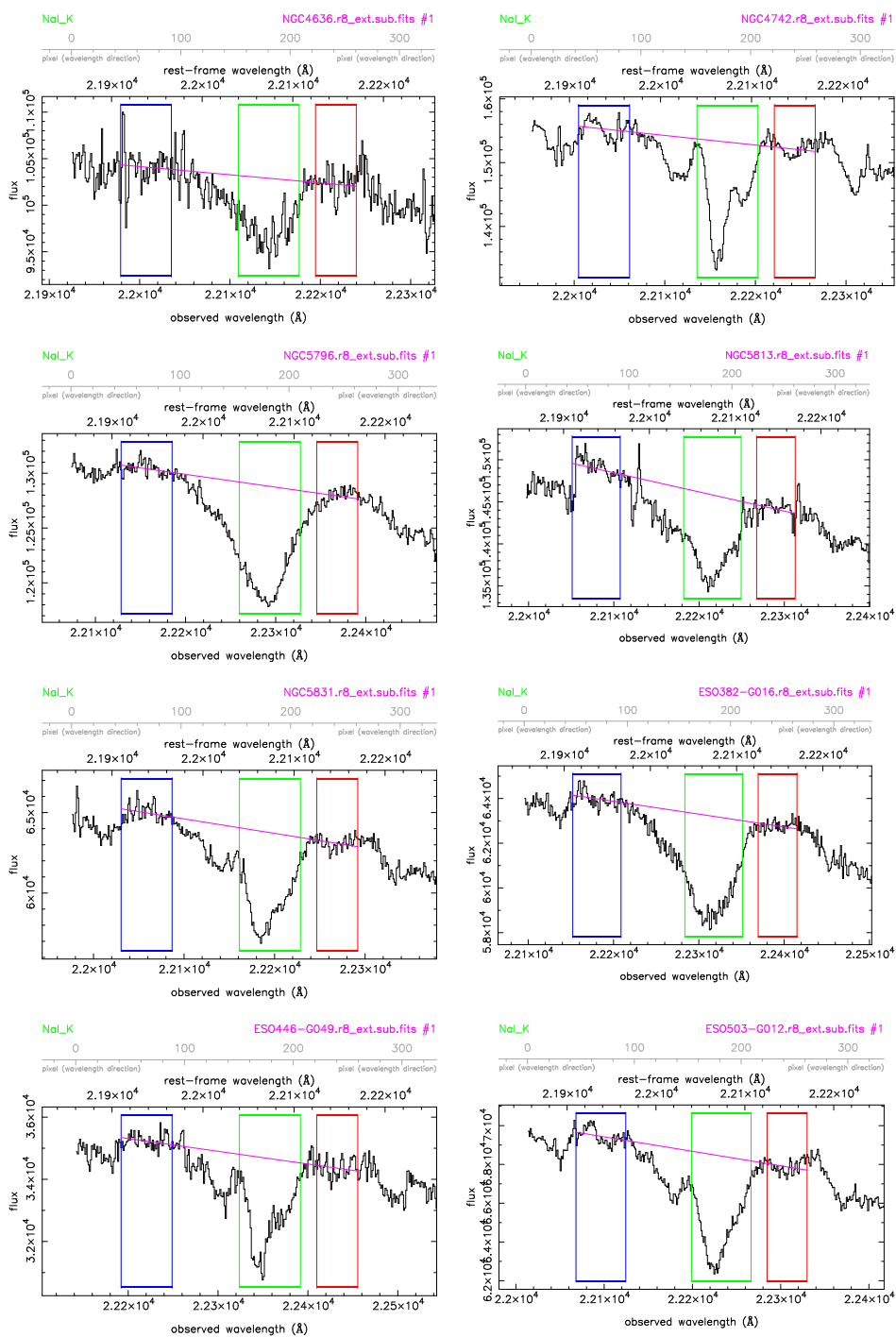


Figura E.1: Región del índice NaI para las galaxias de campo.



Continuación de la Figura E.1.

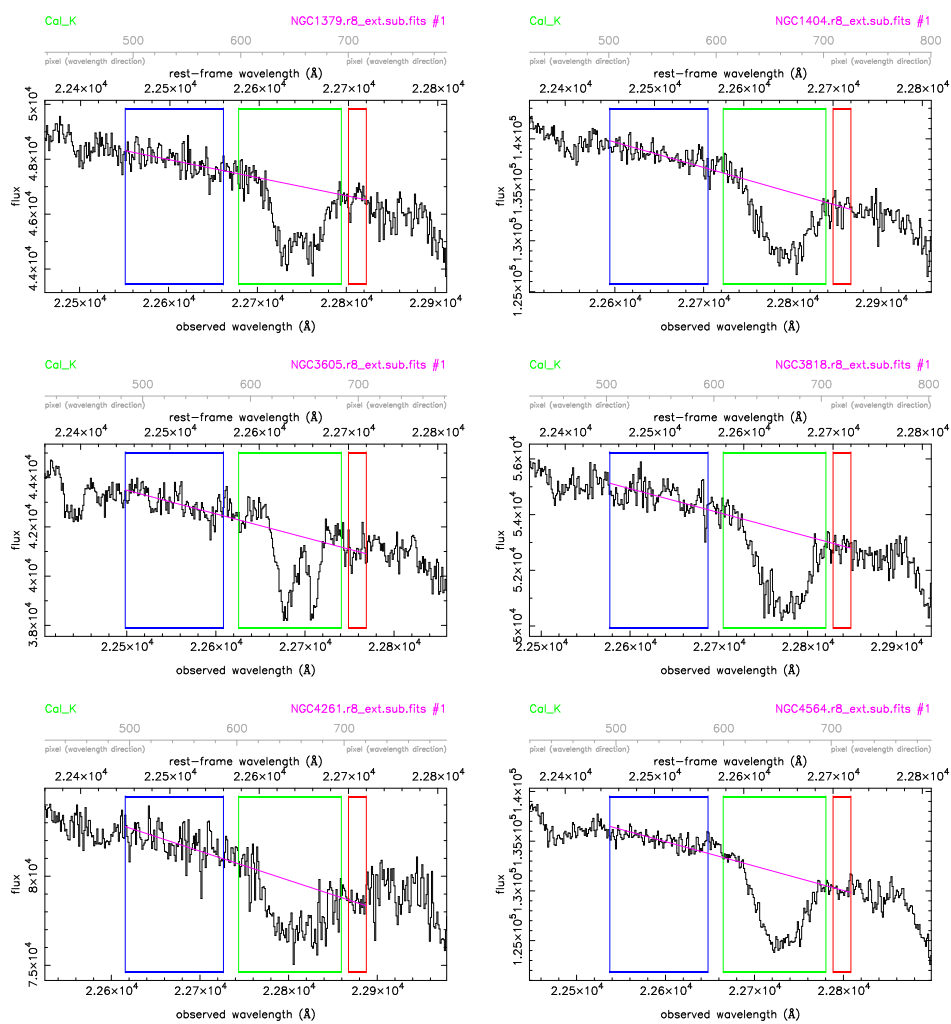
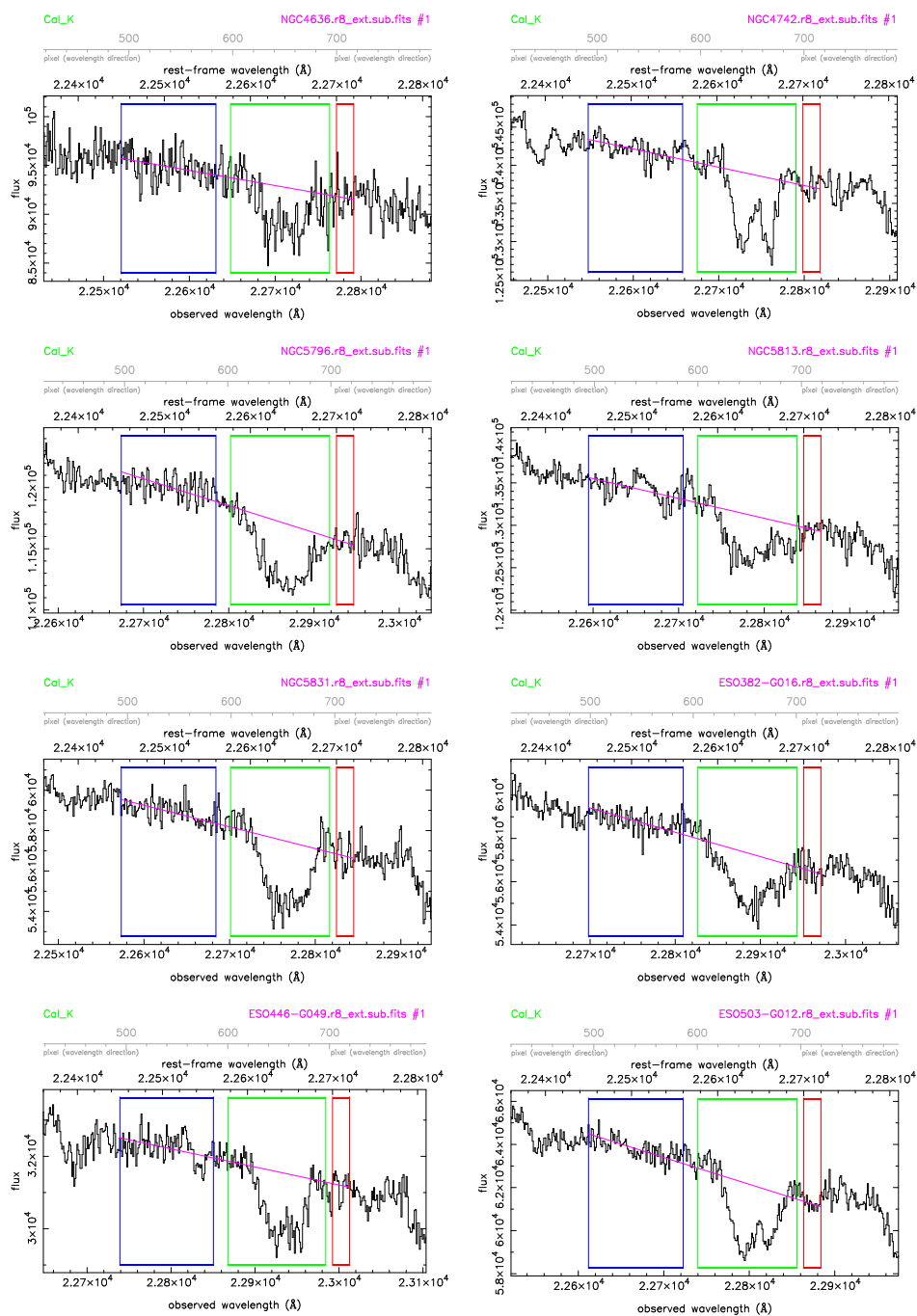


Figura E.2: Región del índice CaI para las galaxias de campo.



Continuación de la Figura E.2.

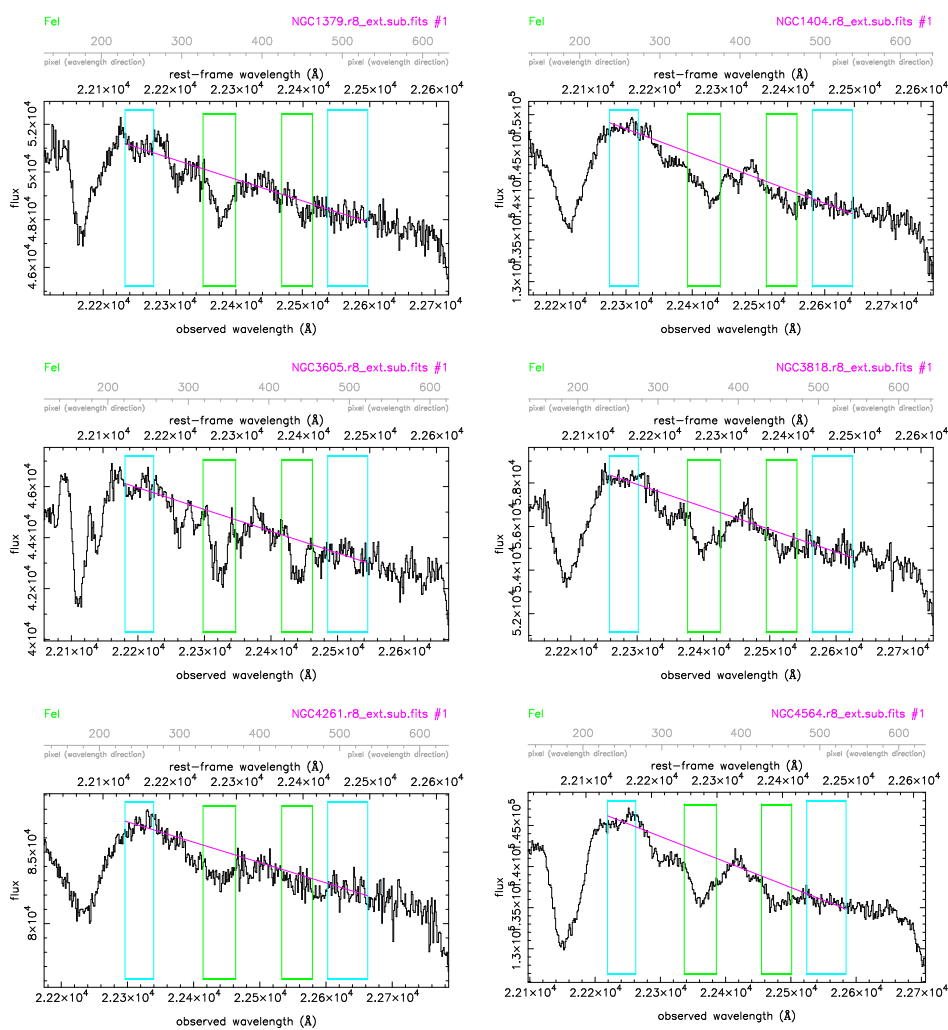
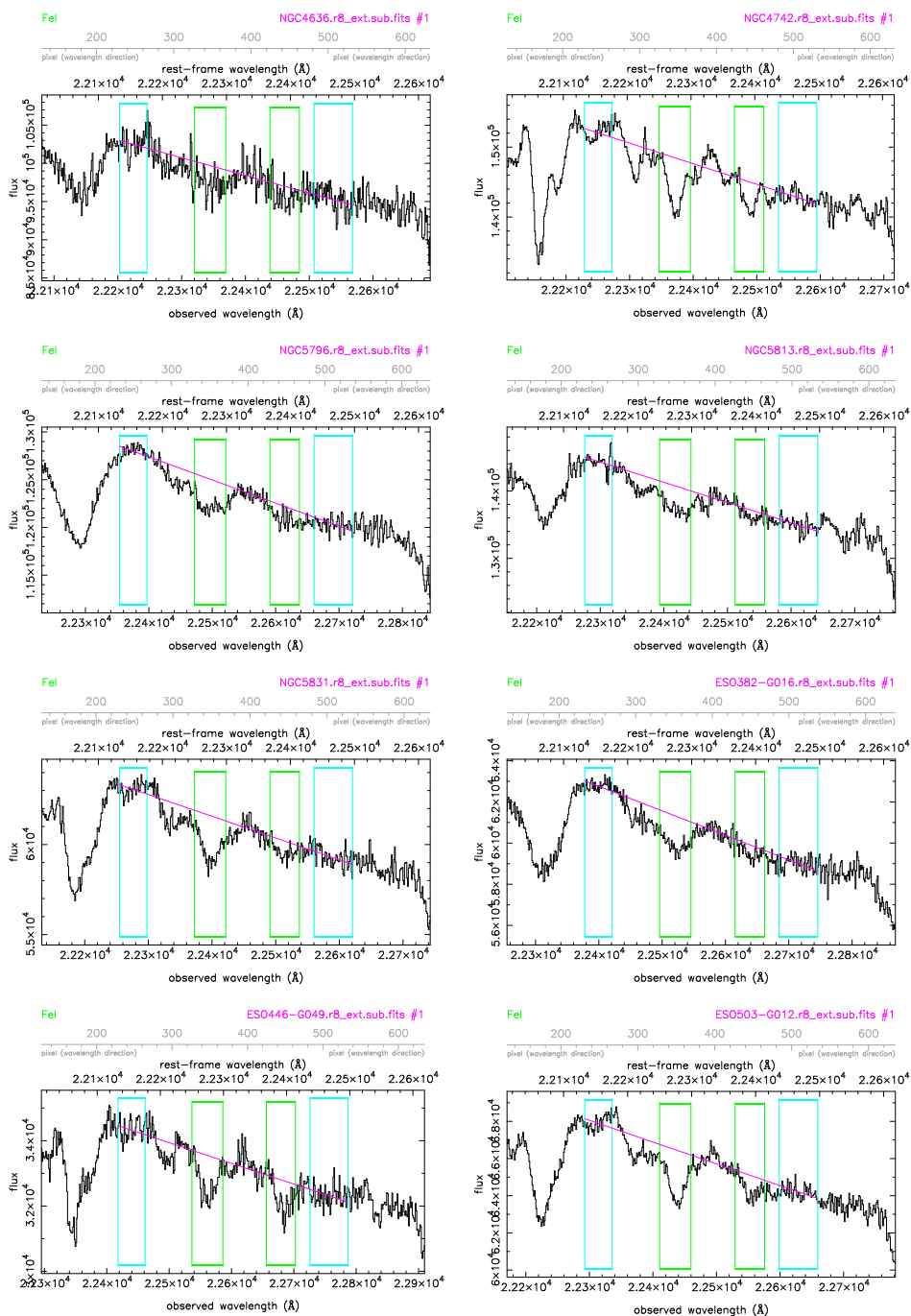


Figura E.3: Región del índice  $\langle \text{FeI} \rangle$  para las galaxias de campo.



Continuación de la Figura E.3.

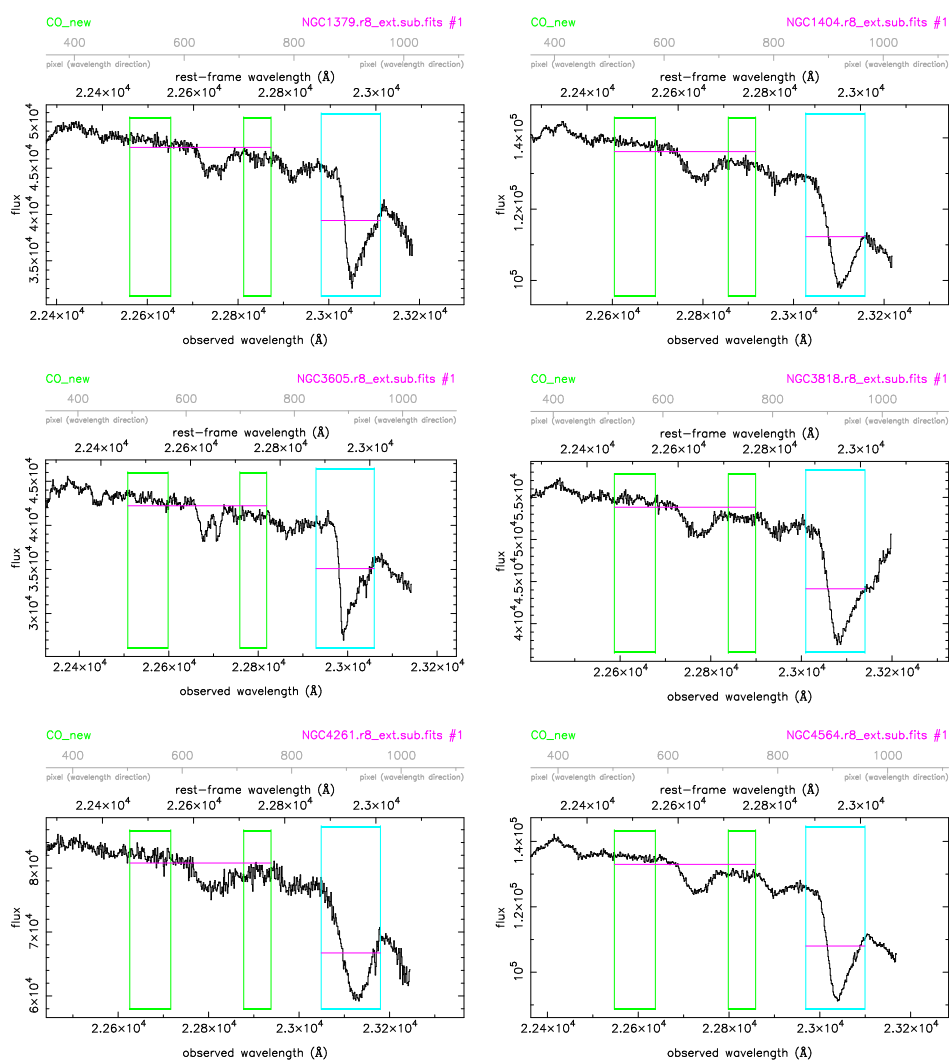
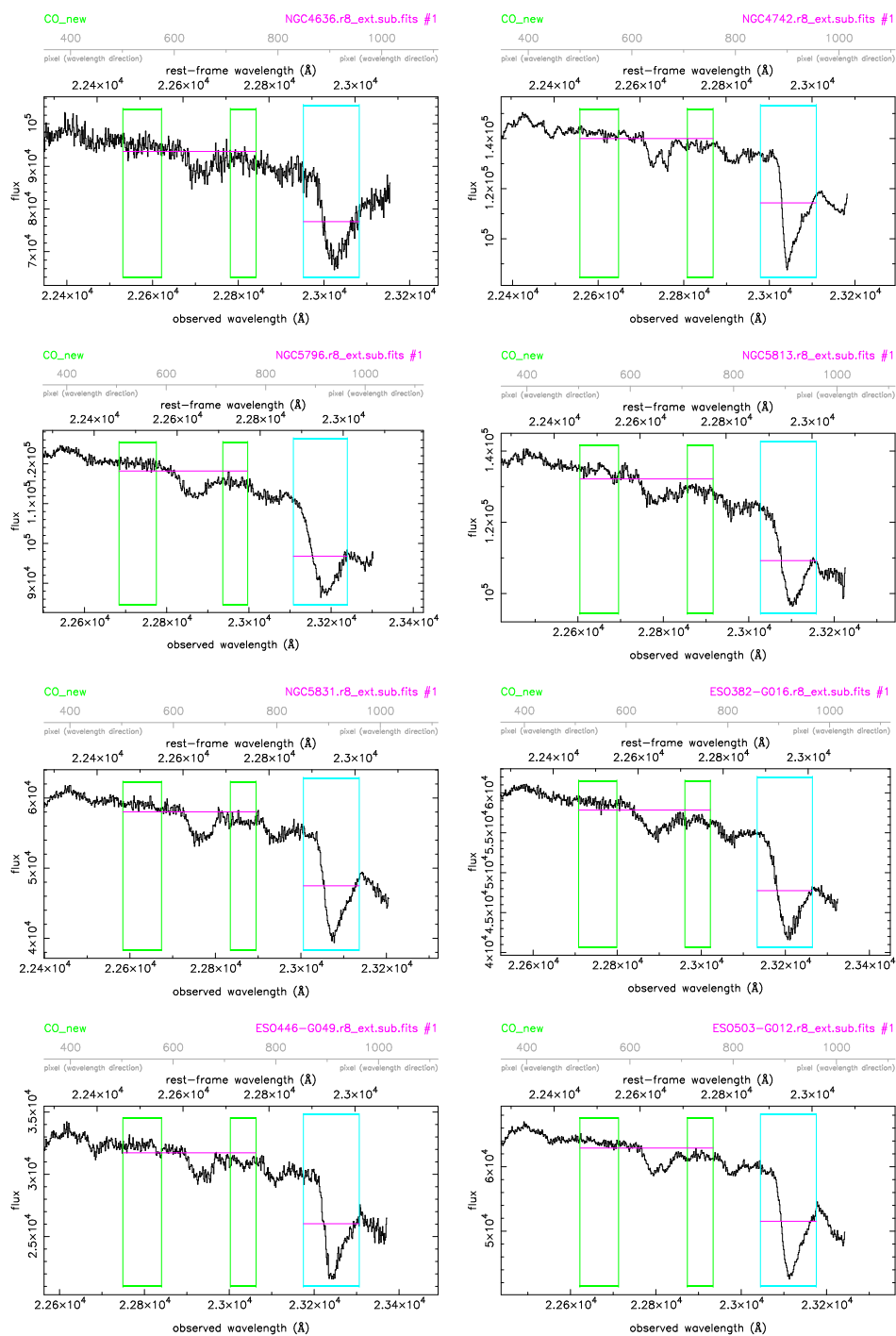


Figura E.4: Región del índice  $D_{CO}$  para las galaxias de campo.



Continuación de la Figura E.4.



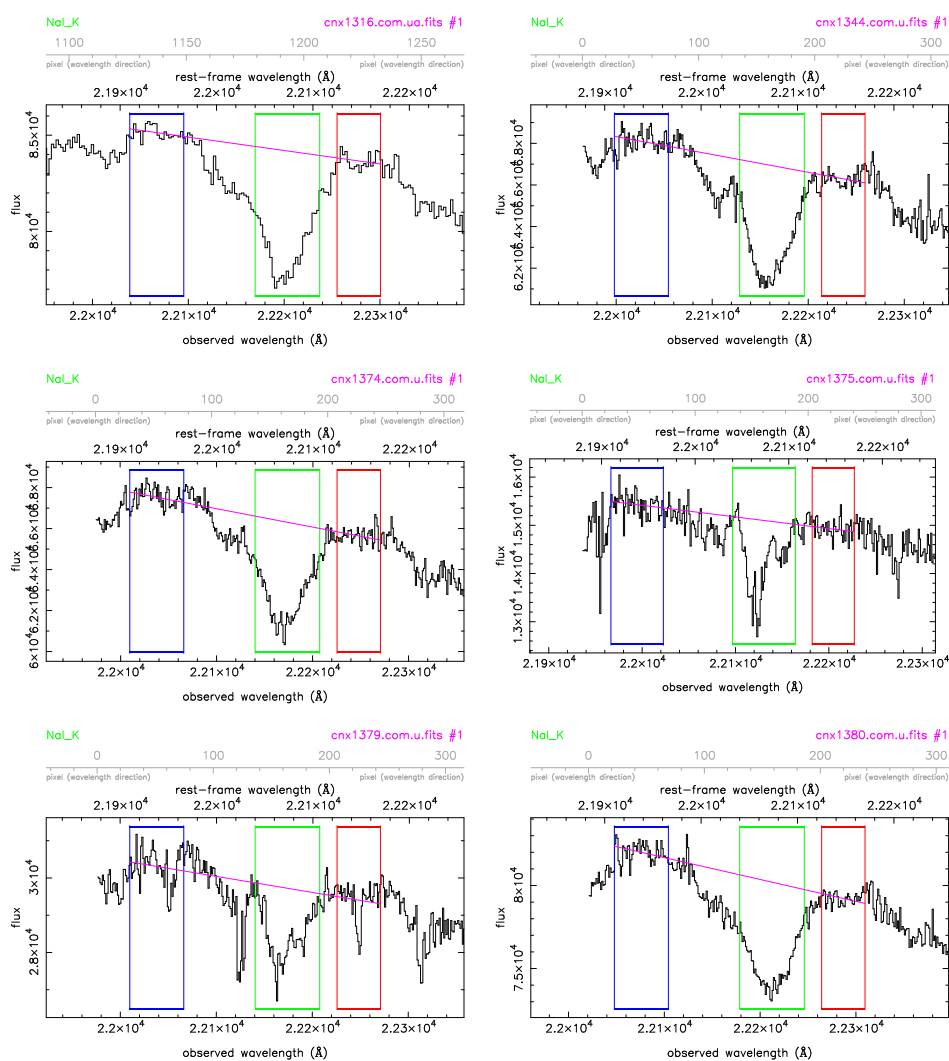
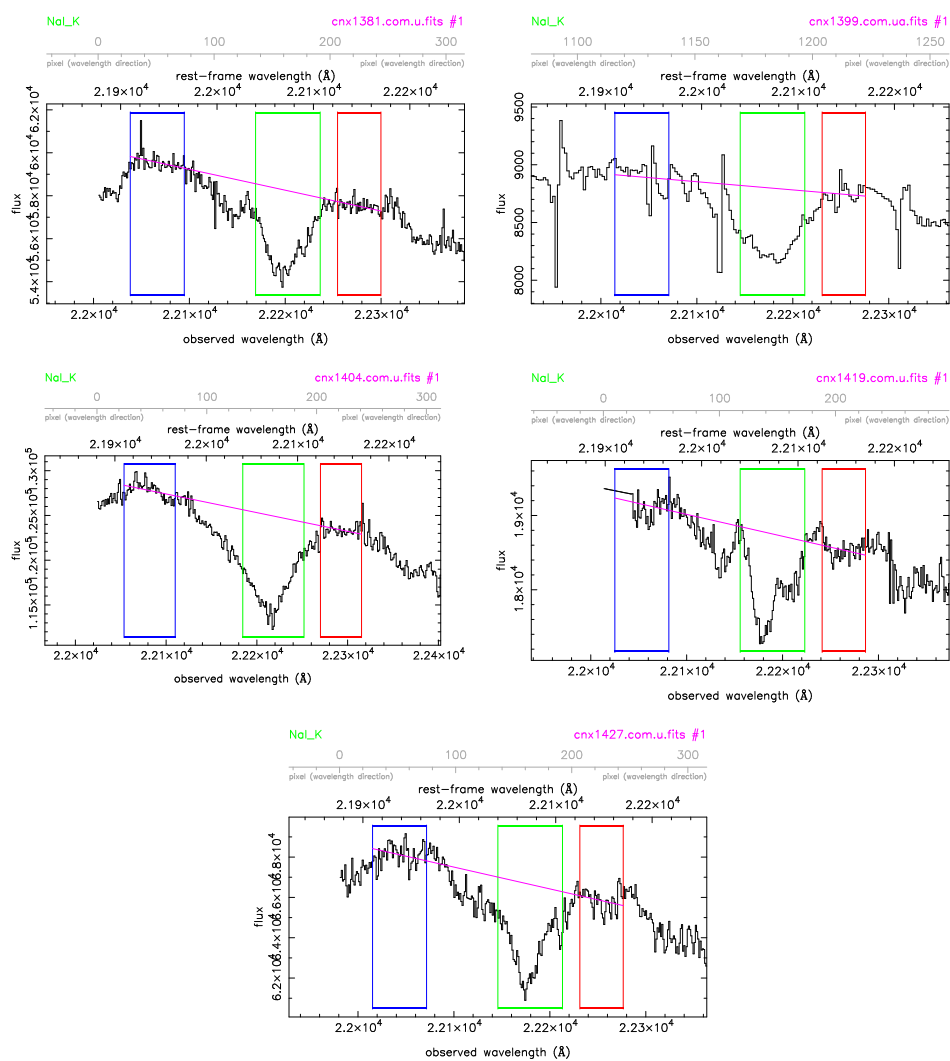


Figura E.5: Región del índice NaI para las galaxias de Fornax.



Continuación de la Figura E.5.

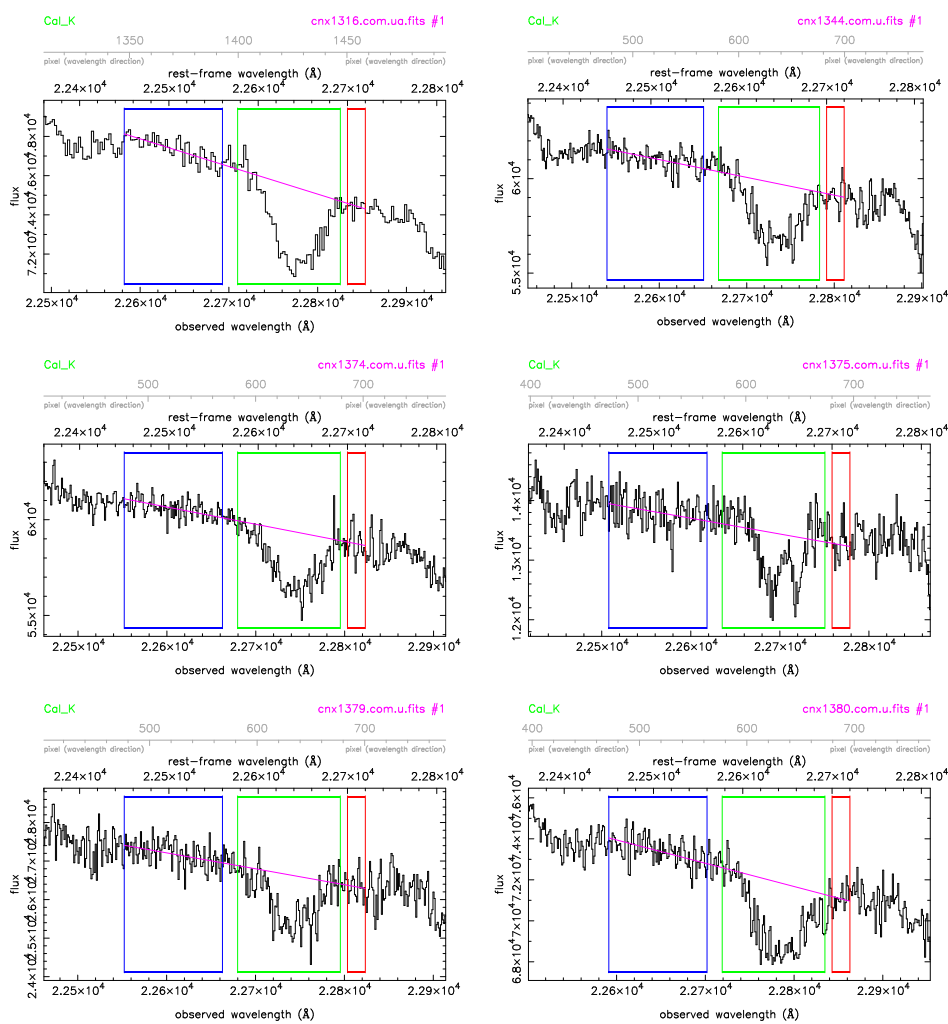
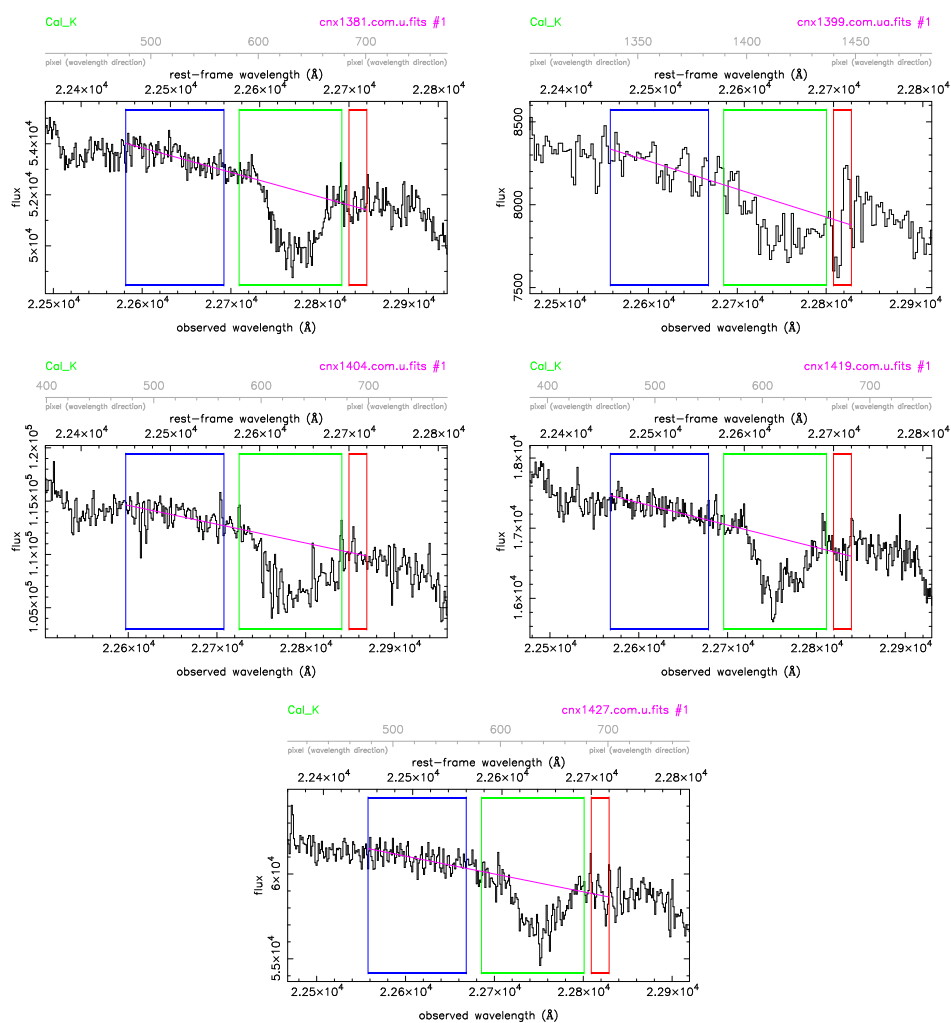


Figura E.6: Región del índice CaI para las galaxias de Fornax.



Continuación de la Figura E.6.

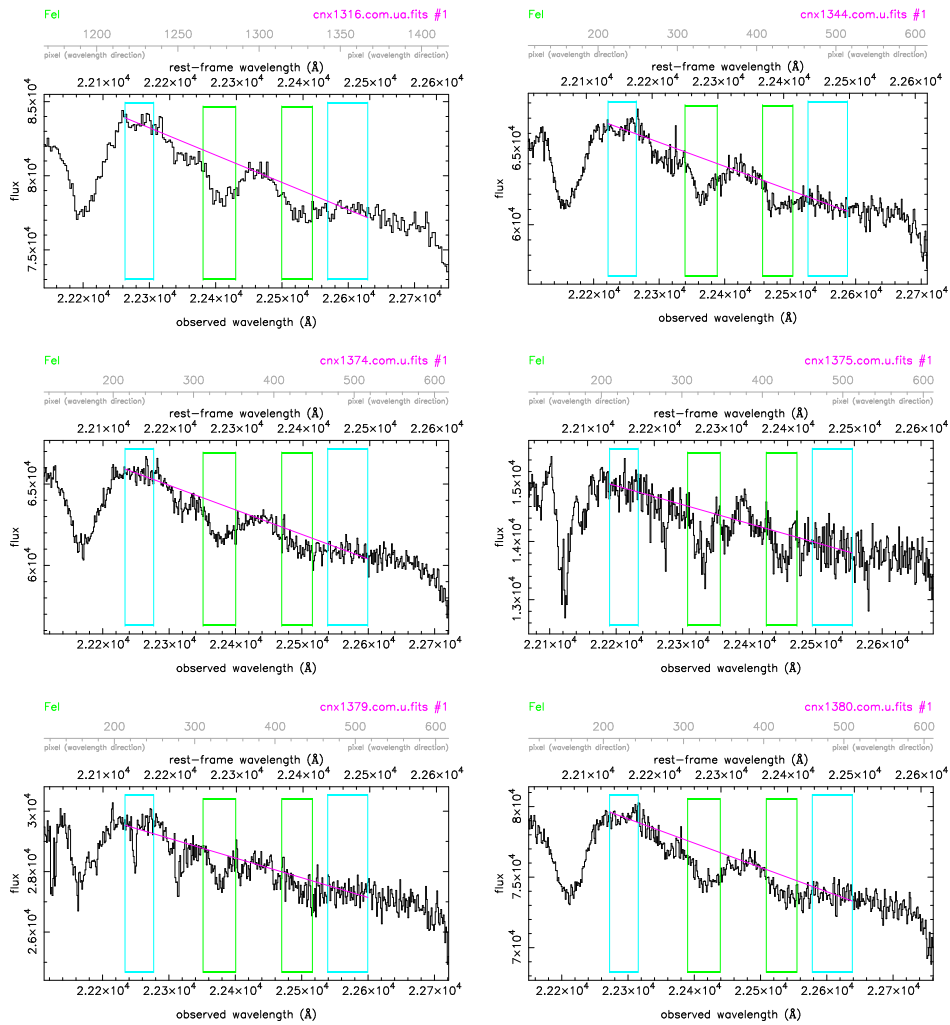
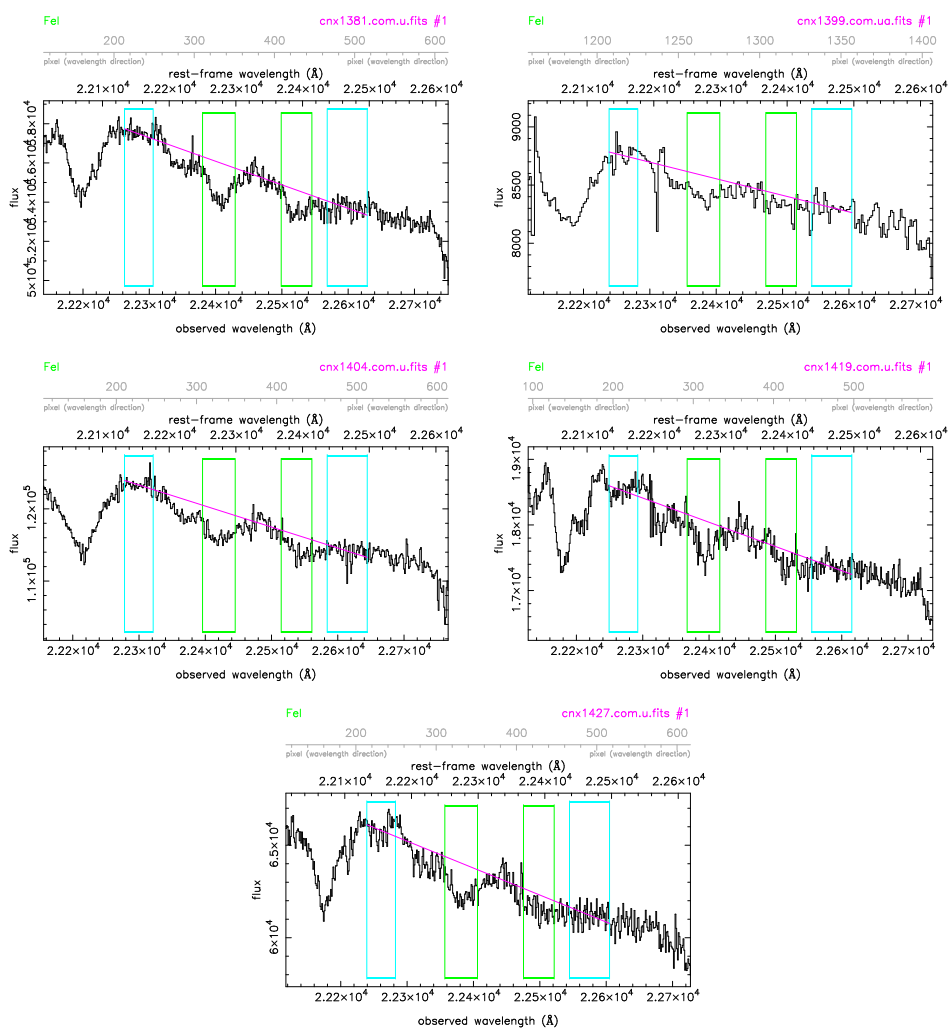


Figura E.7: Región del índice  $\langle \text{FeI} \rangle$  para las galaxias de Fornax.



Continuación de la Figura E.7.

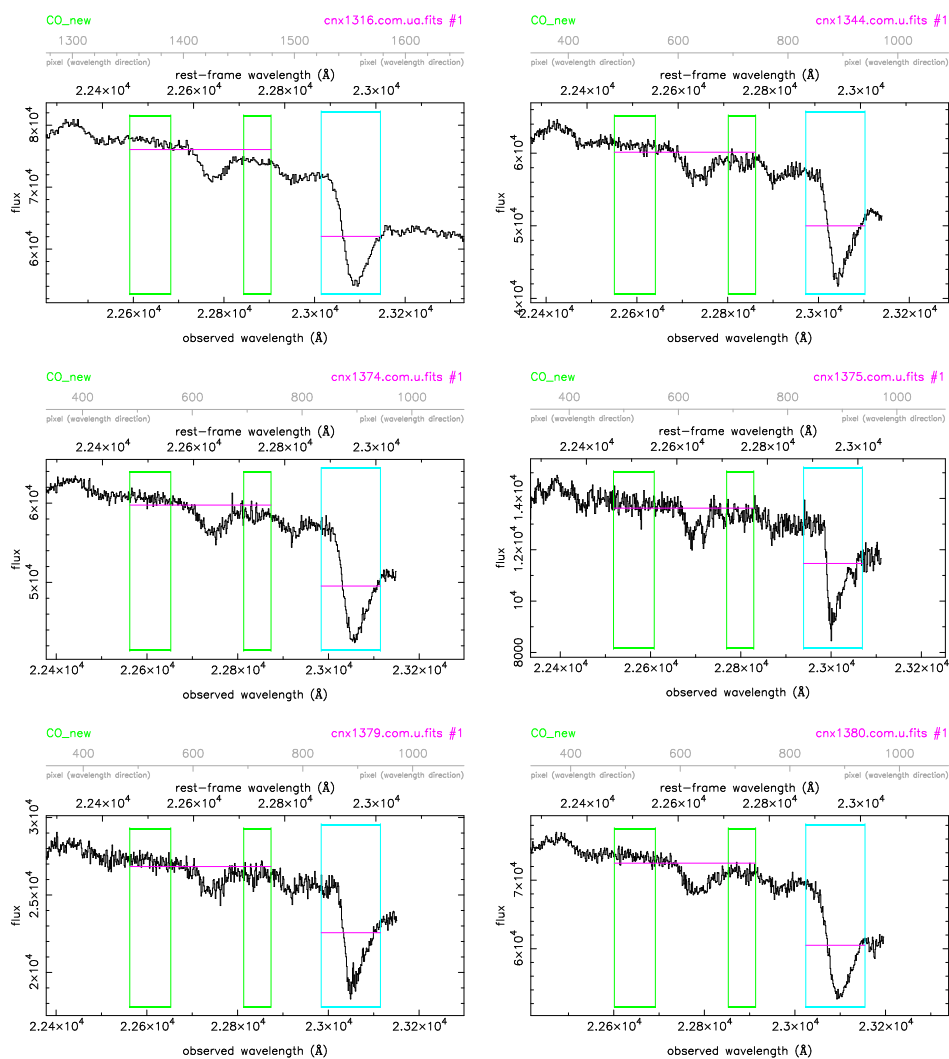
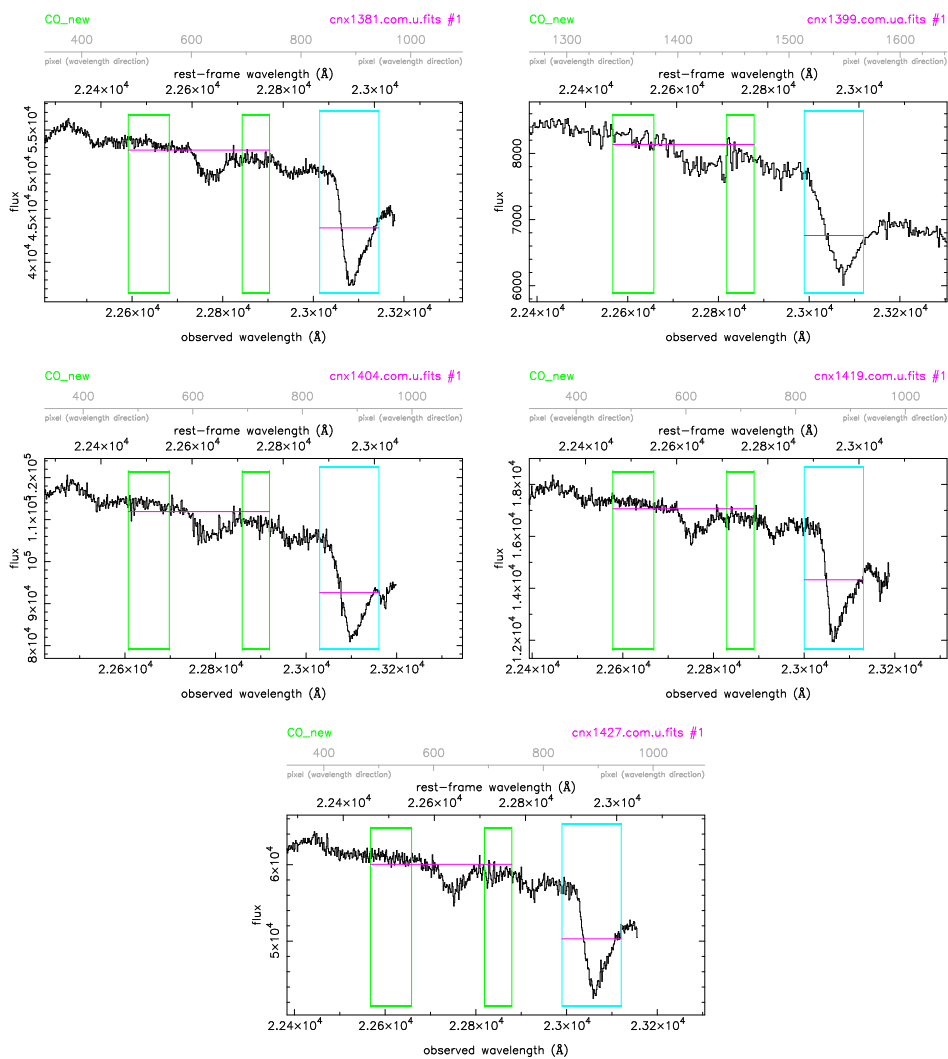


Figura E.8: Región del índice  $D_{CO}$  para las galaxias de Fornax.



Continuación de la Figura E.8.





# Bibliografía

---

- Aarseth S. J., Binney J., 1978, MNRAS, 185, 227
- Alexander D. R., Ferguson J. W., 1994, ApJ, 437, 879
- Ali B., Carr J. S., Depoy D. L., Frogel J. A., Sellgren K., 1995, AJ, 110, 2415
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., 1995, A&A, 297, 197
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., 1996, A&A, 313, 873
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., 1999, A&AS, 140, 261
- Angulo C., Arnould M., Rayet M., Descouvemont P., et al. 1999, Nuclear Physics A, 656, 3
- Annibali F., Bressan A., Rampazzo R., Zeilinger W. W., 2006, A&A, 445, 79
- Annibali F., Bressan A., Rampazzo R., Zeilinger W. W., Danese L., 2007, A&A, 463, 455
- Arimoto N., Yoshii Y., 1986, A&A, 164, 260
- Arimoto N., Yoshii Y., 1987, A&A, 173, 23
- Arp H., 1966, ApJS, 14, 1
- Baldwin J. R., Frogel J. A., Persson S. E., 1973, ApJ, 184, 427
- Balmaverde B., Capetti A., 2006, A&A, 447, 97
- Barbuy B., Perrin M.-N., Katz D., Coelho P., Cayrel R., Spite M., Van't Veer-Menneret C., 2003, A&A, 404, 661
- Barnes J. E., 1992, ApJ, 393, 484
- Barnes J. E., Hernquist L., 1992, ARA&A, 30, 705
- Barnes J. E., Hernquist L., 1996, ApJ, 471, 115
- Bekki K., Shioya Y., 1997, ApJL, 478, L17+

- Bender R., 1988, *A&A*, 193, L7
- Bender R., Burstein D., Faber S. M., 1992, *ApJ*, 399, 462
- Bender R., Burstein D., Faber S. M., 1993, *ApJ*, 411, 153
- Bender R., Saglia R. P., Gerhard O. E., 1994, *MNRAS*, 269, 785
- Bender R., Saglia R. P., Ziegler B., Belloni P., Greggio L., Hopp U., Bruzual G., 1998, *ApJ*, 493, 529
- Bender R., Surma P., Doebereiner S., Moellenhoff C., Madejsky R., 1989, *A&A*, 217, 35
- Bernardi M., Renzini A., da Costa L. N., Wegner G., Alonso M. V., Pellegrini P. S., Rit  C., Willmer C. N. A., 1998, *ApJL*, 508, L143
- Bernardi M., Sheth R. K., Annis J., et al. 2003, *AJ*, 125, 1866
- Bessell M. S., Brett J. M., 1988, *PASP*, 100, 1134
- Bessell M. S., Brett J. M., Scholz M., Wood P. R., 1991, *A&AS*, 89, 335
- Bessell M. S., Brett J. M., Wood P. R., Scholz M., 1989, *A&AS*, 77, 1
- Beuing J., Bender R., Mendes de Oliveira C., Thomas D., Maraston C., 2002, *A&A*, 395, 431
- Bica E., Alloin D., Schmidt A. A., 1990, *A&A*, 228, 23
- Binggeli B., Cameron L. M., 1991, *A&A*, 252, 27
- Binggeli B., Jerjen H., 1998, *A&A*, 333, 17
- Blum R. D., Sellgren K., Depoy D. L., 1996, *AJ*, 112, 1988
- Bower R. G., Ellis R. S., Rose J. A., Sharples R. M., 1990, *AJ*, 99, 530
- Bressan A., Chiosi C., Tantal  R., 1996, *A&A*, 311, 425
- Brocato E., Matteucci F., Mazzitelli I., Tornambe A., 1990, *ApJ*, 349, 458
- Brott I., Hauschildt P. H., 2005, in Turon C., O'Flaherty K. S., Perryman M. A. C., eds, *The Three-Dimensional Universe with Gaia Vol. 576 of ESA Special Publication, A PHOENIX Model Atmosphere Grid for Gaia*. pp 565–+
- Bruzual G., Charlot S., 1993, *ApJ*, 405, 538
- Bruzual G., Charlot S., 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Buitrago F., Trujillo I., Conselice C. J., Bouwens R. J., Dickinson M., Yan H., 2008, *ArXiv e-prints*

- Burstein D., Davies R. L., Dressler A., Faber S. M., Stone R. P. S., Lynden-Bell D., Terlevich R. J., Wegner G., 1987, *ApJS*, 64, 601
- Burstein D., Faber S. M., Gaskell C. M., Krumm N., 1984a, *ApJ*, 287, 586
- Burstein D., Faber S. M., Gaskell C. M., Krumm N., 1984b, *ApJ*, 287, 586
- Burstein D., Faber S. M., Gonzalez J. J., 1986, *AJ*, 91, 1130
- Caldwell N., Rose J. A., Concannon K. D., 2003, *AJ*, 125, 2891
- Caon N., Capaccioli M., D'Onofrio M., 1994, *A&AS*, 106, 199
- Caon N., Macchetto D., Pastoriza M., 2000, *ApJS*, 127, 39
- Capetti A., Balmaverde B., 2005, *A&A*, 440, 73
- Cappellari M., Bacon R., Bureau M., Damen M. C., Davies R. L., de Zeeuw P. T., Emsellem E., Falcón-Barroso J., Krajnović D., Kuntschner H., McDermid R. M., Peletier R. F., Sarzi M., van den Bosch R. C. E., van de Ven G., 2006, *MNRAS*, 366, 1126
- Cardiel N., 1999, Ph.D. Thesis
- Cardiel N., 2007, in Figueras F., Girart J., Hernanz M., Jordi C., eds, *Highlights of Spanish astrophysics IV Measuring line-strength indices in a systematic way*. pp CD-ROM
- Cardiel N., Gorgas J., Aragon-Salamanca A., 1998, *MNRAS*, 298, 977
- Cardiel N., Gorgas J., Cenarro J., Gonzalez J. J., 1998, *A&AS*, 127, 597
- Cardiel N., Gorgas J., Sánchez-Blázquez P., Cenarro A. J., Pedraz S., Bruzual G., Klement J., 2003, *A&A*, 409, 511
- Carigi L., Peimbert M., Esteban C., García-Rojas J., 2005, *ApJ*, 623, 213
- Carlberg R. G., 1984a, *ApJ*, 286, 403
- Carlberg R. G., 1984b, *ApJ*, 286, 416
- Carretta E., Gratton R. G., 1997, *A&AS*, 121, 95
- Cassisi S., Salaris M., Irwin A. W., 2003, *ApJ*, 588, 862
- Cenarro A. J., Cardiel N., Gorgas J., Peletier R. F., Vazdekis A., Prada F., 2001, *MNRAS*, 326, 959
- Cenarro A. J., Gorgas J., Cardiel N., Pedraz S., Peletier R. F., Vazdekis A., 2001, *MNRAS*, 326, 981
- Cenarro A. J., Gorgas J., Cardiel N., Vazdekis A., Peletier R. F., 2002, *MNRAS*, 329, 863

- Cenarro A. J., Gorgas J., Vazdekis A., Cardiel N., Peletier R. F., 2003, *MNRAS*, 339, L12
- Cenarro A. J., Peletier R. F., Sánchez-Blázquez P., Selam S. O., Toloba E., Cardiel N., Falcón-Barroso J., Gorgas J., Jiménez-Vicente J., Vazdekis A., 2007, *MNRAS*, 374, 664
- Cenarro A. J., Sánchez-Blázquez P., Cardiel N., Gorgas J., 2004, *ApJL*, 614, L101
- Chiappini C., Romano D., Matteucci F., 2003, *MNRAS*, 339, 63
- Chiosi C., Nasi E., Bertelli G., Bressan A., 1986, *A&A*, 165, 84
- Ciotti L., Lanzoni B., 1997, *A&A*, 321, 724
- Ciotti L., Lanzoni B., Renzini A., 1996, *MNRAS*, 282, 1
- Coelho P., Barbuy B., Meléndez J., Schiavon R. P., Castilho B. V., 2005, *A&A*, 443, 735
- Coelho P., Bruzual G., Charlot S., Weiss A., Barbuy B., Ferguson J. W., 2007, *MNRAS*, 382, 498
- Cole S., Lacey C. G., Baugh C. M., Frenk C. S., 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Colless M., Burstein D., Davies R. L., McMahan R. K., Saglia R. P., Wegner G., 1999, *MNRAS*, 303, 813
- Connes P., 1970, *ARA&A*, 8, 209
- Crampin J., Hoyle F., 1961, *MNRAS*, 122, 27
- Cushing M. C., Rayner J. T., Vacca W. D., 2005, *ApJ*, 623, 1115
- Dallier R., Boisson C., Joly M., 1996, *A&AS*, 116, 239
- Davidge T. J., Beck T. L., McGregor P. J., 2008, *ApJ*, 677, 238
- De Lucia G., Springel V., White S. D. M., Croton D., Kauffmann G., 2006, *MNRAS*, 366, 499
- de Vaucouleurs G., 1948, *Annales d'Astrophysique*, 11, 247
- Denicoló G., Terlevich R., Terlevich E., et al. 2005a, *MNRAS*, 356, 1440
- Denicoló G., Terlevich R., Terlevich E., et al. 2005b, *MNRAS*, 358, 813
- Djorgovski S., Davis M., 1987, *ApJ*, 313, 59
- Doyon R., Joseph R. D., Wright G. S., 1994, *ApJ*, 421, 101
- Dressler A., Lynden-Bell D., Burstein D., Davies R. L., Faber S. M., Terlevich R., Wegner G., 1987, *ApJ*, 313, 42

- Dupraz C., Combes F., 1986, *A&A*, 166, 53
- Ebnetter K., Balick B., 1985, *AJ*, 90, 183
- Ebnetter K., Davis M., Djorgovski S., 1988, *AJ*, 95, 422
- Emsellem E., Cappellari M., Peletier R. F., McDermid R. M., Bacon R., Bureau M., Copin Y., Davies R. L., Krajnović D., Kuntschner H., Miller B. W., de Zeeuw P. T., 2004, *MNRAS*, 352, 721
- Förster Schreiber N. M., 2000, *AJ*, 120, 2089
- Faber S. M., 1972, *A&A*, 20, 361
- Faber S. M., 1973, *ApJ*, 179, 731
- Faber S. M., Friel E. D., Burstein D., Gaskell C. M., 1985, *ApJS*, 57, 711
- Faber S. M., Jackson R. E., 1976, *ApJ*, 204, 668
- Faber S. M., Tremaine S., Ajhar E. A., Byun Y.-I., Dressler A., Gebhardt K., Grillmair C., Kormendy J., Lauer T. R., Richstone D., 1997, *AJ*, 114, 1771
- Faber S. M., Willmer C. N. A., Wolf C., Koo D. C., et al. 2007, *ApJ*, 665, 265
- Ferrarese L., Ford H. C., Jaffe W., 1996, *ApJ*, 470, 444
- Ferrarese L., van den Bosch F. C., Ford H. C., Jaffe W., O'Connell R. W., 1994, *AJ*, 108, 1598
- Fluks M. A., Plez B., The P. S., de Winter D., Westerlund B. E., Steenman H. C., 1994, *A&AS*, 105, 311
- Forbes F. F., Stonaker W. F., Johnson H. L., 1970, *AJ*, 75, 158
- Fort B. P., Prieur J.-L., Carter D., Meatheringham S. J., Vigroux L., 1986, *ApJ*, 306, 110
- Franx M., van Dokkum P. G., Foerster Schreiber N. M., Wuyts S., Labbe I., Toft S., 2008, *ArXiv e-prints*
- Frogel J. A., 1971, Ph.D. Thesis
- Frogel J. A., Kuchinski L. E., Tiede G. P., 1995, *AJ*, 109, 1154
- Frogel J. A., Persson S. E., Cohen J. G., 1979, *ApJ*, 227, 499
- Frogel J. A., Persson S. E., Matthews K., Aaronson M., 1978, *ApJ*, 220, 75
- Frogel J. A., Stephens A., Ramírez S., DePoy D. L., 2001, *AJ*, 122, 1896

- Geisler D., 1984, *PASP*, 96, 723
- Girardi L., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C., 2000, *A&AS*, 141, 371
- González J. J., 1993, PhD thesis, Thesis (PH.D.)—UNIVERSITY OF CALIFORNIA, SANTA CRUZ, 1993. Source: *Dissertation Abstracts International*, Volume: 54-05, Section: B, page: 2551.
- Gorgas J., Cardiel N., Pedraz S., González J. J., 1999, *A&AS*, 139, 29
- Gorgas J., Efstathiou G., Salamanca A. A., 1990, *MNRAS*, 245, 217
- Gorgas J., Faber S. M., Burstein D., Gonzalez J. J., Courteau S., Prosser C., 1993, *ApJS*, 86, 153
- Gorgas J., Jablonka P., Goudfrooij P., 2007, *A&A*, 474, 1081
- Gott J. R. I., 1975, *ApJ*, 201, 296
- Gott III R. J., 1973, *ApJ*, 186, 481
- Graham A., Colless M., 1997, *MNRAS*, 287, 221
- Graves G. J., Schiavon R. P., 2008, *ApJS*, 177, 446
- Guiderdoni B., Rocca-Volmerange B., 1987, *A&A*, 186, 1
- Gustafsson B., Edvardsson B., Eriksson K., Mizuno-Wiedner M., Jørgensen U. G., Plez B., 2003, in Hubeny I., Mihalas D., Werner K., eds, *Stellar Atmosphere Modeling Vol. 288 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, A Grid of Model Atmospheres for Cool Stars*. pp 331–+
- Guzman R., Lucey J. R., Carter D., Terlevich R. J., 1992, *MNRAS*, 257, 187
- Hanson M. M., Conti P. S., Rieke M. J., 1996, *ApJS*, 107, 281
- Hanson M. M., Kudritzki R.-P., Kenworthy M. A., Puls J., Tokunaga A. T., 2005, *ApJS*, 161, 154
- Harris W. E., 1996, *AJ*, 112, 1487
- Hawarden T. G., Longmore A. J., Tritton S. B., Elson R. A. W., Corwin Jr. H. G., 1981, *MNRAS*, 196, 747
- Hayes D. S., Latham D. W., 1975, *ApJ*, 197, 593
- Henry R. B. C., Edmunds M. G., Köppen J., 2000, *ApJ*, 541, 660
- Hernquist L., 1992, *ApJ*, 400, 460

- Hopp U., Fernández M., 2002, *Calar Alto Newsletter*, 4
- Houdashelt M. L., Trager S. C., Worthey G., Bell R. A., 2002, in *Bulletin of the American Astronomical Society* Vol. 34 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, *Synthetic Stellar Lick Indices as a Function of Elemental Abundances*. pp 1118–+
- Iglesias C. A., Rogers F. J., 1996, *ApJ*, 464, 943
- Ivanov V. D., Rieke G. H., Groppi C. E., Alonso-Herrero A., Rieke M. J., Engelbracht C. W., 2000, *ApJ*, 545, 190
- Ivanov V. D., Rieke M. J., Engelbracht C. W., Alonso-Herrero A., Rieke G. H., Luhman K. L., 2004, *ApJS*, 151, 387
- Jablonka P., Gorgas J., Goudfrooij P., 2007, *A&A*, 474, 763
- Jaffe W., Ford H., Ferrarese L., van den Bosch F., O’Connell R. W., 1996, *ApJ*, 460, 214
- Jaffe W., Ford H. C., O’Connell R. W., van den Bosch F. C., Ferrarese L., 1994, *AJ*, 108, 1567
- James P. A., Mobasher B., 1999, *MNRAS*, 306, 199
- James P. A., Mobasher B., 2000, *MNRAS*, 317, 259
- Johnson H. J., Mendez M. E., 1970, *AJ*, 75, 785
- Jones L. A., Worthey G., 1995, *ApJL*, 446, L31+
- Jørgensen I., 1999, *MNRAS*, 306, 607
- Jørgensen I., Franx M., Hjorth J., van Dokkum P. G., 1999, *MNRAS*, 308, 833
- Jørgensen I., Franx M., Kjaergaard P., 1996, *MNRAS*, 280, 167
- Joyce R. R., Hinkle K. H., Wallace L., Dulick M., Lambert D. L., 1998, *AJ*, 116, 2520
- Jun H. D., Im M., 2008, *ApJL*, 678, L97
- Kaiser M. E., Bower G. A., Green R. F., STIS IDT Team 2000, in *Bulletin of the American Astronomical Society* Vol. 32 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, *The Nuclear Dynamics of NGC4742*. pp 701–+
- Kauffmann G., Charlot S., 1998, *MNRAS*, 294, 705
- Kauffmann G., Haehnelt M., 2000, *MNRAS*, 311, 576
- Khochfar S., Burkert A., 2003, *ApJL*, 597, L117
- Khochfar S., Burkert A., 2005, *MNRAS*, 359, 1379



- Kleinmann S. G., Hall D. N. B., 1986, *ApJS*, 62, 501
- Knapp G. R., Turner E. L., Cunniffe P. E., 1985, *AJ*, 90, 454
- Kormendy J., 1977, *ApJ*, 218, 333
- Kormendy J., 1984, *ApJ*, 287, 577
- Kormendy J., 1985a, *ApJL*, 292, L9
- Kormendy J., 1985b, *ApJ*, 295, 73
- Kormendy J., Bender R., 1996, *ApJL*, 464, L119+
- Korn A. J., Maraston C., Thomas D., 2005, *A&A*, 438, 685
- Kriek M., van der Wel A., van Dokkum P. G., Franx M., Illingworth G. D., 2008, *ApJ*, 682, 896
- Kuchinski L. E., Frogel J. A., 1995, *AJ*, 110, 2844
- Kuchinski L. E., Frogel J. A., Terndrup D. M., Persson S. E., 1995, *AJ*, 109, 1131
- Kuiper G. P., Wilson W., Cashman R. J., 1947, *ApJ*, 106, 243
- Kuntschner H., 2000, *MNRAS*, 315, 184
- Kuntschner H., Davies R. L., 1998, *MNRAS*, 295, L29+
- Kuntschner H., Emsellem E., Bacon R., Bureau M., Cappellari M., Davies R. L., de Zeeuw P. T., Falcón-Barroso J., Krajnović D., McDermid R. M., Peletier R. F., Sarzi M., 2006, *MNRAS*, 369, 497
- Kuntschner H., Lucey J. R., Smith R. J., Hudson M. J., Davies R. L., 2001, *MNRAS*, 323, 615
- Kuntschner H., Smith R. J., Colless M., Davies R. L., Kaldare R., Vazdekis A., 2002, *MNRAS*, 337, 172
- Kunz R., Fey M., Jaeger M., Mayer A., Hammer J. W., Staudt G., Harissopulos S., Paradelis T., 2002, *ApJ*, 567, 643
- La Barbera F., Busarello G., Merluzzi P., de la Rosa I., Coppola G., Haines C. P., 2008, *ArXiv e-prints*, 807
- Lançon A., Rocca-Volmerange B., 1992, *A&AS*, 96, 593
- Lançon A., Wood P. R., 2000, *A&AS*, 146, 217
- Lang L., 1991, *Astrophysical Data: Planets and Stars*, Ed. Springer-Verlag, 1

- Larson R. B., 1974a, MNRAS, 166, 585
- Larson R. B., 1974b, MNRAS, 169, 229
- Larson R. B., 1975, MNRAS, 173, 671
- Lauberts A., Valentijn E. A., 1989, The surface photometry catalogue of the ESO-Uppsala galaxies. Garching: European Southern Observatory, —c1989
- Lauer T. R., Ajhar E. A., Byun Y.-I., Dressler A., Faber S. M., Grillmair C., Kormendy J., Richstone D., Tremaine S., 1995, AJ, 110, 2622
- Lauer T. R., Faber S. M., Gebhardt K., Richstone D., Tremaine S., Ajhar E. A., Aller M. C., Bender R., Dressler A., Filippenko A. V., Green R., Grillmair C. J., Ho L. C., Kormendy J., Magorrian J., Pinkney J., Siopis C., 2005, AJ, 129, 2138
- Lauer T. R., Gebhardt K., Faber S. M., Richstone D., Tremaine S., Kormendy J., Aller M. C., Bender R., Dressler A., Filippenko A. V., Green R., Ho L. C., 2007, ApJ, 664, 226
- Le Borgne J.-F., Bruzual G., Pelló R., Lançon A., Rocca-Volmerange B., Sanahuja B., Schaerer D., Soubiran C., Vílchez-Gómez R., 2003, A&A, 402, 433
- Lee H.-c., Worthey G., 2005, ApJS, 160, 176
- Lejeune T., Cuisinier F., Buser R., 1997, A&AS, 125, 229
- Lejeune T., Cuisinier F., Buser R., 1998, A&AS, 130, 65
- Livingston W., Wallace L., 1991, An atlas of the solar spectrum in the infrared from 1850 to 9000 cm<sup>-1</sup> (1.1 to 5.4 micrometer). NSO Technical Report, Tucson: National Solar Observatory, National Optical Astronomy Observatory, 1991
- Malin D. F., Carter D., 1980, Nature, 285, 643
- Malin D. F., Carter D., 1983, ApJ, 274, 534
- Maraston C., 2005, MNRAS, 362, 799
- Matteucci F., Panagia N., Pipino A., Mannucci F., Recchi S., Della Valle M., 2006, MNRAS, 372, 265
- Matteucci F., Tornambe A., 1987, A&A, 185, 51
- Mayya Y. D., 1997, ApJL, 482, L149+
- McCammon D., Munch G., Neugebauer G., 1967, ApJ, 147, 575
- McGlynn T. A., 1984, ApJ, 281, 13

- McWilliam A., Lambert D. L., 1984, *PASP*, 96, 882
- Mehlert D., Thomas D., Saglia R. P., Bender R., Wegner G., 2003, *A&A*, 407, 423
- Mertz L., 1965, *AJ*, 70, 548
- Meyer M. R., Edwards S., Hinkle K. H., Strom S. E., 1998, *ApJ*, 508, 397
- Michielsen D., Boselli A., Conselice C. J., Toloba E., Whiley I. M., Aragón-Salamanca A., Balcells M., Cardiel N., Cenarro A. J., Gorgas J., Peletier R. F., Vazdekis A., 2008, *MNRAS*, 385, 1374
- Mobasher B., Guzman R., Aragon-Salamanca A., Zepf S., 1999, *MNRAS*, 304, 225
- Mobasher B., James P. A., 1996, *MNRAS*, 280, 895
- Mobasher B., James P. A., 2000, *MNRAS*, 316, 507
- Montgomery E. F., Connes P., Connes J., Edmonds F. N., 1969, *ApJS*, 19, 1
- Munari U., Sordo R., Castelli F., Zwitter T., 2005, *A&A*, 442, 1127
- Naab T., Jesseit R., Burkert A., 2006, *MNRAS*, 372, 839
- Naab T., Khochfar S., Burkert A., 2006, *ApJL*, 636, L81
- Nieto J.-L., Bender R., Surma P., 1991, *A&A*, 244, L37
- Nolan L. A., Dunlop J. S., Panter B., Jimenez R., Heavens A., Smith G., 2007, *MNRAS*, 375, 371
- Oliva E., Origlia L., 1992, *A&A*, 254, 466
- Oliva E., Origlia L., 1998, *A&A*, 332, 46
- Origlia L., Ferraro F. R., Fusi Pecci F., Oliva E., 1997, *A&A*, 321, 859
- Origlia L., Moorwood A. F. M., Oliva E., 1993, *A&A*, 280, 536
- Origlia L., Oliva E., 2000, *A&A*, 357, 61
- Pahre M. A., de Carvalho R. R., Djorgovski S. G., 1998, *AJ*, 116, 1606
- Pahre M. A., Djorgovski S. G., de Carvalho R. R., 1995, *ApJL*, 453, L17+
- Pedraz S., Gorgas J., Cardiel N., Guzmán R., 1998, *Ap&SS*, 263, 159
- Peletier R. F., 1989, PhD thesis, , University of Groningen, The Netherlands, (1989)
- Peletier R. F., Davies R. L., Illingworth G. D., Davis L. E., Cawson M., 1990, *AJ*, 100, 1091

- Peletier R. F., Falcón-Barroso J., Bacon R., Cappellari M., Davies R. L., de Zeeuw P. T., Emsellem E., Ganda K., Krajnović D., Kuntschner H., McDermid R. M., Sarzi M., van de Ven G., 2007, *MNRAS*, 379, 445
- Pellegrini S., 2005, *MNRAS*, 364, 169
- Pickles A. J., 1998, *PASP*, 110, 863
- Pietrinferni A., Cassisi S., Salaris M., Castelli F., 2004, *ApJ*, 612, 168
- Pipino A., Matteucci F., 2004, *MNRAS*, 347, 968
- Poggianti B. M., Bridges T. J., Carter D., Mobasher B., Doi M., Iye M., Kashikawa N., Komiyama Y., Okamura S., Sekiguchi M., Shimasaku K., Yagi M., Yasuda N., 2001, *ApJ*, 563, 118
- Poggianti B. M., Bridges T. J., Mobasher B., Carter D., Doi M., Iye M., Kashikawa N., Komiyama Y., Okamura S., Sekiguchi M., Shimasaku K., Yagi M., Yasuda N., 2001, *ApJ*, 562, 689
- Ponder J. M., Burstein D., O'Connell R. W., Rose J. A., Frogel J. A., Wu C., Crenshaw D. M., Rieke M. J., Tripicco M., 1998, *AJ*, 116, 2297
- Prantzos N., Vangioni-Flam E., Chauveau S., 1994, *A&A*, 285, 132
- Proctor R. N., Forbes D. A., Beasley M. A., 2004, *MNRAS*, 355, 1327
- Prugniel P., Simien F., 1996, *A&A*, 309, 749
- Puxley P. J., Doyon R., Ward M. J., 1997, *ApJ*, 476, 120
- Ramirez S. V., Depoy D. L., Frogel J. A., Sellgren K., Blum R. D., 1997, *AJ*, 113, 1411
- Rampazzo R., Annibali F., Bressan A., Longhetti M., Padoan F., Zeilinger W. W., 2005, *A&A*, 433, 497
- Ramsay S. K., Mountain C. M., Geballe T. R., 1992, *MNRAS*, 259, 751
- Ranada A. C., Singh H. P., Gupta R., Ashok N. M., 2007, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 35, 87
- Ranade A. C., Ashok N. M., Singh H. P., Gupta R., 2007, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 35, 359
- Recchi S., Spitoni E., Matteucci F., Lanfranchi G. A., 2008, *ArXiv e-prints*, 808
- Reid N., Boisson C., Sansom E. A., 1994, *MNRAS*, 269, 713

- Renzini A., Buzzoni A., 1986, in Chiosi C., Renzini A., eds, Spectral Evolution of Galaxies Vol. 122 of Astrophysics and Space Science Library, Global properties of stellar populations and the spectral evolution of galaxies. pp 195–231
- Rest A., van den Bosch F. C., Jaffe W., Tran H., Tsvetanov Z., Ford H. C., Davies J., Schafer J., 2001, AJ, 121, 2431
- Rich R. M., 1988, AJ, 95, 828
- Riffel R., Pastoriza M. G., Rodríguez-Ardila A., Maraston C., 2007, ApJL, 659, L103
- Rose J. A., Bower R. G., Caldwell N., Ellis R. S., Sharples R. M., Teague P., 1994, AJ, 108, 2054
- Rousselot P., Lidman C., Cuby J.-G., Moreels G., Monnet G., 2000, A&A, 354, 1134
- Rutledge G. A., Hesser J. E., Stetson P. B., 1997, PASP, 109, 907
- Ryden B. S., Forbes D. A., Terlevich A. I., 2001, MNRAS, 326, 1141
- Sánchez-Blázquez P., Gorgas J., Cardiel N., Cenarro J., González J. J., 2003, ApJL, 590, L91
- Sadler E. M., Gerhard O. E., 1985, MNRAS, 214, 177
- Saglia R. P., Maraston C., Thomas D., Bender R., Colless M., 2002, ApJL, 579, L13
- Salpeter E. E., 1955, ApJ, 121, 161
- Sánchez-Blázquez P., 2004, PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid, Spain
- Sánchez-Blázquez P., Gorgas J., Cardiel N., González J. J., 2006a, A&A, 457, 787
- Sánchez-Blázquez P., Gorgas J., Cardiel N., González J. J., 2006b, A&A, 457, 809
- Sánchez-Blázquez P., Peletier R. F., Jiménez-Vicente J., Cardiel N., Cenarro A. J., Falcón-Barroso J., Gorgas J., Selam S., Vazdekis A., 2006, MNRAS, 371, 703
- Sarzi M., Falcón-Barroso J., Davies R. L., Bacon R., Bureau M., Cappellari M., de Zeeuw P. T., Emsellem E., Fathi K., Krajnović D., Kuntschner H., McDermid R. M., Peletier R. F., 2006, MNRAS, 366, 1151
- Savitzky A., Golay M. J. E., 1964, Analytical Chemistry, 36, 1627
- Schiavon R. P., 2007, ApJS, 171, 146
- Schweizer F., 1987, in de Zeeuw P. T., ed., Structure and Dynamics of Elliptical Galaxies Vol. 127 of IAU Symposium, Dust and gas - Overview. pp 109–122
- Scodreggio M., Gavazzi G., Belsole E., Pierini D., Boselli A., 1998, MNRAS, 301, 1001

- Scorza C., Bender R., Winkelmann C., Capaccioli M., Macchetto D. F., 1998, *A&AS*, 131, 265
- Serven J., Worthey G., Briley M. M., 2005, *ApJ*, 627, 754
- Sikkema G., Carter D., Peletier R. F., Balcells M., Del Burgo C., Valentijn E. A., 2007, *A&A*, 467, 1011
- Sikkema G., Peletier R. F., Carter D., Valentijn E. A., Balcells M., 2006, *A&A*, 458, 53
- Silva D. R., Cornell M. E., 1992, *ApJS*, 81, 865
- Silva D. R., Kuntschner H., Lyubenova M., 2008, *ApJ*, 674, 194
- Simien F., Prugniel P., 1997, *A&AS*, 122, 521
- Somerville R. S., Primack J. R., 1999, *MNRAS*, 310, 1087
- Sparks W. B., Wall J. V., Jordan P. R., Thorne D. J., van Breda I., 1991, *ApJS*, 76, 471
- Sparks W. B., Wall J. V., Thorne D. J., Jordan P. R., van Breda I. G., Rudd P. J., Jorgensen H. E., 1985, *MNRAS*, 217, 87
- Springel V., 2000, *MNRAS*, 312, 859
- Stephens A. W., Frogel J. A., 2004, *AJ*, 127, 925
- Tantalo R., Chiosi C., 2004, *MNRAS*, 353, 917
- Terlevich A. I., Forbes D. A., 2002, *MNRAS*, 330, 547
- Terlevich A. I., Kuntschner H., Bower R. G., Caldwell N., Sharples R. M., 1999, *MNRAS*, 310, 445
- Terlevich R., Davies R. L., Faber S. M., Burstein D., 1981, *MNRAS*, 196, 381
- Terndrup D. M., Frogel J. A., Whitford A. E., 1991, *ApJ*, 378, 742
- Thomas D., Maraston C., Bender R., 2003, *MNRAS*, 339, 897
- Thomas D., Maraston C., Bender R., Mendes de Oliveira C., 2005, *ApJ*, 621, 673
- Tinsley B. M., 1972, *ApJ*, 178, 319
- Tinsley B. M., 1978, *ApJ*, 222, 14
- Tinsley B. M., 1980, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 5, 287
- Tinsley B. M., Gunn J. E., 1976, *ApJ*, 203, 52
- Toloba E., Sánchez-Blázquez P., Gorgas J., Gibson B. K., 2008, enviado

- Tomita A., Aoki K., Watanabe M., Takata T., Ichikawa S.-i., 2000, *AJ*, 120, 123
- Toomre A., 1977, in Tinsley B. M., Larson R. B., eds, *Evolution of Galaxies and Stellar Populations Mergers and Some Consequences*. pp 401–+
- Trager S. C., Faber S. M., Dressler A., 2008, *MNRAS*, 386, 715
- Trager S. C., Faber S. M., Worthey G., González J. J., 2000a, *AJ*, 120, 165
- Trager S. C., Faber S. M., Worthey G., González J. J., 2000b, *AJ*, 119, 1645
- Trager S. C., Worthey G., Faber S. M., Burstein D., Gonzalez J. J., 1998, *ApJS*, 116, 1
- Tran H. D., Tsvetanov Z., Ford H. C., Davies J., Jaffe W., van den Bosch F. C., Rest A., 2001, *AJ*, 121, 2928
- Tremblay B., Merritt D., 1996, *AJ*, 111, 2243
- Tripicco M. J., Bell R. A., 1995, *AJ*, 110, 3035
- Trujillo I., Burkert A., Bell E. F., 2004, *ApJL*, 600, L39
- Trujillo I., Conselice C. J., Bundy K., Cooper M. C., Eisenhardt P., Ellis R. S., 2007, *MNRAS*, 382, 109
- Trujillo I., Förster Schreiber N. M., et al. 2006, *ApJ*, 650, 18
- Turon C., Crézé M., Egret et al. 1992, *The HIPPARCOS input catalogue*. ESA Special Publication, 1136
- Valdes F., Gupta R., Rose J. A., Singh H. P., Bell D. J., 2004, *ApJS*, 152, 251
- van der Wel A., Holden B. P., Zirm A. W., Franx M., Rettura A., Illingworth G. D., Ford H. C., 2008, *ArXiv e-prints*
- van Dokkum P. G., Franx M., 1995, *AJ*, 110, 2027
- van Dokkum P. G., Franx M., Kriek M., Holden B., Illingworth G. D., Magee D., Bouwens R., Marchesini D., Quadri R., Rudnick G., Taylor E. N., Toft S., 2008, *ApJL*, 677, L5
- Vazdekis A., 1999, *ApJ*, 513, 224
- Vazdekis A., 2008, en preparación
- Vazdekis A., Casuso E., Peletier R. F., Beckman J. E., 1996, *ApJS*, 106, 307
- Vazdekis A., Cenarro A. J., Gorgas J., Cardiel N., Peletier R. F., 2003, *MNRAS*, 340, 1317
- Vazdekis A., Peletier R. F., Beckman J. E., Casuso E., 1997, *ApJS*, 111, 203

- Veron-Cetty M.-P., Veron P., 1988, *A&A*, 204, 28
- Visvanathan N., Sandage A., 1977, *ApJ*, 216, 214
- Wallace L., Hinkle K., 1996, *ApJS*, 107, 312
- Wallace L., Hinkle K., 1997, *ApJS*, 111, 445
- Wallace L., Meyer M. R., Hinkle K., Edwards S., 2000, *ApJ*, 535, 325
- Weiss A., Ferguson J., Salaris M., 2007, in Vazdekis A., Peletier R. F., eds, *IAU Symposium Vol. 241 of IAU Symposium, Low-mass stellar models with new opacity tables and varying  $\alpha$ -element enhancement factors*. pp 43–44
- White S. D. M., 1987, in de Zeeuw P. T., ed., *Structure and Dynamics of Elliptical Galaxies Vol. 127 of IAU Symposium, Dissipationless formation of elliptical galaxies*. pp 339–349
- White S. D. M., Frenk C. S., 1991, *ApJ*, 379, 52
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Wolf N. J., Schwarzschild M., Rose W. K., 1964, *ApJ*, 140, 833
- Worthey G., 1994, *ApJS*, 95, 107
- Worthey G., 1998, *PASP*, 110, 888
- Worthey G., Faber S. M., Gonzalez J. J., 1992, *ApJ*, 398, 69
- Worthey G., Faber S. M., Gonzalez J. J., Burstein D., 1994, *ApJS*, 94, 687
- Worthey G., Ottaviani D. L., 1997, *ApJS*, 111, 377
- Worthey G., Trager S. C., Faber S. M., 1995, in Buzzoni A., Renzini A., Serrano A., eds, *Fresh Views of Elliptical Galaxies Vol. 86 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, The Galaxian Age-Metallicity Relation*. pp 203–+
- Zeilinger W. W., Pizzella A., Amico P., Bertin G., Bertola F., Buson L. M., Danziger I. J., Dejonghe H., Sadler E. M., Saglia R. P., de Zeeuw P. T., 1996, *A&AS*, 120, 257
- Zinn R., West M. J., 1984, *ApJS*, 55, 45



