

Curso 2009/10
CIENCIAS Y TECNOLOGÍAS/10
I.S.B.N.: 978-84-7756-943-5

CARLOS GONZÁLEZ FERNÁNDEZ

**Estudio espectrofotométrico del interior galáctico:
un proyecto para EMIR**

Director
FRANCISCO GARZÓN LÓPEZ



SOPORTES AUDIOVISUALES E INFORMÁTICOS
Serie Tesis Doctorales

Resumen

Tal y como queda esbozado en el título, esta tesis resume los trabajos llevados a cabo dentro del proyecto EMIR, y está compuesta por una parte de corte más científico y otra centrada en torno a labores instrumentales. Tal arreglo no es caprichoso, puesto que el proyecto científico es lo que nos motiva a construir el instrumento que nos permitirá abordarlo y, a su vez, esta dedicación instrumental nos permite dirigir el aprovechamiento científico temprano de EMIR según nuestros propios intereses

Siguiendo esta división, la tesis se compone de dos partes bien diferenciadas: una en la que se realiza un estudio espectrofotométrico del interior de nuestra galaxia (que comprende los capítulos 2 y 3) y otra en la que se detalla el trabajo de caracterización del detector de EMIR (capítulo 4).

Ambas están prologadas por el capítulo 1, en el que se ofrece una breve introducción a la materia junto con la motivación detrás del trabajo descrito en las secciones siguientes y sus objetivos generales, además de proporcionar una primera descripción general de EMIR. En el capítulo 2 se detalla el trabajo llevado a cabo con el telescopio TNG, cuyo objetivo era la obtención de un catálogo espectroscópico de gigantes tardías. Éstas fueron seleccionadas sobre diagramas color-magnitud de tal manera que la probabilidad de que perteneciesen a alguna de las estructuras que ocupan el interior galáctico (principalmente la barra) sea alta. Este trabajo será el germen de una propuesta que se llevará a cabo con parte del tiempo garantizado de EMIR. Uniendo ambas, se está trabajando ya con datos similares obtenidos con LIRIS en el telescopio WHT, y en este capítulo también se introduce el método de trabajo que se utilizará con éstos.

El capítulo 3 se centra en torno al estudio fotométrico, utilizando principalmente datos de GPS-UKIDSS, del interior galáctico, tanto de su contenido estelar como de las propiedades del medio interestelar a través de la extinción en el infrarrojo. Sobre los resultados de este estudio se realizará la selección de fuentes con la que se trabajará en el futuro proyecto a desarrollar con EMIR. A pesar de que temáticamente este capítulo podría ser anterior al capítulo 2, cronológicamente es posterior (los primeros datos del cartografiado UKIDSS no se hicieron públicos hasta 2006) y debido a esto se ha optado por la presente ordenación.

Finalmente, el capítulo 4 resume la calibración en laboratorio del elemento detector que permitirá la obtención de datos en EMIR, un sistema de 2048×2048 elementos de resolución de HgCdTe optimizado para el infrarrojo y construido por la ahora extinta Rockwell.

Índice

1	Introducción	1
1.1	El porqué del infrarrojo: extinción interestelar	3
1.2	Estructura de la Vía Láctea	6
1.2.1	El disco	7
	Disco fino y disco grueso	7
	Alabeo y ensanchamiento	7
	Brazos espirales	8
1.2.2	El bulbo	8
1.2.3	La barra	11
1.2.4	El halo	13
1.2.5	Otras estructuras	13
1.3	EMIR: Espectrógrafo Multiobjeto Infra-Rojo	14
	Unidad de máscaras	15
	Elemento dispersor	15
	Unidad de traslación del detector	16
	Detector	17
2	Espectroscopía del interior galáctico	21
2.1	Introducción	21
2.2	Selección de fuentes	22
2.3	Obtención y procesado de datos	23
2.3.1	Observaciones	23
2.3.2	Reducción de imágenes	24
2.3.3	Extracción de espectros	28
2.3.4	Corrección de la absorción atmosférica	30
2.4	Resultados	32
2.4.1	Cálculo de temperaturas, tipos espectrales y metalicidades	32
2.4.2	Medida de las anchuras equivalentes	35
2.4.3	Filtrado de la muestra	40
2.4.4	Análisis de conglomerados	42
2.4.5	Tipos espectrales	43
2.4.6	Temperaturas	44
2.4.7	Metalicidades	45
2.5	Discusión	48

2.5.1	Distribución de metalicidad en el interior de la Vía Láctea	48
2.5.2	Relación con la estructura interna de la Vía Láctea	53
2.5.3	Conclusiones	56
2.6	Trabajo futuro	56
2.6.1	PHOENIX: Código de síntesis espectral	57
2.6.2	BIQUINI: Código de inversión e interpolación en el infrarrojo	58
2.6.3	Resultados preliminares	61
2.6.4	Conclusiones	64
3	Estudio fotométrico del interior de la Vía Láctea	67
3.1	Introducción	67
3.1.1	El método de las gigantes K	68
3.1.2	Cartografiados de la Vía Láctea en el infrarrojo cercano	70
	2MASS	70
	TCS-CAIN	71
	GLIMPSE	71
	UKIDSS	72
3.2	Estructura galáctica a partir de la fotometría	73
3.2.1	Cálculo de la completitud	73
3.2.2	Determinación de la traza de las gigantes	75
	Calibración cruzada UKIDSS-2MASS	75
	Posición en el DCM	76
	Anchura	80
3.2.3	Estimación de la extinción a lo largo de la línea de visión	81
3.2.4	Distribución de las estrellas a lo largo de la línea de visión	83
3.3	Resultados	86
3.3.1	Comprobación del método sobre diagramas sintéticos	86
3.3.2	Extinción infrarroja en el interior de la Vía Láctea	88
	Curva de extinción	88
	Derivación del exponente	91
	Extensión a otras longitudes de onda	93
	Comparación entre diferentes leyes de extinción	97
3.3.3	Estructura de la barra	103
3.3.4	Conclusiones	106
3.4	GALEP: Preparación de objetivos	108
3.4.1	Introducción	108
3.4.2	Selección de fuentes	109
3.4.3	Optimización de apuntados	109
4	EMIR: Calibración en laboratorio	113
4.1	Introducción	113
4.1.1	El sistema Rockwell HAWAII-2	114
4.1.2	Electrónica de control	118
4.1.3	Sistema de pruebas	119
4.2	Pruebas	121
4.2.1	Descripción de las pruebas	121

4.2.2	Notas	121
4.2.3	Ganancia	122
	Introducción	122
	Procedimiento	123
	Resultados	124
4.2.4	Pozo	127
	Introducción	127
	Procedimiento	127
	Resultados	130
4.2.5	Corrección de la no linealidad	132
	Introducción	132
	Procedimiento	133
	Resultados	135
4.2.6	Corriente de oscuridad	137
	Introducción	137
	Procedimiento	137
	Resultados	140
4.2.7	Ruido de lectura	144
	Introducción	144
	Procedimiento	145
	Resultados	146
4.2.8	Eficiencia cuántica	148
	Introducción	148
	Procedimiento	148
	Resultados	149
4.2.9	Cosmética	152
	Introducción	152
	Píxeles muertos y calientes	152
	Inhomogeneidades en la respuesta de los píxeles	154
	Patrón de franjas	155
	Sesgos en el bit menos significativo	157
4.2.10	Efecto de los ciclados	160
	Introducción	160
	Procedimiento	160
	Resultados	160
4.3	Conclusiones	161
	4.3.1 Comportamiento global del detector	161
4.4	Trabajo futuro	163
A Extrapolando trazas sobre el DCM		165
B Algunos conceptos de estadística		167
B.1	Inferencia bayesiana	167
	B.1.1 Integrando la posterior	171
B.2	PCA y redes neuronales	172
B.3	Errores en la inferencia	174

C	Diagramas color-magnitud, extinción y densidad estelar	179
C.1	DCM's y extinción	179
C.2	Distribución estelar	192
C.3	Resultados detallados para cada línea de visión	205
C.4	Densidad de fuentes para GALEP	207
D	Resultados complementarios de los tests sobre el detector	217
D.1	Ganancia	217
D.2	Reset	219
D.3	Pozo	220
D.4	Corriente de oscuridad	221
D.5	Ruido de lectura	223
D.6	Sesgos en todos los bits	225
E	Bibliografía	229

Agradecimientos

Por motivos evidentes, el primero de esta lista ha de ser Paco. Al fin y al cabo no sólo esta tesis es tan suya como mía, sino que además debo agradecerle el haberme introducido en este mundillo -parece que para quedarme- con buen pie y de su mano.

Por razones similares también le debo unas gracias a Andrés, Antonio y Fernando (en riguroso orden alfabético). Sin su ayuda y colaboración sin duda esta tesis hubiese sido mucho más corta. Queda para el lector decidir si eso es algo bueno o malo.

Espero también que a todo el equipo de EMIR, que ha aguantado pacientemente que se le cuele un *astromono* en reuniones y laboratorios, y en particular Jose Javier, que ha sido el que más directamente me ha sufrido, les sirvan estas líneas de agradecimiento.

Como en todo lo demás, le doy las gracias a mi familia: padres, abuela, tíos, padrinos... en fin, son muchos para nombrarlos uno a uno, pero sin todos ellos ni esto ni yo seríamos lo que somos.

Más larga aún es la lista de amigos que, si bien puede que no hayan contribuido materialmente a este trabajo, desde luego lo han hecho mucho más agradable. Más de una salida nocturna con Cris, Penny o Julia, algún que otro *camalar* con Héctor, Carlos y Chano o las numerosas actividades lúdico-festivas organizadas por todos los anteriores junto con Marian, Estef, Aarón, Rafa y muchos otros de los que no me olvido aunque no nombre bien han venido para que todo esto llegue a buen puerto.

Tampoco pueden faltar aquí todos aquellos a los que conozco "de antes de", aunque ahora literalmente están (estamos) repartidos por el mundo. Particularmente Alejandra, que tras incontables años de amistad y mil empresas tendrá que conformarse con esto, y no con un descubrimiento de más tronío, como se merece.

Y por último, a ti lector. Te agradezco el que vayas a leer este trabajo, y te recuerdo que, como escribió Zorrilla:

*Si os dignáis por estas letras
pasar vuestros lindos ojos,
no los tornéis con enojos
sin concluir, acabad.*

1

Introducción

Dado que es una de las características más llamativas del cielo de verano, la Vía Láctea o Camino de Santiago, su naturaleza y origen fue un problema que preocupó a todas las civilizaciones clásicas, aunque no se estableció su composición hasta la llegada del primer telescopio de Galileo, con el que se comprobó que se trataba de un gran agrupamiento estelar. El estudio de su estructura a gran escala requiere por lo general datos con suficiente cobertura espacial y profundidad para ofrecernos una visión no sesgada localmente, lo que presenta cierta complicación técnica.

Los intentos iniciales de cubrir este nicho se realizaron en el óptico; William Herschel, a finales del s. XVIII fue el primero en realizar un estudio sistemático de la distribución espacial de las estrellas visibles. Sobre la base de que todas tenían el mismo brillo intrínseco y sin conocimiento de que el medio interestelar no era del todo transparente, Herschel fue el primero en darse cuenta de que la mayoría de los objetos visibles se distribuían a lo largo de una estructura alargada y achatada, de forma similar a la de un disco, en el que el Sol ocuparía un lugar cercano al centro.

La primera gran revolución llegaría con la aplicación de las placas fotográficas a la astronomía, lo que permitía observar estrellas más débiles -ahora que era posible modificar el tiempo de exposición- además de permitir nuevas técnicas de análisis al tratarse de un medio no volátil. A partir de los datos de un cartografiado del hemisferio sur, realizado desde el Observatorio de Ciudad del Cabo utilizando esta tecnología, Jacobus Kapteyn dedujo que la Vía Láctea era una estructura lenticular rotatoria de unos 15 *kpc* de diámetro y cuya dimensión vertical rondaba los 1.5 *kpc*. El Sol, de nuevo, se situaba cerca del centro, a penas a unos 500 *pc* del mismo.

La extensión de nuestra galaxia animó en parte uno de los grandes debates de la historia de la astronomía, entre Harlow Shapley y Herber D. Curtis; el primero defendía que la Vía Láctea era mucho mayor de lo que se creía (englobando, esencialmente, todo el universo conocido), conteniendo cúmulos globulares y las por entonces conocidas como "nebulosas espirales", y con el Sol alejado de su centro. Curtis, en cambio, defendía un modelo galáctico mucho más pequeño, con el Sistema Solar cerca del centro y en el que atribuía a estas "nebulosas espirales" la misma categoría que a la Vía Láctea, siendo simplemente sistemas galácticos muy alejados del nuestro.

Aunque la contienda se decantaría del lado de Curtis, Shapley había estimado de manera más correcta la posición del Sol respecto al centro de la Galaxia a través del examen de la posición de los cúmulos globulares visibles, que según su análisis se distribuían de manera uniforme en torno a Sagitario, lugar en el que debería estar el centro de masa de la Vía Láctea. No obstante,

ambos desconocían también el efecto de la extinción interestelar (lo que, por ejemplo, da lugar a que Shapley estime que el Sol esté a ~ 15 *kpc* del centro de la Galaxia, y que los cúmulos globulares se distribuyesen en una estructura de 100 *kpc* de radio en torno a la Vía Láctea). Éste no fue tenido en cuenta hasta que Robert Trumpler, en 1930, a partir de la distribución y los tamaños relativos de los cúmulos abiertos visibles, se dió cuenta de que el material interestelar debía absorber parcialmente la radiación estelar, y que por lo tanto era necesario replantearse la escala de distancias atribuida a la Galaxia.

Esta extinción plantea además un nuevo problema técnico. Como se verá más adelante, su carácter es selectivo, siendo el medio interestelar más opaco cuanto menor es la longitud de onda. Así, en el rango óptico (en el que se desarrollaron todos estos estudios) sólo podemos estudiar los 3 *kpc* más cercanos al sol del disco galáctico, mientras que hemos visto que incluso los primeros modelos atribuían a la Vía Láctea una dimensión mucho mayor.

Este problema sólo ha podido ser resuelto con la ampliación del rango de observación asequible a los astrónomos. En 1932 Karl Jansky fue el primero en comprobar de que la Galaxia emitía abundantemente en radio, pero hubo que esperar hasta el final de la Segunda Guerra Mundial para confirmar una predicción de H. C. van de Hulst, la existencia de emisión de hidrógeno en la línea de 21 *cm*. En torno a 1951, Ewan y Purcell en Harvard, Christiansen en Australia y Oort y Muller en Holanda confirmaron observacionalmente la existencia de esta emisión.

Dado que se trata de una línea estrecha y brillante, y además está asociada al hidrógeno, el elemento más abundante en el universo, se convirtió en una de las herramientas de estudio básicas para entender la forma y dinámica de la Vía Láctea. Combinando datos de ambos hemisferios, Oort, Kerr y Westerhout (1958) profundizaron en los estudios dinámicos iniciados por Linblad en 1927, ofreciendo el primer modelo dinámico completo de la Galaxia. Según ellos, el gas galáctico se concentraba en un plano, mientras que su distribución azimutal era relativamente uniforme y que además se movía en órbitas circulares en torno al centro galáctico.

Además, los autores se dieron cuenta de que había ciertas sobredensidades en la densidad de gas asociada al disco, que asociaron a brazos espirales en el mismo (estructuras que ya habían sido detectadas por Morgan, Sharpless y Osterbrock en 1951 recurriendo a estrellas de tipo temprano). Tampoco escapó a su análisis de que la circularidad del movimiento del gas se rompe a medida que nos acercamos al centro galáctico, particularmente en los 3 *kpc* centrales. Identificaron la existencia de una estructura gaseosa que, además del de rotación, estaba dotada de un fuerte movimiento de expansión (con una velocidad de 53 *km/s*), y la bautizaron con el nada original nombre de "brazo en expansión de 3 *kpc* (3 *kpc expanding arm*). Los autores notan además que la desviación de la circularidad es la norma en la dinámica interna de la Galaxia, llegándose a medir dispersiones de velocidad de hasta 200 *km/s*.

Peters (1975) ofreció una explicación para este comportamiento: al igual que la mayoría de las galaxias visibles, la Vía Láctea contenía una barra en su centro. El efecto del potencial triaxial de esta estructura induciría las desviaciones de la circularidad observadas; además el autor ofrecía una primera estimación para la orientación de dicha estructura. Según él, el mejor ajuste a las orbitas se producía con un modelo con $\phi = 135^\circ$, equivalente a un ángulo con la línea que une el Sol y el centro galáctico de 45° .

Por primera vez se tenía un modelo completo y realista de nuestra Galaxia, que permitía colocarla en su contexto cosmológico, además de abrir todo un abanico de nuevas técnicas, como la determinación de distancias en función de la velocidad de rotación que permitirían a la comunidad ahondar, en las siguientes décadas, en el conocimiento de la Vía Láctea.

No obstante, faltaba agregar a este modelo la componente estelar, que seguía oscurecida por

la extinción, pues muy pocas son las estrellas que presentan emisión en radio. Para ello sería necesario, entonces, recurrir al infrarrojo.

1.1 El porqué del infrarrojo: extinción interestelar

La extinción interestelar está asociada al efecto de absorción del medio, de composición variable, que se sitúa entre una determinada fuente de luz y el observador. En el caso del medio interestelar, se suele expresar esta cantidad a través del parámetro A_λ ; la magnitud aparente de una estrella medida en una longitud de onda λ será:

$$m(\lambda) = M(\lambda) + \mu \quad (1.1)$$

Donde $M(\lambda)$ es la magnitud absoluta de la estrella a esa longitud de onda y μ es el módulo de distancia:

$$\mu = m(\lambda) - M(\lambda) = -5 + 5\log(d) + A_\lambda \quad (1.2)$$

Que nos dice cuál es la caída en brillo de una estrella debido a la distancia (d) a la que se encuentra junto con la atenuación debida al medio interestelar (A_λ). Si podemos estimar ésta de manera independiente, es posible calcular el módulo de distancia corregido de extinción:

$$\mu_e = -5 + 5\log(d) \quad (1.3)$$

Cantidad que sólo refleja el efecto de la distancia con respecto al observador sobre el brillo de una fuente.

Caracterizar el funcional que describe cómo se comporta A_λ con λ es una tarea complicada. Dado un espectro medido, es necesario conocer cómo es la distribución espectral de energía original para poder estudiar la transformación que el paso a través del medio interestelar ha inducido en ella. Esto se puede conseguir, por ejemplo, comparando el espectro de un determinado emisor con un modelo de distribución de energía (como en Fitzpatrick & Massa, 2009) o bien con el espectro de un objeto de similar tipo pero con una extinción mucho menor (Cardelli et al. 1992). Ambos métodos presentan diferentes problemas, principalmente asociados a las diferencias entre el patrón de comparación escogido y la forma espectral original real del objeto, y además las condiciones del medio interestelar en la Vía Láctea pueden variar mucho en función de la línea de visión, por lo que la evolución de la extinción con la longitud de onda no está establecida con certeza (ofrecer un valor absoluto de A_λ es todavía más complicado, al ser necesaria una estimación de la distancia). En líneas generales se verifica que A_λ decrece con ésta; es prácticamente nula para el radio, y crece de manera monótona, hasta alcanzar un máximo local en torno a 2175 Å (probablemente asociado con el tamaño típico de los granos de grafito en el polvo, o al efecto de hidrocarburos aromáticos policíclicos, *PAH's*), tras el cual recupera de nuevo su comportamiento creciente (ver fig. 1.1).

Así que en principio, cuanto mayor sea la longitud de onda, más transparente será el medio interestelar. Este efecto se compensa con el comportamiento de la emisión estelar. A grandes rasgos, podemos aproximar la emisión de una estrella como la de un cuerpo negro de temperatura equivalente. Como se puede apreciar en el panel derecho de la fig. 1.1, esta emisión decrece rápidamente para longitudes de onda grandes.

Por esto, en el infrarrojo cercano (la parte del espectro con $1\mu m < \lambda < 3\mu m$) es posible alcanzar un compromiso entre ambos efectos, de manera que los emisores mayoritarios sigan

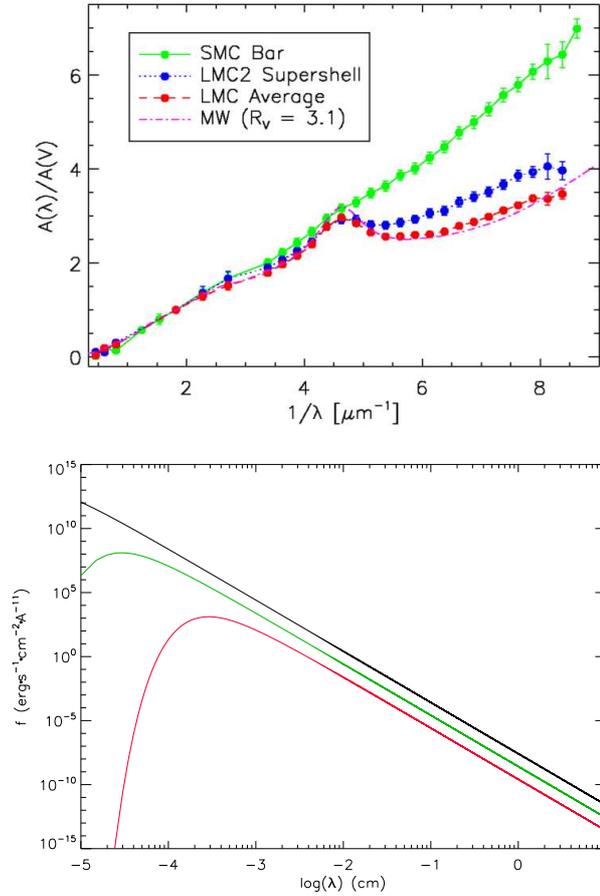


Figura 1.1: Izqda.: Variación de A_λ/A_V para diferentes líneas de visión (de Clayton et al. 2000). Dcha.: Emisión de cuerpo negro para $T = 10^5$ K (línea negra), $T = 10^4$ K (línea verde) y $T = 10^3$ K (línea roja).

siendo de naturaleza estelar mientras que se garantice cierta transparencia del medio interestelar. Aunque este número es en principio variable, la extinción en la banda K (en $2.2\mu\text{m}$) es en torno a un 10% de la presente en el óptico (en la banda V, a 5500 \AA).

Además, estas longitudes de ondas son las mayores (sin llegar a las radio ondas) para las que la atmósfera terrestre es transparente, además de no estar demasiado contaminada por la emisión de agua, aerosoles u otros elementos presentes en ella; todo esto simplifica notablemente las técnicas y los instrumentos de observación.

La radiación infrarroja había sido descubierta ya por William Herschel en el siglo XIX, y la primera observación astronómica en tal régimen fue llevada a cabo por Charles Piazzi Smith desde el pico de Guajara, lugar en el que comprobó que la Luna emitía en el infrarrojo cercano, además de medir las diferencias en el flujo detectado en función de la altura con respecto al nivel del mar, siendo ésta la primera prueba de que la atmósfera terrestre no es transparente a estas longitudes de onda.

Aunque a principios del siglo XX se realizaron las primeras observaciones sistemáticas de objetos celestiales, no fue hasta el desarrollo de los detectores de sulfato de plomo (PbS) en los 50 que la astronomía infrarroja nace como disciplina. Utilizando fotómetros basados en esta

tecnología, Harold Johnson define el primer sistema fotométrico, definiendo cinco bandas (R, I, J, K y L) que cubrían el espectro hasta $4 \mu\text{m}$. Con estos detectores también se realizó el primer cartografiado infrarrojo del cielo; en 1968, en el observatorio de Monte Wilson nace el *Two Micron Sky Survey*, que cubre un 75% del cielo en $2.2 \mu\text{m}$ y detecta ~ 20000 fuentes, dentro y fuera de nuestra galaxia. Es en este mismo observatorio en el que Eric Becklin cartografía por primera vez el centro galáctico, invisible a otras longitudes de onda.

No obstante, la gran revolución de la astronomía infrarroja no llegaría hasta los años 80, momento en el que -de la mano de la investigación militar- aparecen los sistemas de detectores 2D, que darían lugar a las primeras cámaras infrarrojas, tecnología que sigue en continuo desarrollo. En los siguientes años el esfuerzo observacional en este rango del espectro se multiplicaría; son lanzadas diversas misiones espaciales (IRAS, COBE, ISO...) cuyo objetivo será mapear el cielo en diferentes longitudes de onda, desde unas pocas micras hasta $240 \mu\text{m}$. Además, en tierra se comienzan programas similares: DENIS (*DEep Near Infrared Survey of the Southern Sky*) mapeará el hemisferio sur en 0.8, 1.25 y $2.12 \mu\text{m}$, y 2MASS (*2 Micron All Sky Survey*) que hará lo propio con todo el cielo, en 1.25, 1.65 y $2.17 \mu\text{m}$. Ambos programas terminarían en 2001, teniendo un gran impacto sobre la comunidad científica (particularmente 2MASS): las publicaciones que hacen uso de sus datos se cuentan literalmente por miles.

En la actualidad, la astronomía infrarroja se sigue desarrollando con intensidad. En lo que a la Vía Láctea se refiere, se están desarrollando o están en fase de desarrollo grandes programas observacionales que, como hiciera 2MASS en su momento, aspiran a convertirse en el estándar dorado de los estudios futuros además de ampliar grandemente lo que sabemos de nuestra galaxia. Grosso modo, cabría destacar:

- GLIMPSE (*Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire*, Benjamin et al. 2003): Uno de los objetivos del satélite Spitzer era el de mapear el plano de la Galaxia entre 3 y $8 \mu\text{m}$. Los datos se hicieron públicos en 2005.
- UKIDSS (*UKIRT*, a su vez *United Kingdom InfraRed telescope, Infrared Deep Sky Survey*): Uno de sus programas, GPS (*Galactic Plane Survey*, Lucas et al. 2008) observará el plano galáctico con un telescopio de 4 metros en el infrarrojo cercano, mejorando en más de dos magnitudes la cobertura de 2MASS. En 2009 se ha hecho pública la cuarta entrega de datos, que prácticamente completa el cartografiado.
- APOGEE (*Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment*, Allende Prieto et al. 2008): Al contrario que los anteriores, se tratará de un catálogo espectroscópico, que obtendrá espectros de alta resolución ($R \sim 20000$) en la banda H para ~ 100000 estrellas gigantes seleccionadas sobre 2MASS con la intención de cubrir todas las componentes de la Vía Láctea. Se llevará a cabo entre 2011 y 2014.
- VVV (*VISTA Variables in the Via Lactea*, Minniti et al. 2006): La intención de VVV es reconstruir la estructura tridimensional de la Galaxia a partir de un censo de estrellas variables en el infrarrojo. Cubrirá una zona con $-10^\circ < l < 10^\circ$. Se espera que el telescopio VISTA (*Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy*) comience sus operaciones científicas en 2009.
- JASMINE (*Japan Astrometry Satellite Mission for INfrared Exploration*, Gouda et al. 2008): Aunque todavía en una fase muy temprana (el lanzamiento se planea para 2016) JASMINE pretende convertirse en una contrapartida infrarroja para GAIA. A través de

la obtención de movimientos propios en la banda K, la misión pretende profundizar en la dinámica y estructura del bulbo galáctico.

Aunque entre sus principales objetivos no incluyen la estructura a gran escala de nuestra galaxia, existen también otras misiones espaciales ya en funcionamiento o planeadas para el futuro cercano, como Herschel (Poglitsch et al. 2006), AKARI (Murakami et al. 2007) o SPICA (Swinyard et al. 2009) que sí se centrarán en algunos aspectos de la física de la Vía Láctea (como por ejemplo la formación estelar, el estado del material interestelar, etc.) y por lo tanto nos permitirán completar la imagen que tenemos de la Galaxia.

En España, gracias a la particular bonanza de los cielos canarios en estas longitudes de onda, también hemos contribuido de manera notable en ese área de la astronomía, liderando esfuerzos observacionales como:

- **TMGS** (Garzón et al. 1993): El *Two Micron Galactic Survey* fue en su momento el catálogo más profundo disponible. Llevado a cabo en el telescopio Carlos Sánchez con un instrumento infrarrojo de 7 canales, cubriendo un área total de 255 grados cuadrados entre $-5^\circ < l < 30^\circ$, $|b| < 15^\circ$ y $30^\circ < l < 180^\circ$, $|b| < 5^\circ$, alcanzando una magnitud límite $m_K = 9.8$.
- **TCS-CAIN** (Cabrera-Lavers et al. 2006): Utilizando el telescopio Carlos Sánchez (1.52m) y la cámara CAIN (un array infrarrojo con 256x256 elementos de 1" de resolución), se observaron unos 500 campos de 0.07 grados cuadrados en el hemisferio norte, centrándose la cobertura en el plano galáctico. A pesar de que la superficie total era mucho menor que la de 2MASS, debido a usar un mayor telescopio y tiempos de integración más grandes, el catálogo alcanzaba mayor profundidad que éste, particularmente en las zonas en las que la densidad estelar es mayor.

A lo largo de este trabajo se utilizarán los datos de algunos de estos programas para inferir propiedades estructurales de la Vía Láctea, además de sentar las bases para GALEP (Hammersley et al. 2007), un cartografiado espectroscópico del interior galáctico en la banda K, que se llevará a cabo con EMIR en GTC. Además de las ventajas inherentes a utilizar un telescopio de esta clase y un instrumento de alto rendimiento como EMIR (que por tener capacidades multiobjeto permite optimizar el tiempo de observación en programas como éste), GALEP se adelanta a programas más ambiciosos como APOGEE en que, al estar basado en datos de UKIDSS-GPS, cubrirá de manera más homogénea las estructuras galácticas de interés (como la barra), gracias a la mayor profundidad de este último cartografiado.

Tal y como se describirá en secciones posteriores, la participación en el desarrollo instrumental de EMIR nos dará un conocimiento profundo de todos los aspectos del mismo, hecho que redundará en una preparación óptima de las observaciones, además de proporcionarnos acceso al tiempo garantizado del instrumento, con el que se podrá llevar a cabo, al menos parcialmente, el programa.

1.2 Estructura de la Vía Láctea

Gracias a la disponibilidad de datos como los descritos en la sección anterior, a partir de los años 70 nuestro conocimiento de la Vía Láctea cambió radicalmente. Aquí se pretende ofrecer un somero resumen de la imagen estándar actual.

1.2.1 El disco

La más evidente de las componentes de la Galaxia, por estar el Sol embebido en ella, presenta estructura transversal (disco fino y grueso) y radial (alabeo, ensanchamiento y brazos espirales). Se trata de un cuerpo lenticular compuesto por estrellas y gas cuyo radio es, aproximadamente, de 15 kpc (Ruphy et al. 1996) para la componente estelar y mucho mayor para la gaseosa, que puede llegar a los 25 kpc (Dickey et al. 2009). Su altura de escala, en torno al Sol, es de $\sim 1061 \text{ pc}$ (Cabrera-Lavers, 2005). El Sol se encuentra embebido en él, situado a unos $\sim 8 \text{ kpc}$ de su centro, y ligeramente fuera de su plano, a unos 15 pc por encima (Hammersley et al. 1995).

Disco fino y disco grueso

En principio cabría esperar que la densidad estelar decaiga de manera monótona a medida que nos desplazamos a alturas z crecientes sobre el plano de la galaxia; aunque esto es así, lo que Gilmore y Reid (1983) verificaron es que tanto esta variación como la distribución fisicoquímica de las estrellas sólo se podía explicar subdividiendo el disco en dos estructuras:

- Disco fino: está compuesto por estrellas jóvenes (con una edad media en torno a 8 Ga , del Peloso et al. 2005), abundantes en metales ($[Fe/H] \sim 0$, Taylor & Croxall, 2005) y brillantes; es la componente que domina en densidad en la vecindad solar, y su variación con la altura se puede describir con una exponencial que tenga una altura de escala $h_z \sim 300 \text{ pc}$, aunque la formación estelar reciente se constriñe en una región de altura $\sim 100 \text{ pc}$.
- Disco grueso: conformado por estrellas más viejas (su edad media está en torno a 40 Ga , Feltzing, & Bensby, 2009) y débiles, que además presentan menos contenido metálico ($[Fe/H] \sim -0.5$, Bensby et al. 2007). Aunque cerca del plano sólo da cuenta de unos pocos percentiles de la totalidad de las estrellas, a medida que nos alejamos de éste se convierte en la componente que domina la distribución estelar. Se corresponde con una exponencial con $h_z \sim 1000 \text{ pc}$, aunque la determinación de este último parámetro parece estar sesgada por el dominio de medida (el tipo de fuente seleccionado y la zona de la Galaxia elegida), y en la bibliografía se pueden encontrar valores que van desde 650 a 1400 pc .

Alabeo y ensanchamiento

Al igual que ocurre con otras galaxias, si fuésemos capaces de alejarnos lo suficiente de la Vía Láctea como para verla por completo de canto, nos daríamos cuenta de que su disco no es perfectamente plano, sino que sufre dos deformaciones que dependen de la distancia a su centro:

- Alabeo: El alabeo o *warp* no es más que una modificación de la posición del plano central del disco con la distancia a su centro. Así, visto de lado, adquiere la apariencia del ala de un sombrero. Los primeros indicios de este fenómeno se encontraron estudiando la distribución de hidrógeno (Burke 1957), y posteriormente se comprobó que la distribución estelar seguía la misma forma (Djorgovski & Sosin 1989), al igual que el polvo interestelar (Freudenreich et al. 1994).

Tal y como se describe en López-Corredoira et al. (2002), este efecto se hace notar en la distribución estelar de una manera muy evidente: si comparamos el número de estrellas por encima y por debajo del plano teórico de la Galaxia (el que verifica en todo punto que $b = 0^\circ$), comprobamos que con $l < 180^\circ$ la densidad para valores de z positivos es mayor

que con $z < 0$, mientras que $l > 180^\circ$ el resultado es inverso. La altura del centro de masas de la distribución estelar, z_W (medida en parsecs), cumple:

$$z_W = (2.1 \times 10^{-19}) \cdot R^{5.25} \cdot \sin(\phi + 5) + 15 \quad (1.4)$$

Donde ϕ es el ángulo galactocéntrico, la separación angular de una determinada dirección con la línea que une el Sol y el centro de la Galaxia, y R el radio galactocéntrico medido en parsecs.

- **Ensanchamiento:** El ensanchamiento o *flare* consiste en la variación de la altura de escala del disco con el radio galactocéntrico; a medida que nos alejamos del centro de la Vía Láctea, las estrellas de su disco se encuentran cada vez más difundidas en la dirección vertical, dándole a este la apariencia de ser más ancho en las regiones externas que en las internas. Así, según López-Corredoira et al. (2002) la altura de escala del disco cumple:

$$h_z(R) = h_z(R_\odot) \cdot e^{\frac{R-R_\odot}{12-0.6R}} \quad (1.5)$$

Siendo R el radio galactocéntrico del Sol en kiloparsecs, y $h_z(R_\odot)$ la altura de escala del disco en esa posición.

Brazos espirales

Ya detectados en los primeros estudios en radio de la distribución de hidrógeno, los brazos espirales son sobredensidades en el disco asociadas a su movimiento rotatorio, de manera que -vistos de cara- aparecen como trazos longitudinales enrollados siguiendo un patrón espiral, desde el centro a las zonas más exteriores del plano.

Asociadas a éstos hay regiones de formación estelar intensa, además de un incremento de la extinción interestelar asociado a la mayor presencia de gas y polvo. Es posible detectar entonces los brazos atendiendo a estos criterios, pero aún así la determinación de su número es complicado; mientras que algunos autores (p. ej. Vallee 1995, Englmaier et al. 2008) abogan por un modelo de 4 brazos, el más aceptado tradicionalmente, una cantidad creciente de evidencias apuntan a que las observaciones pueden ser explicadas igualmente utilizando un modelo de sólo 2 brazos (p. ej. Hammersley et al. 1994, Drimmel 2000, Benjamin 2008).

1.2.2 El bulbo

A pesar de que en los mapas de luz integrada de 2MASS o DIRBE (ver fig. 1.3) aparece de manera conspicua, debido a que gas y polvo están principalmente contenidos en el plano y a la extinción presente en dirección a esta estructura, el bulbo no se ha podido detectar de manera directa (aunque su influencia dinámica se puede medir en el gas del plano) hasta la llegada de los mapeados infrarrojos. La primera de estas detecciones fue llevada a cabo por Matsumoto et al. (1982), utilizando un telescopio dotado de 4 detectores de InSb y observando en 2.4 y 3.4 μm . Los autores encuentran que la distribución de luz proyectada se corresponde con un cuerpo elipsoidal cuya relación entre ejes es de ~ 0.75 .

Posteriores refinamientos fueron llevados a cabo con datos de DIRBE (Dwek et al. 1995) y a partir de la fotometría de gigantes rojas (Stanek et al. 1994). El modelo que emerge de estos estudios es el de un cuerpo triaxial cuyos ejes cumplen la proporción 1:0.35:0.26, y que está inclinado unos 25° con respecto a la línea que une el Sol y el centro de la Galaxia, y un semieje

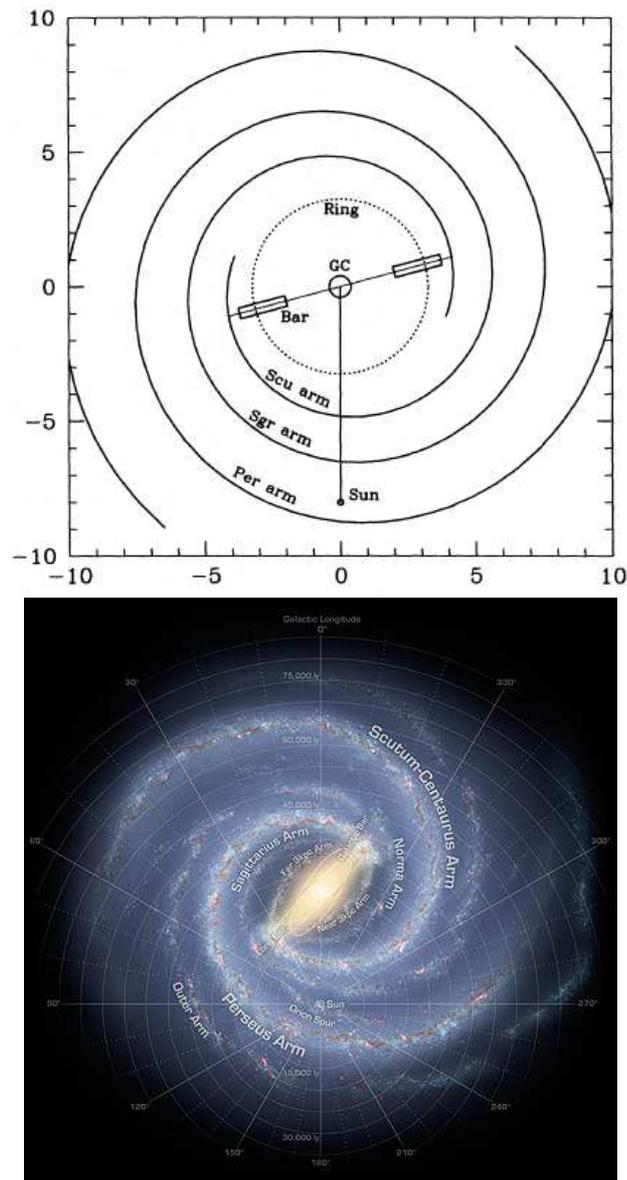


Figura 1.2: Visiones convergentes de la Vía Láctea: Izqda.: Modelo basado en los datos de Hammersley et al. (1994); Dcha.: Versión artística del aspecto de la Galaxia (*Credit: NASA/JPL-Caltech/R. Hurt*) en base a los datos obtenidos por Spitzer (Benjamin et al. 2008). Ambos modelos contemplan dos brazos espirales y una barra larga diferenciada del bulbo, con un ángulo cercano a 45° .

mayor de $\sim 2 \text{ kpc}$. Debido a su forma, estos autores comienzan a referirse al bulbo como barra (por la similitud morfológica con algunas de estas estructuras en otras galaxias), lo que mueve a que se genere una nomenclatura un tanto confusa, en la que conviven un bulbo/barra y una barra larga, como se verá en secciones posteriores.

De la dinámica surge un modelo similar, aunque con unas proporciones diferentes, 1:0.7:0.4 y un ángulo también más pequeño, de $\sim 16^\circ$ (Vietri 1986), y ambas visiones comenzarán a converger a medida que la calidad de los datos mejora. Utilizando cuentas estelar de TMGS,



Figura 1.3: Imagen en falso color con los tres canales en el infrarrojo cercano de COBE-DIRBE. Se puede apreciar de manera evidente el abultamiento central que supone el bulbo.

López-Corredoira et al. (2000) encuentran un bulbo con relaciones 1:0.54:0.33 y un ángulo de $\sim 12^\circ$, y refinando posteriormente el cálculo con datos de 2MASS los autores llegan a 1:0.5:0.4 y un ángulo entre 20° y 35° (López-Corredoira et al. 2005).

En cuanto a su contenido estelar, el bulbo está compuesto por estrellas con una edad promedio de $\sim 10 Ga$, que provienen un sólo estallido de formación estelar rápido e intenso, que sólo duró en torno a $1 Ga$, tal y como demuestran sus abundancias de elementos α (Rich & Origlia 2005). Químicamente, se trata de estrellas ricas en metales (ver fig. 1.4), con una metalicidad media en torno a la solar. Además, parte de los cúmulos globulares presentes en las zonas más internas de la Galaxia comparten su misma química y dinámica, y por lo tanto muy probablemente sean parte también del bulbo (Bica et al. 2006).

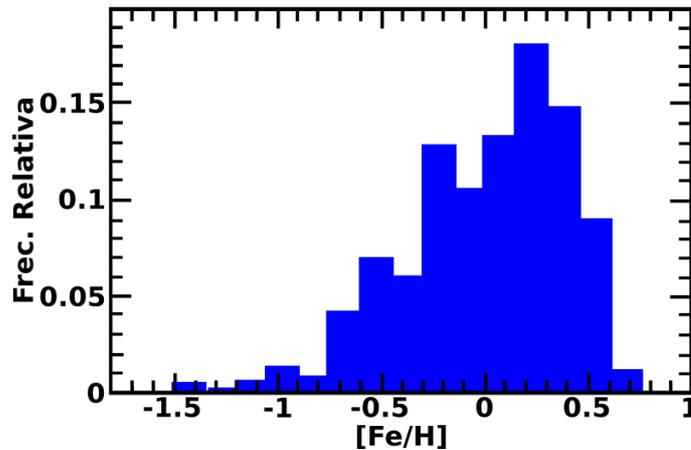


Figura 1.4: Distribución de metalicidades en el bulbo, obtenida sobre 409 estrellas en la ventana de Baade (Minniti & Zoccali 2007).

El estudio del bulbo comparte la misma problemática que la mayoría de las zonas internas de la Vía Láctea: la gran extinción interestelar hace que las estrellas aparezcan muy débiles. Esto es particularmente relevante a la hora de realizar estudios espectroscópicos, aunque por fortuna en este caso existen líneas de visión en las que el contenido en polvo es muy bajo (como por ejemplo la ventana de Baade, un área de 1° de ancho situada en $(l, b) = (1^\circ, -3.8^\circ)$ y en la que la extinción A_V es dos magnitudes menor que en sus alrededores), ofreciendo ventanas de observación directas al bulbo que permiten, entre otras cosas, el acceso espectroscópico a su población estelar, datos a partir de los que se pueden derivar de manera precisa edades, metalicidades, etc.

1.2.3 La barra

Como ya hemos visto, las primeras evidencias de la existencia de una barra en la Vía Láctea surgen al estudiar la dinámica del gas, tanto hidrógeno como CO. El primero en intentar explicar las características de ésta -como por ejemplo los movimientos no circulares para $R < 4 \text{ kpc}$ - en función de una barra fue De Vaucouleurs (1964). Peters (1975), para modelar la distribución de HI en un diagrama (l, v) para los 4 kpc más internos de la Galaxia recurrió, como solución óptima, a una estructura que formaba un ángulo de 45° con la línea que une el Sol y el centro de la Galaxia.

De nuevo, hasta la llegada de los cartografiados en el infrarrojo cercano, el contenido estelar de esta estructura ha permanecido oculto a los observadores, y dado que al igual que el bulbo, la mayoría de su masa se debe a esta componente y no al gas, sólo a través de estos datos se puede obtener un conocimiento profundo de su naturaleza. La primera evidencia en este sentido fue presentada por Hammersley et al. (1994). Sobre datos de TMGS, los autores encuentran que para explicar las cuentas estelares observadas en el interior de la Galaxia era necesario recurrir a una barra de radio 4 kpc y que se extendía desde $l = 27^\circ$ hasta $l = -22^\circ$, lo que daría lugar a un ángulo de 75° . Este resultado sería depurado después, y en Hammersley et al. (2000), en el que se concluye que la barra realmente se une con el disco en $l = -12^\circ$ y que por lo tanto forma un ángulo de 43° .

Las gigantes del grupo rojo son estrellas que -como se verá en secciones posteriores- tienen una función de luminosidad muy definida y constante, lo que las convierte en candelas estándar, ideales para estudios de estructura galáctica. Utilizándolas, se llega a similares conclusiones sobre el tamaño y orientación de la barra (Cabrera-Lavers et al. 2007, 2009; López-Corredoira et al. 2007). Cabrera-Lavers et al. (2007) determina, además, la altura de escala de ésta, de $\sim 100 \text{ pc}$. Es, por lo tanto, del orden -si no más estrecha aún- que el disco fino, lo que hace que su estudio sea particularmente complicado, debido a la alta concentración de gas y polvo presente en el plano galáctico. Estos resultados han sido también confirmados en el infrarrojo medio; Benjamin et al. (2005) concluye que la explicación más sencilla de las cuentas estelares observadas con GLIMPSE en el interior galáctico es una barra de radio 4.4 kpc y ángulo 44° .

Habing et al. (2006) utilizó máseres de SiO y estrellas de tipo OH/IR (poblaciones que, aunque mucho menos abundantes que las gigantes del grupo rojo presentan emisión en radio, lo que permite determinar sus velocidades a lo largo de la línea de visión) para invertir modelos dinámicos de la Galaxia, y comprobó que la distribución (l, v) de sus medidas respondía al efecto que el potencial de una barra de radio 3.5 kpc tendría sobre las estrellas presentes en el interior galáctico.

Además de en las estrellas y el gas, la barra también es apreciable en la distribución del polvo. Así, Calbet et al. (1996), para explicar las diferencias en los mapas de brillo superficial de DIRBE entre longitudes galácticas positivas y negativas, postula la existencia de un canal de polvo (o *dust lane*) que precede a la barra en el lado negativo de la Vía Láctea, con una extinción asociada de hasta 2.6 *mag* en K. Este tipo de sobredensidades en la distribución de polvo son muy típicas de las barras visibles en otras galaxias, y están asociadas al régimen de velocidades que reina en este tipo de estructuras (ver fig. 1.5).

Algunos autores (además de los citados, Babusiaux & Gilmore 2005, por ejemplo) explican tanto la dinámica del gas como la distribución estelar recurriendo a una estructura mucho más corta y ancha que la aquí descrita, formando un ángulo con la línea Sol-centro galáctico mucho más pequeño y que se identifica con el bulbo (a pesar de que muchas veces se refieren a él como



Figura 1.5: Imagen de NGC1300 en la que resultan evidentes los canales de polvo precediendo a la barra, muy similares a los que presenta la Vía Láctea.

barra). Más allá de considerar qué modelo para la galaxia (bulbo ancho y barra fina frente a sólo bulbo) es capaz de explicar mejor los datos disponibles, para poder considerar a la barra como una estructura independiente, es necesario analizar su componente estelar.

Como hemos visto, su escala de altura es ligeramente menor que la del disco, por lo que está muy afectada de extinción estelar, y por lo tanto es una zona de difícil acceso incluso para la instrumentación infrarroja moderna. Por esto, los estudios poblacionales de la misma (a través de, por ejemplo, cartografiados espectroscópicos) escasean. No obstante, Ng et al. (1996), utilizando diagramas color-magnitud de OGLE (Paczynski & Udalski 1994) en diferentes regiones en torno al centro de la Galaxia (incluyendo la ventana de Baade), encuentran la existencia de una población relativamente joven ($\sim 8 Ga$) y con menor contenido en metales que el bulbo ($-0.4 < [Fe/H] < 0.3$). A pesar de que el estudio se centra en regiones relativamente alejadas del plano ($|b| = 2^\circ - 4^\circ$), la barra parece seguir teniendo influencia en estas zonas. Resultados similares han sido encontrados por Clarkson et al. (2008) que, utilizando fotometría obtenida con el telescopio Hubble, concluye que en el bulbo hay trazas de una población asociada a una formación estelar reciente. Clarkson et al. (2008), analizando los datos de movimientos propios del catálogo BRAVA (), concluyen que hay una transición brusca en la dinámica galáctica en $|l| = 10^\circ$; fuera de esa zona, el bulbo es sustituido por una estructura más fría (es decir, con menor extensión vertical), con una rotación más rápida y compuesta mayoritariamente por una población similar a la del disco, aunque los autores llaman la atención sobre la carencia de datos en la zona de $10^\circ < |l| < 30^\circ$.

En cuanto a su edad, utilizando datos de 2MASS, Cole & Weinberg (2002) concluyen que con

toda probabilidad la barra se debe haber formado hace menos de 3 *Ga*, y que obligatoriamente ha de ser más joven que 6 *Ga*. Cualquiera de los dos valores plantea un escenario de formación diferente al del bulbo.

Como hemos visto, la barra se configura como una estructura diferenciada dentro de la Vía Láctea, pero existe una carencia de datos espectroscópicos directos que nos permitan estudiar con detalle su contenido estelar.

1.2.4 El halo

Al igual que muchas otras galaxias, la Vía Láctea está rodeada por una estructura esferoide que se extiende más allá de su disco (se han medido estrellas individuales a distancias de 50 *kpc*, Ciardullo et al. 1989, y cúmulos globulares hasta a 120 *kpc*, Hesser 1992), compuesta principalmente por cúmulos globulares y estrellas de campo. El primero en sugerirlo fue Kinman (1959), que se dió cuenta de que mientras los cúmulos más ricos en metales se concentraban en torno al plano, los más pobres estaban distribuidos de manera uniforme.

Posteriormente Zinn (1984) establecería la división en $[Fe/H] = -0.8$, y se referiría ya a los que quedaban por debajo de ese valor como cúmulos del halo. Las estrellas que pertenecen a esta estructura son igualmente pobres en metales, y en promedio la metalicidad del halo es $[Fe/H] \sim -1.7$ (Hesser 1992). Se trata también de cuerpos muy viejos, y de hecho la edad de la Galaxia se acota en base a la de las estrellas del halo. Se estima que los cuerpos más antiguos de éste podrían llegar a los 14.5 *Ga* (Dauphas 2005).

A pesar de que a grandes rasgos se trata de una estructura esferoidal, su distribución dista de ser homogénea. En el halo se encuentran los rastros de las interacciones de la Vía Láctea con otras galaxias, en forma de corrientes estelares. Éstas son ligeras sobredensidades que se extienden desde el halo a la fuente de la interacción. En nuestra galaxia podemos al menos identificar una hacia Virgo y otra hacia la galaxia enana de Sagitario (Duffau et al. 2006).

1.2.5 Otras estructuras

- Anillo estelar: Newberg et al. (2002) localizaron diversas sobredensidades en el halo galáctico que parecían trazar una nueva estructura en el exterior de la Galaxia. Posteriores observaciones (Conn et al. 2005) confirmaron lo que parecía ser un anillo exterior a nuestro disco, con un radio de unos 35 *kpc* y que se extendía verticalmente unos 5 *kpc* por encima y por debajo del plano galáctico. La naturaleza de esta estructura todavía no está clara, pudiendo tratarse de estrellas expulsadas del disco o bien de los restos de una galaxia enana destruida por la interacción con la Vía Láctea.
- Anillo molecular: La distribución del gas molecular en la Galaxia difiere de la de hidrógeno. Scoville & Solomon (1975) detectaron que la distribución radial de nubes moleculares tenía un pico claro en torno a 5 *kpc*, lo que se dió en llamar el anillo de 5 *kpc*. Esta estructura contiene la mayoría del gas molecular de la Vía Láctea (Clemens & Barvainis 1988). En este anillo, además, podría concentrarse la mayoría de la formación estelar galáctica y, de hecho, para un observador que viese nuestra galaxia desde el exterior sería la estructura más brillante (Jackson et al. 2006).
- Halo de materia oscura: Vera Rubin y Kent Ford se dieron cuenta de que en las galaxias espirales, a medida que nos alejamos del núcleo, llega un punto en el que la velocidad de

rotación, en lugar de decrecer (como se correspondería con el potencial gravitatorio generado por la materia visible) se mantiene constante. Este comportamiento se correspondería con una distribución de masa que se mantiene constante con el radio, y confirmaba la existencia de los halos de materia oscura, postulada por Zwicky en 1933 al estudiar cúmulos de galaxias.

La Vía Láctea no es una excepción, y está rodeada por un halo de materia oscura que, habida cuenta de su curva de rotación, contiene aproximadamente el 95% de la masa total de la Galaxia, que tendría en torno a 9×10^{10} masas solares de materia visible frente a $6 \times 10^{11} - 3 \times 10^{12}$ masas solares de materia oscura (Battaglia et al. 2005).

1.3 EMIR: Espectrógrafo Multiobjeto Infra-Rojo

Como se ha esbozado a lo largo de este capítulo, existen cuestiones abiertas en el estudio de nuestra galaxia; estructuras como la barra no están bien caracterizadas y se desconoce cómo interacciona con el resto de la Vía Láctea. Por lo general, los grandes avances en el conocimiento de la Galaxia van de la mano con la aparición de nueva instrumentación, capaz a la vez de penetrar el velo de la extinción interestelar y de ofrecer datos para un gran número de fuentes. Atendiendo a estos dos factores, uno de los posibles desarrollos es el de un espectrógrafo multiobjeto en el infrarrojo, lo que nos permitiría estudiar con más detalle el interior galáctico, hecho que explica la implicación en el desarrollo de EMIR.

Además, en su "*Infrastructure roadmap: A strategic plan for European Astronomy*", una hoja de ruta para las infraestructuras necesarias por la astronomía europea durante los próximos 20 años, ASTRONET identifica como una de las principales prioridades a corto plazo la construcción de "espectrógrafos multiplexados de campo amplio para telescopios de apertura mayor de 4 metros".

EMIR (Espectrógrafo Multiobjeto Infra-Rojo) viene a cubrir este hueco en GTC, el telescopio de 10m español ya en pleno funcionamiento en el observatorio de El Roque de los Muchachos. La tabla 1.1 detalla las principales características del instrumento.

La explotación científica inicial de EMIR estará a cargo de dos grupos. Por un lado está GOYA (*Galaxy Origins and Young Assembly*, Guzmán 2003), un catálogo espectrofotométrico de galaxias con $1 < z < 3$ que pretende estudiar la época en la que estos cuerpos formaron la mayoría de sus estrellas y adquirieron la dinámica y la estructura que presentan en la actualidad; por otro está EAST (*EMIR Associated Science Team*, Vallbé et al. 2007), que agrupa el resto de los intereses científicos: formación estelar, poblaciones estelares en galaxias, sistema solar, etc. A cambio de la implicación de ambos grupos en el diseño, optimización y verificación del instrumento (además de definir los requerimientos científicos del mismo), tendrán acceso al tiempo garantizado del mismo.

Una de las líneas maestras de EAST es el estudio de la estructura de las zonas internas de la Vía Láctea. Como hemos visto, este estudio requiere, por un lado, un muestreo estelar suficientemente representativo como para poder inferir de él propiedades generales de la Galaxia, y por otro ha de superar la intensa extinción interestelar presente en estas zonas, particularmente hacia estructuras como la barra, embebidas en el plano. Por lo tanto, supone un campo de trabajo óptimo para un instrumento multiobjeto infrarrojo como EMIR, situado en un telescopio con una gran área colectora (y resolución espacial) como es GTC.

A pesar de que en un instrumento de esta envergadura cualquier subsistema puede com-

Tabla 1.1: Características principales de EMIR.

General	
Rango espectral	$0.9 - 2.5 \mu m$
Resol. espectral	5000 (J), 4250 (H), 4000 (K)
Detector	HAWAII2 2048x2048
Resol. espacial	$0.2 \text{ arcsec}/px$
Calidad de imagen	$\theta_{80} < 0.3 \text{ arcsec}$
Modo imagen	
Campo de visión	$6.7 \times 6.7 \text{ arcmin}$
Sensibilidad ($t_{exp} = 1h$)	$K \sim 22.8$ con S/N=5 y una apertura de 0.6 arcsec .
Modo multiobjeto	
Campo de visión	$6.7 \times 4 \text{ arcmin}$
Rendijas	55
Sensibilidad ($t_{exp} = 2h$)	Continuo: $K \sim 20.1$ con S/N=5 Línea: $1.4 \times 10^{-18} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$ con S/N=6

prometer el rendimiento global del conjunto (y por lo tanto ha de ser desarrollado e integrado con el mayor de los cuidados), y muy particularmente todos los componentes ópticos, tres son los elementos que, por las capacidades que ofrecen, más influencia tienen sobre las prestaciones finales de EMIR:

Unidad de máscaras

Es el sistema que le da sus capacidades multiobjeto a EMIR. Dado que se trata de un instrumento infrarrojo, y por lo tanto se ha de encontrar durante las observaciones en condiciones de criogenia, resulta inviable -por su tamaño- recurrir a un sistema de máscaras intercambiables para colocar múltiples rendijas en el camino óptico del instrumento.

La solución adoptada por EMIR para esta CSU o *Cold Slit Unit* se basa en un robot que desplaza 110 barras móviles, que opuestas una a una permiten formar una abertura de ancho variable (ver fig. 1.6). Con esta unidad es posible generar cualquier disposición de rendijas, desde 55 unidades diferentes distribuidas por el campo de visión hasta una sola que lo cruce por completo, que no necesariamente ha de ser recta.

Elemento dispersor

Cuando EMIR funciona en modo espectroscópico, el elemento encargado de dispersar la luz en longitud de onda es un "pseudo-grisma" (o prisma escalonado), una combinación de dos prismas de ZnSe y una red holográfica de dispersión de muy alta calidad de silicio, como se ve en el diagrama superior de la fig. 1.7. Estos elementos proporcionan un funcionamiento desde el punto de vista geométrico idéntico al de los grismas, en los que es posible elegir una longitud de onda resultante de la dispersión que no se desvía angularmente respecto al haz incidente. De esta forma, el diseño optomecánico de los instrumentos, en particular de los de gran tamaño como EMIR, se simplifica notablemente al eliminar un doblado del haz óptico impuesto por



Figura 1.6: Detalle del prototipo de 6 barras de la CSU en el que se puede apreciar cómo se configuran las rendijas.

el elemento dispersor, quedando la posibilidad del doblado a criterio del diseñador. El uso de grismas convencionales, en los que una cara del prisma se raya directamente o se imprime el rayado en una resina superpuesta al sustrato del prisma, no ofrece las mismas prestaciones que la solución adoptada ya que cualquiera de las dos opciones clásicas para construir el grisma presentan inconvenientes en EMIR.

Si se optara por rayar directamente una cara del prisma, hay que tener en cuenta que el rango espectral de trabajo (1 a 2.5 micras) junto con las resoluciones espectrales de EMIR (entre 4000 y 5000) prácticamente limitan la elección del material para el prisma al ZnSe, por su alto índice de refracción (2.4) necesario para conseguir la dispersión requerida, su transparencia en NIR y su buen comportamiento mecánico en criogenia. Pero la dureza de este material implica la aparición de microfisuras en su interior producidas por el rayado que degradan su transmisión hasta valores relativamente pequeños, por debajo del 30%.

De otro lado, no es posible el uso de resinas para imprimir el rayado ya que el índice de refracción de las resinas disponibles para criogenia se aleja en exceso del del ZnSe (es posible conseguir resinas con n del orden 1.8, pero no mayor), lo que también conlleva pérdidas de transmisión en la superficie de contacto entre el material del prisma y la resina.

Por ello, hemos optado en EMIR por la solución del "pseudo-grisma", en la que combinamos el uso de primas de ZnSe con redes de transmisión talladas mediante métodos fotoresistivos sobre silicio, que producen una muy alta calidad de rayado. El conjunto de ambos ofrece transmisiones por encima del 70% en la bandas de interés.

Unidad de traslación del detector

El detector de EMIR se sitúa sobre una plataforma móvil, la DTU o *Detector Translation Unit*, con libertad de movimiento en las tres direcciones del espacio (fig. 1.8). El objetivo primordial de esta unidad es el de permitir enfocar el instrumento, pero dado que su precisión de movimiento permitirá desplazamientos sub-píxel (dado que la DTU tendrá repetibilidades del orden de unas pocas micras y los píxeles del detector son cuadrados de $18 \mu m$).

Esto permitirá la implementación de modos de observación exóticos en los que, gracias a desplazamientos del detector de menos de un píxel, se sobremuestreará la PSF del instrumento.

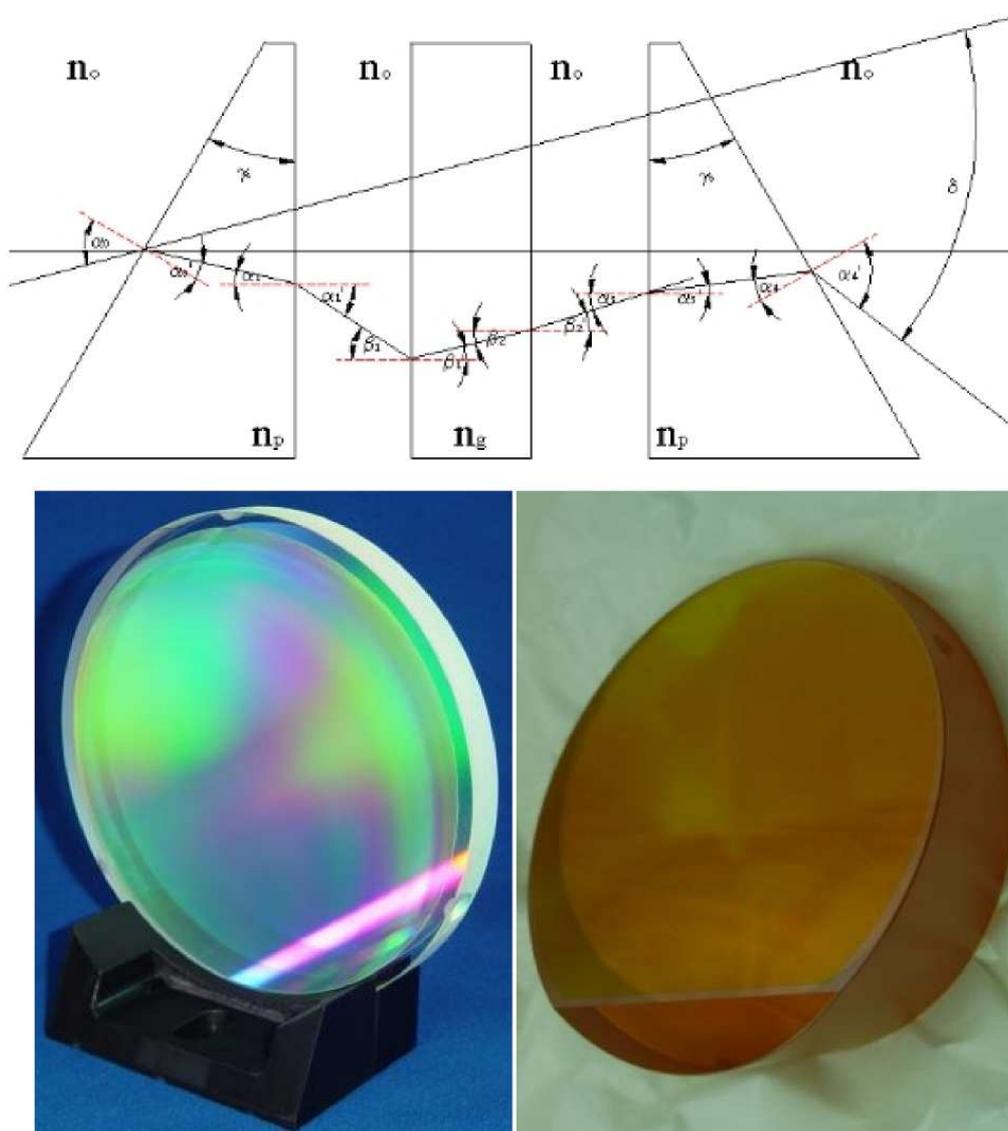


Figura 1.7: Esquema de uno de los elementos dispersores de EMIR, compuesto por dos prismas (panel inferior derecho) envolviendo una red de dispersión en transmisión (panel inferior izquierdo).

Así, a priori, y deconvolucionando las imágenes de la misma, será posible aumentar la resolución -tanto espacial como espectral- del sistema.

Detector

En el corazón de EMIR se encuentra un detector Rockwell HAWAII2, compuesto por 2048×2048 píxeles de $18 \mu\text{m}$ de lado, sensibles a la radiación infrarroja, de 0.9 a $2.5 \mu\text{m}$ a la temperatura de trabajo de 77 K . Éste quizá sea el subsistema que más puede influenciar el rendimiento global de EMIR, pues parámetros como la rapidez de lectura o la eficiencia cuántica se trasladarán directamente a las especificaciones globales del instrumento.

Por lo tanto, es imprescindible realizar una buena calibración en laboratorio previa a la

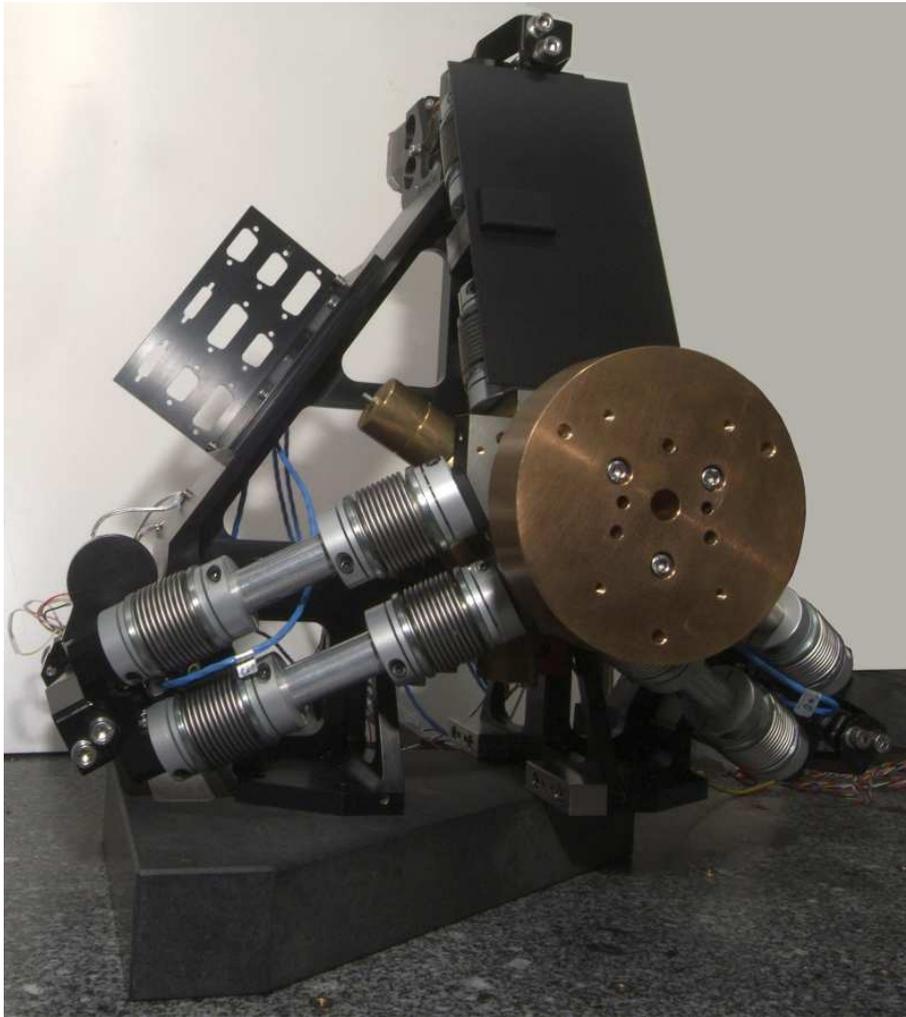


Figura 1.8: Unidad de traslación del detector.

integración del instrumento, que garantice el funcionamiento óptimo del detector antes de que éste pueda ser enmascarado por otros subsistemas de EMIR.

La parte instrumental del trabajo desarrollado en esta tesis se centra en esta calibración. Esta implicación, además de ayudar a garantizar el correcto funcionamiento del instrumento y a que éste cumpla los requisitos científicos, tiene como contrapartida parte del tiempo garantizado reservado para EAST, que será invertido en GALEP (sec. 3.4).

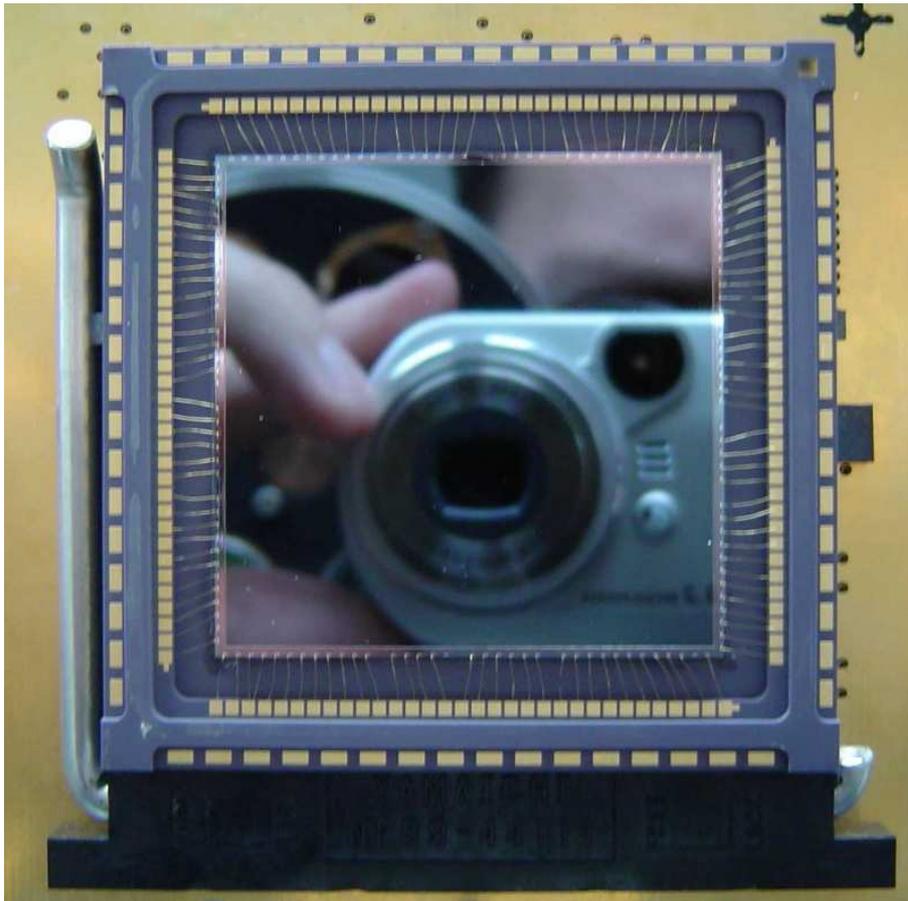


Figura 1.9: Fotografía del detector de EMIR sobre su placa de control.

2

Espectroscopía de fuentes selectas en el interior de la Vía Láctea

A lo largo de este capítulo, nos centraremos en un aspecto particular del estudio de la estructura de las zonas internas de nuestra galaxia, y la herramienta elegida para ello será la espectroscopía en el infrarrojo. Utilizando espectros de baja resolución obtenidos con instrumentos de una sola rendija indagaremos sobre la naturaleza de las estrellas que componen el complejo bulbo+barra; parte de estos resultados están recogidos en González-Fernández et al. (2008). Además, en base a ellos desarrollaremos las técnicas necesarias para extender este trabajo a los datos que se obtendrán con EMIR.

2.1 Introducción

Dado que nuestro objetivo es el de caracterizar la componente estelar de las diferentes estructuras internas de la Vía Láctea, estamos interesados entonces en que nuestra muestra sea lo más numerosa posible, y por lo tanto representativa de nuestro objeto de estudio. La necesidad de un instrumento que permita realizar espectroscopía multiobjeto para un gran número de campos de manera eficiente es entonces natural. Los espectrógrafos a nuestro alcance que ofrecen estas capacidades, como LIRIS en el WHT, están limitados por el número de máscaras que deciden los objetos para los que se obtendrán espectros, puesto que éstas se instalan cada semestre en una rueda de máscaras a la que no se tiene acceso posterior, al ser necesario para ello el calentado de todo el instrumento. De esta forma, al estar limitados a unas pocas máscaras, nos deberíamos concentrar en una serie de apuntados concretos. A pesar de que con cada una de éstas sería posible obtener un buen número de espectros, todos estos se concentran en una región muy pequeña de la Vía Láctea, lo que presenta un riesgo a la hora de inferir sobre ellos las propiedades generales de una estructura muy extensa como puede ser la barra o el bulbo.

Optaremos entonces por realizar espectroscopía de rendija larga. Aunque el rendimiento del tiempo de exposición es mucho menor, utilizando baja resolución (para un tiempo de exposición fijo, la señal a ruido con la que medimos un objeto crece con resoluciones más bajas) podemos obtener una muestra amplia, tanto en número como en cobertura espacial, en un tiempo razonable. Utilizaremos para ello el Telescopio Nazionale Galileo (3.76m, La Palma), que con su instrumento NICS (*Near Infrared Camera Spectrometer*) nos permitirá obtener espectros de baja

resolución ($R \sim 500$) en las bandas H y K (aproximadamente entre 1.5 y $2.5 \mu m$), que cubren las necesidades de nuestro proyecto.

Analizaremos los datos utilizando los métodos desarrollados por Ramírez et al. (1997) y Frogel et al. (2001). En sus respectivos trabajos, los autores establecen unas escalas de temperatura, tipo espectral y metalicidad a partir de las anchuras equivalentes de ciertas bandas espectrales (que en realidad son la convolución de varias líneas atómicas con nuestro perfil instrumental) que se encuentran en torno a $2 \mu m$. Éstas están calibradas para estrellas gigantes, por lo que habremos de realizar una selección previa de este tipo de fuentes para que sean el objetivo de nuestra muestra espectroscópica.

2.2 Selección de fuentes

La posición de una estrella en el espacio ($m_K, J-K$) o ($m_K, H-K$) de un diagrama color-magnitud no está del todo calibrada en el infrarrojo, y además de sus propiedades físicas dependerá de la distancia a la que se encuentre y del enrojecimiento interestelar presente a lo largo de la línea de visión. Dado que nuestra muestra está restringida en el tipo espectral (estudiaremos sólo gigantes tardías de tipo K y M), es posible delimitar la región -es decir, su magnitud aparente- que estas estrellas ocupan en función de la distancia. Pero para ello es necesario conocer el enrojecimiento al que está sometida la luz que emiten. Dado que en su mayoría están situadas en el plano y cerca del centro de la Galaxia, este enrojecimiento es un factor importante a tener en cuenta.

De nuevo a partir del diagrama color-magnitud (DCM) podremos hacer una estimación de su valor. Para ello usaremos las gigantes rojas. Como se discute en profundidad en López-Corredoira et al. (2002), la población del grupo rojo (*red clump*) de las gigantes está dominada por estrellas de tipo K2III, para las que se puede asumir una magnitud absoluta $M_K = -1.54$ y un color intrínseco $(J-K)_0 = 0.75$ (Bonatto et al. 2004; las propiedades de estas estrellas se discuten más a fondo en el cap. 3). Si sobre un diagrama color magnitud realizamos sucesivos cortes horizontales, cada uno centrado en un valor de m_K , el máximo de la distribución de colores $(J-K)$ se corresponderá con el color de la población mayoritaria, las estrellas K2III. Dado que conocemos su magnitud absoluta y su color intrínseco, podemos traducir los diferentes valores de m_K en distancias y del color $(J-K)$ del máximo derivar la extinción interestelar A_K presente en esa dirección (Fig. 2.1)¹.

Una vez estimado el enrojecimiento interestelar presente a lo largo de una determinada línea de visión, dado que conocemos las magnitudes absolutas de nuestros tipos estelares de interés, para una distancia dada es posible conocer la región del DCM en la que la probabilidad de encontrar una estrella de uno de estos tipos es máxima. Así podremos construir una muestra de objetos situados -mayoritariamente- sobre estructuras de interés, como la barra o el bulbo, de las que conocemos a qué distancia se encuentran en función de la longitud galáctica.

Dado que nuestro estudio se centra sobre el complejo bulbo+barra, seleccionaremos estrellas situadas a lo largo de $l = 5^\circ, 7^\circ, 12^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 26^\circ, 27^\circ, 32^\circ$ $b = 0^\circ$ (ver Fig. 2.2). Los campos con $l < 10^\circ$ nos darán información del contenido estelar del bulbo, con $10^\circ \leq l \leq 15^\circ$ estaremos observando las dos estructuras, apuntados entre $15^\circ < l < 30^\circ$ nos darán información sobre

¹En el capítulo 3 se profundiza en este análisis, y se demuestra que los cocientes de extinción aquí utilizados no son los idóneos. Esto se justifica en base a que la publicación de los datos sobre los que se hace dicho análisis, UKIDSS, es posterior a lo aquí descrito, y además los cambios en la extinción no modifican nuestra selección de fuentes, siempre y cuando el valor de A_J/A_K utilizado para calcular la curva (r, A_K) de la fig. 2.1 y la que se use para determinar cuál es la magnitud y el color de los objetos de interés sean consistentes.

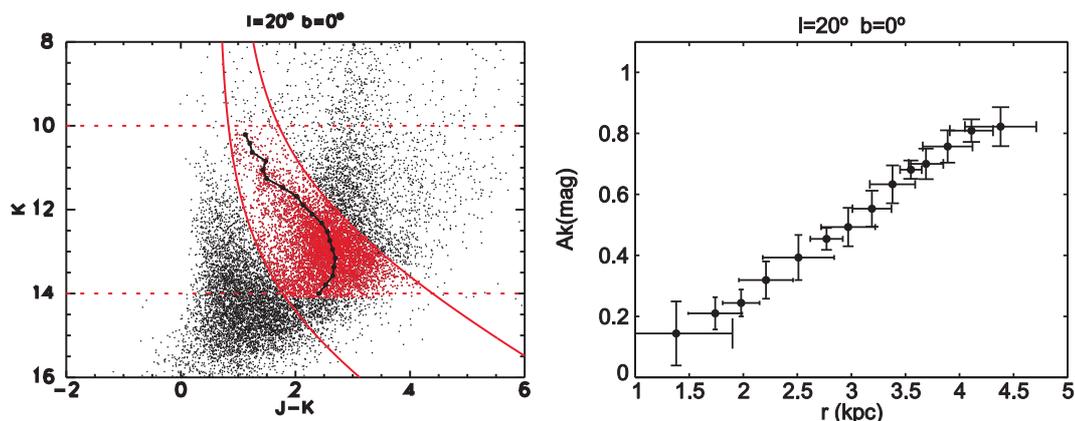


Figura 2.1: Ejemplo de cálculo de extinción. Izqda.: Las trazas rojas (que corresponden al lugar en el DCM de estrellas de tipo K0III y M0III a diferentes distancias) delimitan la zona que ocupan las gigantes (mayoritariamente K2III); La línea de círculos denota la posición del máximo de la distribución para cada intervalo de magnitud m_K . Dcha.: Estimaciones de la extinción a lo largo de la línea de visión en $l=20^\circ$ a partir de la posición sobre el DCM del máximo de densidad para las gigantes rojas.

la barra y el campo a $l=32^\circ$ debería estar dominado por estrellas del disco y nos servirá de contraste.

Además del cuerpo de la muestra, que estará compuesto de objetos seleccionados sobre los DCM de estos campos, escogeremos también un pequeño grupo de control, compuesto por estrellas del catálogo Hipparcos cuyo tipo espectral es conocido (escogemos objetos entre K0III y M7III) y con las que comprobaremos el funcionamiento de los métodos de análisis que usaremos.

2.3 Obtención y procesado de datos

2.3.1 Observaciones

Las observaciones se realizaron en tres campañas (en Junio/Julio de 2004, 2006 y 2007), ocupando un total de 8 noches de telescopio en el TNG (Telescopio Nazionale Galileo, 3.6m), equipado con NICS (Near Infrared Camera Spectrometer). Dado que tratamos de realizar un estudio estadístico, obtener una muestra lo más amplia posible es una de las prioridades. Dado que NICS es un instrumento de rendija larga, la estrategia observacional se basa en seleccionar fuentes relativamente brillantes ($m_k < 10$), que observadas con una rendija de $1''$ y un grisma de baja resolución en la banda HK (combinados nos ofrecen $R \sim 500$) permiten realizar integrados rápidos ($t \leq 240s$), lo que maximiza el número de espectros obtenidos por noche.

Como se aprecia en la tabla 2.1, dada la alta densidad estelar presente en el interior de la Vía Láctea, sobre la rendija es habitual que aparezcan -de forma aleatoria- estrellas de campo (ver Fig. 2.4, derecha) que también usaremos para nuestro estudio, además de existir la posibilidad ocasional de observar simultáneamente dos o más estrellas objeto.

De todos los objetos seleccionados en función de su posición en el DCM, hemos obtenido el siguiente muestreo inicial de espectros:

Estos 297 espectros no serán utilizados en su totalidad para los análisis posteriores. Dado que el tiempo de integración (siempre entre 30 segundos y 2 minutos) está calculado para la estrella objetivo, si las detecciones secundarias difieren mucho en magnitud, la señal a ruido

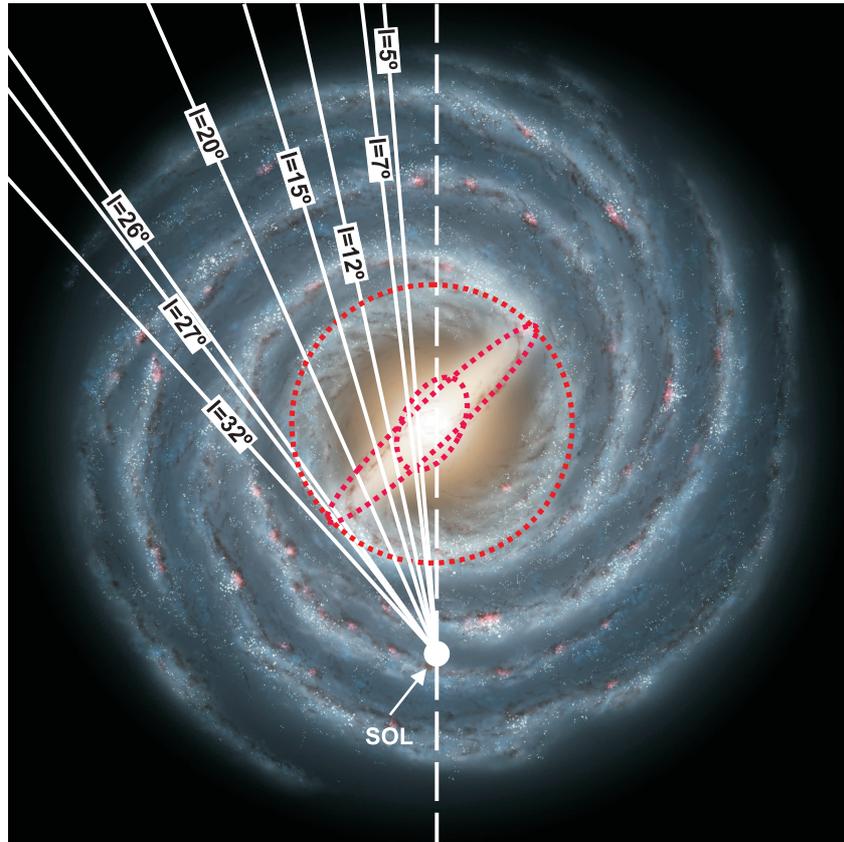


Figura 2.2: Los diferentes apuntados de nuestro estudio espectroscópico. Con trazo rojo resaltadas las estructuras que intentamos estudiar.

no será lo suficientemente alta como para poder realizar una medida satisfactoria de anchuras equivalentes; también es posible que no se trate de estrellas gigantes, bien porque se trate de una enana cercana intrínsecamente roja y que por lo tanto pueda aparecer en la zona del DCM ocupada por nuestros objetivos o bien por tratarse de una estrella de campo, cuyo tipo espectral es a priori desconocido.

2.3.2 Reducción de imágenes

La reducción se realizará de manera estándar. Como trabajaremos siempre con parejas de imágenes, a partir de cuya diferencia obtendremos los espectros de interés, no será necesario tener en cuenta efectos de bias y corriente de oscuridad, lo que simplifica el proceso.

A lo largo de las diferentes noches de observación se han procurado tomar imágenes de campo plano en el cielo, con las que, una vez combinadas y normalizadas, se pueden minimizar las inhomogeneidades en la respuesta del sistema, que pueden ser introducidas por la diferente sensibilidad de los píxeles del detector, defectos en el sistema óptico, etc. Como nuestro programa está compuesto por observaciones separadas varios años entre sí, el comportamiento del telescopio varía entre cada una de las campañas y por lo tanto será necesario realizar esta corrección de manera independiente para cada una de ellas.

Dado que estamos realizando un estudio espectroscópico en el infrarrojo, es siempre necesario

Tabla 2.1: Número de apuntados y objetos obtenidos por noche de observación.

Fecha	N. Apuntados	N. Objetos	Multiplexado
25/06/04	20	37	1.85
26/06/04	23	51	2.22
27/06/04	17	36	2.12
05/07/06	17	46	2.71
06/07/06	16	49	3.06
29/06/07	18	28	1.56
30/06/07	13	26	2.00
01/07/07	17	33	1.94

Tabla 2.2: Distribución de estrellas observadas en cada uno de los campos

l(grados)	N. est. objetivo	N. est. campo
5	17	19
7	13	7
12	16	21
15	16	19
20	23	24
26	29	16
27	24	18
32	22	23

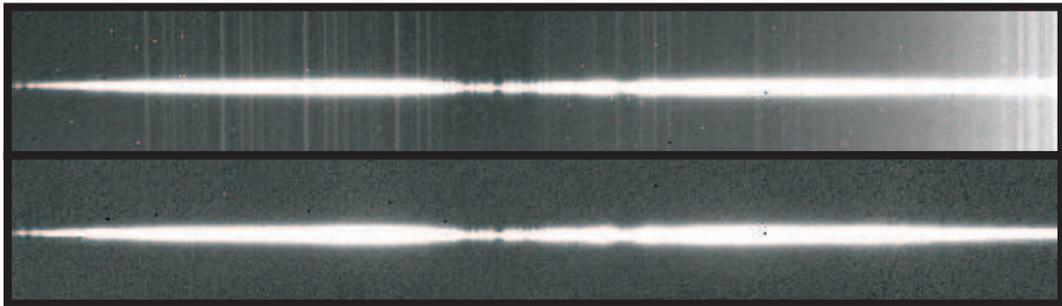


Figura 2.3: Arriba: Ejemplo de espectro sin reducir. Nótese la contribución de la emisión (trazas verticales) y absorción (oscurecimiento central) atmosféricas. Abajo: El mismo espectro, totalmente reducido.

tener en cuenta la influencia de la emisión y absorción atmosférica sobre nuestros datos. Con el fin de minimizar el efecto de las líneas de emisión del cielo, se adopta una estrategia observacional llamada cabeceo (Fig. 2.4, panel izquierdo) que consiste en realizar dos apuntados para cada objeto, moviendo el telescopio una pequeña distancia entre dos posiciones A y B a lo largo de la dirección marcada por la rendija en un esquema ABBA (de ahí el nombre de *cabeceo*).

Si para cada uno de estos grupos de apuntados restamos las imágenes dos a dos (A-B y B-A),

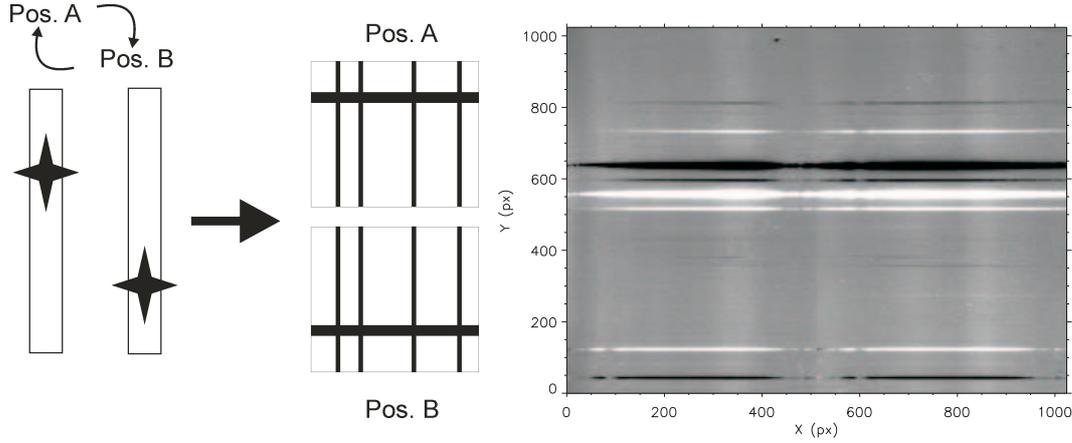


Figura 2.4: Izqda.: Esquema de una observación con cabeceo. Dcha.: Resultado de realizar la resta de los dos apuntados de un esquema ABBA. Nótese cómo además de la estrella objetivo (los espectros más brillantes) aparecen objetos de fondo.

minimizaremos la señal del cielo, dado que éste ocupa toda la rendija y está por tanto presente por igual en ambas imágenes (que tienen el mismo tiempo de exposición), mientras que los objetos se han desplazado aparentemente a lo largo de la rendija, de manera que sus espectros ocupan posiciones diferentes sobre el detector. Al realizar esta diferencia, obtendremos una traza positiva y otra negativa (Fig. 2.4, panel derecho) para los objetos, mientras que la emisión atmosférica ha desaparecido prácticamente en su totalidad. Además de las líneas de emisión, también se corrige la componente difusa, que por lo general (al menos en nuestras escalas de tiempo) dependerá del azimut de la observación, y por lo tanto su gradiente se corregirá al combinar lo cuatro apuntados.

El último proceso de reducción que llevaremos a cabo sobre la imagen 2D será la calibración en longitud de onda. A partir de los espectros de lámparas de calibración (de argón en nuestro caso), para las que conocemos de manera muy precisa la longitud de onda de cada una de sus líneas espectrales, podemos derivar una función que transforme los píxeles en la dirección espectral del detector (en nuestro caso las columnas) en su equivalente en angstroms. Dado que nuestro sistema tiene un grisma (la combinación de un prisma y una red de difracción en transmisión) como elemento dispersor, su comportamiento es estable a lo largo de la noche, por lo que con imaginar las lámparas al principio de la noche será suficiente. Para el sistema TNG+NICS, la función de calibración es de la forma:

$$\lambda = A + B \cdot X + C \cdot X^2 + D \cdot X^3 \quad (2.1)$$

Donde X es la posición en píxeles sobre la dirección espectral y λ la longitud de onda resultante.

Como se puede ver en la Fig. 2.5, a pesar de que en un sistema ideal la dispersión es constante sobre todo el detector, y por lo tanto una longitud de onda dada se proyectaría siempre sobre la misma columna, en nuestro sistema hay una pequeña dependencia con la dirección espacial (vertical), lo que se refleja en el hecho de que las líneas espectrales de la lámpara aparecen como trazas ligeramente curvadas. Por lo tanto, nuestra calibración en longitud de onda ha de ser una función 2D que dé cuenta de estos efectos; en nuestro caso se tratará de un polinomio de grado 3 en la dirección espectral y de grado dos en la espacial (ver Fig. 2.6).

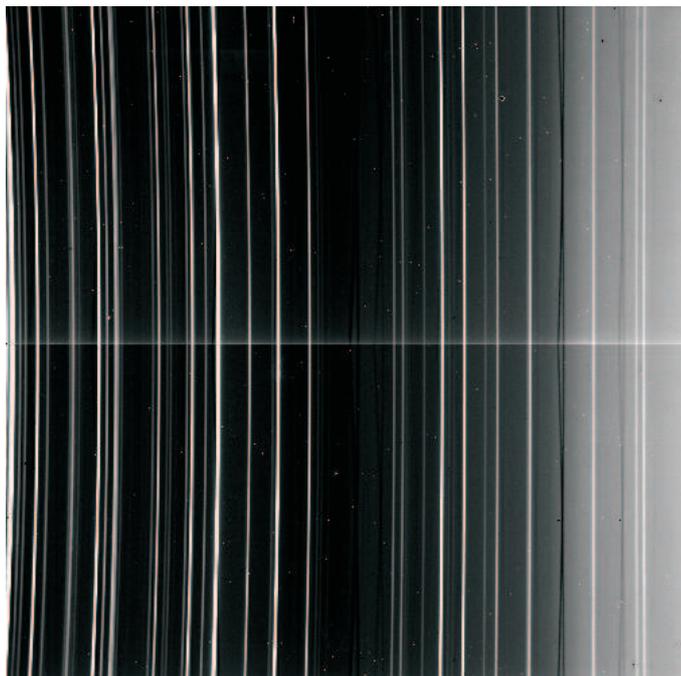


Figura 2.5: Espectro de una lámpara de calibración.

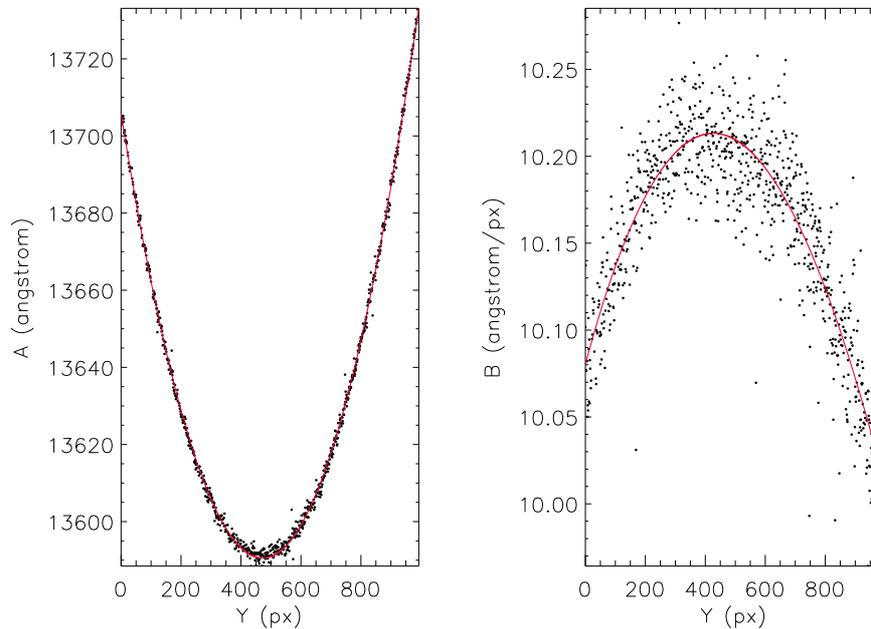


Figura 2.6: Variación de los dos primeros coeficientes de calibración (la longitud de onda mínima y la dispersión espectral) a lo largo de la dirección espacial. En rojo el mejor ajuste.

Podemos usar las propias imágenes de la lámpara de Ar para comprobar la eficiencia de

nuestra calibración. Dado que conocemos la longitud de onda a la que se produce cada una de las líneas, calibrando la imagen y comparando el valor calculado con el teórico obtenemos la distribución de diferencias de la Fig. 2.7. Como puede apreciarse en ella, la diferencia típica está por debajo de los 3 angstrom, que equivalen a algo menos de un tercio de píxel.

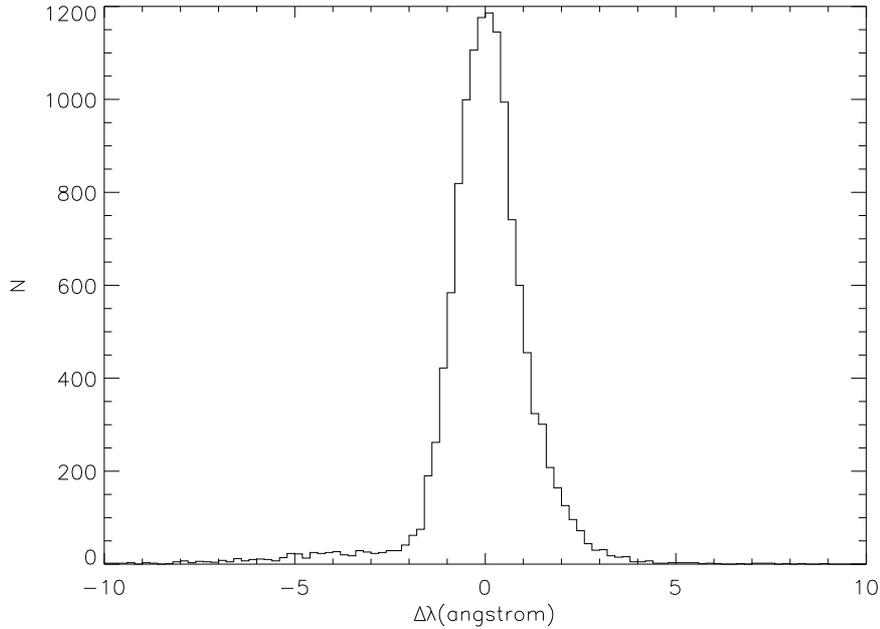


Figura 2.7: Histograma de la diferencia entre la longitud de onda calibrada y la telúrica para las líneas espectrales de una lámpara de Ar. Aproximadamente, un píxel en la dirección espectral equivale a 10 angstrom.

2.3.3 Extracción de espectros

Debido a que trabajamos con fuentes puntuales, no estamos interesados en la información espacial; podremos entonces transformar nuestros espectros 2D en funciones unidimensionales, comprimiéndolos (realizando un promedio, por ejemplo) en la dirección espacial. De esta manera, a costa de perder información (que a nosotros no nos es útil), se consigue mejorar la señal a ruido de los datos resultantes.

Para realizar este proceso, es imprescindible por un lado estimar el ancho de los espectros sobre la imagen, de manera que se pierda la menor señal posible a la vez que se evita introducir en el cálculo ruido innecesario. También es crucial determinar de manera precisa la posición del espectro; en condiciones ideales se trataría de una traza recta perpendicular a la dirección espectral, pero tal y como ya hemos visto, en el sistema real existen desviaciones de esta situación que han de ser cuantificadas.

Para ambos cálculos utilizaremos el mismo método: realizaremos sucesivos cortes sobre la imagen a lo largo de la dirección espectral, y en cada uno de ellos ajustaremos el perfil del espectro a una gaussiana (ver Fig. 2.8, panel superior). A partir de este ajuste obtendremos el ancho aproximado del espectro (a partir de la σ de la gaussiana) y la posición del centro del espectro (de la μ), que modelaremos con un polinomio de grado 2. Tal y como se puede ver en

la Fig. 2.8, panel inferior, el combado del espectro es pequeño (aprox. un píxel a lo largo de una micra). Siempre que trabajemos en las zonas centrales del detector -en las que encontraremos por norma las estrellas objetivo del programa- esto es así, pero también estamos interesados en detecciones aleatorias, y muchas veces éstas se producirán cerca de los bordes del campo, en los que los efectos de distorsión son mucho mayores, y el cálculo de la traza del espectro presenta una utilidad mucho mayor.

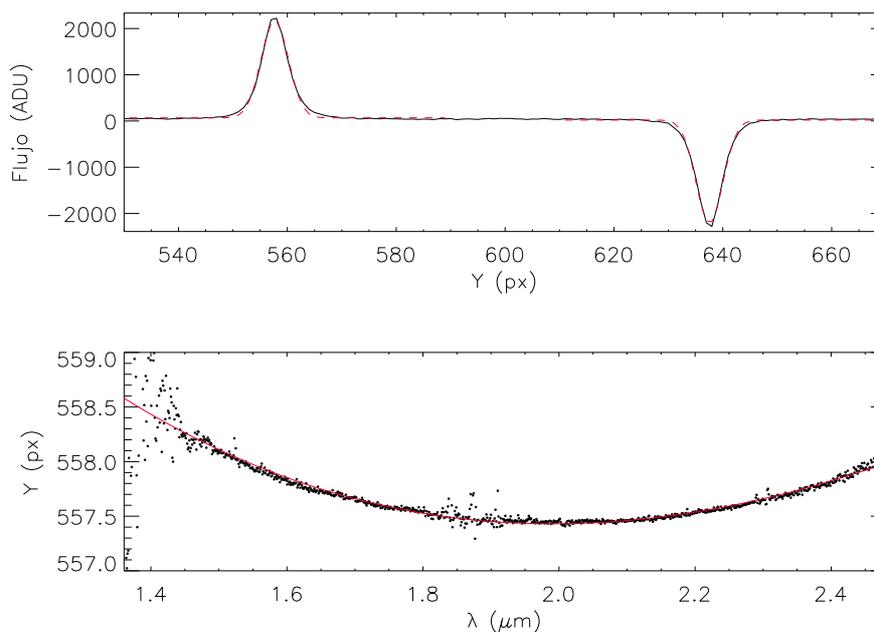


Figura 2.8: Superior: Corte transversal a $1.67 \mu\text{m}$ de una de las imágenes, en el que se puede ver los perfiles de las dos trazas. En rojo, el mejor ajuste gaussiano a ellas, del que obtendremos la anchura a media altura y el centro. Inferior: Variación de la posición del centro de la traza espectral positiva en función de la longitud de onda. En rojo el mejor ajuste a un polinomio de grado 2.

Realizaremos estos cálculos para la traza positiva y negativa. Una vez que sabemos en qué punto de la imagen se sitúa el centro de cada una de ellas en función de la longitud de onda, podemos extraer todo el flujo del objeto, que consideraremos que es el que se sitúa a $\pm 4 \cdot \sigma$ del máximo. Restamos la traza negativa de la traza positiva y promediamos el resultado, obteniendo así un valor de flujo para cada longitud de onda.

Realizando la combinación de las trazas positivas y negativas dentro de una misma imagen, obtenemos un beneficio adicional. El flujo emitido por el cielo varía con el tiempo, e incluso entre los apuntados consecutivos de una serie ABBA puede haber variaciones apreciables. De esta forma, en la imagen diferenciada (A-B) todavía habrá restos de la emisión atmosférica, que pueden presentarse como cuentas positivas o negativas dependiendo de en cuál de las dos imágenes el flujo era mayor (Fig. 2.9). Al diferenciar de nuevo las trazas negativa y positiva de esta imagen, los residuos del cielo presentes en ambas se cancelan, reduciendo la contribución atmosférica al flujo final.

Además, nuestro estudio se centrará en las anchuras equivalentes de determinadas características espectrales, dado que para una línea en absorción cualquiera la anchura equivalente se

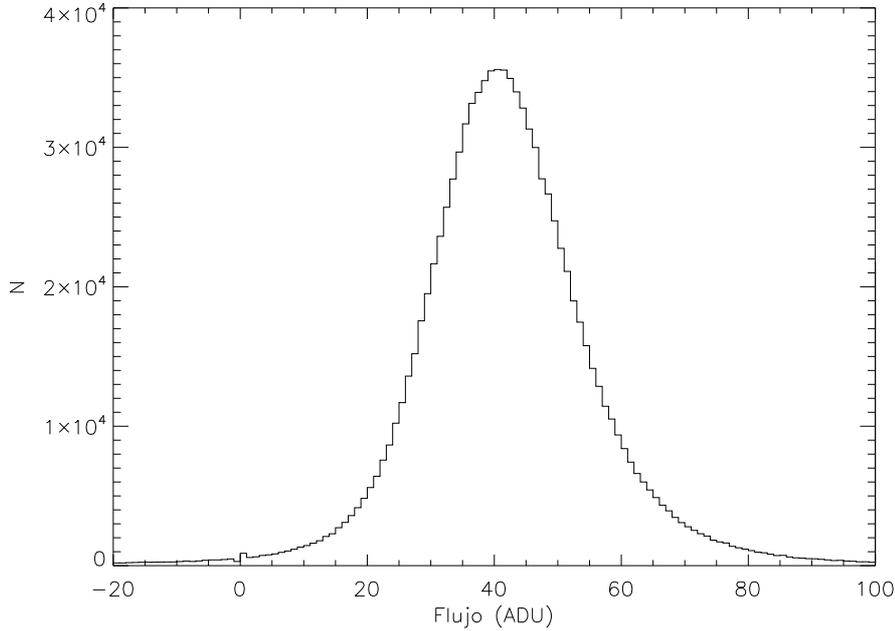


Figura 2.9: Histograma de la diferencia de dos apuntados en una serie ABBA. Como puede verse, todavía existe emisión atmosférica residual.

define como:

$$EW = \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \frac{C(\lambda) - I(\lambda)}{C(\lambda)} \cdot d\lambda \quad (2.2)$$

Donde λ_0 y λ_1 son los límites que definen la línea espectral, $C(\lambda)$ es la intensidad del continuo interpolada a la línea e $I(\lambda)$ la intensidad de la línea. Esta función es independiente de cualquier factor de escala para el flujo, y por lo tanto no dependerá de las unidades que usamos. Por lo tanto no será necesaria una calibración en flujo absoluta y además podremos trabajar con espectros normalizados, lo que facilitará el posterior procesado de los datos.

Calcularemos el factor de normalización recurriendo a una zona del espectro lo más libre de líneas posible, de manera que el valor del flujo en ese punto no dependa de la composición de la estrella, por ejemplo, y sólo de su continuo, que estará relacionado con su magnitud/tiempo de integración. Para nuestros propósitos, seleccionamos la región comprendida entre 2.10 y 2.12 μm .

2.3.4 Corrección de la absorción atmosférica

Además de la emisión, tanto difusa como en líneas espectrales, que ya hemos corregido, en la atmósfera terrestre también se producen fenómenos de absorción, de nuevo difusa y en líneas espectrales, que hay que tener en cuenta a la hora de analizar un espectro astronómico.

Para calibrar esta absorción tenemos que recurrir a objetos secundarios, en nuestro caso estrellas de tipo A0V, cuya distribución espectral de energía es conocida. Comparando su espectro observado con el teórico esperado, podemos estimar qué fracción de la radiación, en función de

la longitud de onda y la masa de aire, ha absorbido nuestra atmósfera, y corregir de estos efectos el resto de los espectros.

Sabemos además que, para cualquier estrella se cumplirá que:

$$F_i(\lambda) = F_0(\lambda) \cdot e^{-k(\lambda) \cdot X} \quad (2.3)$$

Donde F_i es el flujo medido con nuestro instrumento, y F_0 es el mismo flujo antes de atravesar la atmósfera. De esta manera, para cada uno de los espectros de estrellas A0V, calculamos:

$$Corr(\lambda, X) = \ln \left(\frac{F_V^n(\lambda)}{F_{A0V}^n(\lambda, X)} \right) \quad (2.4)$$

Donde F_V^n es el flujo normalizado de Vega (que usaremos como patrón de estrella A0V) y F_{A0V}^n el flujo normalizado de una de las estrellas A0V. Para cada longitud de onda $Corr(\lambda, X)$ varía de manera lineal de la masa de aire X , por lo que mediante un ajuste por mínimos cuadrados podremos obtener un funcional para cualquier masa de aire y longitud de onda, que nos permitirá corregir nuestros espectros de la absorción atmosférica.

Para poder realizar el cálculo anterior comparando las estrellas observadas con el espectro de Vega, es necesario previamente degradar su espectro a nuestra resolución espectral. Además, a pesar de que se trata de estrellas del mismo tipo espectral, las líneas de absorción intrínsecas presentes en cada uno de los espectros (principalmente de hidrógeno) no han de ser iguales, y también existe un ligero desplazamiento relativo en longitud de onda, puesto que cada una de ellas se moverá con velocidad diferente respecto al observador. Por fortuna, a nuestra resolución de trabajo y para espectros de tipo temprano (como los de las enanas A0) estos dos últimos factores son poco relevantes.

De esta manera, y al no estar interesados en los valores absolutos de flujo, nuestro método simplemente compensa la absorción atmosférica diferencial a lo largo del rango de longitudes de onda, de manera que las zonas en las que la atmósfera es más opaca (la región en torno a $1.6 \mu\text{m}$) tienen una corrección mayor que aquellas en las que es más transparente (como a $2.2 \mu\text{m}$), que prácticamente no sufren cambio alguno (ver Fig. 2.10).

Una vez que hemos calculado una expresión para $Corr(\lambda, X)$ podemos comprobar la calidad de la corrección que se deriva de él. Para ello nos valemos de nuevo de las estrellas A0V, y para cada una de ellas calculamos su espectro corregido, que comparamos con Vega. La diferencia promedio entre ambos está representada en la Fig. 2.11. Podemos ver que hay regiones del rango en las que la absorción atmosférica es muy fuerte, por lo que pequeñas variaciones de densidad, temperatura, etc. dan lugar a cambios apreciables en la transmitancia, y por lo tanto aparece un comportamiento fuertemente no lineal y de difícil calibración. En el resto del espectro, se puede observar que $Corr(\lambda, X)$ mantiene las diferencias por debajo del 5%², tal y como se puede apreciar también en el panel inferior de la fig. 2.12.

²En esta comprobación no está incluido el error que puede introducir la posible diferencia que pueda existir entre la distribución espectral de energía de nuestras estrellas de calibración y Vega. En cualquier caso, como hemos discutido en secciones anteriores, la forma general del espectro no afectará a nuestros cálculos de anchura equivalente.

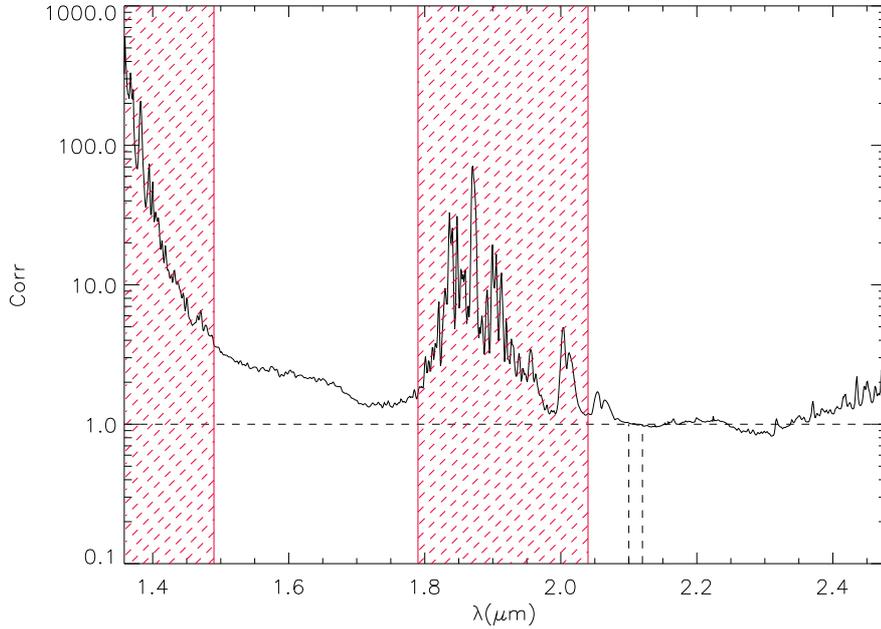


Figura 2.10: Corrección promediada (para todas las masas de aire) de la absorción atmosférica. En trazo discontinuo la región escogida para calcular el factor de normalización, y que por lo tanto tiene una corrección 1. Con trazo rojo las zonas donde el comportamiento atmosférico es no lineal y en las que la corrección de los efectos de absorción es más complicada.

2.4 Resultados

2.4.1 Cálculo de temperaturas, tipos espectrales y metalicidades

Basaremos nuestro estudio en el trabajo de Ramírez et al. (1997) y Frogel et al. (2001), artículos que se centran en el estudio de tres características espectrales muy prominentes en el infrarrojo, y de los cuales se ofrece aquí un resumen para introducir al lector las técnicas que serán utilizadas posteriormente en el análisis de nuestros datos. Según estos autores, a partir de las bandas atómicas de NaI y CaI y la molecular de $^{12}\text{CO}(2,0)$, definidas según la Tabla 2.3, es posible establecer una calibración empírica para estrellas gigantes con la que podremos calcular temperaturas, tipos espectrales y metalicidades.

Estas tres bandas -puesto a la resolución del estudio (en torno a $R=1500$) son el resultado de la mezcla de líneas de diferentes elementos- tienen una fuerte dependencia con el estado físico-químico de la estrella que las produce. Así, en Ramírez et al. (1997) se concluye que es posible definir una función de las anchuras equivalentes de esas bandas, que nosotros por comodidad llamaremos lg , tal que:

$$lg = \log \left(\frac{AE(CO)}{AE(Ca) + AE(Na)} \right) \quad (2.5)$$

Y que es capaz de discriminar entre enanas y gigantes; para las primeras se cumple que $-0.22 < lg < 0.06$ y para las segundas $0.37 < lg < 0.61$ (ver Fig. 2.13).

En Ramírez et al. (1997) también se establece una relación entre la anchura equivalente de la

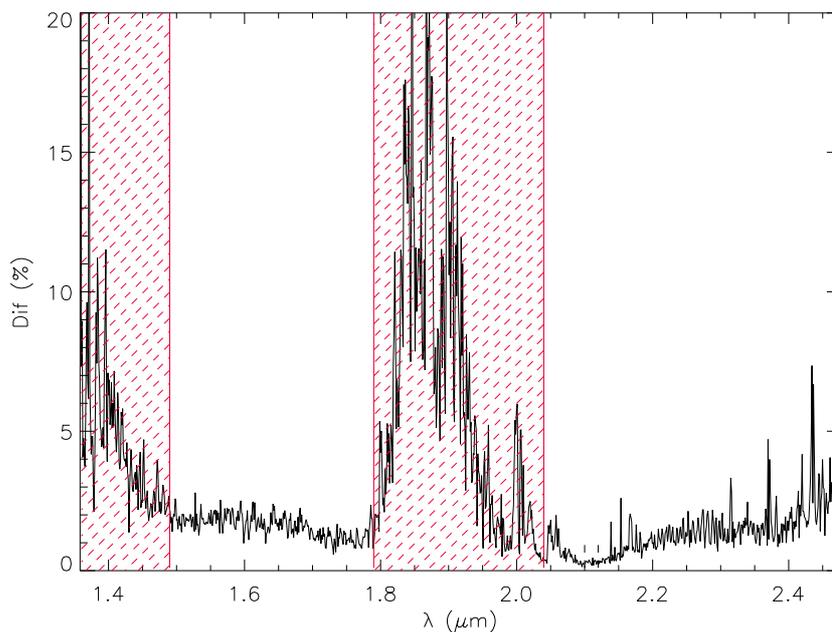


Figura 2.11: Diferencia promedio entre los espectros corregidos de absorción y el espectro de Vega. En las zonas de interés para nuestro estudio (ver Tabla 2.3), siempre estamos por debajo del 5%.

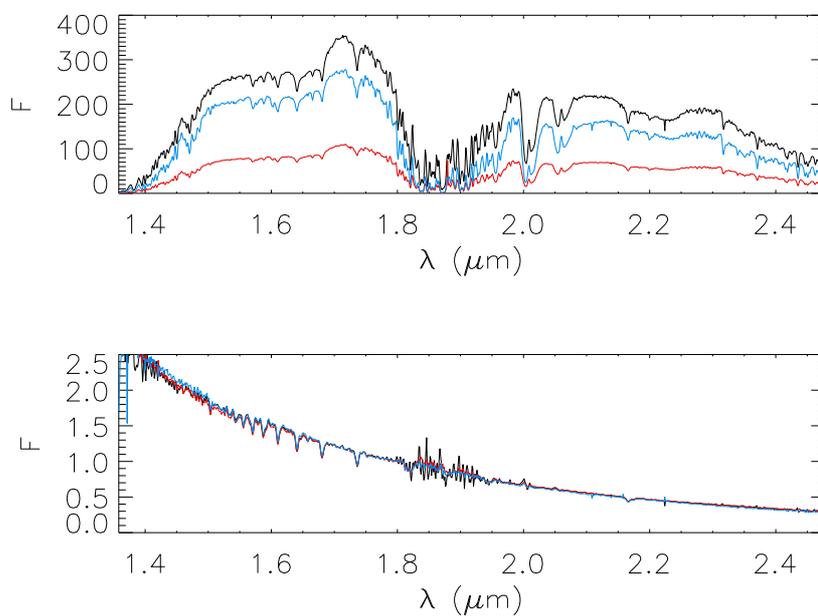
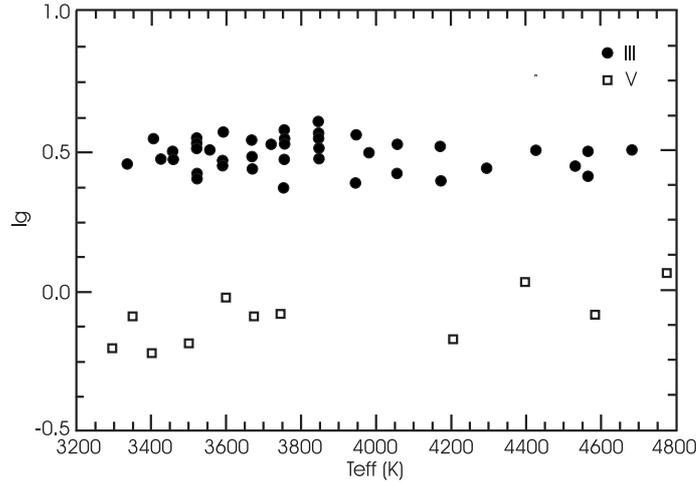


Figura 2.12: Resultado de la aplicación de la corrección al espectro de una estrella estándar, medido a 1.02 (trazo negro), 1.45 (trazo azul) y 1.99 (trazo rojo) masas de aire. En el panel superior se muestran las distribuciones originales, y en el inferior las corregidas.

Tabla 2.3: Definición de las bandas espectrales y sus zonas de continuo.

Región	λ_0 (μm)	λ_1 (μm)
Continuo Na (1)	2.191	2.197
Continuo Na (2)	2.213	2.217
Banda Na I	2.204	2.211
Continuo Ca (1)	2.245	2.256
Continuo Ca (2)	2.270	2.272
Banda Na I	2.258	2.269
Continuo $^{12}\text{CO}(2,0)$ (1)	2.270	2.272
Continuo $^{12}\text{CO}(2,0)$ (2)	2.275	2.278
Continuo $^{12}\text{CO}(2,0)$ (3)	2.282	2.286
Continuo $^{12}\text{CO}(2,0)$ (4)	2.288	2.289
Banda $^{12}\text{CO}(2,0)$	2.289	2.302

Figura 2.13: Variación del parámetro lg con la temperatura para gigantes y enanas. Nótese como ambas clases de luminosidad presentan valores diferentes del parámetro (de Ramírez et al. 1997).

banda de $^{12}\text{CO}(2,0)$, el tipo espectral y la temperatura superficial. Se verifica que para estrellas gigantes (ver Fig. 2.14):

$$T_{eff} = (5019 \pm 79) - (68 \pm 4) \times AE(CO) \quad (2.6)$$

Si ahora denotamos el tipo espectral de una estrella según un entero G tal que $G = 0$ para la clase K0, $G = 1$ para K1, etc., es posible relacionarlo con la temperatura efectiva de la estrella, puesto que para gigantes se cumple (Ramírez et al. 1997):

$$T_{eff} = 4565.3 - 142.8 \times G + 3.8 \times G^2 \quad (2.7)$$

Así, a partir de las anchuras equivalentes de las bandas de NaI, CaI y $^{12}\text{CO}(2,0)$ podemos discriminar entre enanas y gigantes, y para estas últimas es posible derivar la temperatura efectiva

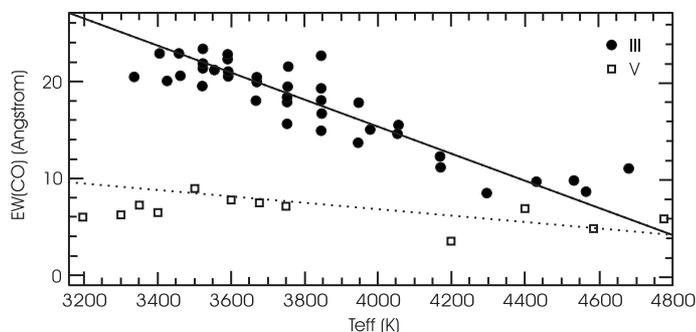


Figura 2.14: Variación de la temperatura efectiva con la anchura equivalente de la banda de $^{12}\text{CO}(2,0)$ para gigantes y enanas (de Ramírez et al. 1997).

y el tipo espectral.

Frogel et al. (2001), realizando espectroscopia infrarroja con $R \sim 1500$ de estrellas gigantes escogidas en cúmulos globulares de metalicidad conocida (del catálogo de W. E. Harris de 1996), calibró la relación entre las anchuras equivalentes de NaI, CaI y $^{12}\text{CO}(2,0)$ y la metalicidad. Para cada uno de los cúmulos de la muestra (15 en total) se analizan los espectros de las gigantes más brillantes (entre 6 y 10 por cúmulo). La metalicidad promedio de las gigantes ha de ser la del cúmulo, por lo que es posible relacionar las tres anchuras equivalentes con el valor de $[\text{Fe}/\text{H}]$. En Frogel et al. (2001) se ofrecen 5 soluciones, en función del grado del polinomio (1 ó 2) y del número de parámetros utilizados: una dependencia pura con la anchura equivalente de $^{12}\text{CO}(2,0)$, con las anchuras de las tres bandas o con las anchuras de las tres bandas además de el color intrínseco y la magnitud absoluta de las estrellas.

Como es de esperar, a medida que crece la complejidad del funcional, los residuos son cada vez menores. A pesar de que para nuestras estrellas objetivo es posible derivar la extinción y a partir de ella las magnitudes absolutas y los colores intrínsecos, nos limitaremos a usar la solución QQ3 (ver Fig. 2.15 y Tabla 2.4) propuesta en Frogel et al. (2006), en la que se deriva la metalicidad a partir de un polinomio de grado 2 que sólo depende de las anchuras equivalentes de las bandas de NaI, CaI y $^{12}\text{CO}(2,0)$. Esto es así porque a pesar de que la solución QQA9 (que usa además de estas tres entradas el color y la magnitud) es más precisa (la diferencia promedio de la metalicidad media derivada para los cúmulos respecto a la medida por otros medios -según Harris 1996- es de 0.10 dex para QQA9 y de 0.11 dex para QQ3), la ganancia en precisión sería engullida por los errores introducidos en la derivación de las anchuras equivalentes y en la estimación de las extinciones a partir de los diagramas color-magnitud.

2.4.2 Medida de las anchuras equivalentes

Nuestros espectros están medidos con $R \sim 500$, mientras que las relaciones entre las anchuras equivalentes, temperaturas, tipos espectrales y metalicidades (Ramírez et al. 1997; Frogel et al. 2001) están calibradas para espectros con $R \sim 1500$. Dado que estamos trabajando con estrellas gigantes de tipo tardío, que tienen temperaturas efectivas y gravedades superficiales bajas, y que

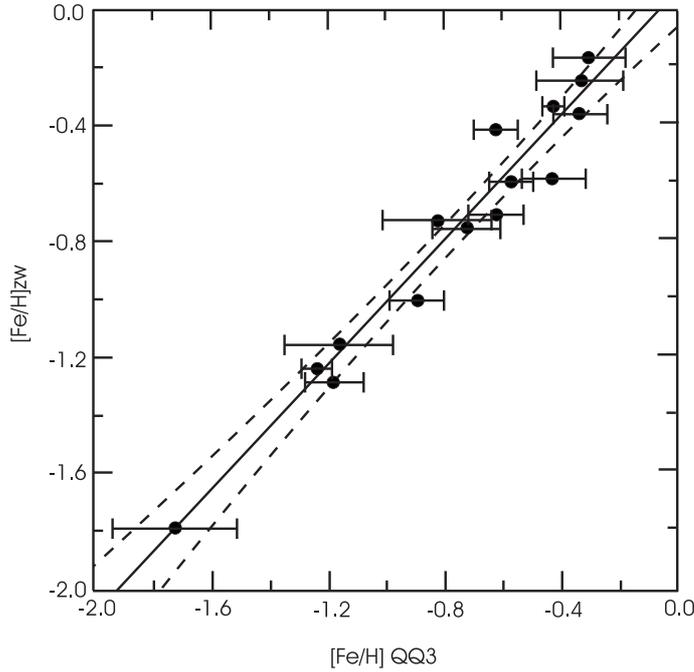


Figura 2.15: Relación entre la metalicidad obtenida a partir de los tres índices espectrales y las derivadas por Zinn & West (Harris 1996) para los cúmulos globulares de Frogel et al. (2001). La línea de trazo continuo representa la identidad, y las discontinuas denotan el intervalo de confianza del 95%. Las barras de error muestran la dispersión a la hora de derivar la metalicidad promedio de cada cúmulo a partir de los espectros de sus gigantes.

nuestras bandas espectrales están en zonas del espectro muy pobladas, un cambio en la resolución del espectro puede afectar a la medida de las anchuras equivalentes; por un lado puede ensanchar las bandas de interés al ser imposible diferenciarlas de otras líneas espectrales adyacentes y por otro el nivel general de continuo y la forma del mismo se verán afectados debido a que en el se disolverán las líneas más débiles (ver Fig. 2.16).

Primero será necesario determinar de manera precisa la resolución de nuestro instrumento. Es de esperar que la resolución de un espectrógrafo sea una función de la longitud de onda, por lo que dependerá del régimen de trabajo. Para evaluar esta dependencia, utilizaremos en nuestro caso las líneas de emisión atmosféricas, que como se puede ver en la Fig. 2.8 están distribuidas a lo largo de todo nuestro rango espectral. Si realizamos sucesivos cortes transversales sobre una imagen y ajustamos cada una de las líneas de emisión como a una gaussiana, del ancho de éstas obtendremos una estimación del elemento de resolución $\Delta\lambda$ en diferentes longitudes de onda (Fig. 2.17).

Si consideramos que podemos resolver dos líneas siempre y cuando estén separadas más de 2σ , del panel derecho de la Fig. 2.17 deducimos que NICS tiene un poder resolutivo medio en el rango de $(1.4, 2.4)\mu\text{m}$ de 615, variando en el intervalo $R \in (552, 663)$. Adoptaremos este valor medio como nuestra resolución de trabajo (con la que se realizan todos los cálculos), a pesar de que por simplicidad, a lo largo del texto nos referiremos a estos espectros como resolución $R=500$, dado que es la nominal del instrumento con el que fueron tomados.

Para evaluar cómo afecta la resolución a nuestras medidas, nos valemos de espectros sintéticos (como los de la sección 2.6.1); podemos degradarlos a $R=1500$ y a nuestra resolución de trabajo y ver cómo este cambio afecta a las anchuras derivadas.

Tabla 2.4: Soluciones para la calibración entre las anchuras equivalentes de NaI, CaI y $^{12}\text{CO}(2,0)$ y la metalicidad propuesta por Frogel et al. (2001).

Variable	Solución											
	Lin. (LL1)		Lin. (LL3)		Lin. (LLA9)		Cuad. (QQ1)		Cuad. (QQ3)		Cuad. (QQA9)	
	Coef.	σ	Coef.	σ	Coef.	σ	Coef.	σ	Coef.	σ	Coef.	σ
Const.	-1.706	0.075	-1.663	0.057	-1.451	0.180	-1.935	0.110	-1.811	0.074	1.097	1.160
EW(NaI)	-	-	0.182	0.029	0.202	0.036	-	-	0.389	0.065	0.130	0.091
EW(NaI) ²	-	-	-	-	-	-	-	-	-0.047	0.013	0.016	0.020
EW(Ca)	-	-	0.057	0.025	0.025	0.026	-	-	-0.030	0.051	0.058	0.056
EW(Ca) ²	-	-	-	-	-	-	-	-	0.024	0.012	-0.004	0.014
EW(CO)	0.063	0.005	0.027	0.005	0.026	0.005	0.106	0.015	0.043	0.013	0.028	0.016
EW(CO) ²	-	-	-	-	-	-	-0.002	0.001	-0.001	0.000	0.000	0.001
(J-K) ₀	-	-	-	-	0.749	0.230	-	-	-	-	5.240	1.840
(J-K) ₀ ²	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-2.313	0.930
M _k	-	-	-	-	0.151	0.033	-	-	-	-	1.182	0.400
M _k ²	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.147	0.034
R	0.81		0.91		0.95		0.82		0.94		0.96	
Disp.	-		0.13		0.12		0.16		0.11		0.10	

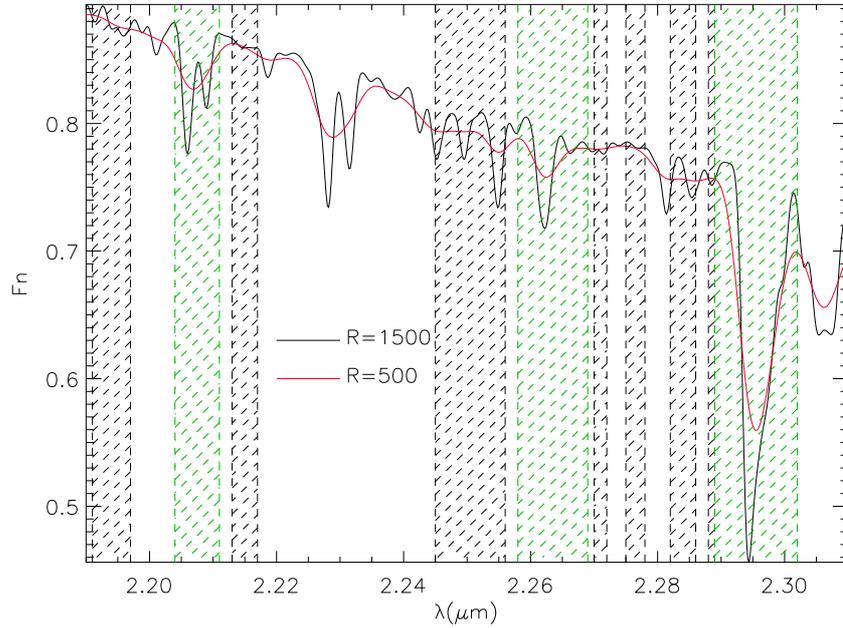


Figura 2.16: Efecto de la resolución sobre el espectro sintético de una gigante. Las regiones sombreadas marcan las bandas (verde) y el continuo (negro) de la tabla 2.3.

Podemos ver en las Figs. 2.18 a 2.20 cómo las tres bandas se comportan de manera lineal con el cambio de resolución, particularmente en el caso de $^{12}\text{CO}(2,0)$. No es de extrañar puesto que ésta es la más prominente de las tres, por lo que estará mucho menos afectada por los cambios

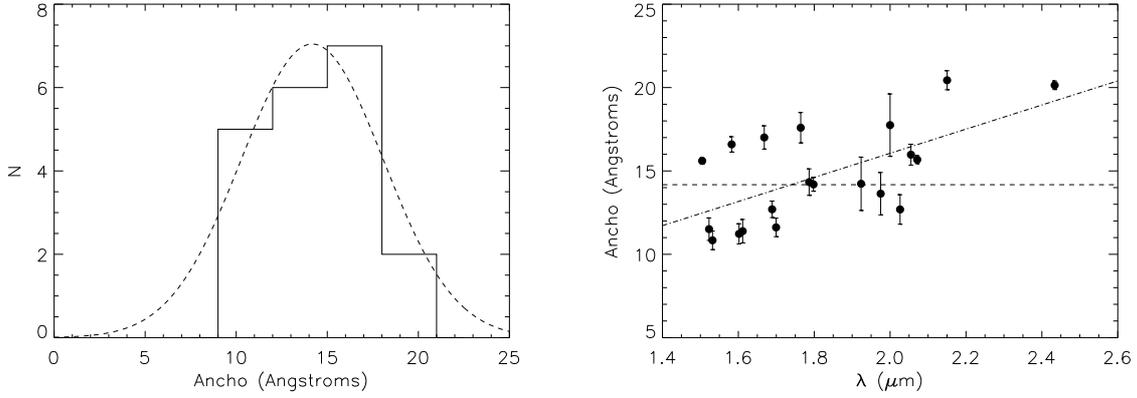


Figura 2.17: Izqda.: Histograma de la anchura de las líneas de emisión (la σ del ajuste gaussiano). La línea de trazos representa el mejor ajuste, con $\mu = 14.5\text{\AA}$. Dcha.: Dependencia de la anchura con la longitud de onda. La línea de trazos representa el máximo del histograma, mientras que la de trazos y puntos el mejor ajuste lineal, con una pendiente de $5.7\text{\AA}\cdot\mu\text{m}^{-1}$.

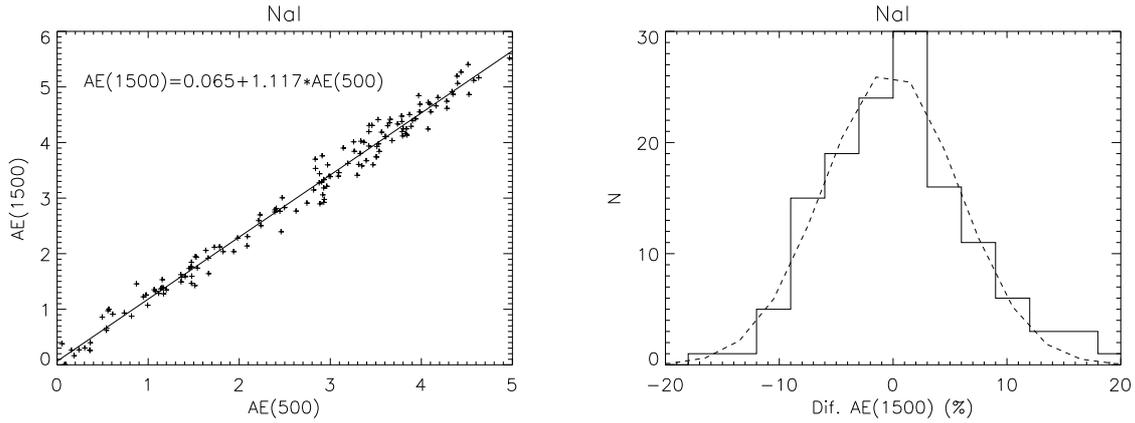


Figura 2.18: Izqda.: Relación entre la anchura equivalente de NaI derivada con R=1500 y R=500 para los espectros de LIRIS. Dcha.: Diferencia, en tantos por ciento, de la anchura derivada a partir de los espectros con R=500 y la medida directamente sobre los de R=1500. La línea de trazos representa el mejor ajuste gaussiano, con $\sigma = 5.9\%$.

de resolución.

Teniendo esto en cuenta, optamos por aplicar a estas dos bandas una transformación lineal para convertir nuestras anchuras calculadas sobre espectros con R=500 a su equivalente en R=1500, según:

$$\begin{aligned}
 \text{NaI} : AE(1500) &= 0.065 + 1.117 \times AE(500) \\
 \text{CaI} : AE(1500) &= -0.035 + 1.049 \times AE(500) \\
 {}^{12}\text{CO} : AE(1500) &= 0.439 + 1.032 \times AE(500)
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Mientras que para el NaI y la banda ${}^{12}\text{CO}(2,0)$ las diferencias entre las anchuras derivadas a partir de espectros de resolución R=500 y las medidas sobre R=1500 son por lo general menores

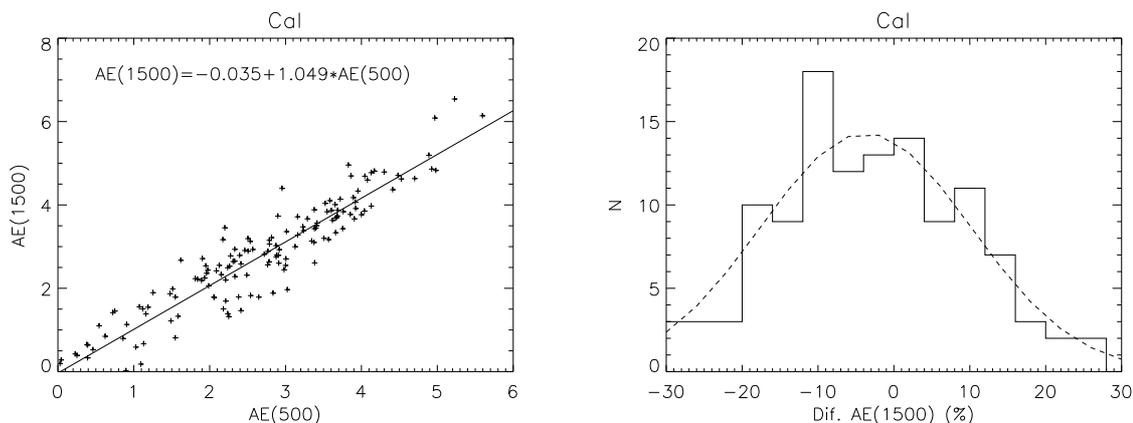


Figura 2.19: Igual que la Fig. 2.18 pero para CaI. La dispersión en este caso es mucho mayor que para las Figs. 2.18 y 2.20, con $\sigma = 13.8\%$.

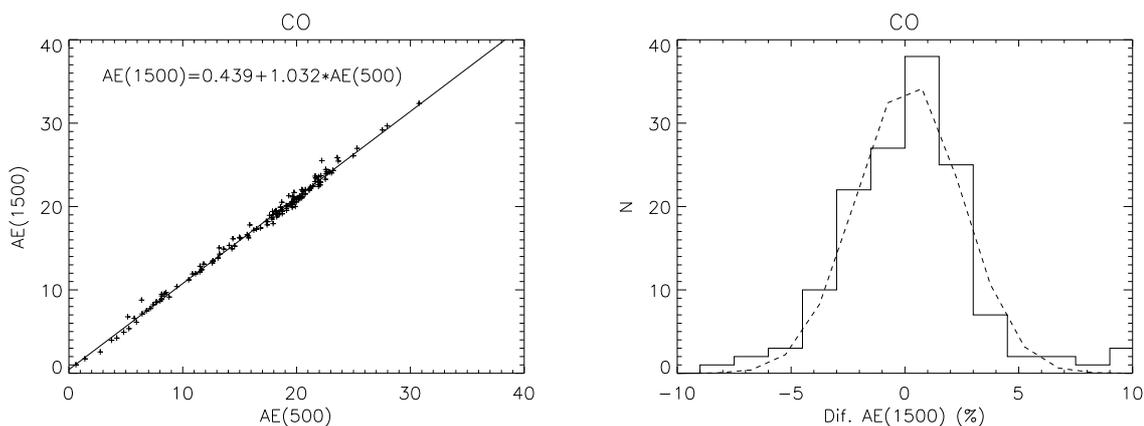


Figura 2.20: Igual que la Fig. 2.18 pero para $^{12}\text{CO}(2,0)$. En este caso, $\sigma = 2.3\%$.

del 10%, en el caso del CaI (Fig. 2.19), las desviaciones de la linealidad son mayores, llegando al 30%. No obstante, conviene tener en cuenta que, a la vista de la Tabla 2.4, esta banda es la que menos influencia tiene sobre la metalicidad, lo cual implica por un lado que es la que presenta un comportamiento más constante ante cambios en las condiciones físicas de la estrella y por otro que errores en esta transformación de en torno a 0.5\AA suponen un cambio en el valor obtenido para la metalicidad entre 0.02 y 0.03 dex, lo que equivale a una imprecisión del 10% aproximadamente.

A la hora de estimar el error en la medida de las anchuras equivalentes nos valemos de aquellos objetos -generalmente los más débiles- para los que tenemos más de un mosaico ABBA. Para cada una de las parejas AB derivamos un juego de anchuras, y vemos cómo varían para un mismo objeto. Es conveniente tener en cuenta que esta medida pone una cota superior al error. Los espectros sobre los que se realizarán los cálculos son siempre al menos resultado de combinar dos parejas AB, por lo que su señal a ruido será en promedio mejor que los usados para derivar el

error. Obtenemos las siguientes dispersiones, en angstroms:

$$\begin{aligned}\sigma(NaI) &= 0.32 \\ \sigma(CaI) &= 0.53 \\ \sigma(^{12}CO) &= 1.02\end{aligned}\tag{2.9}$$

Si comparamos estos resultados con la distribución de anchuras obtenida (ver Figs. 2.18 a 2.20) podemos comprobar que los errores totales derivados de la estimación de la anchura equivalente están por debajo del 15% (teniendo en cuenta que los valores medianos de las anchuras $\langle AE(NaI) \rangle = 2.72\text{\AA}$, $\langle AE(CaI) \rangle = 4.32\text{\AA}$ y $\langle AE(^{12}CO) \rangle = 18.57\text{\AA}$).

2.4.3 Filtrado de la muestra

Una vez que hemos corregido los efectos de la resolución espectral, el primer paso en el análisis de los espectros será determinar la clase de luminosidad de nuestros objetos. Dado que los métodos de Ramírez et al. (1997) y Frogel et al. (2001) sólo funcionan para estrellas gigantes, es necesario garantizar que muestra está compuesta exclusivamente de estos objetos.

A pesar de que haber escogido las estrellas objeto por su posición en el DCM, en zonas que deberían ocupar gigantes, existen una serie de factores que pueden colocar objetos de otro tipo en las mismas áreas. Enanas con un fuerte enrojecimiento o supergigantes más lejanas pueden aparecer en el diagrama como gigantes a la distancia que nos interesa estudiar. Además, queremos analizar también las estrellas de fondo que caen de manera aleatoria en nuestra rendija. Por esto, será necesario establecer una serie de filtros adicionales que garanticen la limpieza de la muestra final.

Tal y como hemos visto en la Sec. 2.4.1, el parámetro lg nos permitirá separar gigantes de enanas. Para poder discriminar otros tipos estelares, es necesario recurrir a otras características del espectro.

Según Blum et al. (1996, 2003) existe una relación entre las anchuras de CO y H₂O. La profundidad de las bandas de ambas especies depende de la temperatura efectiva, la gravedad superficial y la clase de luminosidad. Empíricamente los autores encuentran que gigantes, supergigantes y estrellas variables de periodo largo (VPL) ocupan zonas bien definidas en un diagrama de H₂O contra CO. Para medir la absorción de ambas especies se recurre a la expresión:

$$M = \left(1 - \frac{F_M}{F_{cont}}\right) \cdot 100\tag{2.10}$$

Donde F_M es el flujo de una región representativa de la especie M y F_{cont} el de una región de continuo. Para el CO, se considera una banda de $0.015\ \mu\text{m}$ centrada en $2.302\ \mu\text{m}$, mientras que su continuo se deriva en un intervalo idéntico centrado en $2.284\ \mu\text{m}$. Para el H₂O el proceso es ligeramente más complicado: la medida del continuo se obtiene mediante un ajuste cuadrático a dos regiones del espectro (una de ellas en la banda H), en $(1.68, 1.72)$ y $(2.20, 2.29)\ \mu\text{m}$. En una banda de $0.015\ \mu\text{m}$ centrada en $2.0675\ \mu\text{m}$ se compara el flujo del ajuste, que caracteriza el continuo, con el flujo medido. Es conveniente notar que no se trata de una medida de anchura equivalente, y que por lo tanto sus unidades no son de longitud de onda, sino percentiles, además de que al tratarse del cociente de dos regiones con el mismo tamaño (en longitud de onda) la medida no estará afectada por efectos de resolución (más allá de la disminución en la señal a ruido al realizar el cálculo sobre un menor número de puntos).

Todas las VPL presentan una absorción de H₂O mayor del 15%, mientras que las supergigantes cumplen que su absorción de CO era mayor del 20%, además de estar ligada con la de H₂O de la forma:

$$H_2O < -5 + 0.5 \times CO$$

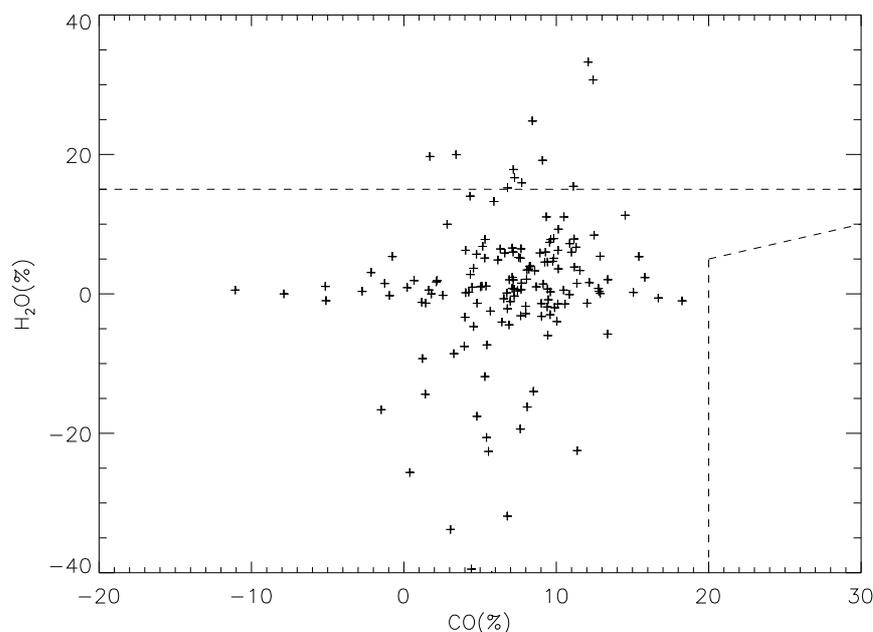


Figura 2.21: Diagrama de H₂O contra CO. Las líneas discontinuas marcan las zonas que ocupan las VPL (con H₂O > 15%) y las supergigantes, con CO > 20%.

Derivados de la misma manera que para las anchuras de NaI, CaI y ¹²CO(2,0), los errores obtenidos para estas dos medidas son $\sigma(\text{CO})=0.6\%$ y $\sigma(\text{H}_2\text{O})=1.6\%$.

Tal y como se puede apreciar en la Fig. 2.21, en nuestra muestra de estrellas no hay ninguna supergigante; esto es esperable dado que esta clase de luminosidad tiene asociada una magnitud muy alta, de manera que una de estos cuerpos entre el observador y el centro galáctico sería demasiado brillante para entrar en nuestra selección, mientras que debido a la alta extinción presente en las latitudes galácticas en las que trabajamos es poco probable que incluso una de estas estrellas situadas más allá del centro de nuestra galaxia sea visible.

En cuanto a las VPL, entre nuestros objetos encontramos 24 candidatas, 12 de las cuales son estrellas objeto, mientras que la otra mitad son detecciones aleatorias. Esto supone que en torno a un 10% de las estrellas seleccionadas pueden ser variables de periodo largo.

De entre las estrellas que han pasado este primer filtro, podemos separar las enanas de las gigantes. Para ello recurrimos al parámetro lg . Como se muestra en Ramírez et al. (1997), las gigantes cumplen $0.3 < lg < 0.7$. Si hacemos propagación de errores con los valores obtenidos en la Sec. 2.4.2, obtenemos $\Delta lg = 0.07$. Como se puede apreciar en la Fig. 2.22, mientras que la distribución de las medidas de H₂O y CO hace que los errores de medida tengan poca influencia sobre el resultado del filtrado, para lg la situación es diferente, y una variación de 0.07 en los umbrales de filtrado puede provocar un cambio apreciable en la muestra resultante.

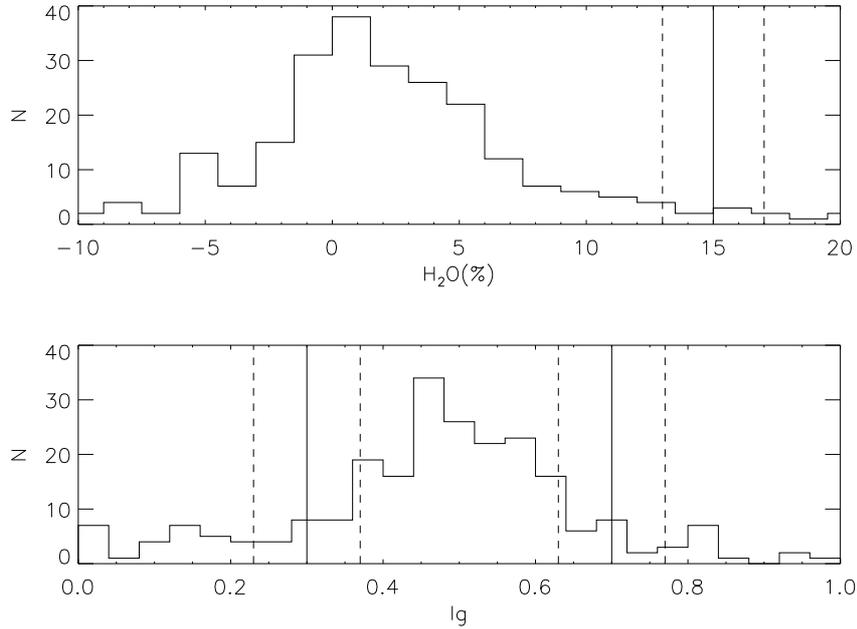


Figura 2.22: Distribución de H_2O y lg . Las líneas verticales denotan los umbrales de los filtros en ambas magnitudes. Con trazo discontinuo, el efecto de los errores de medida sobre éstos.

Para solventar este problema, tratamos de convertir el filtro monodimensional sugerido en Ramírez et al. (1997) en uno bidimensional, en el espacio $(lg, [Fe/H])$. Dado que el cálculo de metalicidades sugerido sólo es válido para estrellas gigantes y que esperamos que la muestra tenga un comportamiento normal, es de esperar que las enanas, aún teniendo valores de lg próximos al umbral de corte, tengan un comportamiento anormal en $[Fe/H]$ que permita distinguirlas de las gigantes.

2.4.4 Análisis de conglomerados

El análisis de conglomerados (*clustering*) es una técnica estadística que permite detectar agrupaciones en un conjunto de datos. A partir de una distancia d en el espacio n -dimensional de los datos, llamada función de enlace, se busca una partición de los datos en la que éstos estén divididos de manera óptima en k conjuntos.

Utilizaremos para ello el método de Ward (Ward, 1963), en el que se utiliza como distancia la variación de la suma cuadrática de errores ESS . Sean dos conglomerados X e Y con N_X y N_Y elementos x_i ; la distancia $d(X, Y)$ entre los mismos se define como:

$$\begin{aligned}
 ESS(X) &= \sum_{i=1}^{N_X} \left| x_i - \frac{1}{N_X} \sum_{j=1}^{N_X} x_j \right|^2 \\
 ESS(Y) &= \sum_{i=1}^{N_Y} \left| x_i - \frac{1}{N_Y} \sum_{j=1}^{N_Y} x_j \right|^2 \\
 d(X, Y) &= ESS(XY) - [ESS(X) + ESS(Y)]
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Donde $ESS(XY)$ es la suma cuadrática considerando los conjuntos X e Y como uno solo. Los x_i pueden ser escalares (en cuyo caso $|\cdot|$ es el valor absoluto) o vectores n -dimensionales ($|\cdot|$ será entonces la norma del espacio vectorial).

El método de Ward es un método jerárquico de agrupamiento; se comienza con una partición P_0 en la que cada uno de los datos forma un conglomerado independiente, y en cada iteración se unen los dos conjuntos más cercanos para formar un nuevo conglomerado, hasta alcanzar una partición P_k en la que todos los datos estén en un sólo grupo. Para determinar qué P_i es la óptima se representa la evolución de la suma total de ESS para los i conglomerados en cada paso; aunque esta suma es monótonamente decreciente con el número de grupos, el decaimiento de la suma presenta un cambio brusco de pendiente (ver Fig. 2.23). A partir de ese punto, el decremento del total de ESS se debe simplemente a que los conglomerados son cada vez menores, no a que estén compuestos por agrupaciones más significativas.

En un principio seleccionaremos los objetos que cumplan $0.16 < lg < 0.84$, que corresponden con los umbrales de Ramírez et al. (1997) con un margen de 2σ sobre nuestros datos. Sobre esta selección aplicaremos el método de Ward en el espacio $(lg, [Fe/H])$; tal y como se puede ver en la Fig. 2.23, la partición óptima contiene 6 conglomerados³.

Una vez identificados los grupos, procedemos a estudiar su distribución de lg (ver Fig. 2.24). Sólo existe un conglomerado (el primero) fuera de los límites establecidos, mientras que se recuperan objetos (principalmente en los conglomerados 2 y 4) que hubiesen quedado fuera usando el filtrado tradicional.

2.4.5 Tipos espectrales

A la vista de las Eqs. 2.6 y 2.7, resulta evidente que $G = f \left[\sqrt{AE(CO)} \right]$, y que por lo tanto es posible derivar el tipo espectral de una gigante a partir de la anchura equivalente de $^{12}\text{CO}(2,0)$.

Es posible evaluar este funcional dado que tenemos un conjunto de estrellas (seleccionadas en el catálogo Hipparcos) de tipo espectral conocido, y echando mano de la librería de espectros en el infrarrojo cercano de Pickles (1998), para los que también se conoce esta medida. A la vista de la Fig. 2.25 parece adecuado suponer que el tipo espectral y la anchura equivalente están ligados mediante un polinomio de primer orden. Aunque a partir de las ecuaciones anteriores se puede resolver esta dependencia a partir de los cálculos de Ramírez et al. (1997), dado que disponemos de nuevas observaciones de estrellas cuyo tipo espectral es conocido, además de las

³Este método está sujeto a cierta subjetividad. No obstante, en este caso, incrementar o disminuir en uno el número de conglomerados sólo conduce a que se agrupen los conjuntos más similares de la fig. 2.24 (5 y 6 ó 3 y 6) o que algún *outlier* (como el del sexto conglomerado) constituya un nuevo conjunto en sí mismo, por lo que cualquiera de los dos cambios no influiría en los análisis posteriores.

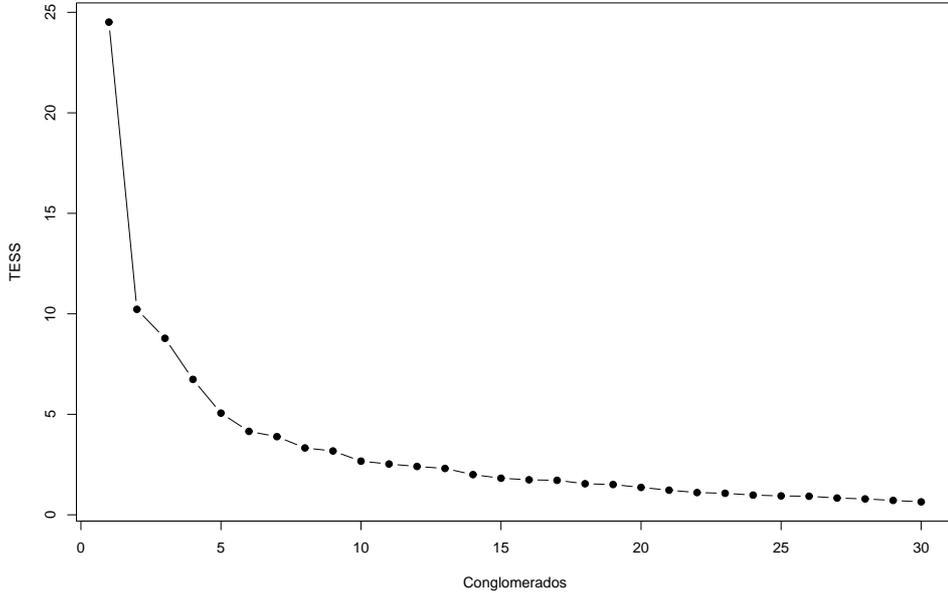


Figura 2.23: Decaimiento de la suma total de *ESS* en función del número de conglomerados en los que se particiona la muestra.

que extraemos de la biblioteca de Pickles, podemos depurar estos cálculos, y aplicando mínimos cuadrados obtenemos:

$$G = -19.06 + 6.49 \cdot \sqrt{AE(CO)} \quad (2.12)$$

Conviene notar que, aunque según las ecuaciones 2.7 y 2.6 la relación entre G y la anchura equivalente debería ser de la forma $G = A \times AE(CO)^2 + B \times AE(CO) + C$, pero con nuestra precisión y nuestro rango de datos, la adición del segundo término no produce un mejor ajuste, y por lo tanto adoptamos la expresión 2.12, más simple.

La diferencia entre el grupo derivado a partir de la anchura equivalente y el valor de referencia sigue aproximadamente una distribución gaussiana de $\sigma = 1.8$, tal y como se puede ver en la Fig. 2.26

2.4.6 Temperaturas

Tal y como muestra la Fig. 2.14, existe una relación entre la temperatura y la anchura equivalente de $^{12}\text{CO}(2,0)$ (Eq. 2.6). Utilizando de nuevo nuestras medidas de estrellas de Hipparcos y la librería de Pickles, para las que se puede derivar la temperatura efectiva utilizando la Eq. 2.7, además de los datos originales de Ramírez et al. (1997) obtenemos la Fig. 2.27, y el siguiente ajuste:

$$T_{eff} = 5425.5 - 91.2 \cdot AE(CO) \quad (2.13)$$

La diferencia entre la temperatura derivada a partir de la anchura equivalente y el valor de referencia sigue aproximadamente una distribución gaussiana de $\sigma = 148$, tal y como se puede ver

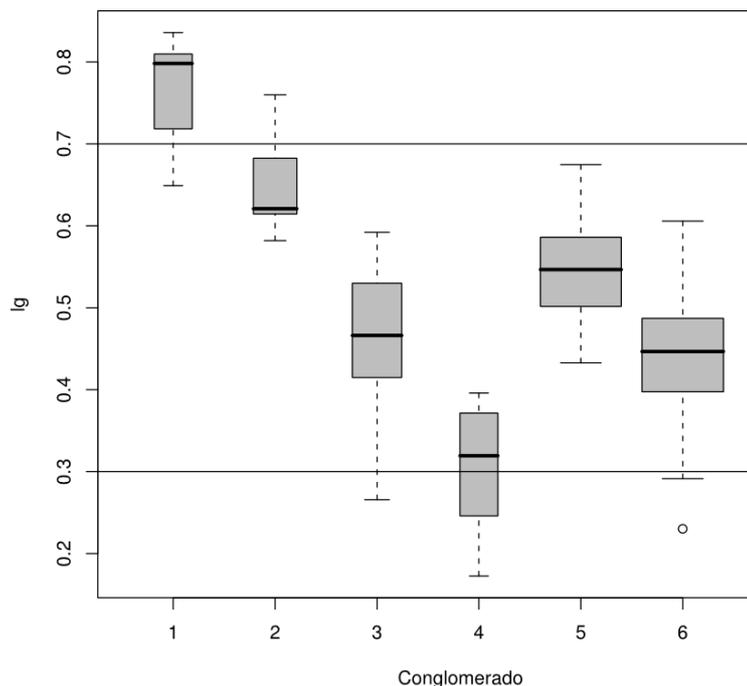


Figura 2.24: Diagrama de cajas (o *boxplot*) para los conglomerados detectados con el análisis de Ward en $(lg, [Fe/H])$. Cada una de los rectángulos representa la distribución de lg para un grupo. El lado inferior marca el primer cuartil, el superior el tercero y el grazo grueso interior la mediana. Los puntos situados por encima y por debajo de las barras de error (que recogen la totalidad de la distribución) son valores estadísticamente atípicos (*outliers*). Los trazos horizontales representan los umbrales de Ramírez et al. (1997) modificados según el error de nuestra estimación de lg .

en el panel izquierdo de la Fig. 2.28.

Las diferencias entre la expresión anterior y la Eq. 2.6 van mucho más allá de lo que los errores podrían explicar. A la vista de la Fig. 2.27 podría parecer que nuestro método para derivar las anchuras equivalentes tiende a subestimar las de las estrellas más frías (a excepción de los dos puntos que presentan un valor anormalmente alto de $AE(CO)$), que tendrían las anchuras equivalentes mayores. Tal y como se puede ver en el panel derecho de la Fig. 2.28, para $T_{eff} < 3800$ las estimaciones de temperatura sobrestiman su valor, lo que estaría asociado con una medida de anchura equivalente demasiado pequeña. No obstante, no parece haber una dependencia clara de la diferencia en temperatura con respecto a la anchura equivalente (Fig. 2.29). No obstante, tal y como se aprecia en el panel la Fig. 2.20, las diferencias en $AE(CO)$ más grandes esperables están en torno a $\sim 5\text{\AA}$, lo que supondría una decremento en la temperatura de $\sim 300K$, suficiente para explicar la mayoría de la variación visible.

2.4.7 Metalicidades

Sin duda el parámetro en el que estamos más interesados es la metalicidad, que nos dirá cuán procesado está el material que compone la estrella. Esto, entre otras cosas, nos permitirá inferir información sobre el entorno en el que ésta se ha formado, pues a medida que se suceden generaciones de estrellas, el contenido metálico del medio interestelar se irá incrementando, de manera que a través de este parámetro podemos discriminar entre poblaciones originadas en lugares con

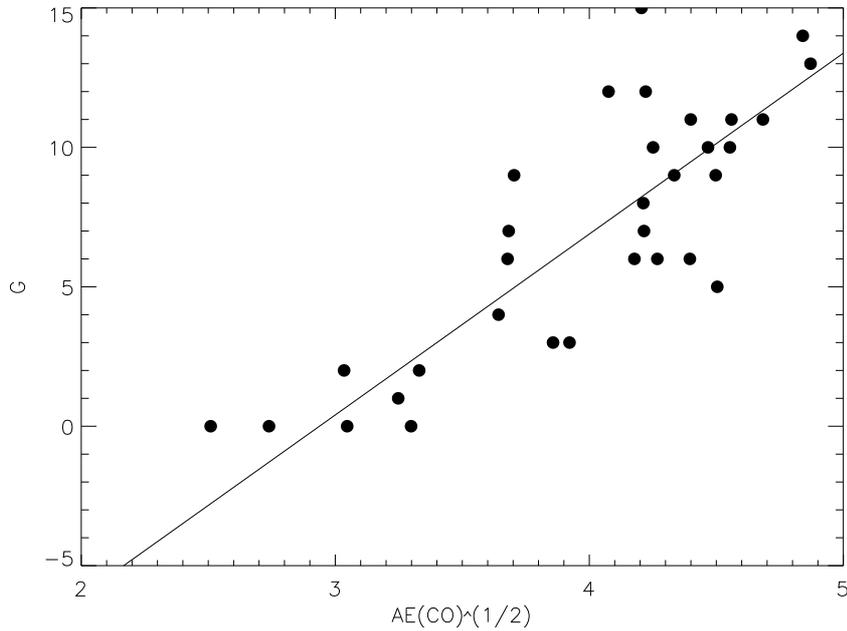


Figura 2.25: Relación entre G y $\sqrt{AE(CO)}$ para el conjunto de estrellas de tipo espectral conocido. La línea recta marca el mejor ajuste (Eq. 2.12).

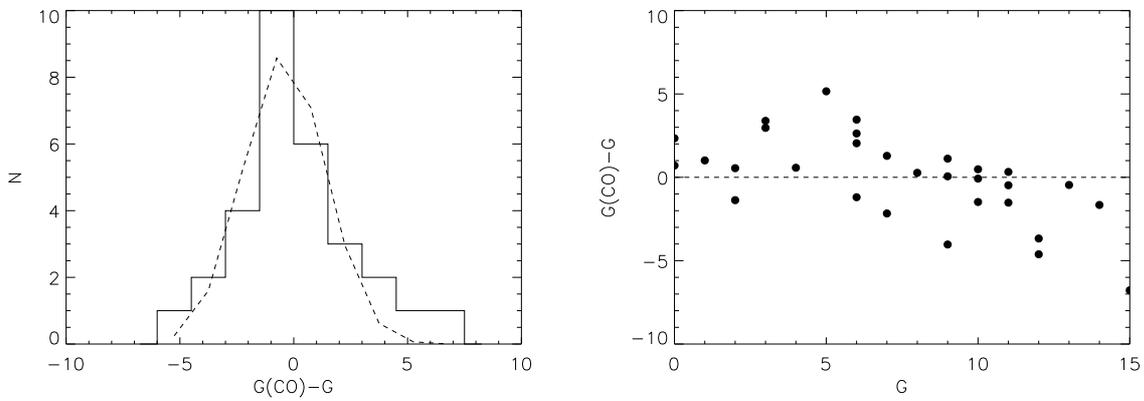


Figura 2.26: Izqd.: Histograma de la diferencia entre el tipo espectral de referencia y el derivado a partir de $AE(CO)$. La línea de trazos marca el mejor ajuste gaussiano ($\mu = -0.42$, $\sigma = 1.81$). Dcha.: Variación de esta diferencia con respecto al tipo espectral de referencia.

diferente historial de formación estelar.

Con la calibración QQ3 de la tabla 2.4 podemos calcular la metalicidad, expresada como la abundancia de hierro con respecto a la solar, $[Fe/H]$. Obtenemos los resultados de la fig. 2.30.

A pesar de que no disponemos un juego de estrellas con metalicidad calibrada, podemos estimar la indeterminación en este parámetro propagando las desviaciones de la expresión 2.9. Obtenemos que el error promedio:

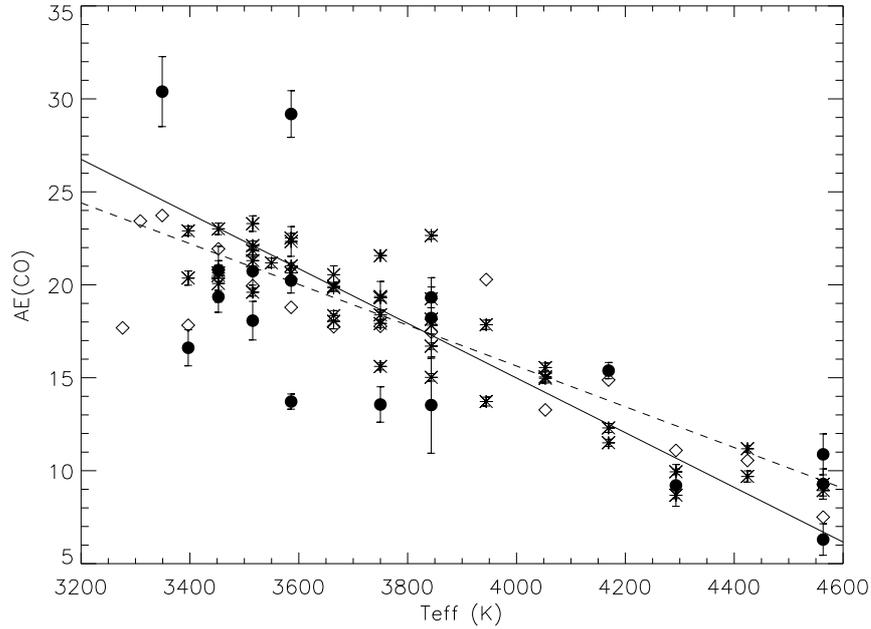


Figura 2.27: Relación entre T_{eff} y $AE(CO)$. Los círculos representan las estrellas de nuestra muestra de estándares, los asteriscos las medidas de Ramírez et al. (1997) y los rombos las derivadas de la librería de Pickles. La línea sólida marca el ajuste de Ramírez et al. (1997) (Eq. 2.6), mientras que la de trazos el mejor ajuste al conjunto de todos los datos (Eq. 2.13).

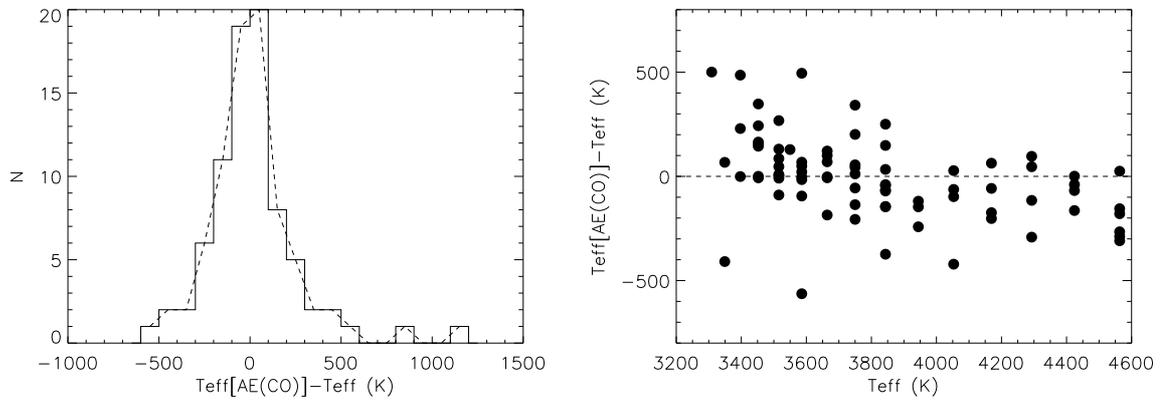


Figura 2.28: Izqd.: Histograma de la diferencia entre la temperatura efectiva de referencia y la derivada a partir de $AE(CO)$. La línea de trazos marca el mejor ajuste gaussiano ($\mu = -10.7$, $\sigma = 147.8$). Dcha.: Variación de esta diferencia con respecto a la temperatura efectiva de referencia.

$$\Delta([Fe/H]) = 0.2 \quad (2.14)$$

Conviene notar que este valor sólo representa la incertidumbre asociada al proceso de obtención de las anchuras equivalentes, y no tiene en cuenta cualquier posible desviación sistemática presente en la calibración de la tabla 2.4.

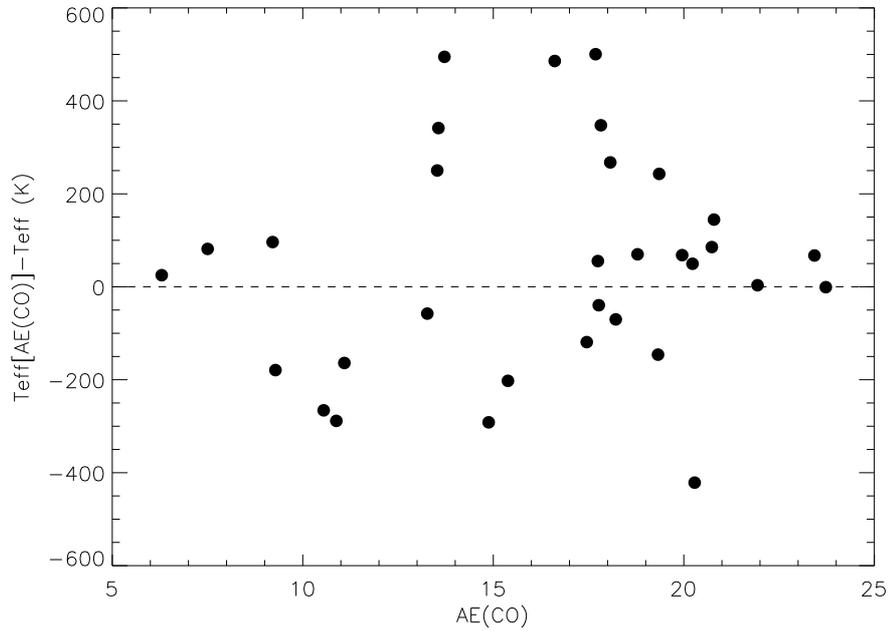


Figura 2.29: Diferencia entre la temperatura de referencia y la derivada con la anchura equivalente de $^{12}\text{CO}(2,0)$ frente a ésta para nuestros datos y los de la librería de Pickles.

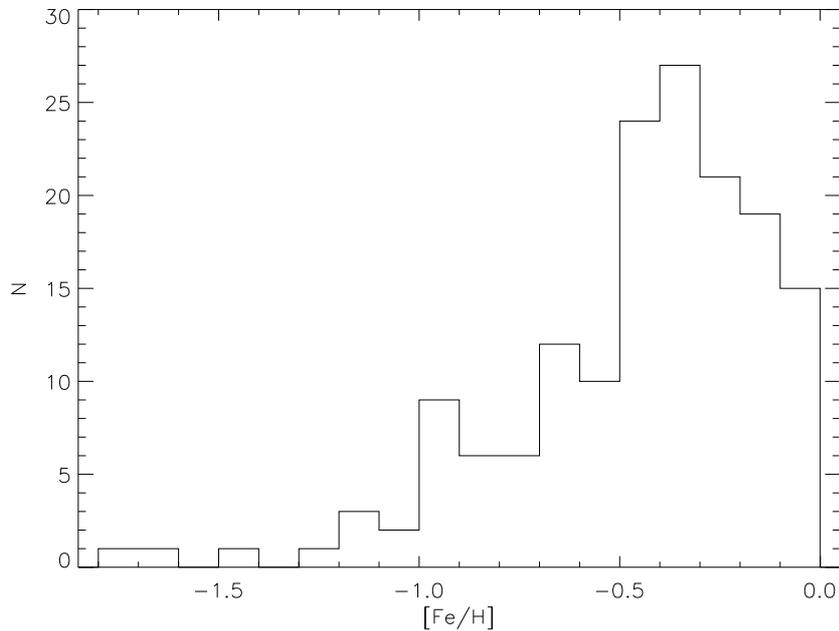


Figura 2.30: Histograma de metalicidad para la muestra filtrada.

2.5 Discusión

2.5.1 Distribución de metalicidad en el interior de la Vía Láctea

Estamos interesados en estudiar cómo varía la metalicidad a lo largo de las estructuras que estudiamos (barra y bulbo). El diagrama de cajas de la Fig. 2.31 muestra cómo varía la distribución

de metalicidades en función de la longitud galáctica. Los campos más cercanos al centro (a excepción de $l = 5^\circ$) presentan una metalicidad media mayor que los más externos, lo que resulta particularmente evidente en el caso de $l = 32^\circ$, que previsiblemente estaría situado en el disco.

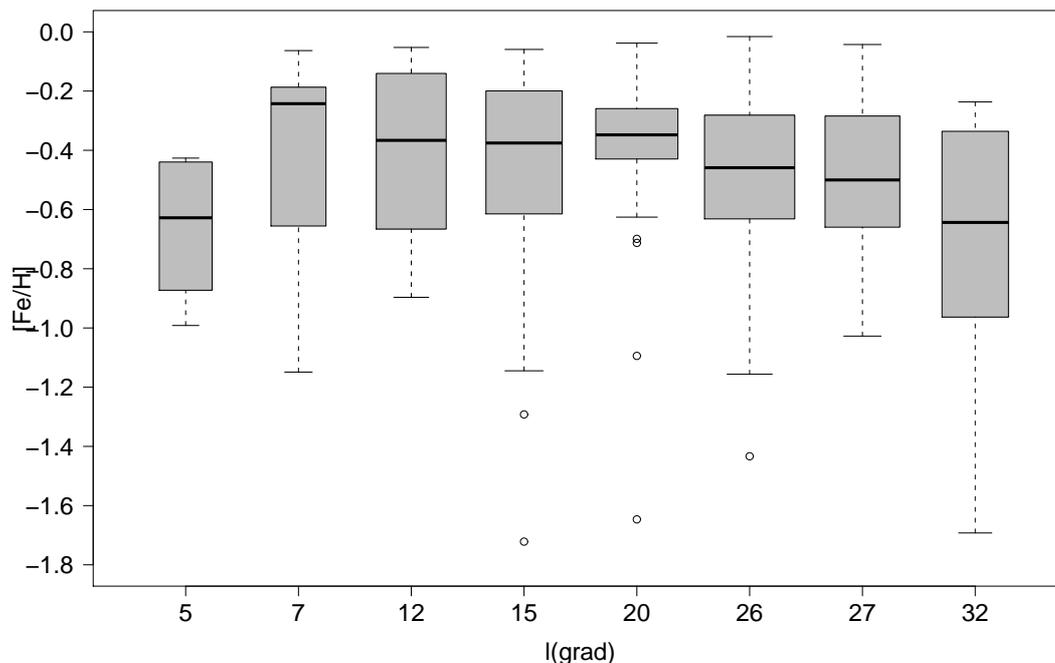


Figura 2.31: Variación de la metalicidad con la longitud galáctica. Las abscisas se utilizan para etiquetar los diferentes grupos y no están a escala.

A pesar de que las diferencias entre campos adyacentes en longitud galáctica es muy pequeña, si tomamos como valor pivotal $l = 20^\circ$ y comparamos las funciones de distribución $f([Fe/H]|l > 20^\circ)$ y $f([Fe/H]|l < 20^\circ)$ obtenemos que ambas son diferentes; un test de Kolmogorov-Smirnoff rechaza la hipótesis de que vengan de la misma distribución padre con $p = 0.88$. Si excluimos $l = 5^\circ$, entonces la separación es mucho más clara, con $p = 0.98$, y si dejando fuera el campo de disco ($l = 32^\circ$) el p-valor se sitúa en 0.91. Existen motivos por lo tanto para afirmar que las poblaciones estelares subyacentes en ambas zonas son diferentes.

Wozniak (2007) demuestra que las barras son mecanismos de mezcla muy efectivos. En sus simulaciones, estrellas situadas exclusivamente en los extremos de la barra aparecen uniformemente distribuidas a lo largo de ésta en unos pocos cientos de mega-años. Dado que los tipos estelares con los que trabajamos corresponden a estrellas de tipo tardío, cuya edad ronda los giga-años, sería de esperar que su distribución fuese homogénea a lo largo de nuestras regiones de estudio, dominadas por estrellas pertenecientes a la barra.

La distribución de metalicidades (Fig. 2.30, panel izquierdo), parece sugerir la existencia de cierta trimodalidad en ésta. Si repetimos el análisis llevado a cabo en la Sec. 2.4.4, pero exclusivamente sobre $[Fe/H]$, obtenemos la distribución de grupos de la Fig. 2.32, panel derecho y la tabla 2.5. Aparecen cuatro conglomerados; dos de ellos, centrados en $[Fe/H] = -0.15$ y -0.40 contienen más de dos tercios de la muestra, además de presentar una desviación típica mucho

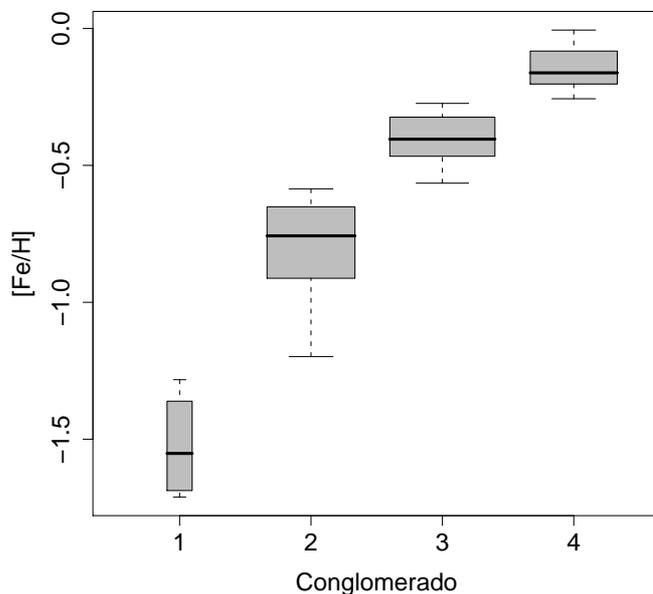


Figura 2.32: Análisis de conglomerados sobre la distribución de metalicidades de la fig. 2.30, en el que aparecen los tres grupos sugeridos por el histograma, además de un cuarto conglomerado que contiene los valores más extremos de metalicidad, muy cerca de los límites de aplicabilidad de la calibración de Frogel et al. (2001) (ver Fig. 2.15).

menor que los otros dos grupos (están por lo tanto más concentrados), que tienen un valor medio de metalicidad más bajo y una dispersión mayor. En particular, el grupo 1 presenta valores muy cercanos a los límites de aplicabilidad de la relación empírica de Frogel et al. (2001) (ver Fig. 2.15) por lo que lo excluirémos de análisis posteriores.

Además de en metalicidad, podemos caracterizar estos grupos también en magnitud, color y tipo espectral (a través del parámetro G), además de comprobar qué fracción de estrellas de campo y estrellas objetivo hay dentro de cada uno. Tal y como vemos en la Fig. 2.33, el conglomerado 2 destaca por la alta fracción de estrellas de campo que contiene, además de que sus estrellas son por lo general de tipo más temprano que las de los otros dos conjuntos. Aunque es difícil asegurar que las distribuciones en magnitud de los tres sean diferentes, las estrellas del primero también parecen ser ligeramente más brillantes. El cuarto conglomerado, que se correspondía con las estrellas más metálicas de la Fig. 2.32 está compuesto por elementos que tienden a ser de tipo más tardío y a estar más enrojecidos que el resto de la muestra.

Dado que entonces estos grupos representan a poblaciones estelares diferentes, podemos analizar cómo están distribuidas en función de la longitud galáctica (Fig. 2.34). Vemos que para los campos interiores (excluyendo $l=5^\circ$) la población dominante es la del grupo 4 (el más metálico), y a medida que nos vamos alejando del centro de la Galaxia, la fracción de estas estrellas decae (en $l=32^\circ$ es prácticamente nula); en $l=15^\circ$ su porcentaje es ya igual al de miembros del conglomerado de metalicidad media (el número 3), que se convierte en el dominante en las zonas exteriores. Los objetos menos metálicos de la muestra parecen estar distribuidos de manera más o menos uniforme a lo largo de todas las regiones estudiadas, aunque en $l=32^\circ$ y

Tabla 2.5: Conglomerados sobre la dist. de metalicidad.

Conglomerado	$\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle$	$\sigma([\text{Fe}/\text{H}])$	N
1	-1.52	0.20	4
2	-0.79	0.17	49
3	-0.40	0.08	70
4	-0.15	0.07	48

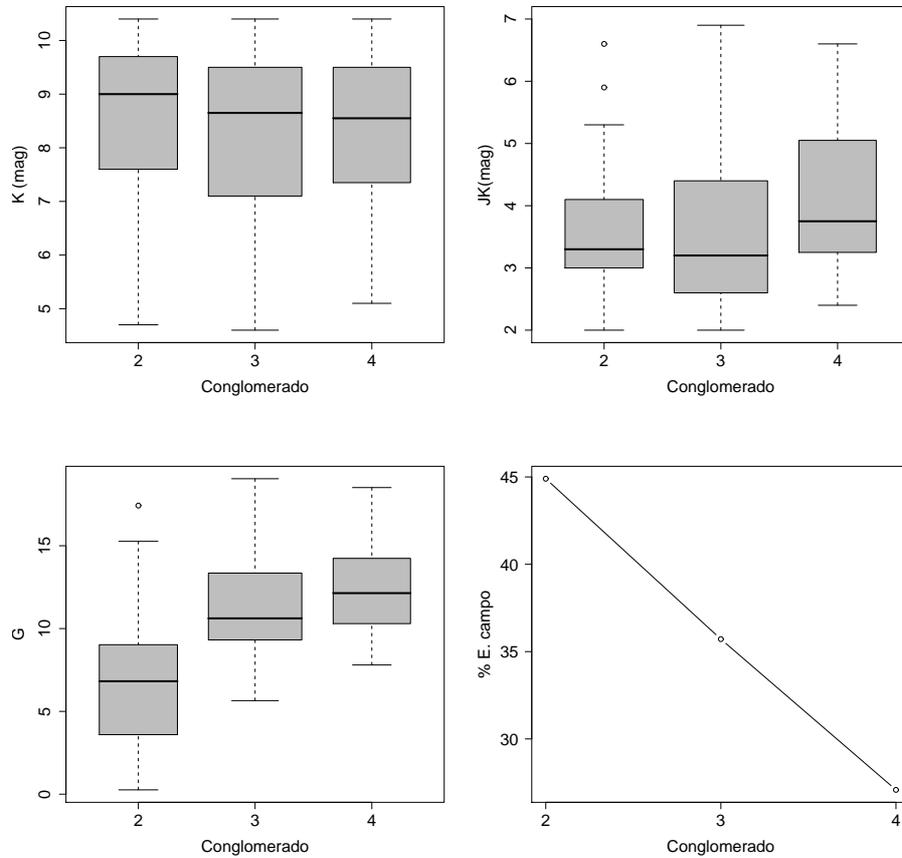


Figura 2.33: Fila superior: Distribuciones de magnitud y color para cada uno de los tres conglomerados de la Fig. 2.32. Fila inferior: Distribución de tipo espectral y fracción de estrellas de campo incluidas en el análisis.

$l=5^\circ$ su fracción aumenta de manera significativa.

Como hemos visto, el porcentaje de objetivos y detecciones casuales es diferente en cada uno de los conglomerados, efecto que podría afectar a las distribuciones de las Figs. 2.31 y 2.34. Podemos dividir nuestra muestra en estrellas de campo y estrellas objetivo y ver cómo se distribuyen en magnitud y metalicidad con la longitud galáctica (Fig. 2.35). Lo primero que llama la atención es el hecho de que todas las medidas en $l=5^\circ$ son significativamente más brillantes (particularmente las objetivo) que en el resto de los campos salvo $l=32^\circ$. Podemos

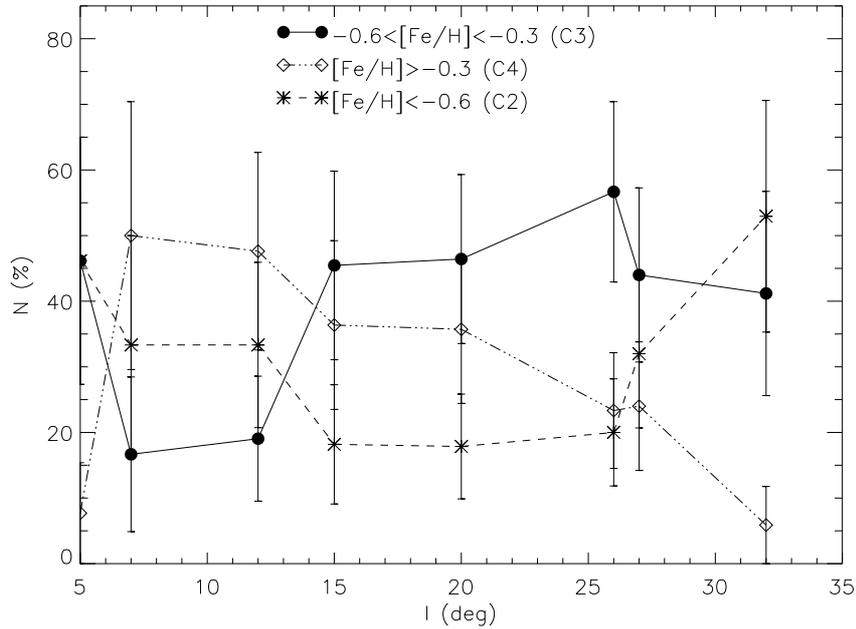


Figura 2.34: Fracción de estrellas pertenecientes a cada uno de los agrupamientos de la Fig. 2.32 (indicados entre paréntesis) en función de la longitud galáctica. Las barras de error están calculadas asumiendo que la probabilidad de que una estrella a una determinada longitud galáctica pertenezca a un determinado conglomerado es lo suficientemente pequeña para que el conteo de casos siga una distribución poissoniana.

aceptar que, dado que el criterio de selección ha sido el mismo para todos los campos (y por lo tanto los porcentajes de los distintos tipos espectrales deberían ser similares en cada muestra), en promedio la magnitud puede servirnos como una estimación de la distancia. Así vemos que a medida que nos movemos hacia longitudes menores, la magnitud mediana de la muestra es cada vez mayor, indicando que nuestras estrellas están más lejos, hasta que en $l=5^\circ$ se rompe la tendencia y tenemos un conjunto de medidas similar (en magnitud y metalicidad) al que tenemos en $l=32^\circ$, que muestrea el disco interno.

Aunque es mucho menos evidente, se podría hacer un razonamiento similar para la distribución en color. Suponiendo que la distribución de poblaciones es más o menos igual en todos los campos, el enrojecimiento medio nos dará una idea de la extinción, y por lo tanto -grosso modo- la distancia. Para las estrellas de campo se aprecia claramente (en el caso de las objetivo también se puede ver que los valores más altos de enrojecimiento están siempre en las longitudes menores) que los objetos en $l=12^\circ$ y 15° son más rojos que en longitudes mayores. El campo en $l=5^\circ$ presenta de nuevo un comportamiento anormal, y el hecho de que en $l=7^\circ$ sólo haya dos detecciones fortuitas (Tabla 2.6) hace imposible extraer alguna conclusión de ellas. Comparando además con la distribución de las estrellas objeto, vemos que para cada longitud galáctica el equivalente de campo es similar o más rojo.

Resumiendo:

- A medida que nos desplazamos hacia longitudes galácticas menores, las estrellas son más débiles y están más enrojecidas, por lo que en promedio estarán más lejos.

Tabla 2.6: Número de estrellas por longitud galáctica.

l (deg)	Objetivo	Campo	Total
5	6	6	12
7	10	2	12
12	10	11	21
15	13	9	22
20	16	12	28
26	22	8	30
27	18	7	25
32	12	5	17

- En $l=5^\circ$ la muestra está compuesta exclusivamente por estrellas de magnitud excepcionalmente baja.
- En cada longitud galáctica, las estrellas de campo son tan o más rojas que las objetivo, y sus magnitudes tienden también a ser mayores.

Esto último nos permite asegurar la integridad del análisis combinado de las Figs. 2.31 y 2.34. Las estrellas de campo muy probablemente estén en los alrededores de las objetivo, dado que nuestra muestra está libre de enanas (una enana particularmente enrojecida sería indistinguible de nuestras estrellas en un diagrama (m_K, JK)), y es muy poco probable que una gigante del disco galáctico se pueda colar en las muestras del interior galáctico, dado que la diferencia en magnitud debería de ser muy grande para compensar la diferencia de distancia.

El caso de $l=5^\circ$ puede ser un ejemplo de esto. Dado que para optimizar el tiempo de telescopio, de entre la muestra se observaron primero las estrellas más brillantes -y que por lo tanto requieren un tiempo de exposición menor- para posteriormente ir descendiendo en magnitud. En este campo (Tabla 2.6) sólo hay 6 estrellas objetivo, por lo que el muestreo estará muy sesgado hacia las magnitudes más brillantes. Además, dado que la elección de la estrella objetivo condiciona las posibles detecciones en un determinado apuntado (que han de tener una magnitud similar o menor para aparecer con suficiente señal a ruido) este efecto se transporta también a éstas.

2.5.2 Relación con la estructura interna de la Vía Láctea

En la Fig. 2.32, el conglomerado con las estrellas más metálicas presenta un valor medio de $[Fe/H]$ de -0.15 dex, similar -dentro de los márgenes de error- a los valores medios de metalicidad para el bulbo galáctico medidos por Molla et al. (2000) o Schultheis et al. 2003 (en torno a -0.25 dex). Los miembros del grupo 3 tienen una metalicidad media de -0.4 dex, muy similar a la que Nordström et al. (2004) encuentran para el disco interno, -0.37 dex a 5.5 kpc del centro galáctico. El grupo menos metálico de los tres es de más difícil clasificación; aunque Beers et al. (2005) encuentran que la distribución de metalicidades del halo tiene dos máximos en torno a -2.0 dex (que quedaría fuera de nuestro rango de estudio) y -0.8 dex (frente a los -0.79 dex del conglomerado 2), la densidad de estrellas del halo que uno esperaría encontrar cerca del plano es demasiado baja como para justificar el tamaño de nuestra muestra. Jurić et al. (2008) calculan

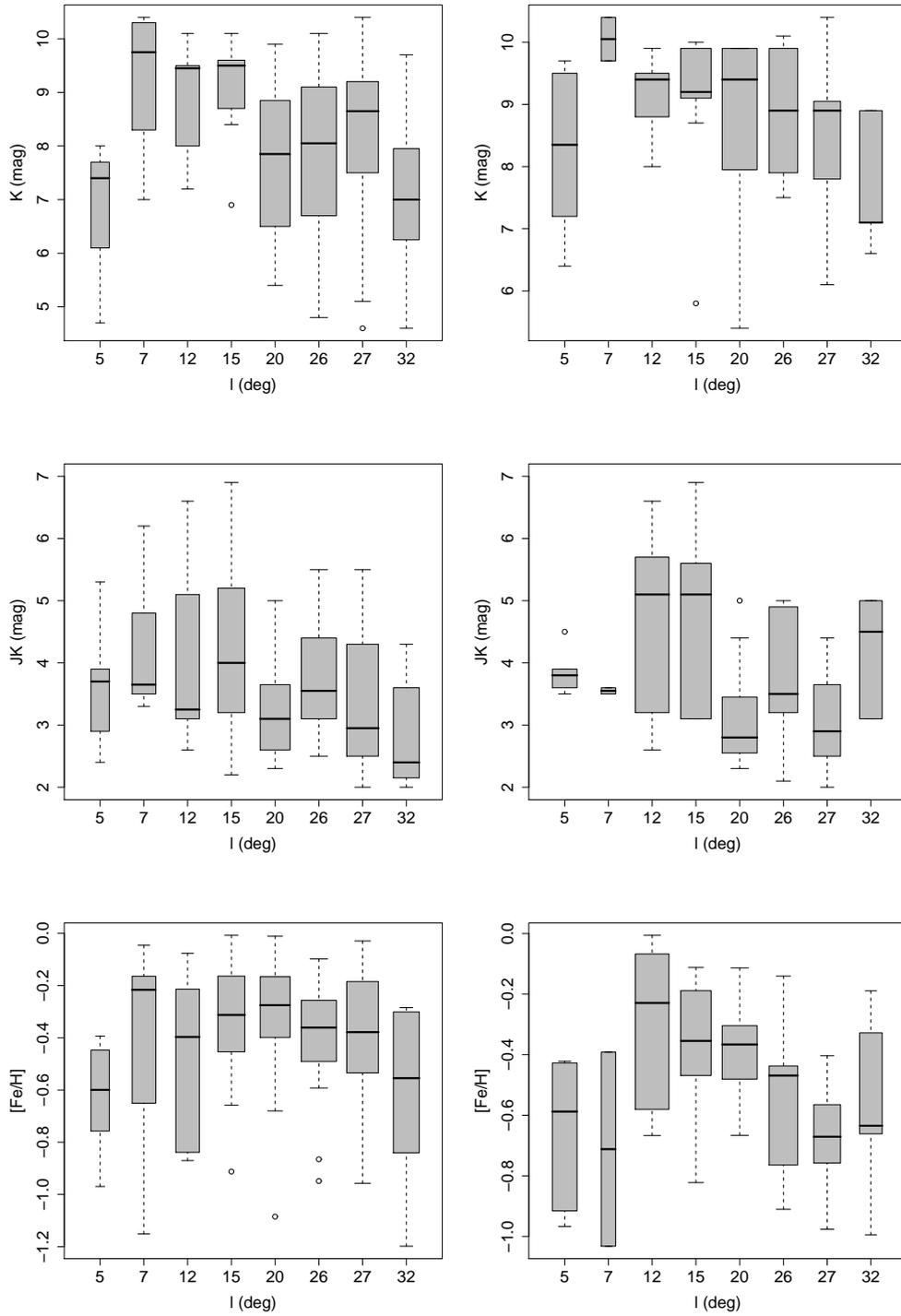


Figura 2.35: Distribución de magnitud (superior), color (medio) y metalicidad (inferior) para las estrellas objetivo (izqda.) y las de campo (dcha.). En $l=7^\circ$ sólo hay dos estrellas de campo.

un factor de normalización local para el halo respecto al disco fino del 0.5%, lo que para nuestra muestra supondría en torno a una estrella.

En cualquier caso, si identificamos el grupo 4 con el bulbo y el grupo 3 con el disco, la Fig. 2.34, dado que el primero tiene un eje mayor de 3 kpc y forma un ángulo con la línea que une el Sol y el centro galáctico entre 20° y 35° (López-Corredoira et al. 2000, 2005), su límite estaría entre $l=11^\circ$ y $l=17^\circ$, es necesaria la existencia de un mecanismo que transporte estrellas desde estas longitudes hasta $l=27^\circ$ y no más allá. La respuesta lógica a esta necesidad es una barra larga como la descrita en Hammersley et al. (2000) y López-Corredoira et al. (2007), que con un semieje mayor de 4 kpc y un ángulo de 43° satisface estos requerimientos.

Esta estructura dominaría, en el plano, el interior de la Vía Láctea (fuera de los 500 pc centrales) y por lo tanto podemos asumir que la mayoría de nuestras estrellas pertenecen a ella. Así podemos transformar la longitud galáctica en radio galactocéntrico, tal y como se puede ver en la Fig. 2.36. Como ya hemos visto antes, las barras de este tipo son mecanismos de mezcla muy efectivos, por lo que sería de esperar una distribución homogénea de metalicidad a lo largo de cualquiera de sus ejes. Pero dado que en función de la longitud galáctica domina una u otra componente, y cada una tiene una diferente población, surgen las variaciones apreciables en las Figs. 2.32 y 2.36.

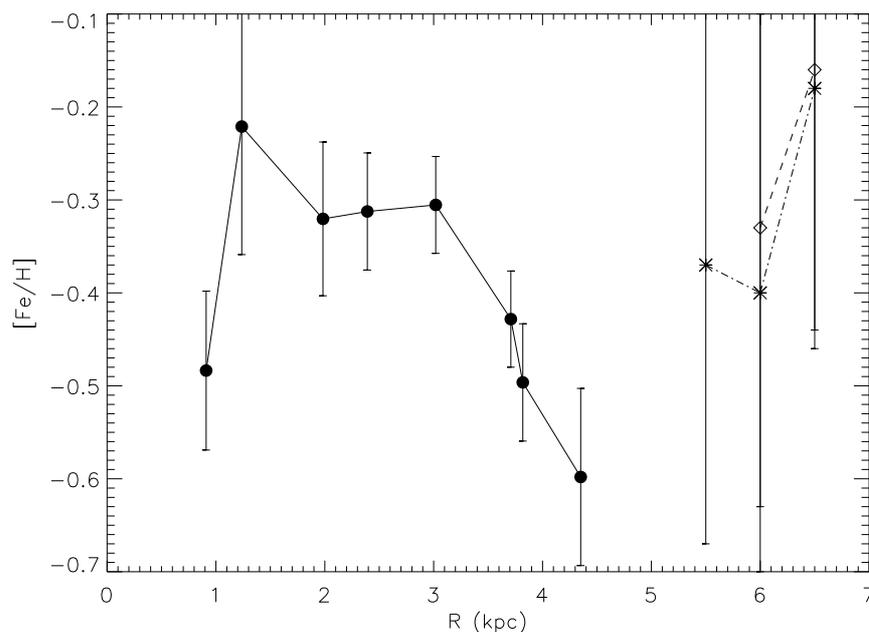


Figura 2.36: Variación de la metalicidad mediana con el radio galactocéntrico, asumiendo una barra de 45° . Las barras de error representan la desviación típica de la muestra en cada longitud galáctica. Los asteriscos marcan la metalicidad media para el disco según el catálogo Geneva-Copenhagen (Nordström et al. 2004) y los rombos según Rocha-Pinto et al. (2006).

Tal y como se puede apreciar en la Fig. 2.34 además de transportar estrellas del bulbo fuera de él, la barra también introduce material en las partes más internas de la Galaxia. Al menos un 30% de las estrellas con $l < 12^\circ$ tienen metalicidades similares a las del disco interno. Resulta lógico pensar que parte de éstas serán capturadas por el bulbo, al igual que sucede en el caso

contrario. La distribución de metalicidad en el bulbo es una de las herramientas básicas para entender su historia de formación (Minniti, D., & Zoccali, M. 2008, por ejemplo), por lo que la posible contaminación de estrellas de la barra ha de ser tenida en cuenta, particularmente cuando tienen historias de formación tan dispares. Mientras que el escenario más aceptado postula que los miembros del bulbo provienen de un único brote rápido de formación, la barra presenta una formación estelar más continua.

Aunque el mecanismo de formación de esta última no esté claro, al estar constreñida en el plano (López-Corredoira et al. 2007 presentan una altura de escala de ~ 150 pc) y dado que la extensión vertical de las barras es un indicador de su edad (Gadotti, D. A., & de Souza, R. E. 2005) es probable que se trate de una estructura relativamente reciente formada a partir de estrellas del disco fino (que se han ido generando a lo largo del tiempo de manera continua). En caso de no ser así, y tratarse de una componente de la galaxia más antigua, su interacción dinámica con el anillo de material interestelar de $R \sim 5$ kpc que rodea el interior galáctico dispara la formación estelar, tal y como se puede apreciar a partir de la distribución de máseres de metanol (que la trazan, Pestalozzi et al. 2007), o con la sobredensidad de estrellas jóvenes visible en torno a $l = 27^\circ$ (Garzón et al. 1997).

2.5.3 Conclusiones

Del trabajo aquí descrito podemos extraer conclusiones tanto de carácter científico como técnico. Por un lado hemos iniciado la caracterización de la componente estelar de la barra, que se configura como un cuerpo extenso, capaz de funcionar como un mecanismo que transporta material, tanto estelar como gaseoso, entre las partes más internas del disco hasta el centro mismo de la Vía Láctea.

Pero además este estudio supone un ensayo y primer paso en una línea de trabajo que culminará con GALEP, el catálogo espectroscópico que será llevado a cabo con EMIR y GTC. Hemos demostrado que los muestreos espectroscópicos son capaces de aportar información sobre las estructuras a gran escala de nuestra Galaxia, incluso a bajas resoluciones, además de ensayar algunas de las técnicas que aplicaremos en posteriores fases del programa.

También se hace patente que para profundizar en el estudio de las componentes estelares de bulbo y barra, es necesario, además de incrementar el tamaño de la muestra, inferir otros parámetros físicos. Uno de los que tiene mayor interés es la abundancia de elementos alfa; éstos son inyectados en el medio interestelar por medio de diferentes procesos, y por lo tanto nos permitirán estudiar la historia de formación estelar de estas estructuras. Esto será imposible sin recurrir a mayores resoluciones espectrales y a técnicas de análisis más complejas.

2.6 Trabajo futuro

Como hemos indicado antes, el primer paso para ello será trabajar sobre espectros de mayor resolución; usaremos para ello LIRIS, un espectroscopio infrarrojo emplazado en el William Herschel Telescope, que es capaz de alcanzar $R=2500$ en la banda K. Como hemos visto, es posible extraer gran cantidad de información física analizando las anchuras equivalentes de ciertas líneas -o en este caso bandas- espectrales. Mientras que el método resulta muy apropiado para el tipo de observaciones disponibles, en las que la mayoría de las líneas tienen un ancho menor del elemento de resolución ($\sim 10\text{\AA}$), al utilizar instrumentos más finos (como LIRIS o EMIR), es necesario plantear otro método de análisis para optimizar el aprovechamiento de los datos.

Dado que el tipo de estrellas con el que trabajamos tienen una temperatura baja, su espectro infrarrojo está poblado de líneas atómicas y moleculares; el centrarse en unas cuantas de ellas supone despreciar parte de la información contenida en el rango de longitudes de onda de trabajo. Además, dado que nuestra resolución ($R=2500$) sigue siendo baja, parte de estas líneas estarán difuminadas en el continuo, afectando a la forma de éste.

Por todo esto, proponemos como método de trabajo la comparación directa de nuestros espectros sobre todo el rango de λ con modelos sintéticos (computados con el algoritmo PHOENIX de Hauschildt, 1992) degradados a la resolución de nuestros datos. El cálculo de cada uno de ellos es un proceso gravoso en tiempo, por lo que a partir de una malla pre-existente de algo más de 40000 espectros (calculados para un determinado juego de valores de T_{eff} , $[Fe/H]$, $[\alpha/Fe]$ y $\log(g)$) construiremos un interpolador (usando PCA y redes neuronales) capaz de calcular en poco tiempo un modelo con unos parámetros arbitrarios (incluso extrapolando fuera de los valores del conjunto inicial), con el que convertimos el espacio de parámetros inicial, discreto, en uno continuo.

Sobre él realizaremos una inversión bayesiana, método con el que no sólo encontraremos el modelo más acorde con nuestro espectro a analizar, sino que además nos permitirá estudiar las distribuciones de probabilidad de los parámetros iniciales; así podremos emitir juicios sobre la información que se puede extraer de cada espectro, identificado por ejemplo degeneraciones en el espacio de parámetros, además de extraer de manera natural intervalos de confianza independientes para cada uno de los resultados.

2.6.1 PHOENIX: Código de síntesis espectral

Para determinar los parámetros estelares de interés, compararemos nuestras observaciones con los modelos sintetizados con el código PHOENIX (Hauschildt, 1992; 1993; Allard et al. 2001 y referencias contenidas). Brevemente, PHOENIX es un código para la generación de atmósferas estelares multipropósito, capaz de sintetizar espectros para enanas de tipos A a T, gigantes, estrellas jóvenes de tipo O a B, supernovas, etc.

Se trata de un código 1D plano-paralelo que asume simetría esférica, incluyendo varios millones de líneas atómicas y moleculares que pueden estar o no en equilibrio termodinámico local. PHOENIX es capaz de sintetizar espectros desde el ultravioleta al radio para cualquier resolución.

A pesar de tratarse de un código paralelizado, los tiempos típicos para generar un espectro sintético son de varios segundos. Como hemos visto en la sección anterior, para escoger el espectro que mejor describe nuestras observaciones será necesario computar numerosos modelos (para integrar la distribución posterior para cada uno de los parámetros libres), con lo cual utilizar directamente el código sería muy lento.

Utilizaremos entonces una malla de modelos precompilada, la sintetizada para GAIA (Brott & Hauschildt 2005), que cubre ampliamente el espacio de parámetros esperado para nuestra muestra de estrellas. Se trata de un conjunto de más de 40000 modelos, que cumplen:

$$\begin{aligned}
 2000 < T_{eff} < 10000 \text{ K} \\
 -0.5 < \log(g) < 5.5 \\
 -4.0 < [Z/H] < 0.5 \text{ dex} \\
 -0.2 < [\alpha/H] < 0.8 \text{ dex}
 \end{aligned}
 \tag{2.15}$$

Los modelos están computados a intervalos de $100 K$, 0.5 en gravedad superficial y metalicidad y $0.2 dex$ en incremento de elementos alfa. Este último parámetro (también conocido como *alpha enhancement*) nos da la fracción de abundancia de los principales elementos alfa (O, Ne, Mg, Si, S, Ca y Ti) con respecto a la solar. Además, están muestreados cada 2\AA ; esta resolución, aunque suficiente para generar fotometría sintética realista, es demasiado baja para la comparación con nuestros espectros o para el estudio del comportamiento de las anchuras equivalentes (Brott & Hauschildt 2005). Aún así, nos permitirá hacer una prueba de concepto sobre nuestro método de inversión y obtener algún resultado preliminar.

La cobertura en longitud de onda va desde el ultravioleta al infrarrojo medio (de la que nosotros sólo usaremos la fracción con $2 < \lambda < 2.5\mu m$) y los modelos están sintetizados con un paso de 2\AA . En principio esta resolución es demasiado grosera para realizar estudios de abundancias detallados, pero nos servirá como prueba de concepto para el método a desarrollar (que no dependerá de los modelos) previa a la síntesis de una nueva malla adecuada a nuestras necesidades, tanto en resolución espectral como en la cobertura del espacio de parámetros.

Por simplicidad, además, todas las atmósferas están calculadas para $1 M_{\odot}$; esto no es preocupante puesto que la mayoría de nuestras estrellas tendrán masas no demasiado diferentes, y además, como se detalla en Lançon et al. (2007) la diferencia en los espectros sintetizados con esta masa y con valores mayores (de $15 M_{\odot}$) sólo son importantes para $\log(g) < -1.0$, valor mucho menor del esperado para casi todas nuestras observaciones, que por estar seleccionadas sobre un diagrama color magnitud serán en su mayoría gigantes con $0 < \log(g) < 3$.

Aunque intentaremos recuperar los cuatro parámetros, como se puede apreciar en las figs. 2.37 y 2.38, no todos afectan de la misma manera a la forma general del espectro sintetizado. Mientras que la temperatura y la gravedad superficial modifican notablemente el aspecto del modelo (pues la temperatura afectará la forma general del continuo y ambos contribuirán al número e intensidad de las líneas de absorción visibles) otros como la metalicidad y la abundancia de elementos alfa provocan una variación en los resultados mucho más somera, de manera que el ruido de los espectros observados empezará por complicar la inversión de estos dos últimos, mientras que será más complicado que impida la determinación de los anteriores.

2.6.2 BIQUINI: Código de inversión e interpolación en el infrarrojo

Computar cada uno de los modelos de PHOENIX es costoso en tiempo de procesador, y por lo tanto la malla de modelos sólo muestrea los parámetros físicos en determinados valores. Para poder comparar nuestros espectros observados con estos modelos, necesitamos entonces una manera de interpolar de manera efectiva las síntesis espectrales.

Para hacer esto y a la vez inferir los valores de $(T_{eff}, [Fe/H], [\alpha/fe], \log(g))$ que mejor reproducen nuestras observaciones, en colaboración con A. Asensio Ramos hemos desarrollado el código BIQUINI (*Bayesian Inference and QUick Interpolator for the Near Infrared*).

Para invertir los valores de $(T_{eff}, \log(g), [Fe/H], [\alpha/H])$ asociados a una de nuestras observaciones necesitamos compararla con un gran número de espectros, que obtendremos interpolando entre los modelos computados con PHOENIX. Para ello usaremos una combinación de PCA y redes neuronales (ver apéndice B para una pequeña introducción).

A pesar de que, como se puede apreciar en la fig. 2.37, los espectros pueden llegar a ser bastante diferentes entre sí, lo cierto es que la mayoría de ellos son bastante parecidos, al estar dominados por la variación de temperatura -que controla la forma del continuo- y ser el resto de los parámetros perturbaciones sobre ésta. Por esto, si a nuestros modelos (original-

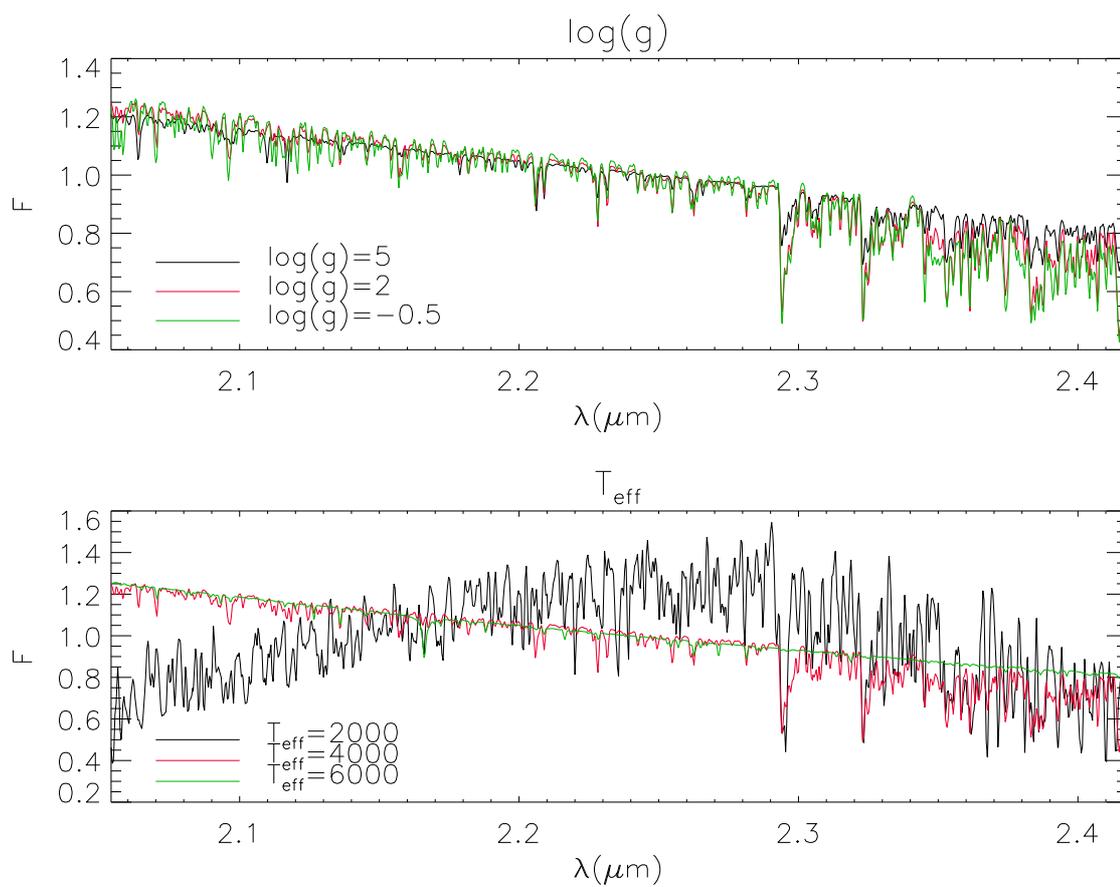


Figura 2.37: Efecto de la variación de los parámetros indicados en el sobretítulo de la gráfica. Todos los modelos comparten $[Fe/H] = 0.0$ y $[\alpha/H] = 0.0$. En el superior se mantiene $T_{\text{eff}} = 4000$ K mientras que en el inferior, $\log(g) = 2.0$. Los espectros han sido degradados a la resolución de LIRIS.

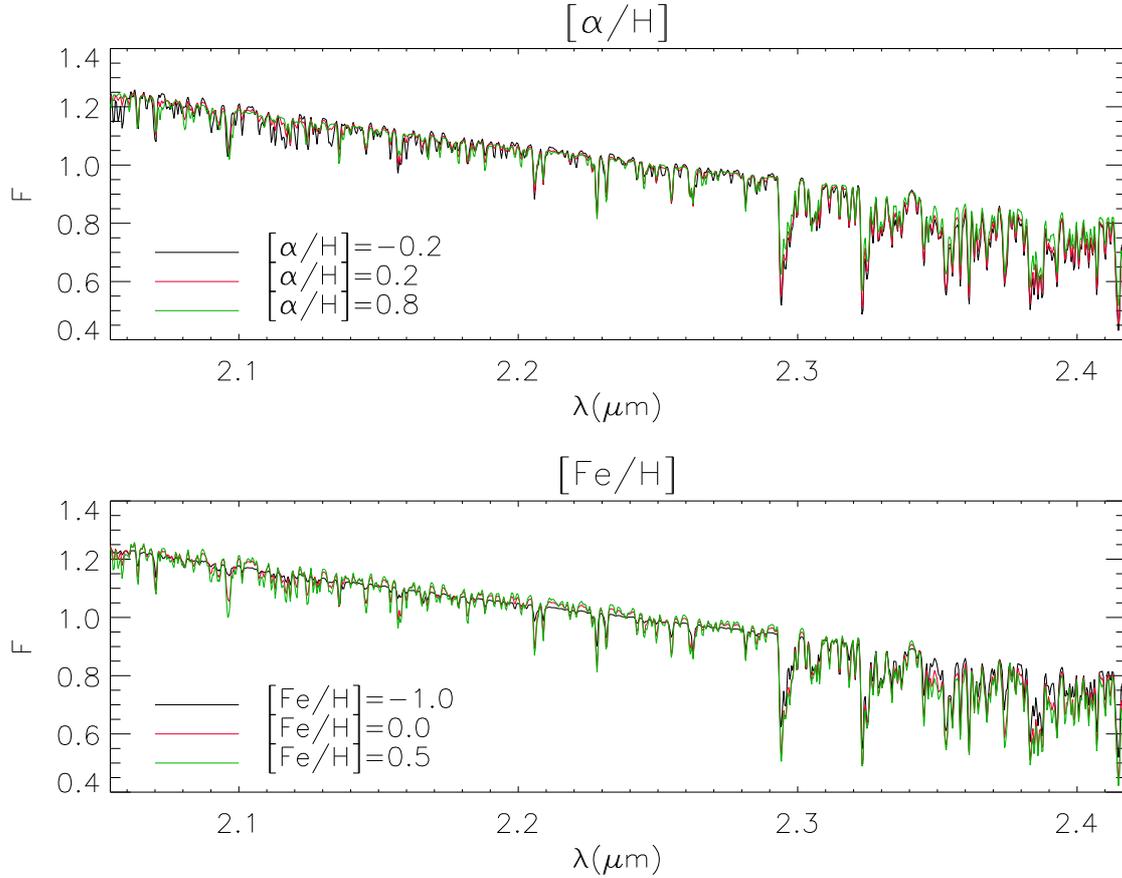


Figura 2.38: Efecto de la variación de los parámetros indicados en el subtítulo de la gráfica. Todos los modelos comparten $T_{eff} = 4000 K$ y $\log(g) = 2.0$. En el superior se mantiene $[Fe/H] = 0.0$ mientras que en el inferior, $[\alpha/H] = 0.0$. Los espectros han sido degradados a la resolución de LIRIS.

mente un cubo de datos de aproximadamente $2000 \times 1000 \times 15 \times 10 \times 5$, correspondiente a $(f(\lambda), T_{eff}, \log(g), [Fe/H], [\alpha/H])$ le aplicamos una reducción de dimensionalidad basada en PCA, es posible comprimir notablemente la base de datos. Como se puede ver en la fig. 2.39, la diferencia promedio de los espectros sintetizados con PHOENIX y los reconstruidos usando PCA decrece rápidamente con el número de autovectores utilizado para esta reconstrucción, siendo 11 un valor tal que garantiza que el error promedio en la reconstrucción esté por debajo del 0.5% (y que por lo tanto sea menor que los errores observacionales), reduciendo entonces toda la base de datos a una malla de dimensión $11 \times 1000 \times 15 \times 10 \times 5$ y una base de 11 vectores que nos permitirán reconstruir cualquier espectro.

Una vez generada la nueva base, entrenamos 11 redes neuronales que serán capaces de ligar cada una de las 11 coordenadas con su correspondiente juego de $(T_{eff}, \log(g), [Fe/H], [\alpha/H])$. De esta manera, para calcular un espectro interpolado, a partir de sus parámetros físicos se obtienen las 11 coordenadas en el espacio de componentes principales, y con los autovectores correspondientes se transforman al espacio vectorial original, en el que la primera dimensión contenía el flujo para cada longitud de onda.

Dado que ahora tenemos un método eficiente de calcular el espectro asociado a unos deter-

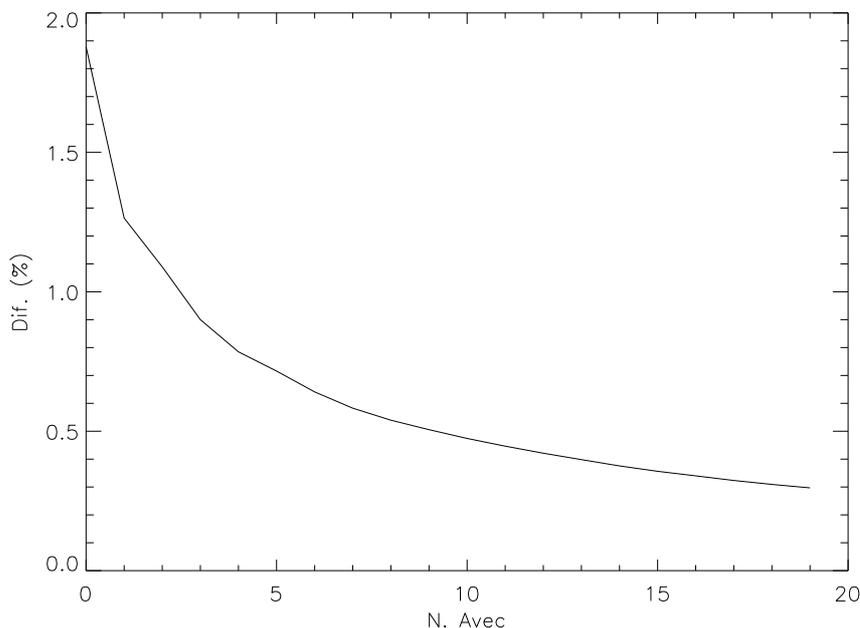


Figura 2.39: Diferencia promedio entre los espectros sintéticos y los reconstruidos con BIQUINI en función del número de autovectores utilizado.

minados parámetros físicos, podemos hacer inferencia ellos. Dado una determinada observación $f_i(\lambda)$, definimos una semejanza similar a la ec. B.13, que nos permitirá evaluar la distribución posterior (ec. B.9) sobre nuestro espacio de parámetros.

Además de la variación de metalicidad, temperatura, gravedad superficial y abundancia de elementos alfa, nuestras observaciones estarán además extinguidas por la materia interestelar. La modelaremos según la expresión de Fitzpatrick&Massa (2009), que será discutida con más detalle en la sec. 3.3.2, y que parametrizamos en función de la extinción total en la banda K (A_K). Los espectros observados estarán también desplazados en longitud de onda con respecto al modelo (bien por que se trate de un desplazamiento Doppler o por errores en la calibración en longitud de onda). Ambas incógnitas (A_K y $\Delta\lambda$) han de añadirse a la inversión, lo que nos deja una distribución posterior de seis dimensiones, cuya integración es complicada.

Para ello utilizaremos una implementación de un método de muestreo anidado llamada MULTINEST (Feroz et al. 2008, trabajo que también contiene una descripción más profunda de la matemática asociada a estos métodos de integración que la provista en el apéndice B.1.1). MULTINEST (<http://www.mrao.cam.ac.uk/software/multinest/>) se distribuye de manera libre con una licencia no comercial.

2.6.3 Resultados preliminares

A la hora de derivar los parámetros físicos de un espectro observado con BIQUINI, es necesario tener en cuenta las fuentes de error propias del código:

- Síntesis: Los propios modelos de base no son más que una aproximación computacional a la realidad, y por lo tanto no necesariamente han de ser una representación perfectamente

fiel de ésta.

- Interpolado: Como se puede apreciar en la fig. 2.39, la reconstrucción de los espectros no es perfecta, aunque la diferencia promedio estará normalmente por debajo del error observacional.
- Inferencia: La determinación de los valores óptimos de $(T_{eff}, \log(g), [Fe/H], [\alpha/H])$ no es perfecta; simplificando, podemos asumir que la distribución posterior marginalizada para cualquiera de los parámetros será una gaussiana, cuya anchura dependerá tanto de los incertidumbres descritas en los puntos anteriores como de los errores observacionales.

Los dos últimos son de tipo numérico y pueden ser evaluados de manera sencilla. Para validar la precisión de la síntesis, será necesario tener observaciones de estrellas cuyos parámetros sean conocidos de manera absoluta, y comparar con ellos las predicciones basadas en los modelos. Esto es complicado, puesto que los valores más precisos de $[Fe/H]$, por ejemplo, disponibles en la literatura (a excepción, tal vez, del Sol), se obtienen a partir de la comparación de ciertas líneas medidas en alta resolución con las sintetizadas por algún código (por ejemplo Castelli&Kurucz, 2004), con lo que lo más que se podrá aseverar es la consistencia de nuestro método con respecto a otros.

Para calcular entonces la influencia del interpolado y la inferencia en la determinación de metalicidades y demás, usaremos los espectros originales generados por PHOENIX, convolucionados a la resolución nominal que usaremos en LIRIS ($R = 2500$); a éstos les añadiremos una estimación del error observacional: primero considerando que este es homogéneo frente a λ , y con una amplitud del 1% y el 5%, representativos de señales a ruido entre 20 y 100, el rango en el que se moverán nuestras observaciones. Posteriormente simularemos también las desviaciones introducidas por el proceso de calibración, que al igual que en el caso del TNG, estarán dominados por el error en la corrección de la absorción telúrica (fig. 2.40).

Dado que nuestro trabajo se centrará en gigantes de tipo tardío, de entre todos los modelos disponibles, nos centraremos en aquellos más representativos de estos objetos, y compararemos nuestras inferencias con las síntesis que verifican $T_{eff} < 5000$ y $\log(g) < 3$. Los resultados de este análisis están contenidos en la fig. 2.41, que representa las diferencias en cada uno de los parámetros de las atmósferas estelares invertidos, para el modelo de error de la fig. 2.40 (los resultados para las otras dos estimaciones de la incertidumbre se encuentran en la sec. B.3).

La tabla 2.7 contiene las desviaciones estándar (S) de las diferencias entre los parámetros inferidos y los correspondientes al modelo original y la σ del mejor ajuste gaussiano (panel derecho de la fig. 2.41, por ejemplo). Se comprueba que la estimación más realista del error se sitúa entre las otras dos; la temperatura y la gravedad superficial, que modifican características más generales de los espectros (la forma del continuo y la profundidad de todas las líneas moleculares, por ejemplo) serán bajas, pues el error promedio estará cerca del 1%, mientras que la metalicidad, que depende más fuertemente de la forma de las bandas de CO, zona en la que la calibración es peor, está más próxima en precisión a un espectro de señal a ruido ~ 20 .

Podemos comparar estos errores, por ejemplo, con otros valores típicos de la literatura. Así, Meléndez et al. (2008) calculan metalicidades, gravedades superficiales, temperaturas y abundancias para diversos átomos, entre los que se encuentra algún elemento alfa (usaremos estos últimos como estimación de los errores en $[\alpha/H]$) para una muestra de gigantes del disco, utilizando para ello espectroscopía con $R = 60000 - 80000$. Las incertidumbres de su análisis son:

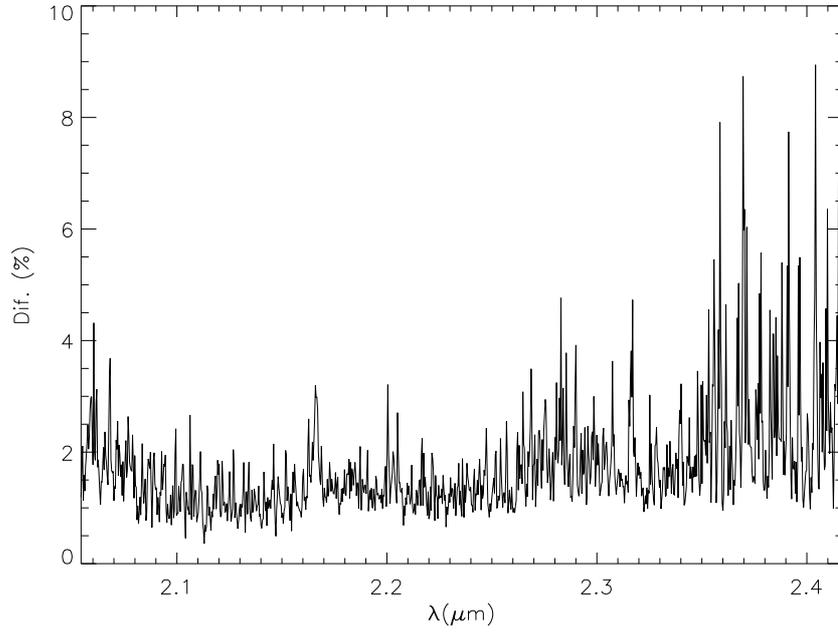


Figura 2.40: Error promedio asociado a la reducción de LIRIS. Comparar con la fig. 2.11.

Tabla 2.7: Desviación estándar (S) y σ del mejor ajuste de la diferencia entre la inferencia con BIQUINI y el modelo de entrada en función del modelo de error observacional.

Param.	$\Delta(1\%)$		$\Delta(5\%)$		$\Delta(cal)$	
	S	σ	S	σ	S	σ
T_{eff}	79.6	52.1	137.5	41.3	81.1	51.1
$\log(g)$	0.37	0.33	0.72	0.38	0.46	0.26
$[Fe/H]$	0.30	0.19	0.45	0.22	0.46	0.14
$[\alpha/H]$	0.10	0.05	0.17	0.06	0.09	0.05

$$\begin{aligned}
 \Delta T_{eff} &= \pm 75 \text{ K} \\
 \Delta \log(g) &\pm 0.3 \\
 \Delta [Fe/H] &= \pm 0.03 \\
 \Delta [\alpha/H] &\sim \pm 0.1
 \end{aligned}
 \tag{2.16}$$

Con nuestro método es posible -a priori- obtener precisiones comparables utilizando para ello espectros de mucha menor resolución en el infrarrojo, aunque de nuevo es conveniente recalcar que este análisis no tiene en cuenta los errores asociados a la síntesis espectral.

2.6.4 Conclusiones

En la sección anterior se ha demostrado que BIQUINI es capaz de invertir los parámetros físicos asociados a un espectro similar a los que obtendremos con LIRIS con una precisión comparable a estudios a mucha mayor resolución. Además, el código presenta una serie de ventajas, como la posibilidad de examinar la distribución posterior marginalizada (ver por ejemplo la fig. B.8), en la que hay contenida gran cantidad de información: máximos secundarios, inferencias demasiado cercanas a los valores extremos de la malla de modelos, etc. que son de gran valor a la hora de estimar la validez de algún resultado.

No obstante, para explotar científicamente el código, será necesario todavía completar una serie de tareas:

- Reducción y calibración de espectros: Aunque las observaciones con LIRIS ya han sido realizadas en su mayor parte (a lo largo de dos campañas de observación, un total de 5 noches de telescopio) y disponemos de una muestra de gigantes de más de 150 objetos, para poder usar estos espectros como entrada para BIQUINI es necesario afinar el proceso de calibración. Al contrario que al medir anchuras equivalentes, en las que la forma general del continuo no modifica los resultados, al comparar todo el espectro con un modelo sintético es necesario garantizar que no hay ningún efecto sistemático que, por ejemplo, pueda modificar la pendiente de nuestras observaciones. Son particularmente críticos en este caso un correcto alineado de la rendija y una buena estimación de la refracción diferencial atmosférica.
- Síntesis a alta resolución: Para que los modelos de PHOENIX sean comparables con la realidad a nuestra resolución, es necesario sintetizar de nuevo la malla con un paso en longitud de onda mucho menor que el disponible en los modelos de GAIA (que es de 2 Å). BIQUINI es independiente de éstos, por lo que sería perfectamente posible utilizar en su lugar otros modelos (como los de Castelli&Kurucz, 2004) o incluso un conjunto suficientemente amplio de observaciones calibradas (como las de Cenarro et al. 2001). Otra de las ventajas asociadas a la inferencia bayesiana, es que es posible comparar la adecuación de cada una de estas posibles librerías de comparación a través de la evidencia (ver la sec. B.1), con lo cual no solo se obtiene información sobre las observaciones, sino también sobre los propios modelos.

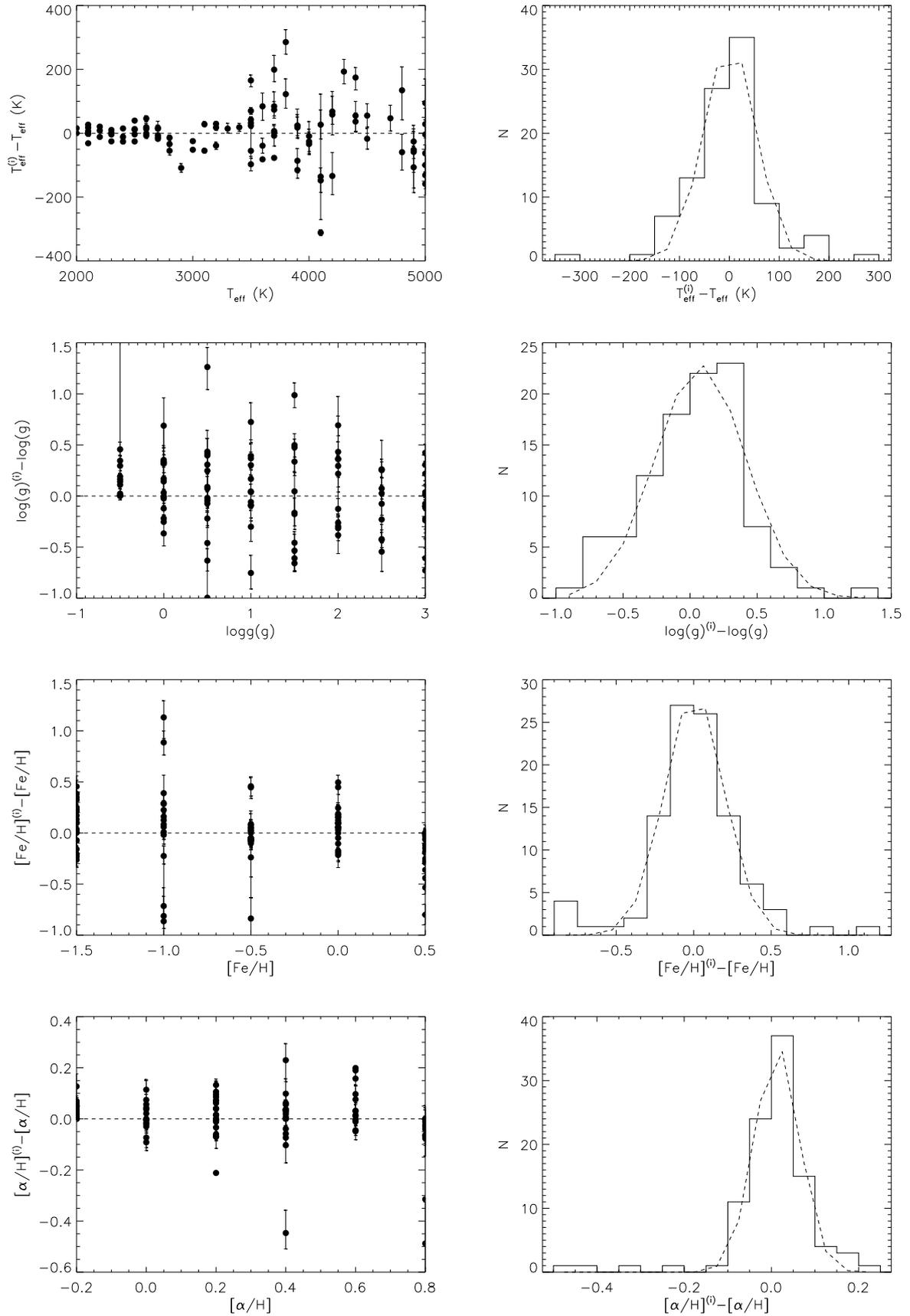


Figura 2.41: Diferencias entre los valores inferidos (i) y los utilizados para sintetizar los nodos de la malla de PHOENIX para el modelo de error de calibración de la fig. 2.40. Las barras de error representan los intervalos de confianza 1σ de la inferencia. En los histogramas, la línea de trazos es el mejor ajuste gaussiano.

3

Estudio fotométrico del interior de la Vía Láctea

En este capítulo utilizaremos la información fotométrica que nos ofrecen cartografiados como UKIDSS o GLIMPSE para inferir propiedades generales de la estructura estelar de las zonas interiores de nuestra galaxia. Desarrollaremos un método para aislar las gigantes rojas -estrellas que usaremos como candela estándar- en un diagrama color magnitud, y con ellas podremos estudiar el comportamiento de la extinción infrarroja a bajas longitudes galácticas.

Una vez que sabemos cómo afecta la materia interestelar a la luz que éstas emiten, podemos utilizar nuestra muestra de gigantes para estimar cómo varía la densidad estelar a lo largo de una determinada línea de visión. Extendiendo este estudio a la zona comprendida entre $5^\circ < l < 30^\circ$ es posible caracterizar las estructuras allí presentes, principalmente la barra.

Parte de los resultados expuestos en este capítulo se recogen también en Cabrera-Lavers et al. (2008), y al igual que en el capítulo 2, las herramientas aquí desarrolladas nos permitirán seleccionar sobre los catálogos anteriormente citados los objetivos a observar con EMIR como parte del proyecto GALEP.

3.1 Introducción

El estudio de la estructura interna de la Vía Láctea siempre ha estado entorpecido por la creciente densidad de material que nos encontramos al acercarnos al centro de la Galaxia. La mayor presencia de materia interestelar hace que la extinción crezca exponencialmente y el alto número de estrellas por grado cuadrado hace que llegue a ser imposible separarlas espacialmente con la resolución típica de los observatorios terrestres e incluso espaciales.

Para superar el primero de estos impedimentos, se recurre al uso de longitudes de onda largas, infrarrojo cercano, medio y lejano, radio, etc. para las que el medio interestelar es mucho más transparente. Por otro lado, tenemos que tener en cuenta que, dado que las estrellas -a grandes rasgos- emiten como un cuerpo negro, a medida que λ aumenta, la fracción de luz procedente de éstas que recibimos será menor. Por esto, la solución lógica del problema es recurrir al infrarrojo medio y cercano, regímenes en los que a la vez que la extinción no es tan grave la radiación es mayoritariamente estelar.

El problema de la alta densidad de objetos se resuelve con la combinación de telescopios

mayores y detectores con mayor número de píxeles (siendo éstos, a su vez, de menor tamaño); a medida que el diámetro de los espejos crece, es posible alcanzar señales a ruido mayores sobre píxeles con un tamaño angular más pequeño. Esto aumenta la resolución espacial (lo que nos permite estudiar zonas más pobladas), hasta que se alcanza el límite que impone la atmósfera a través del *seeing*, momento en el que es necesario recurrir a técnicas de óptica adaptativa o bien a observatorios espaciales. Además, con la evolución de los diferentes cartografiados infrarrojos (como los descritos en la introducción) tenemos acceso a datos fotométricos, sucesivamente más profundos, cubriendo grandes áreas de la Galaxia, de manera que es posible estudiar la estructura a gran escala de ésta.

Para esto nos serviremos de los diagramas color-magnitud (DCM), una representación bidimensional de datos fotométricos en la que las abscisas se escalan con un color (la diferencia en magnitud de dos filtros diferentes) y las ordenadas con una magnitud.

En uno de estos diagramas, una determinada población estelar se desplazará hacia colores más rojos en función de la extinción interestelar (que es más severa en los filtros azules) y hacia magnitudes mayores debido a un efecto combinado de ambas (pues las dos atenúan la luz emitida). Para romper esta degeneración y diferenciar los efectos de ambos fenómenos, es necesario conocer de manera más o menos exacta la función de luminosidad de las estrellas que estamos interesados en estudiar y además ésta ha de ser constante en las escalas en las que nos movemos. Este tipo de estrellas se conocen habitualmente como candelas estándar, y de entre las posibles (RR-Lyrae, variables Cefeida, etc.) escogeremos, por su estabilidad, abundancia y distribución homogénea, las gigantes K.

3.1.1 El método de las gigantes K

Una vez que una estrella ha abandonado la secuencia principal, tras haber consumido el hidrógeno en su núcleo, si su masa es lo suficientemente alta ($M > 2.5M_{\odot}$) es capaz de encender el ciclo de combustión de helio en su núcleo. Dependiendo de su metalicidad, se situará en la rama horizontal (una traza horizontal en el DCM en el que, independientemente de la temperatura -y por lo tanto el color- la luminosidad es la misma) o bien, si el contenido metálico es suficientemente alto, en el llamado grumo rojo (*red clump*), en la parte más roja de esta rama horizontal (panel izquierdo de la fig. 3.1).

La estrella se mantendrá en esta zona del DCM mientras siga quemando helio, lo que ocurre durante un tiempo largo. Si la población padre es grande, la densidad estelar en este grumo rojo será alta. Además, dado que se trata de un área relativamente pequeña del espacio de parámetros color-magnitud, la función de luminosidad de las gigantes K será muy estrecha, postulando su uso como candelas estándar.

A partir de una muestra seleccionada sobre el catálogo Hipparcos (y por lo tanto con medidas de paralaje), Alves (2000) encontró que las gigantes K tenían una magnitud absoluta promedio $\langle M_K \rangle = -1.61 \pm 0.03 \text{ mag}$, sin evidencia de que hubiese una dependencia con la metalicidad en el rango $-0.5 < [Fe/H] < 0$. Posteriormente, sobre una muestra de cúmulos abiertos y globulares, Grocholski & Sarajedini (2002) encontraron que $\langle M_K \rangle = -1.62 \pm 0.06 \text{ mag}$ y su color intrínseco $(J-K)_0 = 0.597 \pm 0.003 \text{ mag}$, sin encontrar de nuevo relación con la metalicidad o la edad (comprendidas éstas en el rango $9.2 < \log(t) < 9.9$). Similares resultados han sido obtenidos por Sarajedini et al. (2002) para cúmulos globulares en la Gran Nube de Magallanes, con $(J-K)_0 = 0.627 \pm 0.006 \text{ mag}$, y galaxias enanas cercanas (Pietrzyński et al. 2003), aunque los autores encuentran cierta dependencia de la magnitud en J con la metalicidad, de manera

que:

$$(J - K)_0 = (0.09 \pm 0.03) \cdot [Fe/H] + cte \quad (3.1)$$

Con posterioridad, van Helshoecht & Groenewegen (2007) analizando una muestra de cúmulos abiertos encontraron que $\langle M_K \rangle = -1.57 \pm 0.05 \text{ mag}$ para $8.5 < \log(t) < 9.9$ y $-0.5 < [Fe/H] < 0.4$, y Groenewegen (2008) refinó los cálculos de Alves (2000) (con una nueva estimación de los paralajes de Hipparcos), obteniendo $\langle M_K \rangle = -1.54 \pm 0.04 \text{ mag}$ y un nuevo comportamiento estable con la metalicidad y la edad. Las isocronas de Bonatto et al. (2004) en el sistema fotométrico de 2MASS encuentran que las gigantes del grupo rojo deben tener $(J - K)_0 = 0.75$.

A lo largo de este estudio supondremos que la función de luminosidad de las estrellas del grupo rojo en el sistema fotométrico de 2MASS cumple $M_K = -1.54 \pm 0.04 \text{ mag}$ y $(J - K)_0 = 0.7 \pm 0.05$ (López-Corredoira et al. 2002). Los colores intrínsecos $(J - H)_0 = 0.57$ y $(H - K)_0 = 0.15$ están extraídos de Allen's Astrophysical Quantities y transformados al sistema fotométrico de 2MASS según Carpenter (2001); asumimos para estos valores también el error típico de $\pm 0.05 \text{ mag}$. Estos valores están en concordancia con las estimaciones más recientes de Straižys & Lazauskaitė (2009).

Aunque en puridad asumir que la función de luminosidad es una delta de Dirac no es realista y dicha función es más difusa, la diferencia entre utilizar esta aproximación y una gaussiana con $\sigma = 0.3 \text{ mag}$ (más parecido a lo que se puede ver en el panel izquierdo de la fig. 3.1) es muy baja (en torno a un 2% en las determinaciones de distancia, Cabrera-Lavers 2005).

Estas estrellas, además, conforma la población de gigantes más abundante (Hammersley et al. 2000); esto unido a la constancia de su función de luminosidad, implica que -tal como se aprecia en el panel izquierdo de la fig. 3.1- su densidad en el espacio de parámetros (en este caso color y magnitud) será la mayor fuera de la secuencia principal.

El color y la magnitud que una estrella presenta en un DCM dependerán, además de sus valores intrínsecos, de la distancia y la extinción que afecten a la luz que emite. Se verifica que:

$$\begin{aligned} m_K - M_K &= 5 \cdot \log(d) - 5 + A_K \\ (J - K) - (J - K)_0 &= A_J - A_K \end{aligned} \quad (3.2)$$

Donde d es la distancia (en parsecs) y A_i la extinción en la banda i . El efecto conjunto de ambos factores hace que, a lo largo de una línea de visión, las estrellas se desplacen hacia abajo y a la derecha, pues la extinción decrece con la longitud de onda. De esta manera, un DCM de un determinado campo con unas coordenadas galácticas (l,b) sería la superposición de numerosos diagramas similares a los del panel izquierdo de la fig. 3.1 a diferentes distancias. Si esto lo unimos a la predominancia del grupo rojo entre las gigantes, el resultado es la aparición de una prominente traza diagonal (como se aprecia en el panel derecho de dicha gráfica y en la fig. 3.6) sobre la que se van situando estas estrellas a lo largo de la línea de visión.

La mayoría de las leyes de extinción (Cardelli et al. 1989, Fitzpatrick&Massa 2009, Gosling et al. 2009) asumen que en el infrarrojo cercano se cumple que $A_\lambda = f(\lambda^{-\alpha})$. Si esto es así, se cumplirá que $A_J \propto A_K$, y por lo tanto:

$$A_K = \frac{(J - K) - (J - K)_0}{A_{JK}} \quad (3.3)$$

Donde $A_{JK} = A_J/A_K$, y será por lo general también una función de $(\lambda_J/\lambda_K)^{-\alpha}$. Según esto, conocida la posición de una gigante del grupo rojo sobre un DCM (lo que es posible dada la

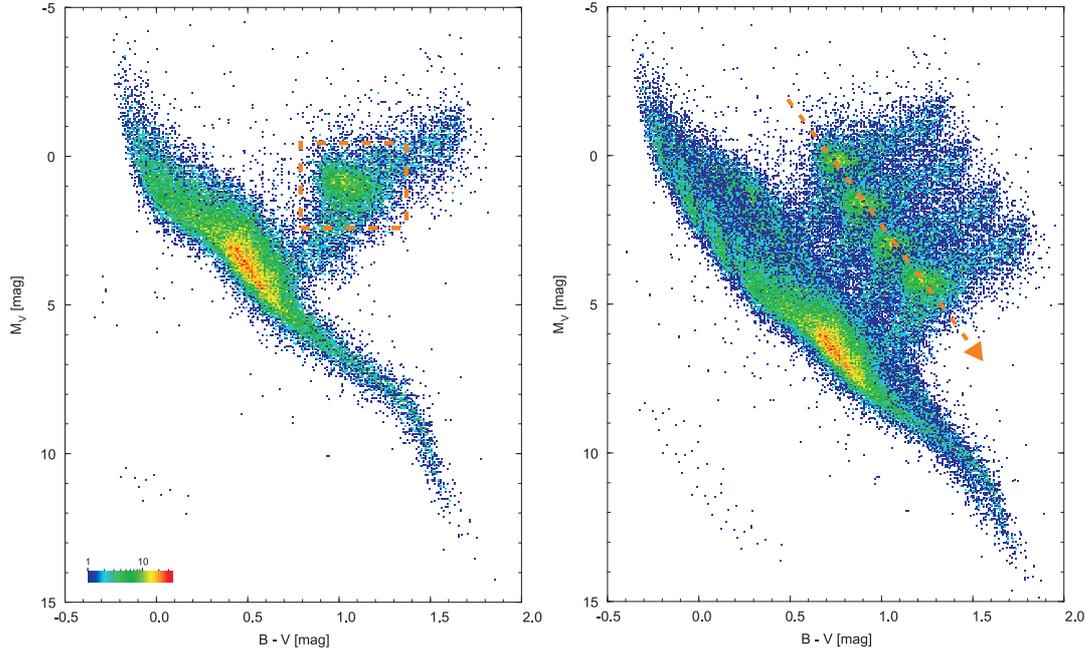


Figura 3.1: Izqda.: DCM derivado de los datos de Hipparcos; el recuadro marca la posición de las gigantes del grupo rojo. Dcha.: Diagrama ficticio (generado a partir del panel izquierdo) mostrando cómo la superposición a lo largo de la línea de visión de diferentes estructuras, a diferentes distancias y extinciones, provoca la aparición de una franja dominada por estas gigantes (comparar con la fig. 3.6).

conspicuidad de éstas), podremos derivar de su color la extinción interestelar que la afecta; con ella y la magnitud aparente, a través de la ec. 3.2, la distancia a la que está.

Dado que además se trata de estrellas viejas (varios giga-años), estarán distribuidas a lo largo de toda la Galaxia. Como podemos aproximar su distancia, nos permitirán entonces mapear la densidad estelar a lo largo de diferentes líneas de visión, de manera que se pueden inferir diferentes estructuras que conforman la Vía Láctea.

3.1.2 Cartografiados de la Vía Láctea en el infrarrojo cercano

Como hemos visto en la introducción, la astronomía tiene una larga historia de cartografiados celestes, siempre marcada por los avances técnicos en la adquisición y almacenamiento de datos. Con los avances recientes en tecnología infrarroja, en la última década gran cantidad de datos en este régimen de longitudes de onda se han hecho públicos. Aquí describimos con más detalles los más relevantes para el trabajo a realizar.

2MASS

2MASS (Two Micron All Sky Survey) es un cartografiado completo del cielo en tres filtros, J ($1.25\mu\text{m}$), H ($1.65\mu\text{m}$) y K_{4s} ($2.17\mu\text{m}$) (Skrutskie et al. 2006), capaz de observar fuentes hasta 1mJy en cada banda, usando dos telescopios automáticos de 1.3m en Cerro Tololo y Arizona.

Llevado a cabo entre 1997 a 2001, el resultado final -entre otros productos- es un catálogo de fuentes puntuales con ~ 300 millones de fuentes distribuidas en todo el cielo, observadas y

reducidas de manera homogénea. Las magnitudes límite nominales (contabilizadas como una detección de 10σ) son 15.8 en J, 15.1 en H y 14.3 en K_s .

La combinación del tamaño de telescopio y de píxel (se utilizaron detectores de 256x256 elementos de resolución) hacen que 2MASS tenga una resolución espacial de $2''$. Como se verá más adelante, en las zonas internas de la Vía Láctea la densidad de fuentes es tal que muchas veces el factor que limita la magnitud límite es la resolución espacial, pues será la que nos indique hasta dónde es capaz el telescopio de separar dos fuentes.

Durante mucho tiempo, éste ha sido el cartografiado infrarrojo de referencia, y ha tenido gran repercusión en la comunidad científica. En 2009, el artículo que describe el catálogo completo tiene más de 800 referencias, y con sus datos se han publicado al menos 3100 trabajos¹.

TCS-CAIN

El único programa de tiempo no EEUU del satélite WIRE (Wide Field Infrared Explorer), cuyo IP era Francisco Garzón, pretendía usar las capacidades en el infrarrojo medio del mismo junto con observaciones en infrarrojo medio desde tierra para estudiar la estructura del disco galáctico. Con el temprano fallo en vuelo del satélite se truncó el desarrollo del proyecto, pero en vista de los resultados preliminares del trabajo se decidió continuar con las observaciones desde tierra, utilizando el telescopio Carlos Sánchez (1.52m) y la cámara CAIN (un array infrarrojo con 256x256 elementos de $1''$ de resolución).

El resultado final es TCS-CAIN (Cabrerá-Lavers et al. 2006), un mapeado consistente en ~ 530 campos de 0.07 grados cuadrados cada uno, cubriendo un total de ~ 41 grados cuadrados del cielo. La completitud nominal del catálogo es de 17 magnitudes en J, 16.5 en H y 15.2 en K_s . Puesto que se utiliza un telescopio mayor y también mayores tiempos de exposición, se alcanza más profundidad que en 2MASS. Pero además, dado que la resolución espacial es mayor, donde TCS-CAIN se comporta mejor es en aquellas zonas donde la densidad estelar es mayor, por lo que los apuntados del catálogo se centrarán sobre estas áreas (fig. 3.2).

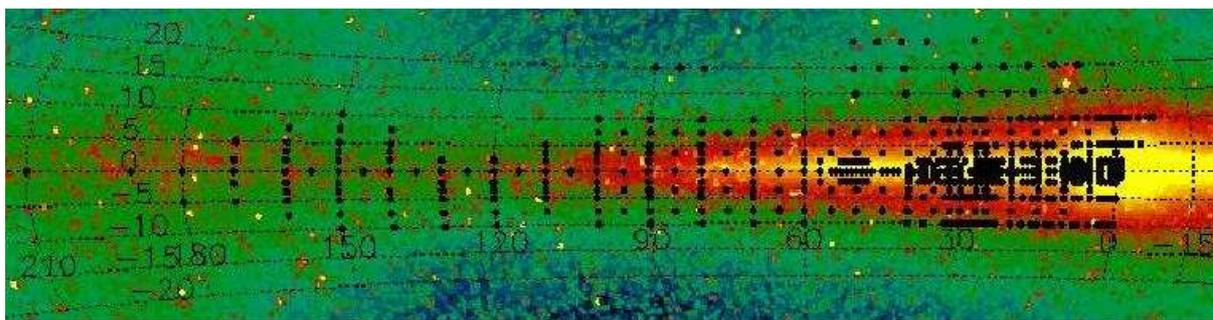


Figura 3.2: Distribución de los apuntados de TCS-CAIN.

GLIMPSE

GLIMPSE (Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire, Benjamin et al. 2003) observó inicialmente los dos tercios más internos del plano de la Galaxia (las zonas con $|b| < 1^\circ$ y $10^\circ < |l| < 65^\circ$) en el infrarrojo medio, utilizando para ello la cámara infrarroja a bordo

¹Que al menos lo hacen constar en su *abstract*.

del satélite SPITZER, con filtros centrados en 3.6, 4.5, 5.8, y 8.0 μm . Posteriores programas (GLIMPSEII y GLIMPSE3D) han extendido la cobertura espacial del cartografiado hasta el centro de la Vía Láctea y zonas con $|b| < 3^\circ$.

Ofrece una resolución espacial de $\sim 1.2''$, y su cobertura abarca las partes más externas de la barra, el anillo molecular y las zonas internas de los brazos espirales, lo que cubre sus dos principales objetivos científicos: estudiar la estructura interna de la Vía Láctea y los procesos de formación estelar que en ella se producen.

La completitud se alcanza con $m_{[3]} = 14.2$, $m_{[4]} = 14.1$, $m_{[5]} = 11.9$ y $m_{[8]} = 9.5$, aunque de nuevo en las regiones más internas el factor dominante será la confusión de fuentes. GLIMPSE ofrece una precisión astrométrica de $\sim 0.1''$, y los errores fotométricos son menores de 0.2 *mag* para el 80% de las detecciones, aunque en las bandas más azules este porcentaje aumenta hasta el 99%.

UKIDSS

UKIDSS (UKIRT Infrared Deep Sky Survey, Lawrence et al. 2007) es un mapeado infrarrojo del hemisferio norte celeste llevado a cabo con el telescopio inglés UKIRT de 3.8m situado en Hawaii. El instrumento elegido es WFCAM, un sistema de 4 detectores Hawaii-II de 2048x2048 píxeles, que ofrecen una cobertura espacial de 0.21 grados cuadrados con una resolución de 0.21" por píxel. La intención de UKIDSS es convertirse en el sucesor de 2MASS y ofrecer una contrapartida infrarroja al mapeado óptico Sloan.

Uno de los cinco programas que lo componen está específicamente orientado al estudio del plano de la Vía Láctea: UKIDSS-GPS (UKIDSS Galactic Plane Survey, Lucas et al 2008). Con 187 noches de observación previstas a lo largo de 7 años permitirán a este catálogo cubrir 1868 grados cuadrados, con $-5^\circ < b < 5^\circ$. El tamaño del telescopio junto con la alta resolución espacial hacen que las magnitudes límites nominales (una detección de 5σ , que se corresponde con una completitud del 90%) sean de 19.77 en J, 19.00 en H y 18.05 en K, unas tres magnitudes por debajo de 2MASS (aunque como se verá luego, estos números dependerán también de la densidad estelar, sec. 3.2.1), lo que conformará un catálogo con $\sim 2 \times 10^9$ fuentes.

Aunque todavía no está completo, a lo largo de este trabajo usaremos la cuarta edición de los datos (DR4), publicada a principios de 2009 y que cubre ya las áreas con $|l| < 35^\circ$ (aunque no de manera completa), por lo que será la base sobre la realizaremos los estudios detallados en las siguientes secciones.

3.2 Estructura galáctica a partir de la fotometría

Como hemos visto en la sec. 3.1.1, en un diagrama color magnitud es posible derivar la distribución de las gigantes rojas con la distancia a lo largo de la línea de visión, pudiendo así estudiar cómo varía la densidad de las mismas en diferentes zonas de la Galaxia, gracias a la amplia cobertura espacial que de la misma ofrecen los cartografiados anteriormente descritos.

Para poder hacer esto, necesitaremos resolver dos problemas:

- Cálculo de la magnitud límite. Dado que, como hemos visto, la magnitud más débil observable dependerá de las coordenadas galácticas del campo en cuestión, es necesario derivarla de manera independiente para cada apuntado, para así conocer los límites de validez de nuestros resultados.
- Determinación de la traza de las gigantes. Será necesario aislarlas, en la medida de lo posible, de otras poblaciones, para que las extinciones y distancias derivadas no estén afectadas por la dispersión en magnitud y color que provocaría la introducción de otro tipo de estrellas en la muestra.

A lo largo de este capítulo se utilizarán, salvo que se indique lo contrario, datos provenientes de UKIDSS-GPS. Cada uno de los apuntados se caracterizará por su longitud y latitud nominal (l_n, b_n) , alrededor de la cual se han extraído todas las fuentes con $|l - l_n| < 0.25$ y $|b - b_n| < 0.25$. Además, dado que en la mayoría de las ocasiones nos referiremos a campos en el plano galáctico, es decir, con $b_n=0^\circ$, está será la latitud galáctica por defecto, y la omitiremos del texto.

3.2.1 Cálculo de la completitud

La completitud es una medida porcentual del número de estrellas que se pueden medir en una determinada imagen respecto al número real, detectable con un telescopio ideal. Por lo general dependerá de las condiciones de observación: visibilidad de la noche, tamaño del telescopio, tiempo de exposición, etc., y nos dice hasta qué valor de magnitud nuestros datos son representativos de la distribución de estrellas subyacente, es decir, nos proporcionará una estimación de la magnitud límite alcanzada, que no necesariamente ha de coincidir con la nominal del instrumento.

Con un catálogo suficientemente profundo como UKIDSS en teoría es posible llegar a detectar gigantes rojas hasta el centro galáctico. No obstante, a medida que nos movemos hacia el interior de la Galaxia, los factores dominantes en la magnitud límite son dos: la densidad espacial de las fuentes y la extinción interestelar. La primera es suficientemente grande como para que el telescopio no tenga la resolución espacial necesaria para separar todos los emisores. Como la distribución espacial de estrellas depende de las coordenadas galácticas, variará con cada apuntado, al igual que la extinción interestelar; a pesar de que trabajamos en el infrarrojo cercano, la densidad de polvo es lo suficientemente alta como para que se haga notar, particularmente en las longitudes de onda más cortas.

Para calcular la completitud real, podemos suponer -en una primera aproximación- que dada una línea de visión determinada, la densidad estelar es constante con la distancia. Dado que nuestro telescopio imagina un determinado ángulo sólido, el número de estrellas visibles debería crecer aproximadamente con la distancia al cubo.

Si suponemos también que la magnitud media de las estrellas es constante con la distancia, al representar el número de estrellas por intervalo de magnitud, la relación cúbica debería conservarse. A la vista de un histograma como el de la fig. 3.3, vemos que esto sucede en un rango

amplio de magnitudes; podemos hacer un ajuste cúbico en éste ($15 < m < 18$, por ejemplo), que nos permitirá predecir cuántas estrellas deberían ser visibles con magnitud mayor. Comparando este valor predicho con el real, podemos determinar la magnitud a la que la completitud decae por debajo de un determinado umbral, que a lo largo de este estudio consideraremos en el 80%.

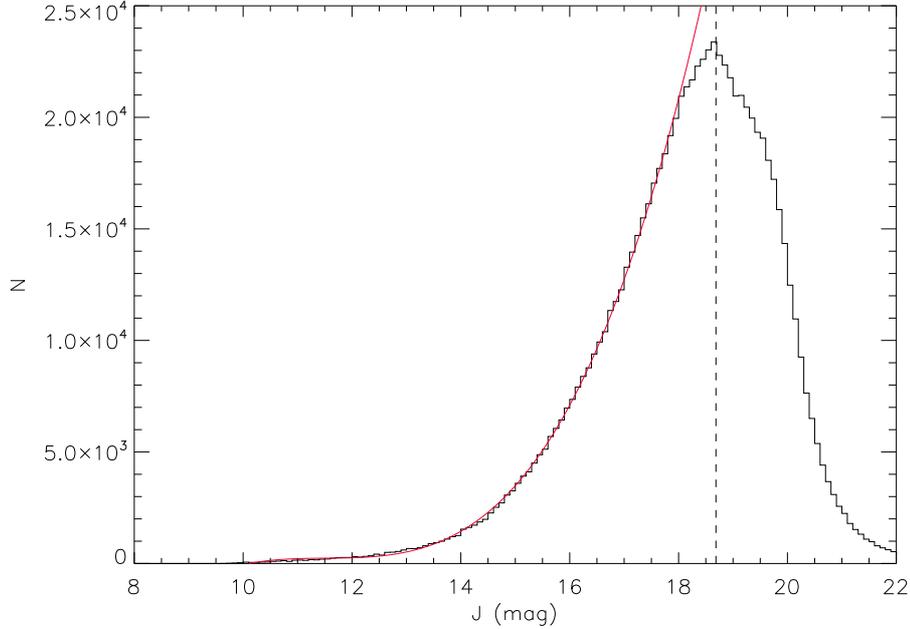


Figura 3.3: Distribución del número de estrellas por intervalo de magnitud para $l=30^\circ$, $b=0^\circ$. La línea roja representa el mejor ajuste cúbico, y el trazo vertical el valor al que la completitud decae al 80%.

Dado que podemos calcular este valor límite de manera sencilla, es posible comprobar a priori si las estructuras que nos interesa estudiar son visibles, y en qué condiciones, usando UKIDSS. Para ello necesitamos primero un valor para la extinción interestelar. Usaremos $A_K = 2$ a $6 kpc$, que es representativo del valor medio a esa distancia. Aunque se pueden producir variaciones locales, nos servirá para hacer una primera estimación. Estamos interesados en estudiar la barra y el bulbo; si suponemos que la primera forma un ángulo de $\sim 43^\circ$ con la línea que une el Sol con el centro galáctico y la segunda de $\sim 23^\circ$ (de acuerdo con los valores de Cabrera-Lavers et al. 2008), sabremos a qué distancia se sitúan en función de la línea de visión, y dando por sentada una extinción, la magnitud a la que sus gigantes del grupo rojo son visibles. Obtenemos así la fig. 3.4.

A la vista de ésta podemos extraer dos conclusiones. La primera y más evidente es que el filtro que limitará la profundidad de nuestros estudios es el filtro J. Esto es así debido a que la extinción es mucho más severa en él (unas 2.5 veces mayor que en K), y por lo tanto las gigantes aparecerán más débiles que a longitudes de onda mayores. De hecho podemos ver que para los campos más internos, las estrellas de la barra pueden caer ya fuera de la completitud. Aunque en principio estarían por encima del umbral del 80%, hay que tener en cuenta que posibles desviaciones en la extinción harían ya estas estrellas invisibles ante nuestro catálogo, lo que ocurrirá en algunos campos, dado que hemos asumido $A_K = 2$ y como veremos más adelante, la densidad de material interestelar varía mucho en el interior galáctico.

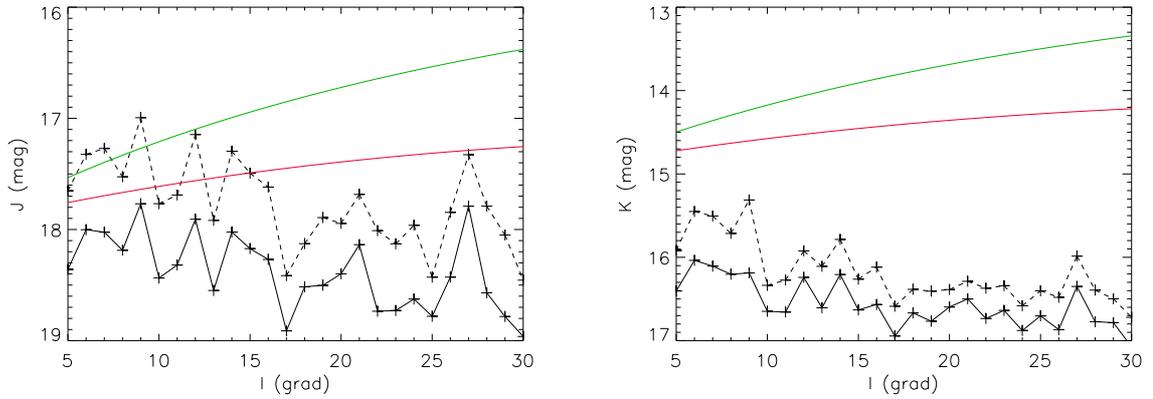


Figura 3.4: Completitud de UKIDSS en función de la longitud galáctica en J (izqda.) y K (dcha.). La línea continua marca un valor del 80% y la de trazos del 100%. En verde la magnitud con la que se esperan las gigantes del bulbo y en rojo las de la barra, ambas sin tener en cuenta el tamaño de sus respectivos semiejes mayores. Comparar con los valores nominales de la sec. 3.1.2.

También podemos comprobar que la magnitud límite tiene una variación aproximadamente lineal con la longitud galáctica, y se verifica que:

$$\begin{aligned} C_{0.8}(J) &= 17.923 + 0.025 \cdot l \\ C_{0.8}(K) &= 16.204 + 0.022 \cdot l \end{aligned} \quad (3.4)$$

Con unos residuos medios de 0.23 magnitudes en J y 0.16 en K (el tamaño típico del intervalo de magnitud utilizado en los histogramas es de 0.08). Vemos que principalmente debido a la variación en el número de fuentes por grado cuadrado, a medida que nos acercamos al centro galáctico perdemos un cuarto de magnitud cada diez grados.

3.2.2 Determinación de la traza de las gigantes

Calibración cruzada UKIDSS-2MASS

Aunque las magnitudes de UKIDSS disponibles para la comunidad ya se han convertido al sistema fotométrico de 2MASS, las ecuaciones de transformación se han calculado para regiones de baja extinción, por lo que es posible que persistan ciertas diferencias entre ambos sistemas para regiones de baja latitud galáctica, en las que los efectos del medio interestelar son más severos (Hodgkin et al. 2009).

Dado que para nuestros cálculos utilizaremos colores, que se verían más seriamente afectados por estas posibles diferencias de magnitud, garantizar la uniformidad en la calibración fotométrica de los datos es importante.

Para ello realizamos un emparejamiento, en cada uno de los apuntados (l, b) , de las estrellas comunes entre los datos de UKIDSS y 2MASS y calculamos cuál es la diferencia media en magnitud para cada filtro. Para cada línea de visión calculamos el histograma de la fig. 3.5, y ajustamos una gaussiana a su parte central, de la que obtenemos la diferencia en magnitud media y la desviación. Como se puede apreciar en el gráfico, la distribución de $\langle m_{2M} - m_{UK} \rangle$

presenta una asimetría estadística positiva, por lo que estimadores como la media o la mediana estarán sesgados hacia valores grandes; realizando el ajuste descrito minimizamos este efecto.

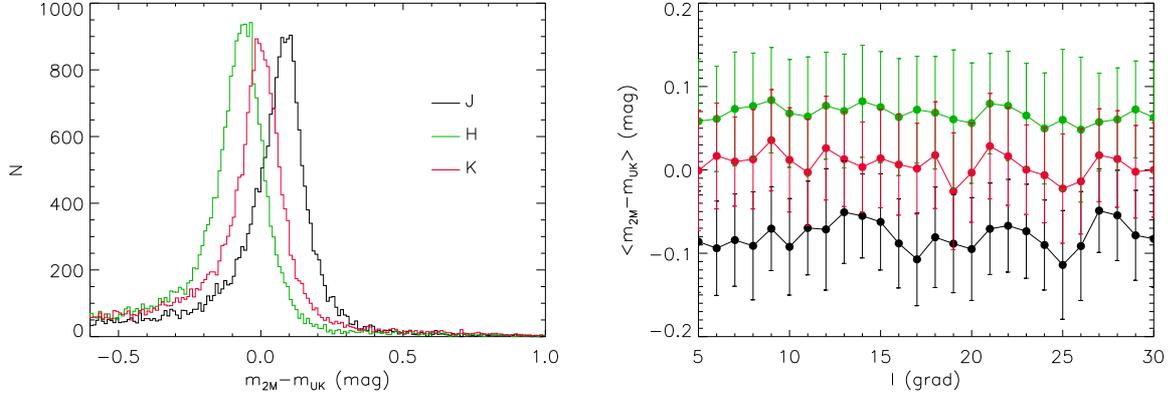


Figura 3.5: Izqda.: Diferencia en magnitud para los tres filtros infrarrojos entre 2MASS y UKIDSS en $l=30^\circ$. Dcha.: Misma diferencia, extendida a todas las líneas de visión. Las barras de error marcan la dispersión del histograma en cada campo, no los errores de medida asociados a $\langle m_{2M} - m_{UK} \rangle$. En ambos casos la línea de trazo negro marca el filtro J, la de trazo rojo el filtro H y la de trazo verde K.

A partir de las diferencias en cada línea de visión podemos calcular un coeficiente de corrección medio para el interior galáctico, junto con una desviación que nos dará idea de las diferencias de magnitud entre apuntado y apuntado (una vez corregidos de la diferencia media) y que tendrá relevancia a la hora de calcular resultados obtenidos para diferentes (l, b) :

$$\begin{aligned}
 \Delta(J) &= J_{2M} - J_{UK} = -0.079 \text{ mag} \\
 \sigma_J &= 0.016 \text{ mag} \\
 \Delta(H) &= 0.067 \text{ mag} \\
 \sigma_H &= 0.009 \text{ mag} \\
 \Delta(K) &= 0.006 \text{ mag} \\
 \sigma_K &= 0.014 \text{ mag}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Las magnitudes de UKIDSS utilizadas en todos los cálculos descritos a continuación habrán sido corregidas del correspondiente $\Delta(m)$ calculado para cada apuntado.

Posición en el DCM

Como se ha discutido en la sec. 3.1.1, la base del método de las gigantes rojas está en asignarles un lugar dentro de un DCM. En la fig. 3.6 se puede comprobar que éstas dominan claramente una zona del diagrama, la franja que lo recorre diagonalmente por encima de la mancha triangular de las enanas. Pero dependiendo principalmente de la extinción presente a lo largo de la línea de visión, la geometría de la traza se puede volver más compleja, y enanas muy enrojecidas llegan a entrar en esta zona, por lo que la separación de ambas componentes se vuelve más complicada (panel derecho de la fig. 3.6).

El primer paso en la determinación de la traza será el de eliminar, en la medida de lo posible, la contaminación de las enanas. Para ello nos servimos del modelo SKY (Wainscoat et al. 1992)

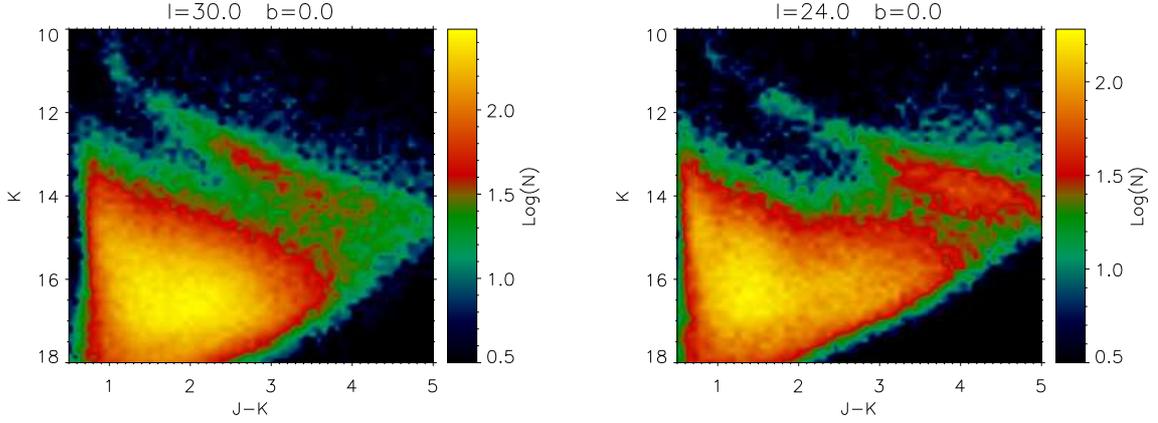


Figura 3.6: Ejemplo de diagramas color-magnitud en los que se aprecia claramente la traza de las gigantes del grupo rojo y el efecto de la extinción sobre ésta (en $l=24^\circ$ la absorción interestelar es mayor).

para obtener una primera estimación de la extinción. Los autores modelan la extinción en un intervalo de distancia $D + \delta D$ como:

$$\delta A_\lambda(R, z) = \begin{cases} A_{\lambda 0} \cdot \exp\left(-\frac{R-R_0}{h_d} - \frac{|z|}{h_{zd}}\right) & R < R_{max} \\ 0 & R > R_{max} \end{cases} \quad (3.6)$$

Donde $A_{\lambda 0}$ es la absorción por unidad de distancia en la vecindad solar, h_d y h_{zd} son la longitud y altura de escala del disco, R_0 es el radio galactocéntrico del Sol y R_{max} el radio máximo del disco, que toman los valores:

$$\begin{aligned} A_{K0} &= 0.07 \text{ mag} \cdot \text{kpc}^{-1} \\ h_d &= 4.0 \text{ kpc} \\ h_z &= 0.1 \text{ kpc} \\ R_0 &= 8.0 \text{ kpc} \end{aligned}$$

Y por lo tanto para calcular la variación de la extinción con la distancia a lo largo de la línea de visión:

$$A_\lambda(d) = \int_0^d \delta A_\lambda(R, z) dD \quad (3.7)$$

Dado que todos nuestros campos se sitúan hacia el centro galáctico, nos será imposible llegar al límite físico de la Galaxia, y por lo tanto la última de las constantes (R_{max}) es irrelevante.

Conocida la extinción a lo largo de una línea de visión, podemos derivar la traza que ocuparía un determinado tipo estelar en el DCM en función de su distancia. Dado que estamos interesados en las gigantes K, los tipos espectrales que marcarán las fronteras de nuestro estudio son gigantes K0 y M0; considerando una determinada luminosidad para estas estrellas (también de Wainscoat et al. 1992), obtenemos las trazas visibles en la fig. 3.7.

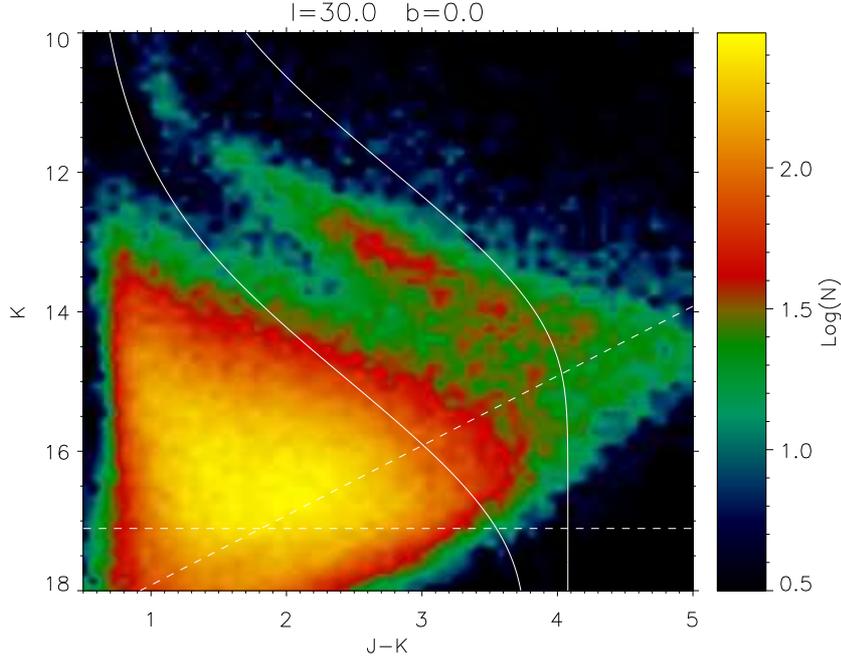


Figura 3.7: DCM de $l=30^\circ$; con línea continua las trazas de una gigante K0 (izquierda) y M0 (derecha); el comportamiento vertical de éstas para $K>16$ se debe a que el modelo de Wainscot alcanza el final del disco y por lo tanto la extinción se mantiene constante. Con trazo discontinuo los límites de completitud en K (horizontal) y J (oblicua).

Como se puede apreciar en ella, a medida que nos movemos hacia magnitudes más débiles (y colores más rojos), la traza de las gigantes K atraviesa la frontera prevista por el modelo para las gigantes M0. Esto es así porque la extinción real es mayor que la predicha, y es necesario corregir estos efectos para cada campo (normalmente utilizando la curva de extinción modelada para una región más interna, que tendrá un A_K mayor), intentando evitar en la medida de lo posible que el uso indiscriminado del modelo de Wainscoat deje fuera de la región de estudio parte de la traza de las gigantes (como ocurriría en este caso para las estrellas con $J - K > 4$).

La conspicuidad de dicha traza nos permite realizar estas modificaciones ad hoc del modelo sin miedo a una pérdida de rigor, puesto que sólo se trata de un primer filtro, cuyo único objetivo es minimizar la presencia de enanas en la muestra a analizar y que no tendrá mayor relevancia en el análisis posterior de los datos.

En la fig. 3.6 vemos también cómo la extinción hace que la dirección de la traza cambie con la magnitud. En la sec. 3.1.1 se ha visto que necesitamos calcular con la mayor exactitud posible la curva $(J - K, m_K)$ para estas estrellas; la manera natural de hacerlo consiste en dividir el DCM en intervalos de magnitud, y para cada uno de ellos comprobar en qué color encontramos el máximo de la distribución de gigantes. Si suponemos -en primera aproximación- que el ancho de la región delimitada por las trazas de una gigante K0 y una M0 es constante, la proyección de la misma sobre la horizontal será proporcional al coseno del ángulo que forme con el eje $J - K$. Dado que la extinción hace que el ángulo de la traza respecto al eje $J - K$ sea menor, el resultado es que la proyección de la traza será más ancha a medida que aumente A_K , introduciendo un mayor error en nuestra determinación.

Podemos minimizar este efecto con un cambio de coordenadas. Como se puede apreciar en la fig. 3.8, aunque la predicción teórica del modelo de Wainscoat no se ajuste a la realidad (con una extinción mucho mayor) al menos la traza predicha para las gigantes K2 es aproximadamente paralela a la real. De esta forma, si definimos un sistema de coordenadas en el que ésta sea paralela a uno de los ejes, la proyección de la traza real sobre él será óptima.

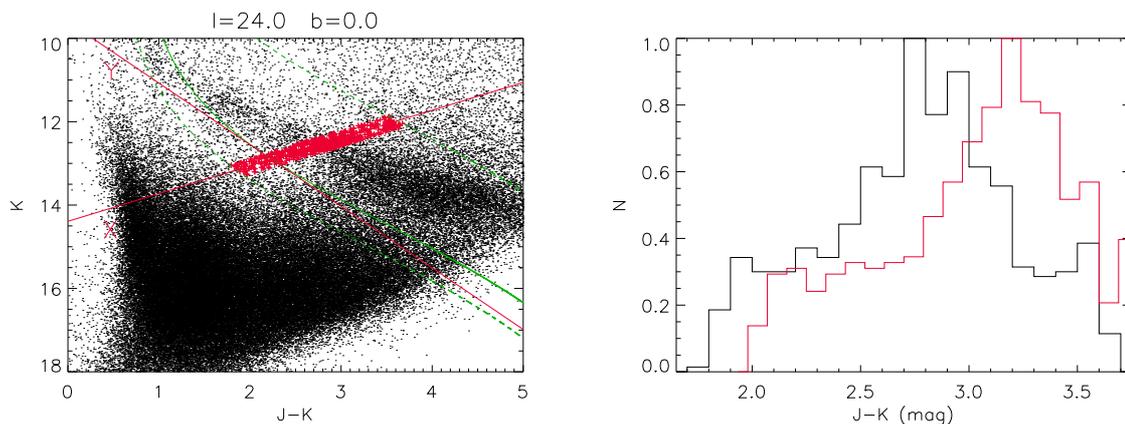


Figura 3.8: Izqda.: DCM para $l=24^\circ$ en el que se pueden ver la traza de Wainscoat para las gigantes K2 (línea continua verde), las fronteras de la selección (líneas de trazos verdes), el nuevo eje de coordenadas (X, Y) elegido para calcular el máximo (líneas rojas) y el intervalo analizado (cruces rojas). Dcha.: Diferencia en los histogramas de $J - K$ (trazo negro) y X (trazo rojo). Se puede apreciar como en la nueva proyección el máximo de la distribución es más visible.

Así, el procedimiento para determinar la posición del máximo de la distribución de las gigantes será:

1. Escogemos un punto a lo largo de la traza inicial, en este caso la definida por el modelo de Wainscoat, y definimos un nuevo sistema de coordenadas (X, Y) de manera que el eje Y sea tangente a la traza en ese punto, cuyas coordenadas serán (X_0, Y_0) .
2. Seleccionamos todas las estrellas que además de tener colores y magnitudes comprendidos entre los de una gigante K0 y una M0 (enrojecidas según el modelo asumido) cumplan $Y_0 < Y < Y_0 + \Delta Y_0$, donde ΔY_0 es un valor escogido de tal manera que cumple dos condiciones: engloba un intervalo de magnitud no menor de 0.1 (lo que evita los efectos de fluctuaciones locales a la vez que nos devuelve un número total de intervalos razonable) y al menos contiene 500 estrellas (lo que minimiza el error estadístico cometido en la determinación del máximo, que será menor del 5%).
3. Sobre un histograma de X calculamos el máximo de la distribución, ajustando una función de la forma $N(X) = A_0 \cdot \exp \left[-0.5 \left(\frac{X - A_1}{A_2} \right)^2 \right] + A_3 + A_4 \cdot X$, que nos permite además tener en cuenta la contaminación que introducen las enanas enrojecidas y otras gigantes.
4. Dado que el conteo de estrellas por intervalo de X debe seguir una estadística de Poisson, asumimos que el error para cada intervalo del histograma será \sqrt{N} , y con él generamos 100 realizaciones sintéticas, para las que repetimos el ajuste anterior. De la distribución de máximos (una vez deproyectada sobre los ejes $(J - K, m_K)$) obtenemos el error asociado a la medida.

Los pasos anteriores se repiten hasta que se cubre todo el DCM, obteniendo una serie de puntos $(m_K, J - K)_{K2}$, con su error asociado, que mapean la distribución de las gigantes K2 sobre el diagrama (fig. 3.9).

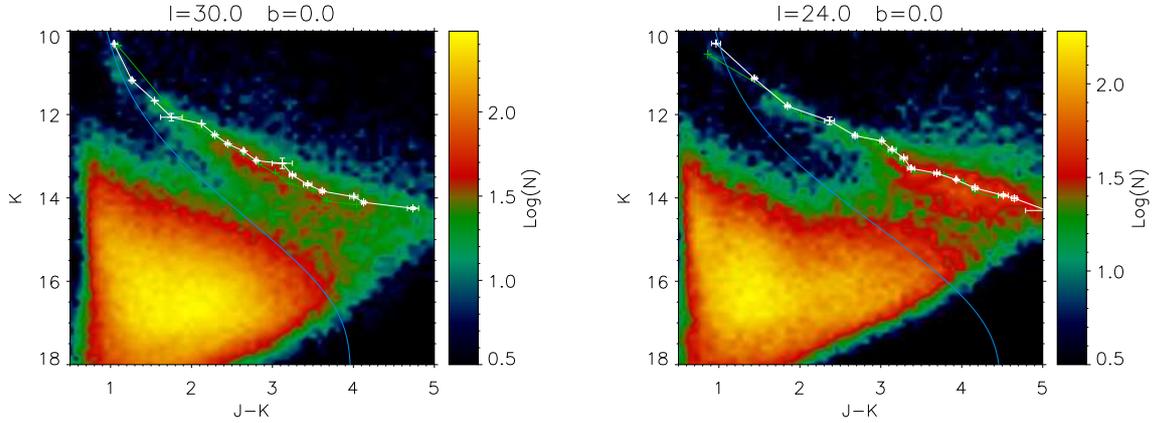


Figura 3.9: Los mismos DCM de la fig. 3.6, pero con la traza resultante. En blanco, la traza final con sus errores. La línea verde marca el producto de la primera iteración del método. La azul corresponde con la extinción del modelo de Wainscoat.

Anchura

Hasta ahora hemos considerado como las fronteras de nuestro análisis la posición teórica que una gigante K0 y otra M0 ocuparían en el DCM a distancias y extinciones crecientes. Como hemos visto, el número de estrellas visible crece aproximadamente con la magnitud media al cubo. Las gigantes de interés están más enrojecidas y son más lejanas que las enanas, por lo tanto, a igual magnitud presentarán un color más rojo. A medida que nos movemos hacia magnitudes mayores, la fracción de gigantes respecto a éstas decrecerá, puesto que empezarán a desaparecer en el filtro J (que alcanza antes su magnitud límite) y por lo tanto del DCM.

Esto, unido con el hecho de que a medida que las gigantes son más débiles la probabilidad de que una enana muy enrojecida del disco entre en la zona de estudio aumenta, hace que, para garantizar la máxima pureza posible en nuestra muestra final de estrellas, sea necesario refinar el cálculo de la zona que ocuparán las gigantes K2 en el diagrama.

En los DCM asociados a la mayoría de las líneas de visión (como por ejemplo en los de la fig. 3.9), estas estrellas aparecen de manera conspicua en el espacio $(J - K, K)$. Si nos desplazamos hacia magnitudes menores y colores más azules, la densidad de estrellas decrece apreciablemente, hasta que nos sumergimos en la región de las enanas, en la que ésta vuelve a crecer. Por el contrario, si nos movemos a magnitudes más brillantes y colores más rojos, la densidad decrece de manera continua. Podemos explotar este comportamiento de la distribución estelar a nuestro favor.

En lugar de utilizar tipos estelares estándar como el K0 o el M0, para el cálculo de la región óptima sobre el DCM definiremos dos tipos sintéticos, T0 y T1 tales que:

$$\begin{aligned}
M_K^{T0} &= M_K^{K2} + 0.02 \cdot d_m \\
(J - K)_0^{T0} &= (J - K)_0^{K2} - 0.01 \cdot d_m \\
M_K^{T1} &= M_K^{K2} - 0.02 \cdot d_m \\
(J - K)_0^{T1} &= (J - K)_0^{K2} + 0.01 \cdot d_m
\end{aligned} \tag{3.8}$$

T0 se correspondería con un tipo más temprano (menos luminoso en K y más azul) que una gigante K2, mientras que T1 sería más tardío (y por lo tanto más rojo y más brillante). d_m es un número entero, que nos da el desplazamiento en color y magnitud en múltiplos de 0.01 y 0.02 *mag* respectivamente. Estos valores son los suficientemente pequeños como para permitir una determinación precisa sin dilatar demasiado el tiempo de cálculo, que puede ser grande dependiendo de la densidad estelar del campo en cuestión. Dado que ya conocemos la posición que ocupa una gigante K2 en el diagrama en función de A_K y la distancia d , podemos también calcular la que ocuparán estrellas del tipo T0 y T1, y con ellas el número N de detecciones que cumplirán:

$$\begin{aligned}
m_K^{T0} &< m_K < m_K^{T1} \\
(J - K)^{T0} &< (J - K) < (J - K)^{T0}
\end{aligned} \tag{3.9}$$

Como se desprende de lo discutido con anterioridad, el número de estrellas N será una función monótona creciente de d_m , pues al separarse más T0 y T1 del color y magnitud de una K2III habrá un mayor número de objetos contenidos entre ambos tipos. Pero dado que, dentro de los límites de completitud, la densidad alcanza un mínimo antes de que T0 se empiece a internar en la región que ocupan las enanas, $\frac{\partial N}{\partial d_m}$ tendrá también un mínimo (puesto que la tasa de crecimiento de N decrece hacia valores menores de densidad) que nos indicará el valor de d_m para el que se han incluido en la muestra la mayor cantidad de gigantes sin estar todavía afectados por la contaminación de las enanas (fig. 3.10).

Si asumimos que la traza T0 supone la frontera entre las enanas y las gigantes sobre el DCM, la muestra extraída con este método (las estrellas comprendidas entre T0 y T1) supone la mayoría de todas las gigantes (las estrellas más rojas y brillantes que T0) incluso en aquellos campos que, como veremos más adelante, presentan un enrojecimiento particularmente alto, como $l = 24^\circ$. La fracción de gigantes seleccionadas tiene un máximo en torno al 80% y un mínimo del 45% en $l = 13^\circ$, el único campo en el que nuestra muestra no es mayoritaria; la media sobre todas las líneas de visión es del 63%. Este hecho es relevante a la hora de asumir que los resultados obtenidos a partir del estudio de esta muestra es representativo del comportamiento general de la Galaxia.

3.2.3 Estimación de la extinción a lo largo de la línea de visión

Con la ec. 3.2 es posible obtener, a partir de la curva $(J - K, m_K)$, la evolución de A_K con la distancia, junto con su error asociado. Para ello sólo es necesario conocer el factor de escala A_{JK} , parámetro que también podemos determinar a partir de nuestros datos, asumiendo un modelo de extinción. Usaremos el de Fitzpatrick&Massa, 2009 (a partir de ahora FM09):

$$k(m_\lambda - V) = k_{IR} \frac{1}{1 + (\lambda/\lambda_0)^\alpha} - R_V \tag{3.10}$$

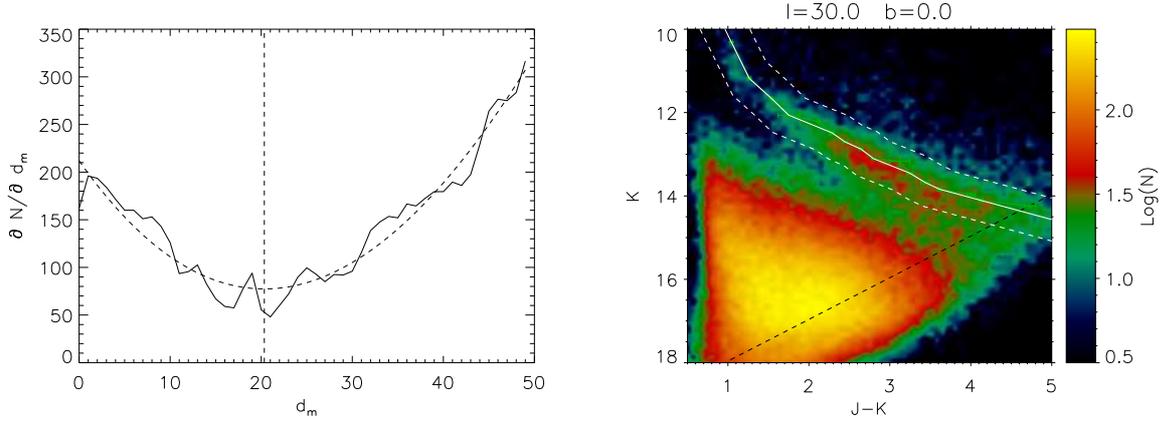


Figura 3.10: Izqda.: Cálculo del d_m óptimo para el DCM correspondiente a $l = 30^\circ$. Para calcular el mínimo (marcado con la línea vertical de trazos), se aproxima la curva de $\frac{\partial N}{\partial d_m}$ por un polinomio de grado 3 (línea de trazos). El resultado $d_m = 18.5$ equivale aproximadamente a una región de ± 0.18 mag en color en torno a la traza de las gigantes K2. Dcha.: Región seleccionada sobre el DCM resultante (líneas de trazos blancas), a partir de la traza de las gigantes extrapolada a todo el dominio en K (línea blanca). La diferencia entre ésta y los valores de m_K y $(J - K)$ determinados sobre el diagrama se debe al proceso de interpolación y extrapolación (ver apéndice A).

Donde λ_0 y k_{IR} son dos constantes, $k(\lambda - V)$ representa el cociente de excesos de color:

$$k(m_\lambda - V) = \frac{E(m_\lambda - V)}{E(B - V)} = \frac{A_\lambda - A_V}{A_B - A_V}$$

Y $R_V = A_V/E(B - V)$ es la razón entre la extinción en el filtro V y la total (*selective to total extinction*).

Los autores calibran además las constantes de manera empírica, de tal forma que:

$$\begin{aligned} k_{IR} &= 0.349 + 2.087 \cdot R_V \\ \lambda_0 &= 0.507 \mu m \end{aligned} \quad (3.11)$$

De lo anterior se desprende que si tenemos la extinción en tres filtros centrados en las longitudes de onda λ_1 , λ_2 y λ_3 se verifica que:

$$\frac{A_1 - A_2}{A_2 - A_3} = \frac{k(m_1 - V) - k(m_2 - V)}{k(m_2 - V) - k(m_3 - V)} = \frac{\frac{1 + (\lambda_2/\lambda_0)^\alpha}{1 + (\lambda_1/\lambda_0)^\alpha} - 1}{1 - \frac{1 + (\lambda_2/\lambda_0)^\alpha}{1 + (\lambda_3/\lambda_0)^\alpha}} \quad (3.12)$$

Y dado que para una determinada población estelar de magnitudes aparentes m_1 y m_2 y color intrínseco ($M_1 - M_2$):

$$A_1 - A_2 = m_1 - m_2 - (M_1 - M_2) \quad (3.13)$$

Entonces:

$$R_{23}^{12} = \frac{m_1 - m_2 - (M_1 - M_2)}{m_2 - m_3 - (M_2 - M_3)} = f(\alpha) \quad (3.14)$$

Los colores intrínsecos, a pesar de estar expresados como una diferencia de magnitudes absolutas, normalmente son medidas independientes obtenidas por diferentes métodos (como los descritos en la sec. 3.1.1).

Además, siguiendo el modelo de la ec. 3.10²:

$$A_{12} = \frac{A_1}{A_2} = \frac{1 + (\lambda_2/\lambda_0)^\alpha}{1 + (\lambda_1/\lambda_0)^\alpha} \quad (3.15)$$

Como hemos visto en secciones anteriores, somos capaces de extraer las gigantes K2 de un diagrama color-magnitud, y conocemos los colores intrínsecos para estas estrellas, por lo que seremos capaces de invertir el valor de α a partir de la fotometría en tres filtros de UKIDSS aplicando la ec. 3.14, y con este parámetro calcular el cociente A_{JK} necesario para la obtención de la curva (d, A_K) .

Para esto sólo será necesario escoger una combinación de colores e introducirlos en la ec. 3.14. De las posibles, habrá una que minimice la incertidumbre relativa de R_{23}^{12} , puesto que propagando los errores sobre la ec. 3.14 obtenemos:

$$\frac{\Delta(R_{23}^{12})}{R_{23}^{12}} \propto \frac{1}{[m_1 - m_2 - (M_1 - M_2)] \cdot [m_2 - m_3 - (M_2 - M_3)]} \quad (3.16)$$

Suponiendo que los errores en las tres magnitudes son iguales y midiendo los excesos de color promedio $< m_1 - m_2 - (M_1 - M_2) >$ para diferentes líneas de visión concluimos que la configuración más ventajosa es R_{JK}^{JH} , coeficiente que usaremos preferentemente en los cálculos de secciones posteriores.

3.2.4 Distribución de las estrellas a lo largo de la línea de visión

Una vez que conocemos el valor de α , podemos derivar la curva (d, A_K) para una determinada línea de visión (fig. 3.11), y con ella determinamos de manera aproximada la distancia a la que se sitúan las estrellas de la traza de gigantes.

Esto es así puesto que la función de luminosidad de estas estrellas se mantiene aproximadamente constante, y por lo tanto se cumple que, para cualquier línea de visión, el modulo de distancia corregido de extinción de una de ellas:

$$\mu_e = m_K - M_K - \frac{(J - K) - (J - K)_0}{A_{JK} - 1} \quad (3.17)$$

Y entonces la distancia en parsecs:

$$d = 10^{0.2 \cdot (\mu_e + 5)} \quad (3.18)$$

Como hemos visto en la sec. 3.2.1, si la densidad es homogénea, el número de estrellas por intervalo de μ es una función monótona creciente de μ . De esta forma, cualquier sobredensidad que pueda haber a lo largo de la línea de visión aparecerá como un pico en un histograma del módulo de distancia (fig. 3.12).

²Aunque para estos cálculos se considera el modelo en cuestión, las conclusiones y el método son válidas siempre y cuando se cumpla que A_λ es una función de λ de la forma $A_\lambda = a + b \cdot f(\lambda)$, siendo a y b dos constantes desconocidas y $f(\lambda)$ ley de potencias de λ de grado α de coeficientes conocidos. La ley de extinción tradicional, en la que $A_\lambda \propto \lambda^{-\beta}$, está incluida en esta familia de funciones.

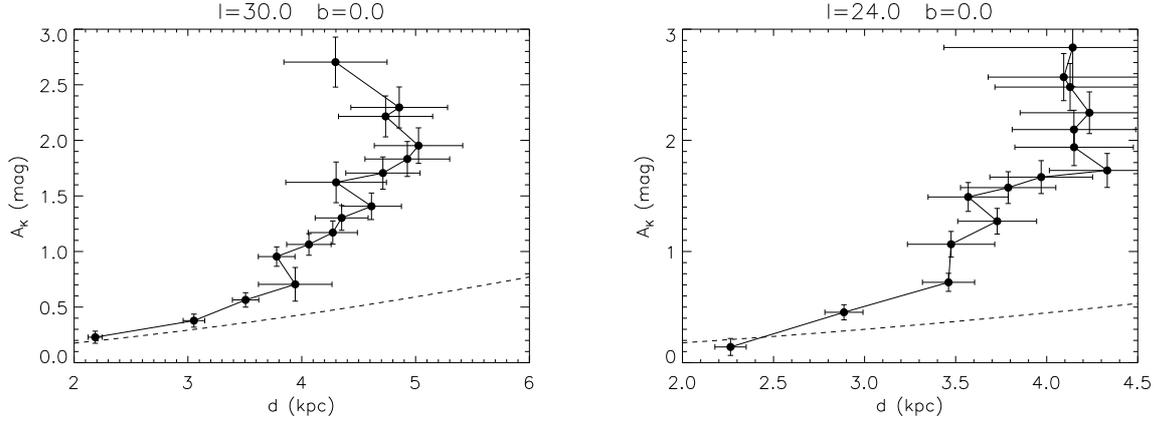


Figura 3.11: Extinción derivada para las gigantes del DCM de la fig. 3.6, a partir de los valores de $(K, J-K)$ derivados sobre los DCM, y aplicando las ecuaciones 3.2, 3.17 y 3.18. La traza discontinua se corresponde con la extinción del modelo de Wainscoat. Se puede comprobar cómo el modelo tiende a infravalorar el valor de A_K a medida que nos internamos en el plano galáctico. Conviene notar que aunque las trazas se extraen sobre todo el DCM, el rango útil de las mismas estará limitado por la completitud.

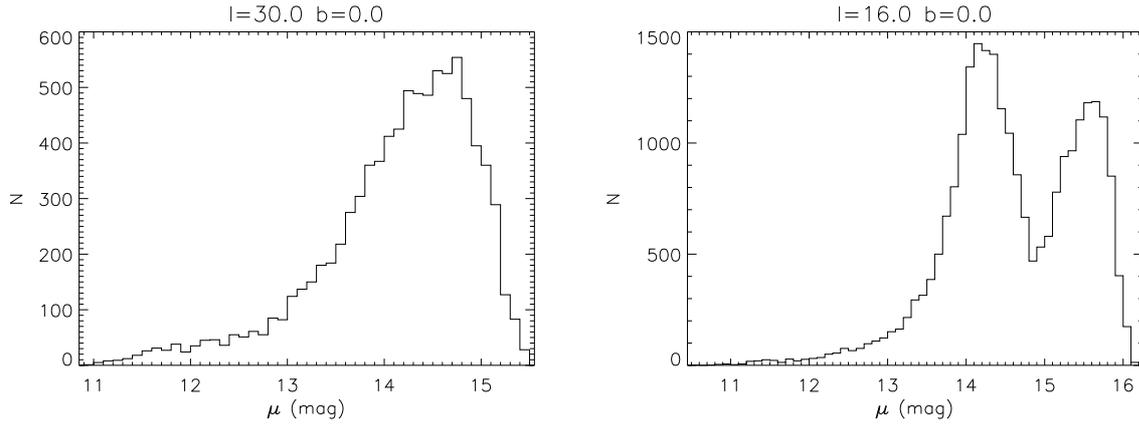


Figura 3.12: Histograma del módulo de distancia corregido de extinción para dos líneas de visión. En $l=30^\circ$ el número de estrellas por intervalo de μ_e crece de manera más o menos monótona, hasta que se alcanza el límite de completitud, mientras que en $l=16^\circ$ antes de llegar a este punto aparece de manera conspicua una sobredensidad en torno a $\mu \sim 14$.

Modelaremos estas sobredensidades como la suma de una gaussiana y un polinomio de segundo grado (Stanek et al. 1997):

$$N(\mu_e) = a_0 \cdot e^{-\frac{(\mu_e - a_1)^2}{2 \cdot a_2^2}} + a_3 + a_4 \cdot \mu_e + a_5 \cdot \mu_e^2 \quad (3.19)$$

Como se aprecia en la fig. 3.12, para algunas de las líneas de visión el máximo, asociado en este caso a la barra, aparece de manera clara en el histograma de μ_e . Sin embargo para otras, como sucede en $l=30^\circ$, por ejemplo, el máximo no aparece o es difícil de separar de la caída en el número de estrellas asociada al efecto de la completitud que, por ser un límite en J y K , no es un corte limpio en μ_e , si no que presenta cierta caída asociada a que $\mu_e = f(J, K)$ y por lo

tanto sus ejes de coordenadas no son paralelos.

Para mejorar el contraste de la supuesta sobredensidad respecto a la evolución del número de estrellas de fondo con μ_e , podemos recurrir a estudiar la variación de $dN/d\mu_e$. La derivada de la ec. 3.19 será a su vez la suma de una función exponencial y una recta; por esto, la sobredensidad se verá reflejada como un aumento claro de $dN/d\mu_e$ (a medida que el número de estrellas por intervalo de μ_e crece) y una posterior caída (una vez se ha superado el máximo local). Consideraremos que se ha alcanzado el máximo cuando $dN/d\mu_e$ se vuelva a sumir en el valor medio, asociado a la variación normal de las estrellas de fondo (ver fig. 3.13). Como se intuye en el panel derecho de esta figura, el comportamiento de $dN/d\mu_e$ es complejo, y muchas veces aparecen varios puntos de corte, por lo que la determinación del máximo de densidad estará sujeta a cierta subjetividad. Por esto, en los análisis posteriores, se detallará cuándo los resultados han sido obtenidos con este método o mediante el ajuste de la ec. 3.19.

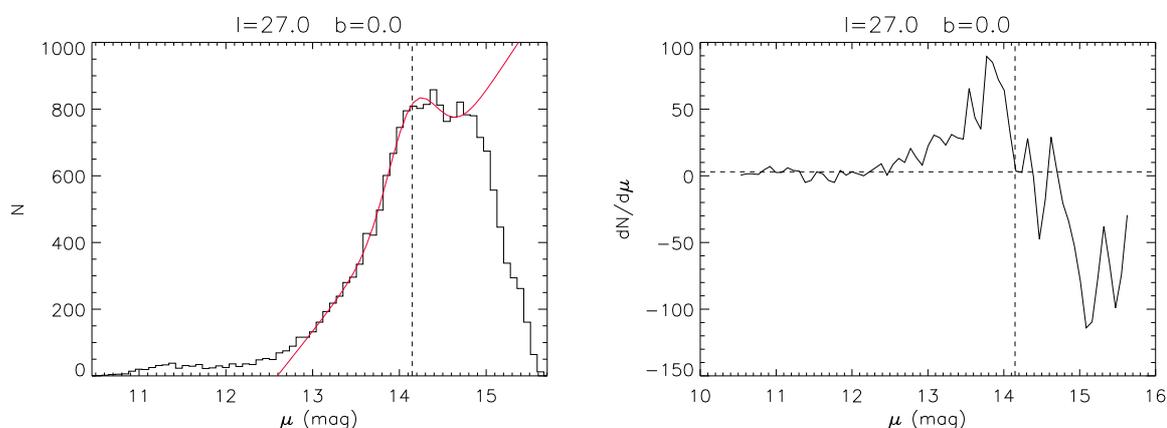


Figura 3.13: Histograma del módulo de distancia corregido de extinción para $l=27^\circ$ y evolución de $dN/d\mu_e$ con μ_e . La línea vertical marca en ambos gráficos el máximo determinado sobre la derivada (cuando ésta corta de nuevo el nivel medio, marcado por la línea horizontal de trazos en el panel derecho), que en este caso coincide con el obtenido mediante el ajuste de la ec. 3.19 (línea roja).

3.3 Resultados

3.3.1 Comprobación del método sobre diagramas sintéticos

Para verificar el correcto funcionamiento del método expuesto, recurrimos a los diagramas color-magnitud generados por el código de síntesis TRILEGAL (Girardi et al. 2005). TRILEGAL nos permite especificar un modelo galáctico (dividido en bulbo, disco fino, disco grueso y halo), junto con una función inicial de masa y una curva de extinción, y a partir de estos parámetros deriva un DCM artificial en los filtros de interés. Hacemos la prueba para $l=16^\circ$, especificando que la extinción seguirá el comportamiento de la ec. 3.6 con:

$$A_{K0} = 0.07 \text{ mag} \cdot \text{kpc}^{-1}$$

$$h_d = 3.4 \text{ kpc}$$

$$h_z = 0.11 \text{ kpc}$$

$$R_0 = 8.0 \text{ kpc}$$

$$z_\odot = 24 \text{ pc}$$

Donde z_\odot es la altura del Sol sobre el plano galáctico. Especificaremos también que nuestro catálogo sintético es completo hasta $m_K = 17.5$, (en concordancia con lo expuesto en 3.4).

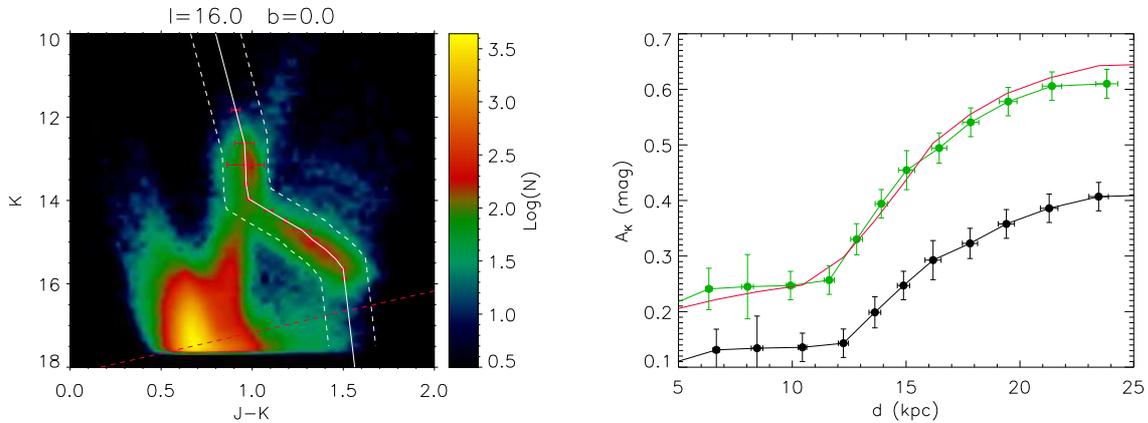


Figura 3.14: Izqda.: DCM para $l=16^\circ$ sintetizado con TRILEGAL. La línea blanca marca la posición de la traza de las gigantes K recuperada con nuestro método, y las de trazos la región que ocupan estas estrellas en el diagrama. Dcha.: Extinción derivada utilizando el método aquí descrito (línea negra) y con la configuración utilizada por Cardelli y colaboradores en su modelo (línea verde), frente a la subyacente en el diagrama sintético (línea roja). La notable diferencia entre ambas está explicada en el texto.

Como se puede apreciar en la fig. 3.14, la traza extraída coincide notablemente con la posición de las estrellas de tipo K2III en el diagrama. En cuanto a la extinción en la banda K, recuperamos una curva (d, A_K) que sigue la forma de la introducida en el modelo pero que, sin embargo, parece infravalorarla de manera notable. No obstante, esta diferencia depende completamente del modelo asumido. TRILEGAL basa sus cálculos en los cocientes A_λ/A_V de Cardelli et al. (1989). Según los autores, en el infrarrojo cercano se verifica que:

$$A_{\lambda V} = \left(0.574 - \frac{0.527}{R_V}\right) \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{1.61} \quad (3.20)$$

Según esta expresión, para el sistema de filtros de UKIDSS, el cociente A_{JK} presenta un valor fijo de 2.48. Asumiendo que la extinción sigue la expresión de FM09 de la ec. 3.10, obtenemos para estos datos que $A_{JK} = 3.02$, lo cual, junto con pequeñas diferencias en la función de luminosidad de las gigantes K2 asumida, da cuenta de la diferencia apreciable en la fig. 3.14; en cualquier caso, si asumimos los ingredientes de TRILEGAL (coeficientes de extinción y función de luminosidad) como propios, los resultados convergen a los del modelo. Como se verá más adelante, la extinción de Cardelli et al. (1989) es incompatible con los valores de R_{JK}^{JH} obtenidos para DCM reales.

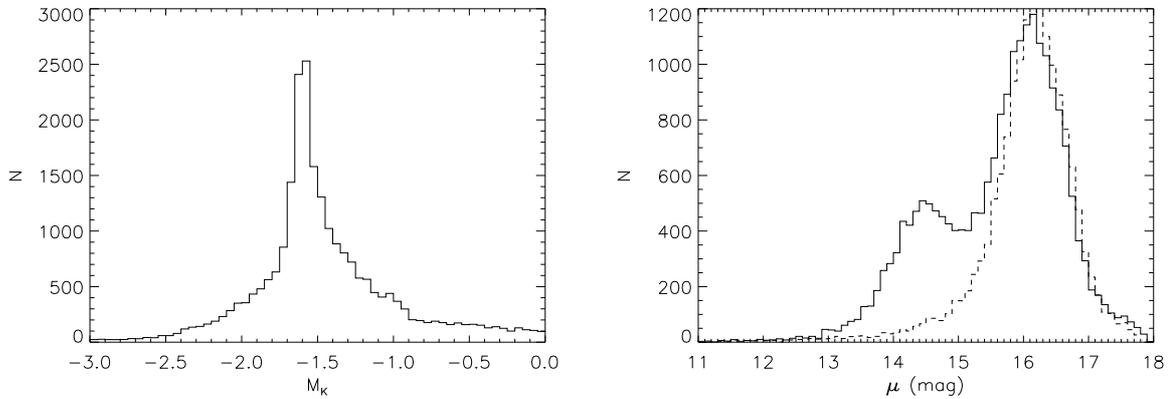


Figura 3.15: Izqda.: Histograma de magnitud absoluta en K para las estrellas extraídas como gigantes K2 sobre el DCM sintético de $l=16^\circ$. Dcha.: Histograma de μ_e para estas mismas estrellas, para el modelo completo (línea sólida) y sin bulbo (línea de trazos). Comparar con la fig. 3.12.

Podemos apreciar la pureza de la muestra de estrellas recuperada en la fig. 3.15. El histograma de M_K presenta un pico claro en torno a -1.54 , que corresponde con la magnitud absoluta de las gigantes K2. La muestra cumple que:

$$\begin{aligned} \langle \log(g) \rangle &= 2.58 \\ \sigma[\log(g)] &= 0.35 \\ \langle \log(T_{eff}) \rangle &= 3.68 \\ \sigma(T_{eff}) &= 0.08 \end{aligned}$$

Que de nuevo se corresponde con una población compuesta en su mayor parte por gigantes. Si consideramos que las enanas son aquellas estrellas con $\log(g) > 4$, menos del 1% del total filtrado pertenecen a esta clase, mientras que conforman el 60% del total de cuerpos del campo.

Además, comparando el panel derecho de la fig. 3.15 con su equivalente en la fig. 3.12 podemos ver que el comportamiento de μ que se obtiene para el caso real coincide notablemente con el sintético, con la salvedad de que este último no incluye la contribución de la barra de Cabrera-Lavers et al. (2008), por lo que la amplitud de la sobredensidad de estrellas visible en

torno a $\mu \sim 14$ es menor que en la realidad. En el caso de TRILEGAL, esta componente extra está modelada como un bulbo, según la receta de Vanhollebeke et al. (2009), tal y como se aprecia comparando con la misma medida pero excluyendo esta estructura de la síntesis.

3.3.2 Extinción infrarroja en el interior de la Vía Láctea

Curva de extinción

Aunque la visión tradicional del comportamiento de la materia interestelar asume que la ley que rige la variación de la extinción con la longitud de onda es universal (p. ej. Cardelli et al. 1989, Rieke & Lebofsky 1985), un creciente número de trabajos (Nishiyama et al. 2006, Fitzpatrick & Massa 2009, Gosling et al. 2009) apunta a que es posible que no sea así, y que el exponente de la ley de potencias que liga A_λ y λ depende de las condiciones físico-químicas del medio interestelar y por lo tanto es susceptible de variaciones espaciales.

Dado que a través del cálculo de R_{JK}^{JH} podemos invertir el valor de este exponente α , las variaciones de este último deberían traducirse en un comportamiento no uniforme del cociente en nuestros datos, bien dentro de cada apuntado o bien al comparar los datos de una línea de visión con otra.

En el primer caso, a medida que nos acercamos al centro de la Galaxia, las condiciones del medio interestelar podrían propiciar un cambio en α y con él de R_{JK}^{JH} . Si tomamos la magnitud K como un indicador de la distancia a lo largo de la línea de visión, en la fig. 3.16 podemos ver cómo se comporta el cociente de excesos de color en función de m_K para $l=30^\circ$. Dividimos las estrellas en 50 intervalos iguales de magnitud, y para cada uno de ellos (provisto que haya suficientes estrellas en él) se calcula la media y la desviación típica (de nuevo ajustando una gaussiana al histograma, puesto que la asimetría de la distribución movería la media o la mediana hacia valores menores de R_{JK}^{JH}). Para las magnitudes más brillantes, el filtro H (más ancho) todavía satura, lo que provoca grandes variaciones en el valor medio del cociente. Una vez que superamos este régimen (aprox. a $m_K \sim 12$) R_{JK}^{JH} se estabiliza en torno a 0.65. En el segundo caso, el cociente se mantiene más o menos constante para todas las longitudes galácticas, aunque se pueden apreciar todavía variaciones del orden del error de medida, apreciables en la fig. 3.16.

Los errores detallados en estas gráficas (en torno a $\sigma_R \sim 0.015$ en ambos casos) no son los totales del método, que estará dominado por la incertidumbre en la determinación de los colores intrínsecos de las gigantes K2, sino que representan los errores estadísticos (asociados a la desviación muestral) para cada conjunto de medidas de R_{JK}^{JH} en consideración (cada intervalo de magnitud en el panel izquierdo y cada línea de visión en el derecho). Esto es así puesto que las variaciones en $(J - K)_0$ y $(H - K)_0$ aparecerán como efectos sistemáticos a lo largo de este análisis (que pretende comparar las diferentes medidas del cociente en cuestión), aunque serán tenidas en cuenta a la hora de derivar los valores finales de R_{JK}^{JH} o α .

Podemos juzgar, en base a estos datos, si es admisible la hipótesis de una ley de extinción universal (esto es, $\alpha = cte.$), al menos en nuestro dominio de medida. Aunque en principio R_{JK}^{JH} (y con él α) dependerá de variables ocultas (p. ej. la densidad o composición del medio interestelar) podemos comprobar si hay trazas de esta variación en nuestros datos. Para ello realizamos un análisis basado en una combinación del método de la longitud mínima de mensaje (Asensio-Ramos 2006) y el análisis de conglomerados descrito en la sec. 2.4.4.

Supongamos que tenemos dos variables X e Y que verifican $Y(X) = a \cdot X + b$, y realizamos n medidas de Y , con un error σ constante (cuya amplitud será del orden de variación de Y) pero no respecto a X sino respecto a determinado índice i aleatorio, tal y como se presenta en la fig.

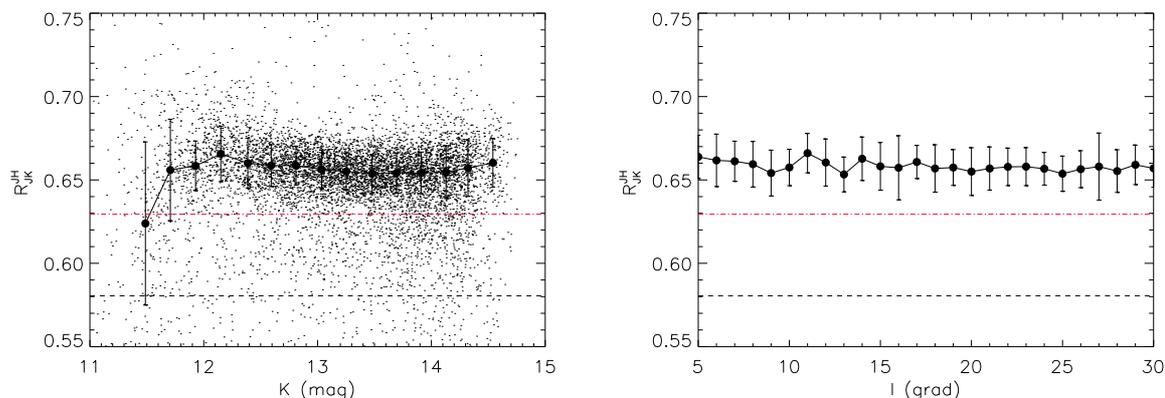


Figura 3.16: Izqda.: Variación de R_{JK}^{JH} con la magnitud en la banda K (que podemos utilizar como un sucedáneo de la distancia a lo largo de la línea de visión) para $l=30^\circ$. Los primeros valores se corresponden con estrellas que saturan en H, más sensible. Dcha.: Variación del R_{JK}^{JH} promedio para cada apuntado con la longitud galáctica. En ambas gráficas las líneas de trazos marcan los cocientes predichos por Rieke & Lebofsky (1985), en negro, y por Cardelli et al. (1989), en rojo.

3.17. Aunque en $Y(i)$ no hay información de $Y(X)$ (y en principio es imposible recuperar este funcional) sí se puede aseverar si las variaciones de Y son lo suficientemente significativas como para indicarnos su comportamiento variable.

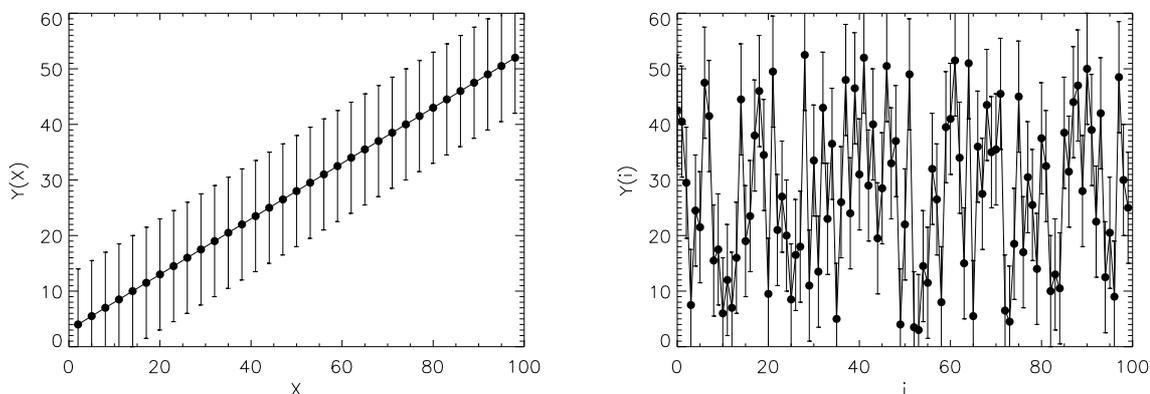


Figura 3.17: Izqda.: Variación de la variable sintética Y con X , medidas con el error observacional σ (por claridad, sólo se representan un tercio de los puntos). Dcha.: Misma variable Y , pero ahora no medida respecto a X , si no a un índice i aleatorio.

Para ello aplicamos el algoritmo descrito en la sec. 2.4.4 y generamos sucesivas divisiones de $Y(i)$ en n grupos, con $n = 1 \div 10$. En cada una de estas divisiones, construimos un modelo de los datos en el que cada grupo es sustituido por el valor medio de los elementos que lo componen. Calculamos entonces la longitud del mensaje, en bits, necesaria para transmitir el modelo (en este caso el número de grupos y la media de cada uno) junto con los residuos (la diferencia de cada Y con la media), siempre y cuando estos sean significativos (es decir, estén por encima de σ). Según el principio de descripción de longitud mínima (*minimum description length* o *mdl*,

Asensio-Ramos 2006), el modelo óptimo será aquél que minimice la longitud de la descripción del sistema. En el caso de que los errores hagan imposible recuperar la estructura de Y , la descripción óptima constará de un solo conjunto, mientras que si la variación de los datos es apreciable por encima del ruido, el número de divisiones óptimo será siempre mayor de 1.

En la fig. 3.18 se representan los resultados de aplicar este método. A medida que aumentamos el número de grupos, los residuos disminuyen (alcanzarían el valor 0 cuando el número de grupos fuese igual al número de observaciones), pero la longitud del mensaje aumenta (pues el modelo tiene más parámetros). La división óptima es aquella con $n = 3$, en la que los residuos son menores que con $n < 3$ y a la vez el tamaño del modelo es lo suficientemente pequeño como para no sobreajustar los datos.

Todo esto nos indica que a pesar de que Y no dependa de i (o lo haga de una manera compleja y desconocida) en las medidas hay indicios de la variabilidad de ésta. En caso contrario, la mdl se daría para $n = 1$, es decir, la descripción óptima del sistema sería simplemente \bar{Y} .

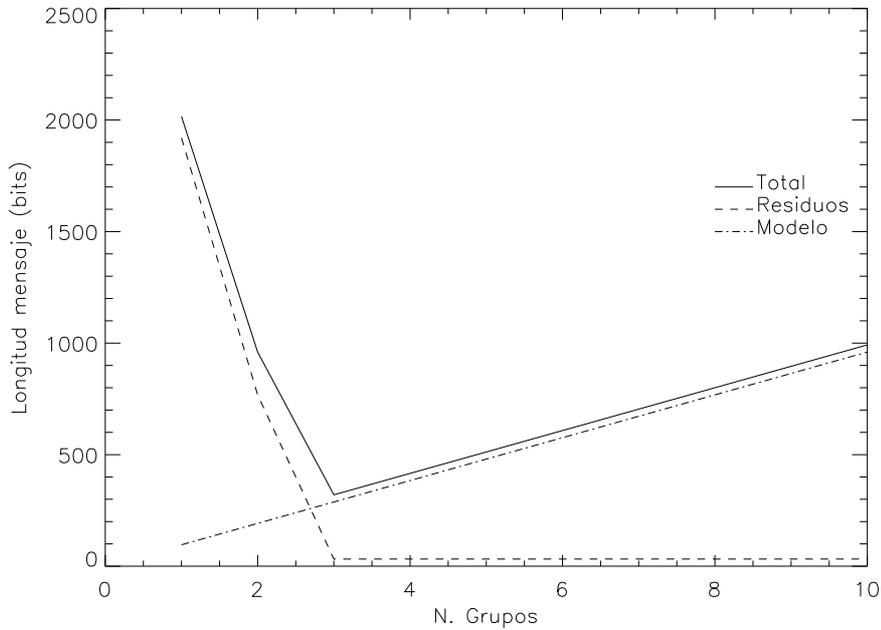


Figura 3.18: Evolución de la longitud de mensaje en función del número de grupos escogidos para $Y(i)$.

Podemos aplicar entonces este método a los datos representados en la fig. 3.16, tal y como se muestra en la fig. 3.19. En ambos casos vemos que no hay indicios de un comportamiento variable de R_{JK}^{JH} y por lo tanto es seguro el adoptar un sólo valor de α para todos los campos. En caso de que realmente haya variaciones de la ley de extinción, están estarían claramente por debajo de la resolución de nuestros datos.

Una vez establecida la constancia de R_{JK}^{JH} podemos derivar sus valores promedios, que utilizaremos a lo largo de estudios posteriores. añadiendo el error en los colores intrínsecos en los datos de la fig. 3.16 obtenemos que, para todas las líneas de visión:

$$R_{JK}^{JH} = 0.658 \pm 0.003 \quad (3.21)$$

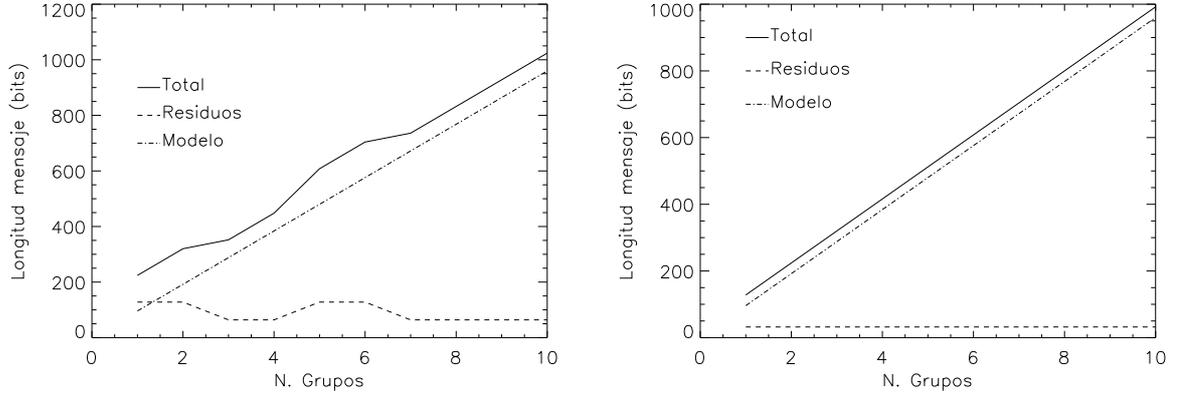


Figura 3.19: Izqda.: Longitud de la descripción de los datos de R_{JK}^{JH} para $l=30^\circ$. Dcha.: Misma medida para todas las líneas de visión. En ambos casos la descripción óptima supone asumir un solo $\overline{R_{JK}^{JH}}$.

Análogamente, para las otras posibles combinaciones de filtros obtenemos:

$$\begin{aligned} R_{JH}^{HK} &= 0.505 \pm 0.007 \\ R_{JK}^{HK} &= 0.330 \pm 0.015 \end{aligned} \quad (3.22)$$

Derivación del exponente

Como hemos demostrado con anterioridad (sec. 3.2.3), los cocientes R_{23}^{12} sólo dependerán del exponente de la ley de extinción usada. Para obtener entonces éste, es necesario asociar a cada filtro una longitud de onda representativa del mismo, que usaremos en la ec. 3.14. Ésta puede ser la λ media, la isofotal o, preferentemente, lo que se conoce como longitud de onda efectiva: el valor de longitud de onda para el que la extinción heterocromática del filtro (es decir, integrada sobre todas las longitudes de onda) es igual a la extinción monocromática (evaluada en un valor particular de λ) en la longitud de onda λ_e . Para calcular este valor, hay que tener en cuenta el perfil del filtro, el del emisor en consideración y también el comportamiento de la extinción con la propia longitud de onda:

$$\lambda_e = \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} R(\lambda) f(\lambda) 10^{-0.4 \cdot A_\lambda} \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} R(\lambda) f(\lambda) 10^{-0.4 \cdot A_\lambda} d\lambda} \quad (3.23)$$

Donde $f(\lambda)$ es el flujo de la fuente y $R(\lambda)$ la respuesta total del sistema entre las longitudes de onda λ_0 y λ_1 . Este valor, λ_e dependerá entonces del tipo espectral considerado.

A su vez, la extinción en dicho filtro también dependerá del emisor:

$$A_{\lambda_e} = -2.5 \cdot \log \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} R(\lambda) f(\lambda) 10^{-0.4 \cdot A_\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} R(\lambda) f(\lambda) d\lambda} \quad (3.24)$$

Podemos incorporar esto a nuestros cálculos. Utilizando un modelo de atmósfera estelar (de la malla de Castelli & Kurucz, 2004) con $T_{eff} = 4500 K$, $[Fe/H] = 0$ y $\log(g) = 2.5$ (Straizys et al. 1997) representativo de una estrella de tipo K2III, y las curvas de transmisión de los

sistemas fotométricos de interés, podemos computar λ_m para el modelo de extinción de FM09, obteniendo los resultados de la tabla 3.1. Las diferencias entre la longitud de onda media del filtro y la efectiva son por lo general pequeñas, por lo que es de esperar que su influencia sobre los cálculos de A_λ sea pequeña.

Tabla 3.1: Longitudes de onda nominales (λ_0) e efectivas para los filtros de UKIDSS y GLIMPSE, con una gigante de tipo K2.

Filtro	λ_0 (μm)	λ_i (μm)
J	1.248	1.254
H	1.631	1.635
K	2.201	2.192
[3]	3.535	3.512
[4]	4.502	4.427
[5]	5.650	5.641
[8]	7.735	7.592

El procedimiento habitual, entonces, sería minimizar la ec. 3.14 con los valores de R_{23}^{12} y recuperar el exponente α . No obstante, este método tiene el problema de que el valor derivado de α dependerá de los valores de λ elegidos para cada filtro. Éstos, a su vez, pueden depender de la propia extinción, tanto del modelo utilizado como de los factores de normalización A_V o R_V .

Podemos solventar esto si en lugar de utilizar la ec. 3.14, utilizamos la ec. 3.24 para evaluar los diferentes A_λ , y a partir de ellos R_{23}^{12} . Desarrollando en 3.10 se llega a:

$$A_\lambda = \frac{1}{R_V} \cdot A_V \cdot (0.349 + 2.087R_V) \cdot \frac{1}{1 + (\lambda/\lambda_0)^\alpha} \quad (3.25)$$

Aparentemente existe todavía una dependencia de R_V y A_V , particularmente si comparamos filtros cuyo ancho de banda es diferente. Utilizando no obstante la ec. 3.24, podemos hacer inferencia tanto sobre α como sobre los otros dos parámetros, tanto para cada valor de R_{23}^{12} (tabla 3.2) como para los tres a la vez (ec. 3.26).

Nuestro espacio de parámetros cumple que $1 < R_V < 5$, $5 < A_V < 50$ y $2 < \alpha < 5$. Estos rangos cubren ampliamente la variación esperable en el interior de la Vía Láctea. Si calculamos la distribución posterior de probabilidad utilizando los tres cocientes de extinción para la inferencia, obtenemos los resultados de las figuras 3.20 y 3.21. La distribución marginalizada sobre A_V y R_V nos muestra que ninguno de ellos tiene influencia sobre el valor de los cocientes de extinción (tal y como predice la ec. 3.14 cuando los filtros se reducen a su longitud de onda representativa), puesto que todos los valores presentan un valor de probabilidad aproximadamente igual. Por otro lado, el valor de α presenta un máximo claro, lo que constriñe la inversión en un rango estrecho.

Dado que la posterior marginalizada de α se puede aproximar de manera precisa con una gaussiana, de su σ obtenemos los intervalos de confianza para el exponente. Para el infrarrojo cercano inferimos que:

$$\alpha_{NIR} = 2.99 \pm 0.04 \quad (3.26)$$

Tabla 3.2: Valores de α calculados para cada uno de los R_{23}^{12} en el infrarrojo cercano.

Cociente	α
(J-H)/(H-K)	3.03 ± 0.04
(J-H)/(J-K)	2.94 ± 0.03
(H-K)/(J-K)	3.04 ± 0.05

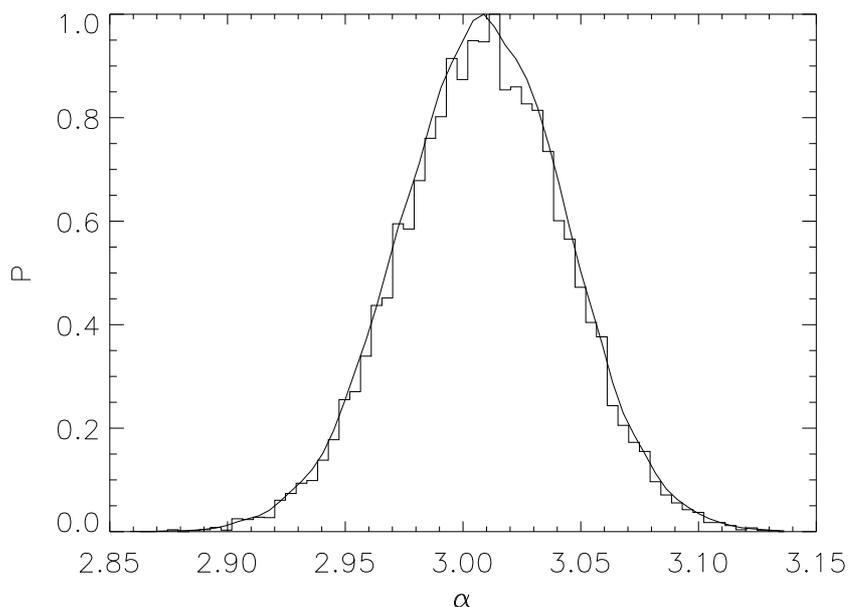


Figura 3.20: Distribución posterior marginalizada sobre α y normalizada al máximo. La distribución de probabilidad, aproximadamente gaussiana, nos proporciona el valor más probable para el exponente y una estimación de los intervalos de confianza.

Extensión a otras longitudes de onda

Es posible extender el cálculo de la sección anterior a otras longitudes de onda. Dado que, como ya hemos visto, trabajamos con regiones muy oscurecidas por la extinción interestelar, no disponemos de datos en el visible suficientemente profundos, por lo que extenderemos este análisis al infrarrojo medio. Utilizamos para ello el cartografiado GLIMPSE.

Antes de proceder, es necesario solventar un problema. No conocemos los colores intrínsecos de las gigantes del grupo rojo en este régimen de longitudes de onda, por lo que no podemos obtener los cocientes de extinción a partir de la ec. 3.14. No obstante, es posible calcular las razones de color de manera directa; puesto que para un filtro cualquiera en el infrarrojo medio, se verifica:

$$([\lambda] - K) = \frac{A_{[\lambda]} - A_K}{A_J - A_K}(J - K) + C \quad (3.27)$$

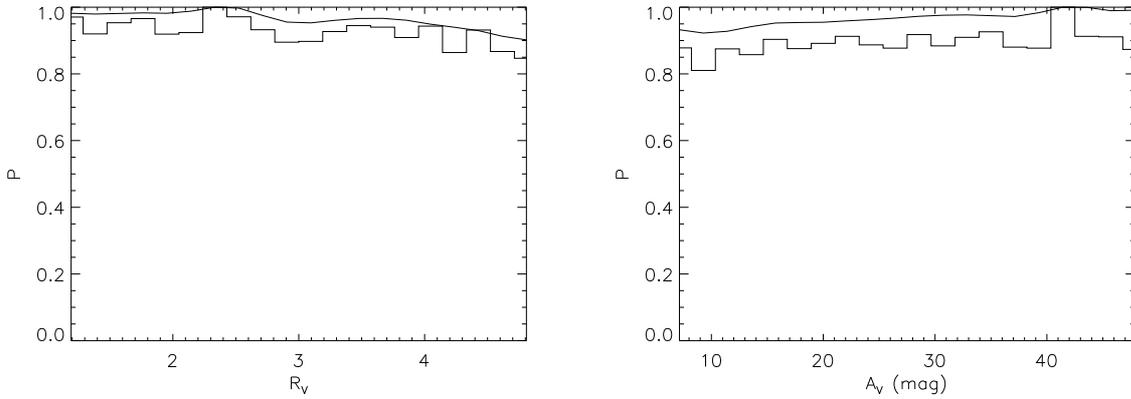


Figura 3.21: Distribución posterior marginalizada sobre A_V (izqda.) y R_V (dcha.), normalizadas al máximo. Se comprueba cómo R_{JK}^{JH} sólo contiene información sobre α , puesto que todos los valores de los otros dos parámetros son aproximadamente equiprobables (comparar con la fig. 3.20).

Dado que a medida que λ crece los colores serán más pequeños (pues estaremos trabajando en zonas en las que la emisión del cuerpo negro es ya bastante plana) utilizaremos siempre la diferencia entre una magnitud dada de GLIMPSE con el filtro K de UKIDSS, de manera que se maximiza el contraste. Al igual que en el apartado anterior, utilizando la diferencia $(J - K)$ para el denominador de R_{23}^{12} se minimiza el error. Mientras que la pendiente de la recta anterior sólo depende del sistema fotométrico y de la ley de extinción vigente, la constante C dependerá de esta ley y de los colores intrínsecos de las estrellas bajo consideración. Dado que sólo estamos interesados en el primero de los factores, un ajuste lineal entre dos colores nos permitirá calcular el cociente R_{23}^{12} correspondiente al juego de filtros escogido.

Respecto al utilizado en secciones anteriores, este método tiene el problema de que el ajuste lineal es menos robusto ante posibles contaminaciones en la muestra de estrellas seleccionadas y a los errores fotométricos, particularmente allí donde estos son más importantes (cuando las magnitudes en algún están cerca de saturar o del límite de detección), lo que supondrá mayores desviaciones en los valores de los cocientes medidos. A esto también contribuye la diferencia en resolución espacial entre UKIDSS-GPS y GLIMPSE: detecciones que este último es incapaz de resolver sí están resueltas en el anterior, dando lugar a colores irreales y sesgados. Estos efectos introducen una dispersión artificial en los diagramas color-color, y es por lo tanto crucial garantizar la limpieza de la muestra elegida.

Para ello utilizamos un segundo filtro basado en el parámetro libre de enrojecimiento Q (Negueruela&Schurch, 2007). Definimos Q como:

$$Q = (J - H) - 1.98 \times (H - K) \quad (3.28)$$

Dado que según la ley de extinción descrita en la sección anterior $(A_J - A_H)/(A_J - A_K) = 1.98$, Q es una estimación del color $(J - H)$ libre de extinción (salvo una cierta constante, en este caso $1.98 \times (H - K)_0$), por lo que en un diagrama de Q frente a K las gigantes del grupo rojo deberían ocupar una traza vertical bien definida, tal y como se aprecia en la fig. 3.22. Si sobre el histograma del panel derecho hacemos un ajuste gaussiano, podemos calcular una media y una desviación (μ, σ) que nos ayudarán a filtrar nuestra muestra. Así, sólo consideraremos para el ajuste aquellas estrellas con $\mu - \sigma < Q < \mu + \sigma$.

Además, el valor de μ tiene cierta relevancia; dado que conocemos los colores intrínsecos de las gigantes K2, podemos calcular el valor de Q que deberían presentar con la extinción determinada en la sección anterior. Éste es de $Q = 0.089 \text{ mag}$, mientras que el valor de μ para el histograma de la fig. 3.22 es $\mu = 0.081 \text{ mag}$, con $\sigma = 0.093 \text{ mag}$, de acuerdo con lo esperado.

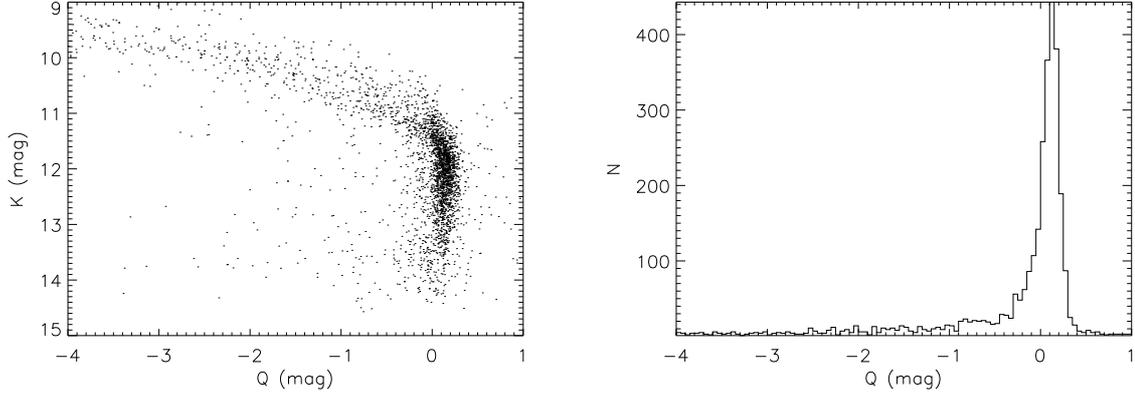


Figura 3.22: Izqda.: Diagrama (Q, K) para las gigantes de $l = 27^\circ$. Se puede apreciar como las estrellas cerca de la saturación y aquellas cuyo color no se corresponde con el de las del grupo rojo se desvían de la traza vertical que ocupan éstas. Dcha.: Histograma de Q para el mismo campo.

Para calcular la pendiente, procedemos en dos pasos:

- Primero sustraemos a nuestros datos la mediana en cada uno de los ejes y los transformamos a un sistema de coordenadas polares (r, θ) , en el que sobre un histograma de θ se hace una primera estimación de la pendiente.
- Se filtran aquellos puntos a más de 3σ del θ modal y se procede a un ajuste lineal sobre la muestra resultante, obteniendo un resultado como el de la fig. 3.23.

Así, minimizamos el efecto de la dispersión artificial anteriormente citada, y podemos estimar de manera robusta la pendiente del diagrama color-color; de nuevo, el error vendrá dado por la estadística a lo largo de diferentes líneas de visión, pues como hemos demostrado anteriormente, los cocientes de extinción no dependen de la longitud galáctica. A medida que la longitud de onda crece, también lo hace la varianza del cociente. Esto se puede explicar en base a que el número de estrellas visibles en estas longitudes de onda es menor, su emisión es más débil (lo que conlleva mayores errores observacionales) y particularmente en $8 \mu m$, la extinción comienza a estar influenciada por una banda de absorción de silicatos (Indebetouw et al. 2005).

Comparando los cocientes de colores así estimados con los R_{JK}^{JH} obtenidos en la sección anterior, encontramos que la diferencia está en torno a ± 0.02 , compatible con los errores del método. Aplicando lo descrito obtenemos los resultados de la tabla 3.3.

Una vez determinados los cocientes de color, podemos derivar a partir de ellos el valor del exponente α para la ley de extinción de FM09, detallado en la tabla 3.4.

Al igual que en la tabla 3.3, los errores relativos en el infrarrojo medio son mayores que para longitudes de onda menores. Aún teniendo en cuenta las incertidumbres mayores, los exponentes obtenidos en el infrarrojo medio resultan incompatibles con los valores que mejor ajustan el comportamiento de la extinción en longitudes más cortas, lo que indica que en principio la ley

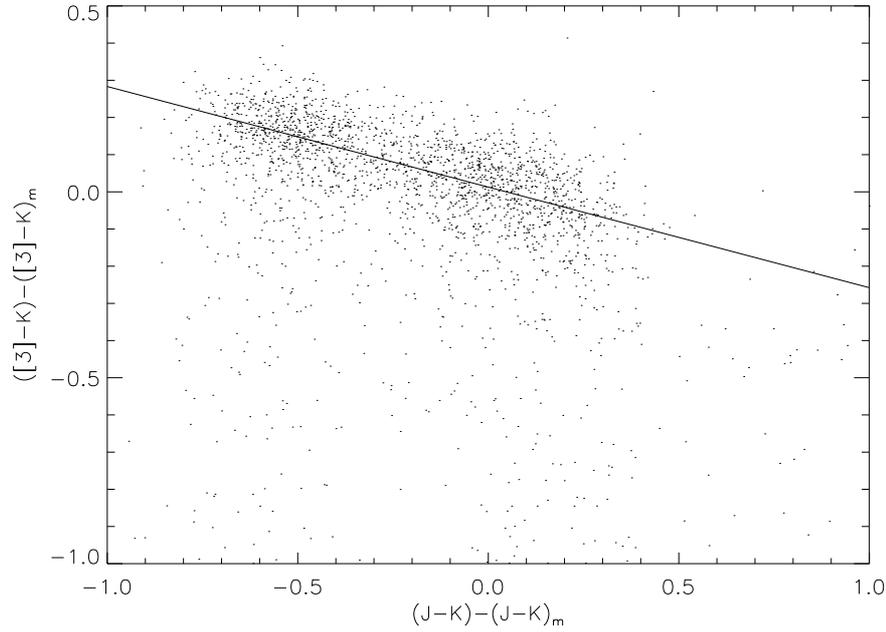


Figura 3.23: Diagrama color-color para $l=27^\circ$, con el mejor ajuste resultante de aplicar el método descrito en el texto. En este caso, $(J - K)_m = 1.58 \text{ mag}$ y $([3] - K)_m = -0.47 \text{ mag}$. La pendiente obtenida es de -0.27 .

Tabla 3.3: Razones entre colores utilizando el método de la pendiente del diagrama color-color (subíndice p) y el de los histogramas de R_{23}^{12} (subíndice h).

Cociente	$\langle R \rangle_p$	$\sigma(R)_p$	$\langle R \rangle_h$	$\sigma(R)_h$
$(H-K)/(J-H)$	0.510	0.021	0.505	0.007
$(J-H)/(J-K)$	0.675	0.021	0.658	0.003
$(H-K)/(J-K)$	0.323	0.028	0.330	0.015
$([3]-K)/(J-K)$	-0.239	0.019	-	-
$([4]-K)/(J-K)$	-0.256	0.020	-	-
$([5]-K)/(J-K)$	-0.336	0.041	-	-
$([8]-K)/(J-K)$	-0.386	0.057	-	-

Tabla 3.4: Valores de α calculados para cada uno de los R_{23}^{12} en el infrarrojo medio.

Cociente	α
$([3]-K)/(J-K)$	2.40 ± 0.15
$([4]-K)/(J-K)$	2.60 ± 0.13
$([5]-K)/(J-K)$	2.3 ± 0.2
$([8]-K)/(J-K)$	2.2 ± 0.2

de extinción no es capaz de dar cuenta de ambos rangos sin un cambio en la pendiente. Este resultado es más evidente si de nuevo inferimos un exponente a partir de todos los cocientes en el infrarrojo medio, y lo comparamos con el obtenido en el apartado anterior:

$$\begin{aligned}\alpha_{IRC} &= 2.99 \pm 0.04 \\ \alpha_{IRM} &= 2.62 \pm 0.08\end{aligned}\tag{3.29}$$

A pesar de que como hemos dicho, la ley de FM09 parece no ser capaz de acomodar el comportamiento global de la extinción en el infrarrojo, podemos obtener un exponente α para todo el rango haciendo inferencia con todos los R_{23}^{12} de la tabla 3.3:

$$\alpha_t = 2.93 \pm 0.04\tag{3.30}$$

Comparación entre diferentes leyes de extinción

Tal y como se razonaba en la sec. 3.2.3, se pueden extender los cálculos anteriores también a una ley de extinción de la forma $A_\lambda \propto \lambda^{-\beta}$. Si parametrizamos ésta de la siguiente forma (FM09):

$$k(m_\lambda - V) = \frac{A_\lambda - A_V}{A_B - A_V} = k_{IR}\lambda^{-\beta} - R_V\tag{3.31}$$

Todo lo anteriormente expuesto es directamente extrapolable a la nueva curva de extinción, con la salvedad de que hemos de recalibrar la relación entre k_{IR} y R_V . Con los datos de FM09 se obtiene:

$$k_{IR} = -1.045 + 0.721 \cdot R_V\tag{3.32}$$

Una vez establecida esta parametrización, es sencillo repetir todos los cálculos del apartado anterior, obteniendo los exponentes para cada R_{23}^{12} , para cada rango y las respectivas longitudes de onda efectivas.

Tabla 3.5: Longitudes de onda nominales (λ_0) y efectivas en función de la ley de FM09 (λ_α) y la clásica (λ_β) para los filtros de UKIDSS y GLIMPSE, con una gigante de tipo K2.

Filtro	λ_0 (μm)	λ_α (μm)	λ_β (μm)
J	1.248	1.254	1.257
H	1.631	1.635	1.639
K	2.201	2.192	2.193
[3]	3.535	3.512	3.513
[4]	4.502	4.427	4.427
[5]	5.650	5.641	5.643
[8]	7.735	7.592	7.594

$$\begin{aligned}\beta_{IRC} &= 2.80 \pm 0.05 \\ \beta_{IRM} &= 2.47 \pm 0.09 \\ \beta_t &= 2.72 \pm 0.05\end{aligned}\tag{3.33}$$

Tabla 3.6: Valores de β calculados a partir de la tabla 3.3.

Cociente	β
(J-H)/(H-K)	2.86 ± 0.06
(J-H)/(J-K)	2.74 ± 0.09
(H-K)/(J-K)	2.84 ± 0.06
([3]-K)/(J-K)	2.40 ± 0.15
([4]-K)/(J-K)	2.60 ± 0.13
([5]-K)/(J-K)	2.3 ± 0.2
([8]-K)/(J-K)	2.2 ± 0.2

A la vista de estos resultados, las conclusiones son similares a las obtenidas con la ley de FM09. Mientras que dentro de cada rango (tanto en el infrarrojo cercano como en el medio) la ley de potencias describe bien el comportamiento de la extinción, es imposible aplicar a ambos rangos conjuntamente una sola expresión, y es necesario un cambio de exponente cuando par las longitudes de onda más largas. En ambos casos se observa que a medida que aumenta λ , estos errores se hacen mayores.

Para comprobar qué ley reproduce mejor nuestros datos, podemos calcular la χ^2 para cada uno de los casos anteriores, tal y como se detalla en la tabla 3.7 y la fig. 3.24. A la vista de estos resultados, podemos concluir lo siguiente:

- Considerando ambos rangos por separado, ambas leyes describen con una precisión aproximadamente igual el comportamiento de la extinción, aunque la ley de potencias clásica tiene un parámetro libre menos.
- Ninguna de las dos leyes es capaz de explicar la variación de R_{23}^{12} a lo largo de todo el rango de estudio satisfactoriamente sin un cambio de exponente.

Tabla 3.7: χ^2 totales calculados con los valores de los exponentes de las ecs. 3.29 y 3.33, derivados sólo con las longitudes de onda del rango correspondiente.

Rango	$\chi^2(\alpha)$	$\chi^2(\beta)$
IRC	3.2	3.4
IRM	3.4	3.2
Ambos	29.5	24.3

A la vista de los datos aquí descritos, ambas descripciones de la extinción reproducen con igual fidelidad el comportamiento de la misma en el rango $1 < \lambda < 8 \mu m$. Dado que la ley de extinción clásica tiene un parámetro libre menos (puesto que en el modelo de FM09 incluye una normalización para la longitud de onda, λ_0), en principio ésta sería la relación óptima, aunque a la hora de seleccionar una ley, es necesario tener en cuenta que el modelo de FM09 es extensible hasta el ultravioleta, mientras que leyes de potencias similares a las de Cardelli et al. (1989) o la

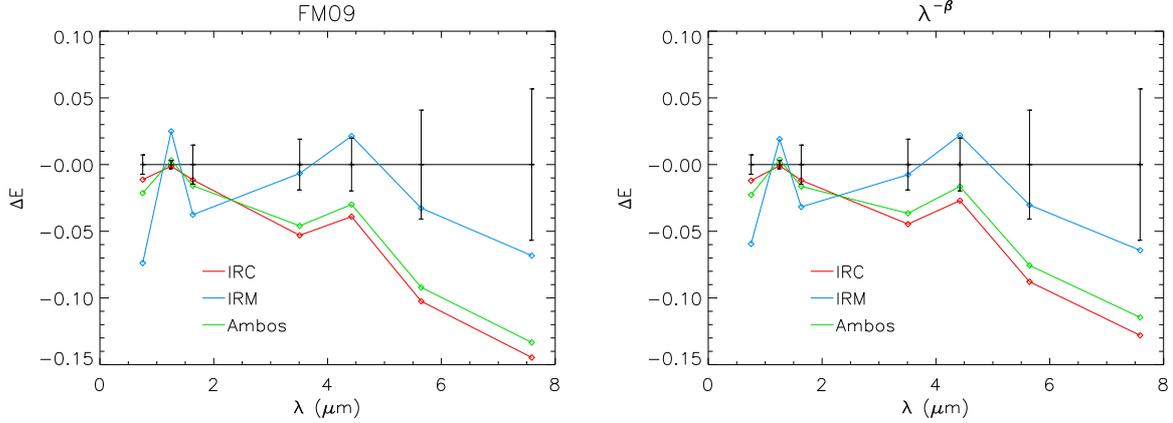


Figura 3.24: Diferencias entre las razones de exceso de color $\Delta E = \frac{E(m_\lambda - K)}{E(J - K)} - \left(\frac{E(m_\lambda - K)}{E(J - K)} \right)^{(\text{modelo})}$ para los exponentes calculados en el infrarrojo cercano, medio y usando ambos regímenes ; los dos primeros puntos (en $\lambda \sim 0.5\mu m$ y $\lambda \sim 1.5\mu m$) representan $\frac{E(H - K)}{E(J - H)}$ y $\frac{E(J - H)}{E(J - K)}$.

aquí utilizada también requieren de cambios de exponente para reproducir las observaciones de A_λ con $\lambda < 1 \mu m$, mientras que en principio la anterior sólo requerirá un cambio con $\lambda > 3\mu m$.

A pesar de ello, podemos intentar extrapolar en ambos casos la extinción hasta el filtro V, y obtener la tabla 3.8. Aunque es imposible verificar la validez de esta extrapolación con los datos disponibles, los cocientes $A_{\lambda V}$ tienen la ventaja de que nos permiten comparar nuestros resultados con otros trabajos, como los de Rieke&Lebofsky (1985) o Cardelli et al. (1989), resumidos en la tabla 3.9. Para nuestras dos leyes, el comportamiento de $A_{\lambda V}$ es similar, aunque la ley de potencias tiende a derivar cocientes en torno a un 30% más bajos. Esto es en parte debido a que la extinción A_V extrapolada según esta es mayor que la derivada con FM09: $A_V(\beta)/A_V(\alpha) = 1.51$.

Tabla 3.8: Cocientes de extinción derivados con la ley de FM09 (α) y con una ley de potencias (β).

α			
$A_{\lambda V}$	IRC	IRM	Ambos
J	0.145 ± 0.004	0.196 ± 0.012	0.154 ± 0.005
H	0.068 ± 0.003	0.103 ± 0.008	0.074 ± 0.003
K	0.029 ± 0.002	0.049 ± 0.005	0.032 ± 0.002
β			
$A_{\lambda V}$	IRC	IRM	Ambos
J	0.114 ± 0.004	0.143 ± 0.010	0.120 ± 0.005
H	0.055 ± 0.003	0.075 ± 0.007	0.059 ± 0.003
K	0.024 ± 0.002	0.037 ± 0.004	0.026 ± 0.002

Esta diferencia se modera si comparamos cocientes dentro del infrarrojo. Así:

$$\begin{aligned}
 A_{JK}(\alpha) &= 5.05 \pm 0.13 \\
 A_{JK}(\beta) &= 4.74 \pm 0.16
 \end{aligned}
 \tag{3.34}$$

Tabla 3.9: Cocientes de extinción para Rieke & Lebofsky (1985) y Cardelli et al. (1989).

$A_{\lambda V}$	RL85	C89
J	0.282	0.282
H	0.175	0.190
K	0.112	0.114

Los errores asociados con la ley de potencias son mayores puesto que tiene una dependencia mayor con su exponente β que el modelo de FM09. Propagando incertidumbres iguales, esta última derivará un error para el cociente de extinción menor.

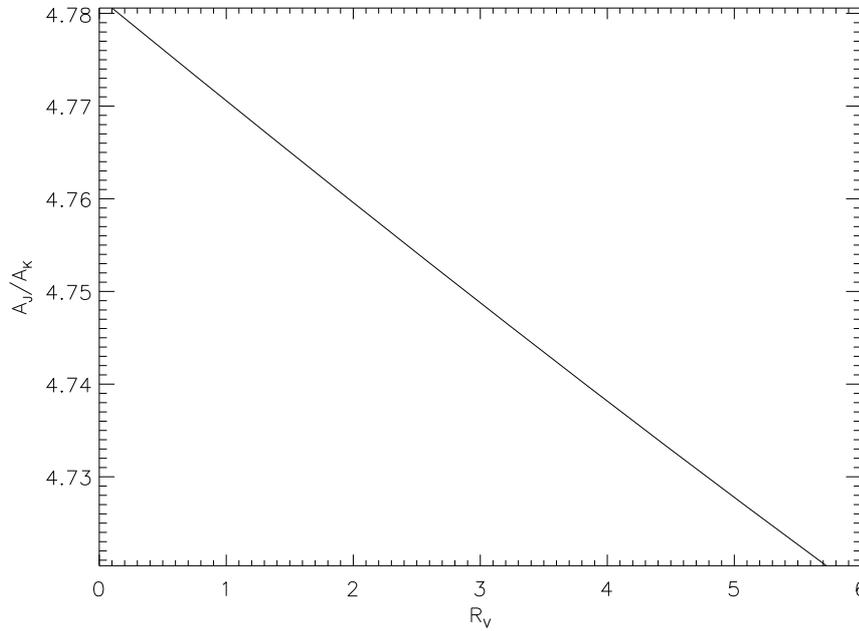


Figura 3.25: Variación de A_{JK} en función de R_V para la ley de potencias. Las variaciones en el cociente están por debajo del 1% en todo el rango esperado de parámetros.

Hemos visto que el considerar el efecto del perfil de los filtros en la determinación de estos cocientes introduce una pequeña dependencia con A_V y R_V de la que no podemos deshacernos puesto que, como se muestra en la fig. 3.21, en los R_{23}^{12} sólo hay información sobre el exponente de la ley de extinción, y no de estos dos parámetros. Aún así, su influencia es pequeña, y sobre un rango amplio ($1 < R_V < 5$ y $5 < A_V < 40$) las variaciones totales de A_{JK} (y por extensión del resto de cocientes, puesto que la relación funcional con R_V y A_V es la misma) se mantienen por debajo de un 1% (fig. 3.25).

Con la tabla 3.8 se deriva un cociente $A_V/A_K = 34 \pm 3$ en el caso de la ley de FM09 y de 42 ± 4 usando una ley de potencias. Aunque estos valores están muy por encima de lo predicho por los modelos de extinción clásicos ($A_V/A_K \sim 9$ para Rieke&Lebofsky, 1985), un creciente número de estudios similares apuntan a un comportamiento de la materia interestelar parejo con

lo aquí expuesto. Gosling et al. (2009) obtienen un cociente de 28.7 ± 14 , que se corresponde con $\beta = 2.54 \pm 0.52$, compatible con nuestros valores. Nishiyama et al. (2006) deriva un valor $\beta = 1.99 \pm 0.01$ para el bulbo, lo que implica que $A_K/A_J = 0.331 \pm 0.004$, comparable al cociente de ~ 0.25 obtenido aquí. Los mismos autores, a partir de observaciones simultáneas en V y el infrarrojo y por lo tanto sin necesidad de asumir la extrapolación hecha aquí determinan que $A_V : A_J : A_H : A_Ks = 1 : 0.188 : 0.108 : 0.062$ (Nishiyama et al. 2008). Conviene notar también que estos cocientes en principio son más favorables a la ley de FM09 que a una del estilo $\lambda^{-\beta}$.

Más recientemente Stead&Hoare (2009), utilizando datos de UKIDSS para regiones con $l > 27^\circ$ obtienen que $\beta = 2.14 \pm 0.05$, lo que conlleva que $R_{HK}^{JH} = 1.86 \pm 0.11$, compatible con $R_{HK}^{JH} = 1.9 \pm 0.3$ derivado de nuestros cálculos.

Parte de la discrepancia entre los anteriores resultados pudiera deberse a que los sucesivos coeficientes se derivan a partir del estudio de diferentes poblaciones estelares, puesto que como se muestra en la ec. 3.24, los cocientes de extinción también dependen del perfil de emisión de la fuente. Podemos evaluar esta variación para nuestras leyes de extinción; tal y como se aprecia en la tabla 3.10, hay una ligera tendencia de $A_{\lambda V}$ a decrecer con la temperatura y la clase de luminosidad, pero muy por debajo de los errores típicos expuestos anteriormente.

Tabla 3.10: Cocientes de extinción derivados con la ley de FM09 (α) y con una ley de potencias (β) para diferentes tipos espectrales.

Tipo esp.	$\alpha = 2.93$			$\beta = 2.72$		
	A_{JV}	A_{HV}	A_{KV}	A_{JV}	A_{HV}	A_{KV}
A0V	0.154	0.074	0.031	0.121	0.059	0.026
A5V	0.154	0.074	0.031	0.122	0.059	0.026
F0V	0.154	0.074	0.032	0.122	0.060	0.027
F5V	0.155	0.074	0.032	0.122	0.060	0.027
G0V	0.155	0.074	0.032	0.123	0.060	0.027
G5V	0.155	0.074	0.032	0.123	0.060	0.027
K0V	0.155	0.074	0.032	0.123	0.060	0.027
K3V	0.156	0.075	0.032	0.124	0.060	0.027
K5V	0.156	0.075	0.032	0.124	0.060	0.027
K7V	0.157	0.075	0.032	0.124	0.061	0.027
M0V	0.157	0.075	0.032	0.125	0.061	0.027
A5III	0.154	0.074	0.032	0.122	0.060	0.027
F0III	0.154	0.074	0.032	0.122	0.060	0.026
G5III	0.155	0.074	0.032	0.123	0.060	0.027
G8III	0.155	0.074	0.032	0.123	0.060	0.027
K0III	0.156	0.074	0.032	0.123	0.060	0.027
K2III	0.156	0.075	0.032	0.123	0.060	0.027
K3III	0.156	0.075	0.032	0.124	0.060	0.027
K5III	0.157	0.075	0.032	0.124	0.060	0.027
M0III	0.157	0.075	0.032	0.124	0.060	0.027

Sin embargo, en el caso de que los A_{12} se deriven a partir de una determinada ley de extinción,

existe otra fuente de variación. Como hemos visto, es posible derivar el exponente de la ley en cuestión a partir de la ec. 3.14, minimizando el valor de α o β para los R_{23}^{12} (o A_{12} si se dispone de ellos) obtenidos de manera observacional. Para ello sólo es necesario escoger un juego de longitudes de onda ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) representativas del sistema fotométrico utilizado.

Hay una serie de valores posibles (longitudes efectivas, isofotales, etc.), y la elección afectará al resultado de la inversión. Para evaluar este efecto, podemos recurrir de nuevo a la estadística bayesiana. Si en lugar del método utilizado anteriormente realizamos la inversión directamente sobre la ec. 3.14 para el infrarrojo cercano (en el que los errores son menores) podemos dejar las longitudes de onda como parámetros libres, y ver si los tres R_{23}^{12} medidos son capaces de darnos alguna información sobre ellos.

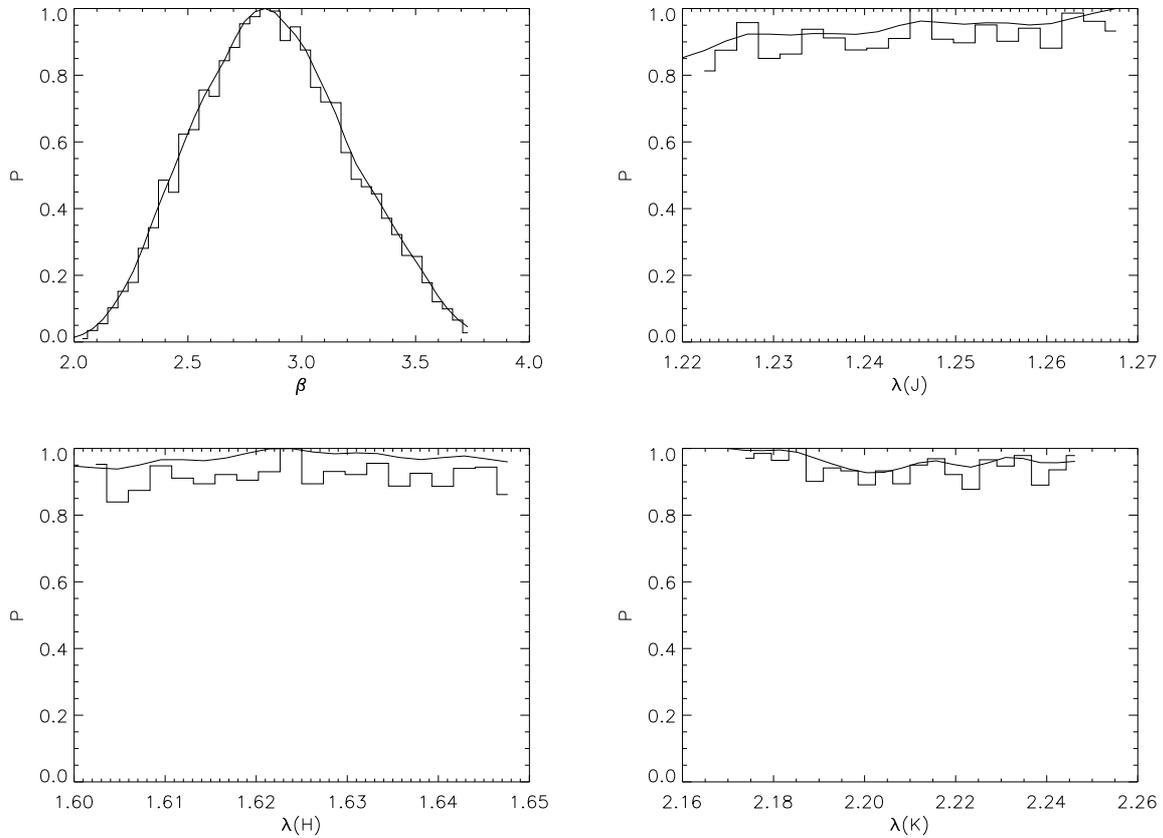


Figura 3.26: Distribución posterior marginalizada y normalizada al máximo para las tres longitudes de onda y el exponente β en la ec. 3.14.

Como se puede apreciar en la fig. 3.26, de nuevo el valor del exponente presenta un máximo claro, mientras que cualquier valor de las longitudes de onda es igualmente válido (dentro de un amplio rango de variación de 500\AA). La anchura de la gaussiana para la marginalización de β es también en este caso mucho mayor, capaz de acoger prácticamente todos los exponentes disponibles en la literatura.

Es posible interpretar estos resultados de la siguiente manera. Dado que los diferentes R_{23}^{12} no contienen información sobre ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$), para cualquier combinación de longitudes de onda

que uno escoja es posible encontrar un valor de β capaz de proporcionar un ajuste razonable a las observaciones. Mientras la elección de longitudes de onda sea consecuente, los cocientes de extinción serán comparables unos con otros, pero a la hora de acarrear los resultados de un estudio a otro en el que cambia la elección de $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$, bien porque se trate de un nuevo sistema fotométrico o porque, por ejemplo, se ha optado por los valores isofotales en lugar de los efectivos, se ha de tener en cuenta que gran parte de las diferencias se pueden explicar sólo en base a esta elección.

Con el método aquí propuesto, integrando directamente sobre el perfil instrumental en cada una de las bandas, puentea este problema, de manera que los valores de β o de los cocientes de extinción aquí derivados son directamente comparables con los calculados para cualquier otro sistema fotométrico, sin necesidad de entrar en consideraciones respecto a la longitud de onda que se ha de asociar a cada filtro.

3.3.3 Estructura de la barra

La variación de la extinción con la longitud de onda influirá en nuestros cálculos de μ (y con él de distancia) a través del cociente A_{JK} . Por lo tanto, sólo una vez establecido su valor para nuestro dominio de medida, podemos extender el análisis descrito en 3.2.4 a todas las líneas de visión de nuestro estudio.

Tal y como se ha descrito en la sec. 3.2.4, para cada línea de visión calculamos un histograma de μ , que ajustaremos al funcional:

$$N(\mu_e) = a_0 \cdot \exp\left(-\frac{(\mu_e - a_1)^2}{2 \cdot a_2^2}\right) + a_3 + a_4 \cdot \mu_e + a_5 \cdot \mu_e^2$$

El parámetro a_1 nos dará la posición del máximo de densidad de las estrellas a lo largo de la línea de visión, medida que podemos transformar en una distancia siguiendo la ec. 3.18. El módulo de distancia depende de la magnitud absoluta en la banda K de las gigantes K2, de la magnitud aparente y de la extinción en la banda. Propagando las incertidumbres de la sección anterior, obtenemos que los errores típicos son:

$$\begin{aligned} \Delta(A_K) &= 0.06 \text{ mag} \\ \Delta(\mu_e) &= 0.08 \text{ mag} \\ \Delta(d) &= 0.3 \text{ kpc} \end{aligned} \tag{3.35}$$

Además de estos errores, existe otro parámetro a tener en cuenta. Como se discutió en la sec. 3.2.1, en algunos de nuestros campos la completitud puede limitar nuestra capacidad de resolver la barra. Esto puede ser debido a dos efectos. En aquellas líneas de visión en las que la extinción es anormalmente grande, a la magnitud límite de UKIDSS las gigantes de la barra son demasiado débiles para ser vistas. Como se aprecia en la fig. 3.27, existe una correlación entre el número de estrellas de tipo K2III extraídas para el campo (normalizado con el ancho de la traza dm) y la extinción interpolada a 8 kpc, con un coeficiente $R = -0.75$. Este efecto es particularmente severo en torno a $l=14^\circ$ y $l=24^\circ$.

Pero además, a medida que nos acercamos al centro galáctico, la densidad estelar crece, hasta un punto que incluso con un telescopio de 4m como el de UKIDSS es imposible resolver las estrellas individualmente. Como consecuencia de ello, varias estrellas débiles aparecen al observador como un sólo objeto mucho más brillante. Dado que derivamos la distancia de las

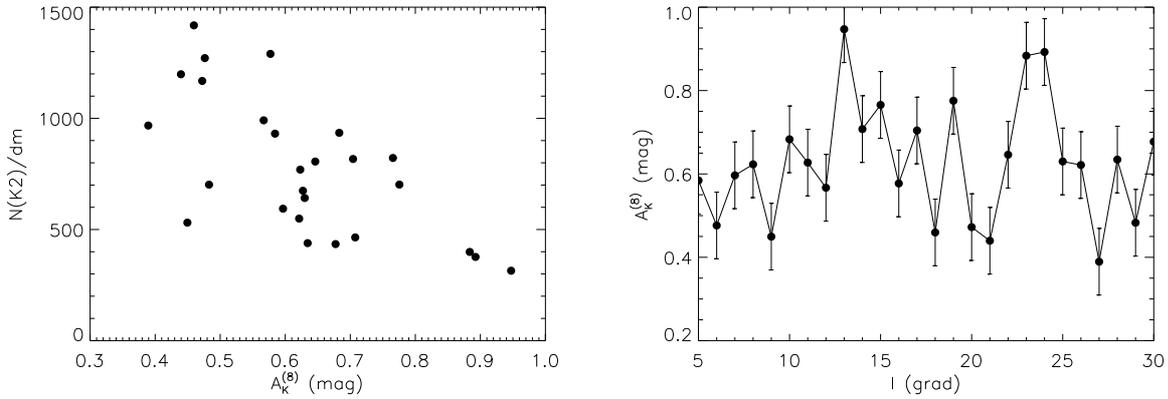


Figura 3.27: Izqda.: Número de K2III, normalizado con el ancho de la traza dm , seleccionadas para cada campo frente a la extinción interpolada a 8 kpc . Dcha.: Extinción interpolada a 8 kpc para cada una de las líneas de visión.

estrellas de su brillo, esto implicará que un gran número de ellas aparecerán más cerca de lo que realmente están, difuminando toda estructura potencialmente visible.

En ambos casos, el resultado final es que es imposible distinguir si la caída en el histograma de μ está asociada realmente a un descenso en la densidad estelar o bien es debido a que llegamos al límite de completitud. Todos los campos susceptibles de estar afectados por esto están denotados con cruces en la fig. 3.28, en la que se resumen los resultados. Además, dado que la altura de escala del polvo es de $\sim 100 pc$, es posible minimizar su efecto levantándonos ligeramente del plano, y para los campos más afectados de ella se ha calculado también el máximo con $b=0.5^\circ$. Los resultados de estos cálculos se detallan en las tablas C.1 y C.2.

En dicha gráfica es posible apreciar como tanto a través de los máximos como de la derivada los resultados son similares (de hecho la diferencia media entre los puntos de un método y otro es de 0.3 kpc , idéntica al error). Para los campos con $l < 10^\circ$ se puede apreciar como incluso el método de la derivada predice valores de d cada vez mayores. Esto está asociado a los efectos de la completitud antes descritos. Exceptuando estos campos, la sobredensidad tiende a alinearse en este caso con una recta que forma un ángulo de $\sim 54^\circ$ con la línea que une el Sol con el centro de la Galaxia. En principio esto está lejos del valor derivado por Benjamin et al. (2005), López-Corredoira et al. (2007) y Cabrera-Lavers et al. (2008), de 43° .

Es posible, sin embargo, conciliar los resultados. Para ello basta con tener en cuenta que, como se demuestra en la sec. 3.3.2 la extinción en el infrarrojo podría ser menor de lo predicho utilizando los coeficientes A_λ/A_V canónicos. Esto llevaría asociado que todos aquellos trabajos que utilicen la fotometría para derivar la distancia al centro galáctico podrían estar sobreestimando el valor de A_K . Por ejemplo, Nishiyama et al. (2006) determinan en su estudio que, a partir de la magnitud aparente de gigantes K2, $R_\odot = 7.6 kpc$. Para ello hacen uso del valor $A_K/E(H - K) = 1.66$. Según la calibración aquí presentada, este cociente en realidad sería de 0.77. Esta diferencia podría mover el centro galáctico aproximadamente 1 kpc más atrás.

Esto podría explicar en parte las discrepancias en las medidas de la distancia al centro de la Galaxia. Mientras que por lo general las medidas basadas en la fotometría de gigantes rojas tienden a obtener valores de R_0 más pequeños: $R_0 = 7.6 \pm 0.5 kpc$ (Nishiyama et al., 2006), $R_0 = 7.6 \pm 0.15 kpc$ (Babusiaux&Gilmore, 2005); al estimar este radio con otros métodos, como

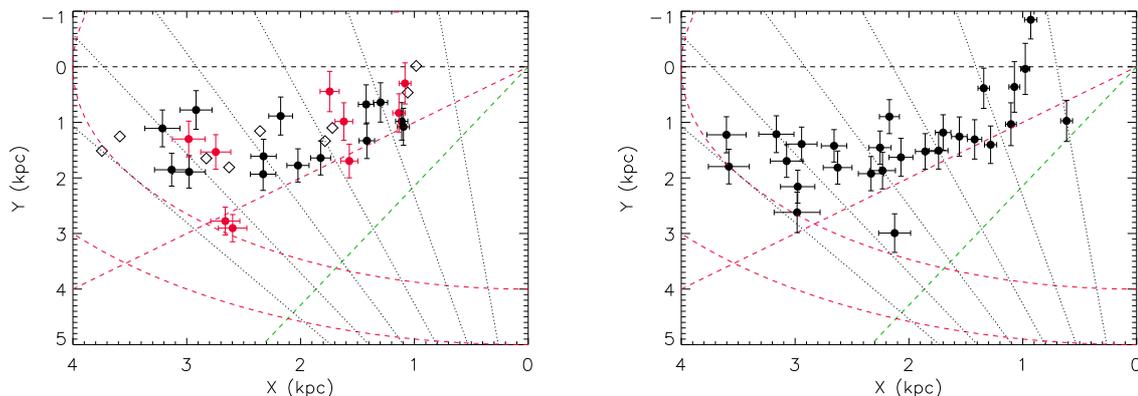


Figura 3.28: *Izqda.*: Situación de los máximos de densidad para $b=0^\circ$ (negro) y $b=0.5^\circ$ (rojo). Los rombos denotan los campos con problemas de completitud. *Dcha.*: Misma medida pero utilizando el método de la derivada. En ambas gráficas las rectas de trazos marcan un ángulo de 45° (roja) y 20° (verde), mientras que las circulares se sitúan a $R_{GC} = 4 \text{ kpc}$ y $R_{GC} = 5 \text{ kpc}$. La proyección es análoga a la de la figs. 1.2 y 2.2. El centro galáctico se encuentra en $(0,0)$ y el Sol en $(0,8)$. Las líneas punteadas parten de ésta y marcan la longitud galáctica desde $l=5^\circ$ a $l=30^\circ$ en intervalos de 5° .

las variables de largo periodo ($R_0 = 8.24 \pm 0.5 \text{ kpc}$, Matsunaga et al., 2009), o el análisis de las órbitas de estrellas centrales ($R_0 = 8.4 \pm 0.4 \text{ kpc}$; Ghez et al. 2008; $R_0 = 8.33 \pm 0.35 \text{ kpc}$, Gillessen et al. 2009) colocan al Sol más alejado del centro de la Galaxia.

De hecho, si en lugar del valor utilizado hasta ahora de $R_\odot = 8 \text{ kpc}$ nos movemos a $R_\odot = 8.5 \text{ kpc}$ (el valor estándar asumido por la IAU), obtenemos los resultados de la fig. 3.29.

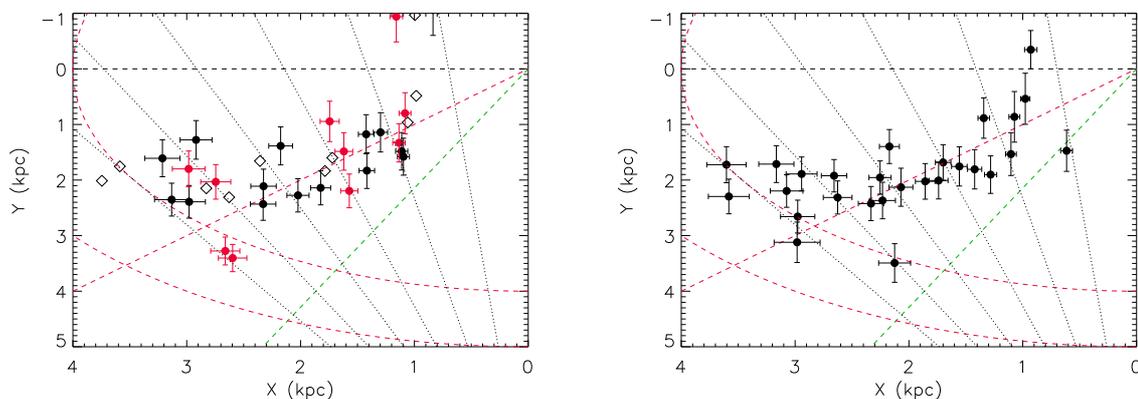


Figura 3.29: Igual que la fig. 3.28 pero con el centro galáctico a 8.5 kpc del Sol.

Además de la distribución de distancias del máximo, del coeficiente a_2 del ajuste anterior también podemos extraer información. Dado que se trata de la σ de la gaussiana, nos dará información sobre el ancho de la sobredensidad a lo largo de la línea de visión. En la fig. 3.30 vemos cómo varía este parámetro con la longitud galáctica, para los campos del plano (puesto que fuera de plano la altura de escala de la barra haría que a_2 variase). Se puede apreciar que este parámetro se mantiene más o menos constante en torno a un valor de $\approx 2 \text{ kpc}$, salvo para

aquellos campos en los que hay problemas de completitud (en torno a $l=23^\circ$, $l > 27^\circ$ y $l < 10^\circ$), para los que presenta un valor mayor.

Teniéndolos todos en cuenta, obtenemos que la mediana y la desviación:

$$\begin{aligned} \langle \Delta d \rangle &= 2.2 \text{ kpc} \\ \sigma(\Delta d) &= 1.2 \text{ kpc} \end{aligned} \quad (3.36)$$

Dado que estamos viendo una estructura que no es perpendicular a la línea de visión, cabría esperar que Δd tuviese una dependencia con la longitud galáctica, de manera que a medida que nos movemos a longitudes menores, la anchura aparente de la barra decreciese. Si asumimos el valor de la ec. 3.30 y un ángulo de 45° , esta variación sería de en torno a 0.3 kpc a lo largo de todo nuestro dominio de medida, por lo que caería por debajo de nuestro error observacional, por lo que podemos asumir un valor medio de anchura para toda la barra, que en módulo de distancia se corresponde con:

$$\begin{aligned} \langle \Delta \mu_e \rangle &= 0.32 \text{ mag} \\ \sigma(\Delta \mu_e) &= 0.13 \text{ mag} \end{aligned} \quad (3.37)$$

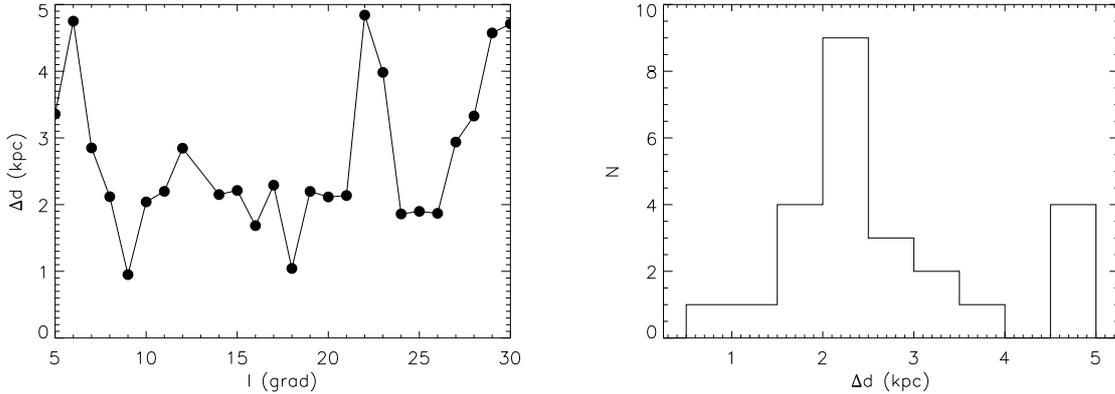


Figura 3.30: Evolución de a_2 con la longitud galáctica (izqda.) e histograma del mismo (dcha.). Ambas gráficas son para los campos con $b=0^\circ$.

3.3.4 Conclusiones

A lo largo de las secciones anteriores se ha desarrollado un método efectivo para aislar las estrellas del grupo rojo sobre un DCM, basado en el de López-Corredoira et al. (2002). Utilizando las notables propiedades de esta población, hemos podido comprobar cómo afecta la materia interestelar a la radiación infrarroja, a través de los cocientes de extinción A_K/A_J y A_H/A_K , además de extender este estudio hacia las longitudes más largas ofrecidas por el satélite Spitzer.

Dado que el brillo aparente de una estrella estará afectado tanto por la distancia a la que se encuentra del observador como por la extinción interestelar, estos cocientes son de particular interés para el estudio de la estructura galáctica, pues modulan la escala de distancias derivada a partir de datos fotométricos.

Los resultados obtenidos apuntan a que para el sistema fotométrico de UKIDSS el medio interestelar es más transparente de lo sugerido por los modelos clásicos de Rieke&Lebofsky (1985) o Cardelli et al. (1989). Utilizando de nuevo las gigantes K2, hemos visto cómo en el interior galáctico se aprecia de manera conspicua una sobredensidad que asociamos con la barra larga de la Vía Láctea (Hammersley et al. 1994). Con los datos del cartografiado UKIDSS-GPS y a la luz de los nuevos cocientes de extinción derivados, concluimos que esta estructura forma un ángulo de $\sim 45^\circ$ con la línea que une el Sol con el centro de la galaxia, estando ambos separados una distancia de 8.5 *kpc*, compatible con las más recientes medidas de la misma.

La presencia de una barra en una galaxia afecta de manera notoria a toda su estructura, por lo que su estudio es de gran interés para el conocimiento general de la Vía Láctea. Los resultados aquí obtenidos nos permitirán lanzar GALEP, un programa que continuará el estudio llevado a cabo en el capítulo 2 con EMIR, el espectrógrafo multiobjeto infrarrojo de GTC.

3.4 GALEP: Preparación de objetivos

3.4.1 Introducción

Como hemos visto, a través de la fotometría multifiltro de las gigantes K2 no sólo es posible estudiar su distribución en distancia a lo largo de la línea de visión, sino que además podemos conocer cómo se comporta la extinción interestelar a través de la curva (d, A_K) .

Con estos datos, dada una población estelar cualquiera, podemos calcular qué región ocupará en el DCM en función de la distancia. Dado que sabemos la zona de la Galaxia en la que se encuentra aproximadamente la barra, podemos definir sobre uno de estos diagramas una región que estará mayoritariamente poblada por las estrellas de un determinado tipo que pertenecen a esta estructura.

Para nuestro objetivo, nos centraremos en las gigantes de tipo tardío, debido principalmente a dos motivos:

- Son una población abundante y uniformemente distribuida a lo largo de toda la Vía Láctea.
- Son una población vieja, por lo que estarán uniformemente distribuidas a lo largo de la barra dado que el tiempo típico de difusión de la misma (en torno a 100 Ma , Wozniak et al. 2007) es mucho menor que la edad típica de una de estas estrellas (varios giga-años).

Utilizaremos las magnitudes y colores absolutos de Wainscoat et al. (1992):

Tabla 3.11: Magnitudes absolutas para las gigantes tardías según Wainscoat et al. (1992).

<i>Tipo</i>	M_J	M_H	M_K
K0	-0.45	-0.97	-1.11
K2	-0.89	-1.50	-1.65
K4	-2.18	-2.91	-3.10
M0	-3.17	-3.93	-4.14
M1	-3.39	-4.19	-4.40
M2	-3.72	-4.53	-4.76
M3	-4.13	-4.98	-5.23
M4	-4.88	-5.77	-6.04
M5	-5.66	-6.59	-6.90
M6	-6.60	-7.55	-7.90
M7	-7.67	-8.65	-9.04

Como hemos visto anteriormente, las diferencias entre sistemas fotométricos suponen variaciones apreciables en la relación entre la distancia y la magnitud aparente. Aunque nuestro objetivo ahora es calcular qué zona del DCM maximiza la densidad de gigantes de la barra, y por lo tanto diferencias del orden de 0.1 mag serán mucho menos significativas, para minimizar su efecto no usaremos los valores absolutos de la tabla 3.11, sino que calcularemos las diferencias en color y magnitud respecto a las estrellas de tipo K2III, que hemos calibrado convenientemente en nuestro sistema.

3.4.2 Selección de fuentes

Como hemos visto en la sec. 3.3.3, los máximos medidos según el coeficiente a_1 nos informan de la posición de la barra sobre las diferentes líneas de visión, mientras que a_2 está relacionado con su anchura. Este último, además, se mantiene constante -dentro de la incertidumbre del método- para todos los campos.

El método de selección es entonces simple. A partir de los valores de $((J - K), m_K)$ para las gigantes K2, podemos derivar idénticas curvas para todos los tipos espectrales de la tabla 3.11 a partir de las diferencias de color/magnitud de cada tipo espectral con las gigantes de referencia.

Una vez obtenidas estas curvas, unidas a las de (d, A_K) podemos calcular, con el módulo de distancia del máximo de densidad de la tabla C.1 y el ancho promedio $\bar{\sigma} = 0.32 \text{ mag}$, entre qué valores de m_K y $(J - K)$ se situarán las gigantes de la barra, obteniendo un diagrama similar al de la fig. 3.31.

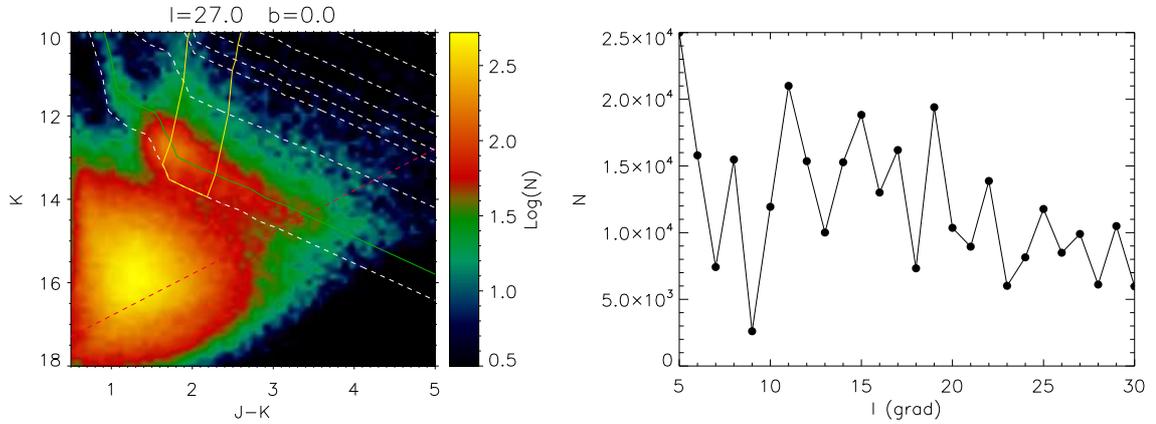


Figura 3.31: Izqda.: DCM para $l=27^\circ$. La línea verde denota la traza de las gigantes K2, mientras que las trazos blancos marcan las de los tipos espectrales sucesivamente más tardíos a medida que nos desplazamos a magnitudes más brillantes. La zona contenida dentro de los trazos amarillos sería la que ocuparían las gigantes de la barra. Dcha.: Número de estrellas seleccionadas en función de la longitud galáctica.

En cada uno de estos campos de 0.25 deg^2 se pueden encontrar del orden de 10^4 gigantes objetivo. Este número variará dependiendo de muchos factores, pero tal y como se puede ver en el panel derecho de la fig. 3.31, el dominante parece ser la densidad estelar promedio, lo que se traduce en que el número de estrellas seleccionadas decrece con la longitud galáctica. También se puede apreciar el efecto de la completitud, pues tanto los campos en $l=13^\circ$ y 24° (junto con los ocasionales agujeros en la cobertura del catálogo, como en $l=14^\circ$, ver fig. C.30), además de todos aquellos con $l < 10^\circ$ presentan mínimos relativos en el número de fuentes.

3.4.3 Optimización de apuntados

Si el número promedio de objetivos está en torno a 10^4 por cada 0.25 grados cuadrados, y dado que EMIR en modo de espectroscopía multiobjeto tendrá un campo de visión de aproximadamente $6'7 \times 4'$ (o 26.8 arcmin^2), cada uno de nuestros campos se divide en una malla de unos 34 apuntados conteniendo varios cientos de estrellas.

A pesar de ello, la variabilidad de la densidad espacial de fuentes es grande; dado que el sistema de rendijas ofrecerá un máximo de 55 espectros, es necesario buscar aquellas regiones

que permitan optimizar el tiempo de telescopio.

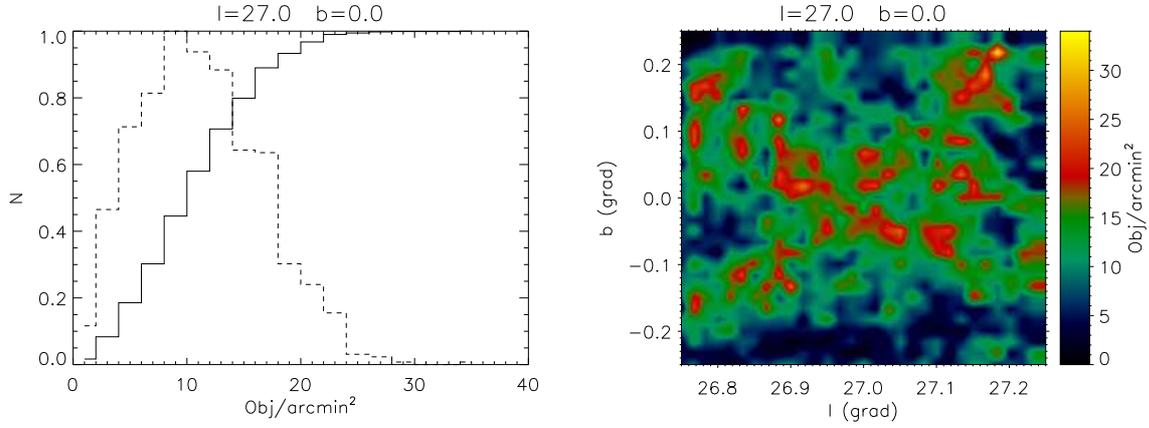


Figura 3.32: Izqda.: Frecuencia acumulada de objetos por minuto de arco para $l=27^\circ$ (línea sólida) e histograma normalizado al máximo (línea de trazos). Dcha.: Densidad espacial de objetivos por minuto de arco.

En la fig. 3.32 podemos ver la distribución de apuntados para uno de los campos de GALEP, en $l = 27^\circ$; el máximo está en torno a 10 fuentes por minuto cuadrado (lo cual nos da unas 300 fuentes por apuntado), pero la distribución es asimétrica, de manera que un porcentaje apreciable de posibles apuntados, un 10%, no son capaces de llenar las rendijas de EMIR, con $n < 2 \text{ obj/arcmin}^2$ (esto es extensible a otras longitudes galácticas, como se puede apreciar en la sec. C.4).

Otro factor a tener en cuenta a la hora de seleccionar los posibles apuntados es el hecho de que el rango de magnitudes de las estrellas seleccionadas es amplio. Para todos los campos del plano galáctico éstas verifican que $9 < m_K < 15$, por lo que es posible que en un mismo apuntado de GALEP convivan estrellas de magnitud muy diferente, siendo irreconciliables sus posibles tiempos de exposición óptimos.

Aunque el máximo de fuentes se encuentra en torno a $m_K = 13$ (fig. 3.33), para cualquier región de $6'7 \times 4'$ existirá un número apreciable de estrellas con magnitud $m_K < 10$, lo que dará lugar a diferencias en la señal a ruido de hasta tres órdenes de magnitud.

Se presentan varias estrategias para solventar esto:

- Combinar varios apuntados que compartan el mismo grupo de estrellas débiles, junto con otras más brillantes que variarán entre ellos. De esta manera, de cada uno se obtendrá un espectro para las estrellas brillantes con señal a ruido suficiente, mientras que para las más débiles se mejorará la calidad de los datos combinando los resultados de varios apuntados.
- Localizar varios apuntados para cada coordenada galáctica con el mayor número de estrellas de magnitud similar, de tal manera que se observe cada grupo con un tiempo de exposición adecuado y se obtenga la misma señal a ruido para todos.
- Localizar los apuntados con el mayor número de objetivos y utilizar el tiempo de exposición que garantice la señal a ruido deseada para las estrellas débiles. Aunque algunas de las otras fuentes probablemente saturan o sufran efectos de no linealidad, escogiendo un modo de lectura para el detector adecuado, sería posible corregirlos en la reducción de datos.

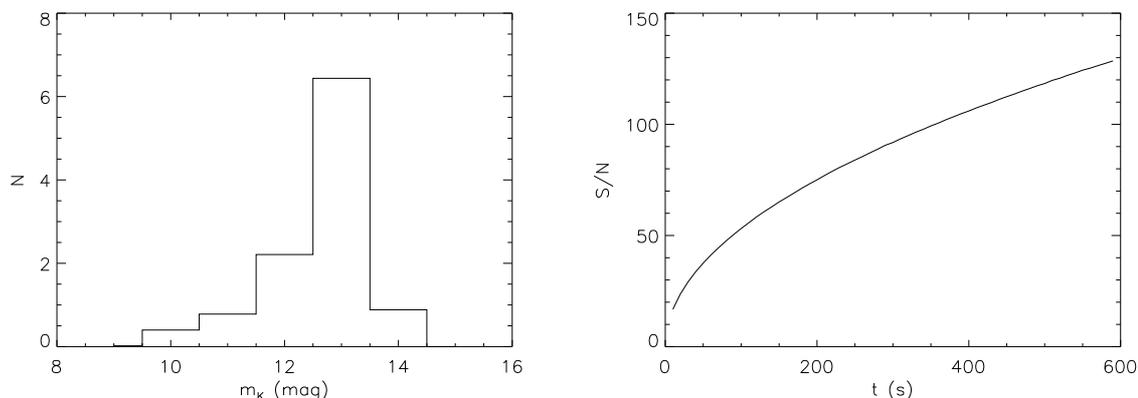


Figura 3.33: Izqda.: Número medio de estrellas objetivo por minuto de arco en función de la magnitud m_K . Dcha.: Señal a ruido que se obtendría en EMIR en función del tiempo de exposición para una gigante K de magnitud $m_K = 14$.

Cuál sea la manera óptima de enfocar el programa dependerá de las prestaciones finales de EMIR; si es más costoso en tiempo reconfigurar la unidad de rendijas que reapuntar el telescopio la primera de las opciones será menos ventajosa que la segunda, y dependiendo de los efectos que la saturación tenga sobre el detector podría ser necesario descartar la última de las posibilidades.

En cualquiera de los casos, es seguro asumir que en promedio se obtendrán unos 15 espectros por apuntado. Podemos calcular la variación de la señal a ruido con el tiempo para una gigante de tipo K y magnitud $m_K = 14$ (fig. 3.33). En unos 90 segundos una estrella de magnitud 14 alcanza $S/N = 50$. Este tiempo supone el límite inferior de los posibles para nuestro programa, puesto que mientras que para análisis basados en la extracción de anchuras equivalentes la influencia de la señal a ruido no es muy severa, estudios como los descritos en la sec. 2.6.2 requieren ruidos relativos bajos, idealmente en torno al 1%.

En principio, a esta estimación habrá que añadirle el tiempo extra perdido en operaciones de calibración, apuntado y demás. Podemos asumir un valor aproximado del 100%. El número de espectros útiles por apuntado, por lo general, no será de 55, pues es seguro asumir que bien debido a que las limitaciones físicas del sistema de rendijas nos impidan llegar a todos los objetivos, o a que alguna de ellas sea necesaria para labores no productivas, como calibraciones o medición del cielo. Si suponemos que en promedio las aperturas inútiles serán 10, por hora de telescopio obtendremos 200 espectros, lo que nos daría un total de 1600 por noche de programa GALEP, con al menos $S/N = 50$ (aunque, como se puede ver en el histograma de la fig. 3.33 el pico de la distribución de señales a ruido estará en valores mucho mayores).

Para entonces conseguir el objetivo nominal del programa, llegar a los ~ 10000 espectros, serían necesarias unas 10 noches de observación.

Conviene notar, no obstante, que esta es una primera estimación del tiempo total de observación, llevada a cabo con las herramientas y los datos disponibles. Parámetros relevantes de la caracterización de EMIR todavía son desconocidos (por ejemplo, la transmitancia total del sistema óptico), y existen otros factores instrumentales que pueden hacer que para un programa como GALEP tiempos de exposición tan cortos no sean los óptimos. Un elemento particularmente sensible en este aspecto es, de nuevo, la unidad de máscaras. Dado que para cada apuntado será necesario reconfigurarla, dependiendo del tiempo que sea necesario invertir en

esta operación puede que sea recomendable aumentar la duración de las integraciones (particularmente si el tiempo de reconfiguración es mayor que el de exposición), de manera que el porcentaje del tiempo total de programa dedicado a labores no productivas (los *overheads*) no sea mayor del 50%.

4

EMIR: Calibración en laboratorio

Parte del trabajo de esta tesis ha consistido en una participación intensa en el desarrollo instrumental de EMIR, aún en ejecución en el IAC. De hecho, el proyecto de tesis se concibió desde el inicio como una mezcla de trabajo instrumental e investigación astronómica más tradicional, orientada a proyectos que pudieran llevarse a cabo, al menos en parte, con EMIR una vez en funcionamiento en GTC. La participación en el desarrollo de EMIR ha significado adentrarse en el conocimiento profundo de un instrumento de última generación, desde el diseño conceptual hasta las pruebas de sus diversas unidades previamente a la integración final.

Además de los aspectos específicos que se tratan en este capítulo, y que han constituido una parte fundamental del trabajo instrumental, debe entenderse que se ha participado también el día a día del desarrollo del instrumento, tanto desde el punto de vista más tecnológico como del más astronómico, diseñando el funcionamiento de EMIR como un instrumento eficiente y capaz en el telescopio y controlando el desarrollo de sus prestaciones. Es precisamente esta participación en la construcción de EMIR la que nos capacita para diseñar un proyecto observacional puntero como GALEP, por nuestro conocimiento del instrumento y por el uso privilegiado de su tiempo de observación al que tendremos derecho.

4.1 Introducción

Todos los detectores que operan en el infrarrojo cercano (entre 1 y 5 μm) o medio (entre 5 μm y varias decenas de micras) se basan en el aprovechamiento de las propiedades fotovoltaicas de un determinado compuesto semiconductor (o aleación de ellos). La forma más básica de hacerlo es a través de un bloque del material colocado entre dos electrodos. Cuando un fotón con suficiente energía es absorbido por éste, se liberan cargas en él que se dirigen hacia uno de los electrodos, generando una corriente que puede ser medida.

En un semiconductor, la conducción está caracterizada por la energía de la banda prohibida (E_g), puesto que es la energía que el fotón incidente ha de transmitir a un electrón para que éste salte a la capa de conducción, por la que se puede mover. El valor de esta umbral depende de la temperatura y del material que compone el semiconductor. Además, para que un detector funcione como tal, es necesario que la mayoría de las cargas que se liberan sea debido a la absorción de un fotón y no a excitación térmica. El paso al régimen en el que esta última domina

se produce a una temperatura que viene dada por (Rieke 2007):

$$T_{max} = \frac{200}{\lambda_c} \quad (4.1)$$

Donde T_{max} es la temperatura, en kelvin, a la que se produce el cambio para una determinada longitud de onda de corte (correspondiente a la mínima energía que ha de tener un fotón para liberar un electrón) λ_c medida en micras.

Habitualmente para la construcción de detectores infrarrojos se utiliza una aleación de telururo de cadmio (CdTe) y coloradoita (HgTe) conocida como *HgCdTe* o *MerCadTel*; alterando la cantidad de cadmio en la mezcla es posible modular E_g , y por lo tanto decidir el rango de longitud de onda a la que el material será sensible a la temperatura de trabajo, 77K. Esta temperatura, además de estar por debajo del umbral calculado con la Ec. 4.1, presenta la ventaja de que es el punto de ebullición del nitrógeno, que dada su abundancia y sus propiedades fisicoquímicas es un refrigerador de uso extendido.

Mientras que en otros sistemas detectores, como las CCD habituales en el óptico, una lectura de la información almacenada en cada píxel supone la destrucción de ésta, en el infrarrojo cada píxel está conectado a un transistor de efecto campo (*MOSFET*). Éste permite medir la carga almacenada sin perturbarla, de manera que una lectura del detector no modifica el estado en el que se encuentra. Además, dado que cada elemento de resolución tiene su propio circuito asociado, es posible leerlos por separado. Esto se centraliza a través de un multiplexor, que permite seleccionar un determinado píxel en cada momento. De esta manera se consigue que las operaciones de lectura sean más rápidas, pues aumentando el número de multiplexores se divide el detector en varias secciones a las que se accede simultáneamente.

Además, el hecho que las lecturas no sean destructivas supone que la operación que vacía las cargas almacenadas y vuelve a colocar el detector en su estado inicial no genera ningún tipo de información. A lo largo de este capítulo nos referiremos siempre como *reset* a la conjunción de un borrado junto con una lectura, que nos comunicará el estado del detector justo antes o después (dependiendo del modo seleccionado) de que todos los elementos de resolución hayan vuelto a su estado inicial.

4.1.1 El sistema Rockwell HAWAII-2

La unidad de detección que se ha elegido para EMIR es el sistema Rockwell HAWAII-2, un detector cuadrado de 2048 px, cuyo elemento activo es una aleación de HgCdTe, cuya sensibilidad está optimizada para la banda K (en torno a $2.1\mu\text{m}$) a temperaturas criogénicas.

Está diseñado para ser leído a través de un sistema de 4 o 32 canales, que tienen un tiempo nominal de lectura asociado de 10 segundos el primero y de un segundo el modo más rápido, que será el que se utilice en EMIR.

En la configuración de 32 canales, cada uno de estos se lee de manera independiente, línea a línea. Esto define una dirección "rápida" de lectura (puesto que cada línea de 128 píxeles tardará en torno a 1 *ms* en leerse) y una "lenta", a lo largo del canal, que tardará en recorrerse la totalidad del tiempo de lectura. La disposición de cuadrantes y canales puede verse en la fig. 4.1; los cuadrantes son fabricados de manera independiente y posteriormente ensamblados, de manera que para acomodarlos es necesario disponerlos rotados uno respecto al otro, explicando la variación de la orientación en las direcciones de lectura.

Como se puede ver en la tabla 4.1 las características de fábrica se dividen en especificaciones (el mínimo aceptable para que se considere que el detector funciona) y objetivos (el rendimiento

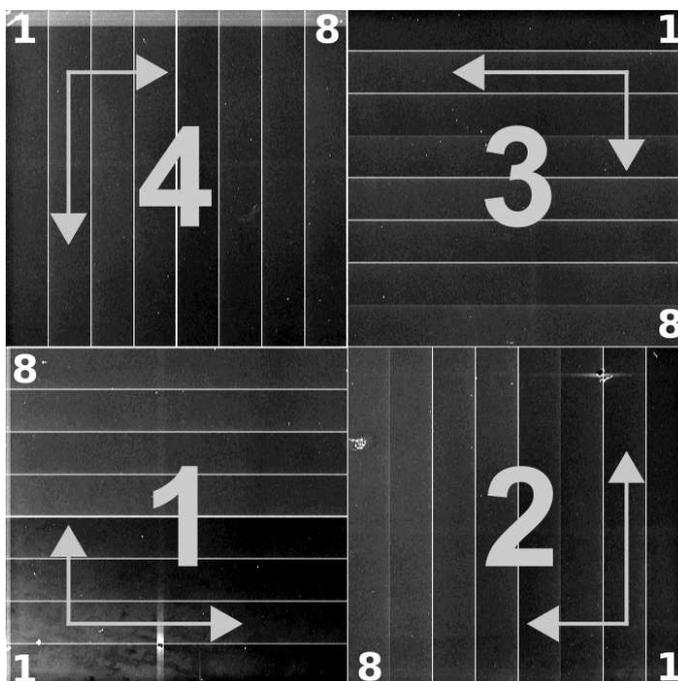


Figura 4.1: Imagen tomada con el detector de ciencia, en la que se aprecian algunos de los defectos del mismo. Los números denotan la nomenclatura para los cuadrantes y los canales que se usará a lo largo del texto. Las flechas marcan las direcciones de lectura rápida (a través del canal) y lenta (a lo largo del canal).

Tabla 4.1: Especificaciones de fábrica para el detector Rockwell HAWAII-2.

Parámetro	Especificación	Objetivo
Formato	2048 × 2048	2048 × 2048
Tamaño de píxel (μm)	18	18
Factor de llenado (%)	90	90
Eficiencia cuántica a ($77 K, 2.3\mu m$)	55%	75%
Lim. superior λ (μm)	2.5	2.5
Lim. inferior λ (μm)	0.9	0.9
Ruido de lectura (e^-) a $77 K$	< 15	< 5
C. de oscuridad (e^-/s) a $77 K$ y $Vr = 0.5 V$	< 1	< 0.1
Pozo (e^-) con $Vr = 0.5 V$	60000	100000
Píxeles útiles (%)	> 95%	> 99%

deseable). La diferencia entre ambos valores es amplia, por lo que será necesario asegurar no sólo que se cumplen las especificaciones, sino ver cuán cerca está el detector del rendimiento ideal.

Además, la electrónica asociada al detector admite cierta libertad a la hora de configurarla,

que también habremos de optimizar. En la fig. 4.2 podemos ver un esquema del circuito embebido debajo de cada píxel de nuestro detector. El acceso a cada elemento de resolución está controlado por dos registros: uno que se encarga de recorrer las líneas a través del canal (dirección rápida) y otro a lo largo del canal (dirección lenta). Dependiendo de con qué señal se sincronicen estos registros, se produce una operación de reset o una lectura.

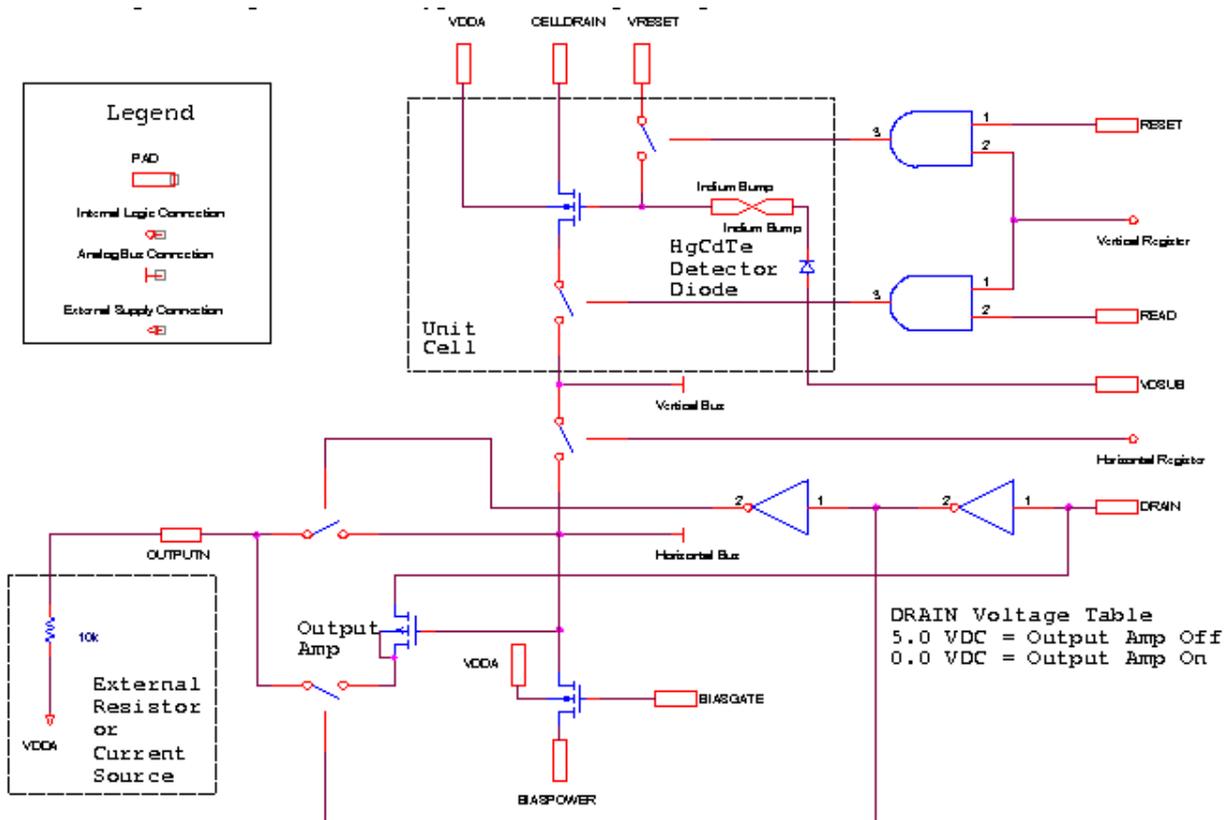


Figura 4.2: Esquema del circuito asociado a uno de los píxeles de nuestro detector.

Tal como se puede ver en la fig. 4.2, el pulso de reset (*RESET* en la figura) está conectado a través de una puerta lógica solamente al registro vertical, de manera que cuando ambas señales están activas, se cierra el circuito y el píxel queda expuesto al voltaje de reset V_r , que vaciará las cargas atrapadas en él. Del valor de este voltaje (que puede variar entre 0.5 y 1.0 V) dependerá la eficiencia del proceso de borrado, por lo que será uno de los parámetros cuya influencia sobre el comportamiento del detector necesitamos conocer.

Por el contrario, el pulso de lectura (*READ*) está conectado tanto al registro vertical como al horizontal. Cuando las dos señales están activas para un determinado píxel, se cierra el circuito y se puede medir la carga atrapada en el elemento de resolución. Esto se puede hacer a través de un amplificador dentro de propio detector (detallado en la figura) o de uno externo. Esta opción está controlada por el voltaje de *DRAIN*. En nuestro caso su valor es de 5.0 V, con lo que el amplificador interno estará desconectado y utilizaremos el de la fig. 4.5. Además de esta selección, el voltaje de *BIASGATE*, (*BG*, que ha de estar en torno a 3.5 V). Éste afectará a la rapidez del proceso de lectura, pues modifica la resistencia efectiva del transistor que controla, y

el transitorio (ver fig. 4.3) del circuito dependerá de ella.

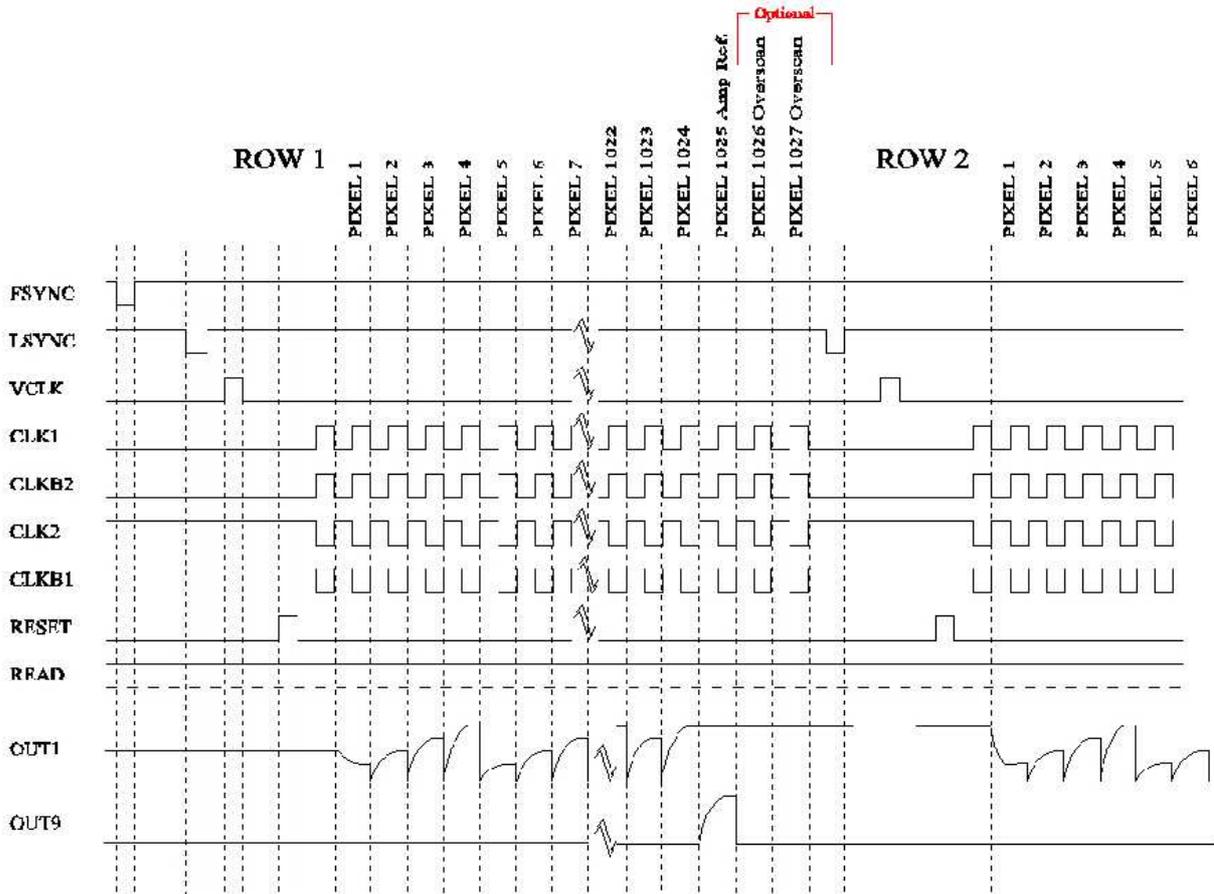


Figura 4.3: Diagrama de los pulsos que controlan el funcionamiento del detector en el caso de una lectura usando 4 canales.

Todos estos procesos están controlados por una serie de relojes que envían pulsos sincronos al detector, tal y como se ejemplifica en la fig. 4.3. Una operación de reset, entonces comenzaría con la activación de *FSYNC*, que pone todos los registros en su estado inicial. Con *LSYNC* (con el flanco de bajada del pulso) se coloca también el registro horizontal en su estado inicial, de manera que se ha de hacer una vez al principio de cada línea. Cuando *LSYNC* y *RESET* están activados, se cierra el circuito que conecta V_r para toda una línea, que se resetea. Con el flanco de subida de *VCLK* se añade un bit al registro vertical, que se colocará entonces en la primera línea. Análogamente, *CLK1* (y los demás pulsos sincronizados con él) coloca el registro horizontal en el primer píxel; al estar tanto él como *READ* activos, se cierra el circuito que conecta el píxel correspondiente con el amplificador de salida, de manera que podemos medir la señal *OUT1*. El tiempo que *CLK1* tiene que estar en alto dependerá del tiempo que tarde en estabilizarse este voltaje. Esta espera es otro de los parámetros que necesitamos optimizar, aunque en este caso está sujeto a una ligadura bastante fuerte: los requerimientos de EMIR implican que ha de ser capaz de leer una imagen por segundo. Por esto, el tiempo máximo disponible es de $8 \mu s$ por píxel. Suficiente, no obstante, para que la señal de salida sea estable y la lectura eficiente.

Una vez que la señal es estable, *CLK1* decae y vuelve a comenzar el ciclo, hasta que se ha

leído una línea completa, momento en el que se activa de nuevo $VCLK$, se mueve en uno el registro vertical, con $LSYNC$ se vuelve a poner a cero el registro horizontal, se resetea la línea y se repite el acceso a los píxeles.

Aunque el orden de los pulsos es estricto, el que controla el reset se puede colocar antes o después de la serie de lecturas. De esta manera se selecciona cómo es los datos producidos por esta operación pueden representar el estado del detector previo al reset (que es la opción que nosotros elegimos) o justo tras él. También es posible realizar un borrado de todos los píxeles sin producción de datos, simplemente ciclando $VCLK$ y $LSYNC$.

Una lectura convencional seguiría el mismo proceso con la salvedad de que $RESET$ no se activaría nunca. También existe la posibilidad de configurar $CLK1$ de tal manera que en lugar del tiempo necesario para estabilizar la señal $OUT1$ pase mucho más deprisa sobre cada píxel, sin que haya una salida de datos. Como veremos con posterioridad (en la sec. 4.2.6) esta lectura sin producción nos ayudará a estabilizar el detector mientras no se está leyendo.

4.1.2 Electrónica de control

La interacción con el detector se hace a través de dos sistemas electrónicos (fig. 4.6). Un *rack* VME que será la interfase con el equipo de control (una estación Sun, en este caso) y que monitoriza en tiempo real el estado del sistema, envía las órdenes correspondientes y recibe e interpreta (por ejemplo identificando las imágenes, colocándoles una cabecera y enviándolas a disco) los resultados. Y un conjunto de 5 placas, conectadas a su vez con el *rack*, que reciben (4 de ellas) la señal analógica procedente de cada canal (8 por placa), la amplifican y la digitalizan. En la última placa se encuentra el conjunto de relojes encargados de enviar los pulsos síncronos que controlan el funcionamiento del sistema.

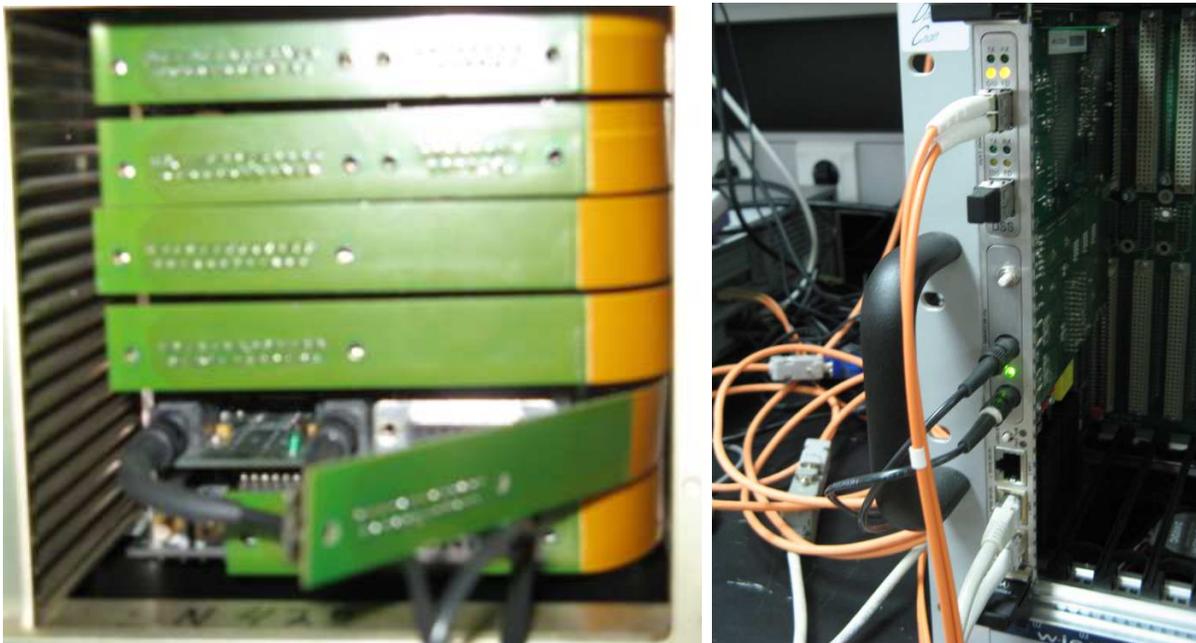


Figura 4.4: Izqda.: Las 4 placas de amplificación y digitalización junto con la placa de relojes. Dcha.: *Rack* VME de control.

La amplificación de la señal no se produce dentro del propio detector, sino que es un circuito externo (fig. 4.5) el que se encarga de ello. La señal amplificada alimenta una unidad analógico-digital (A/D), que la convertirá en un guarismo de 16 bits. Esta unidad tiene un rango de funcionamiento de 10 V, asignándole a una entrada de -10 V el valor de 0 cuentas (o *Analog to Digital Unit, ADU*) y a una de 0 V, 65535 ADU.

En el esquema de la fig. 4.5 podemos ver que la señal que llega a la unidad A/D depende de la salida *OUT1* (V_{OUT1}) del detector y de dos voltajes *OFFSET1* (fijo a 2.5 V) y *OFFSET_PREAMP* (V_{OFF}). En base a esto, la señal digital *R* que mediremos para un determinado píxel se puede calcular como:

$$R = -\frac{65535 \cdot (17.28 \cdot V_{OUT1} - 4 \cdot V_{OFF} - 35.7)}{10} \quad (4.2)$$

Es imprescindible entonces escoger V_{OFF} (al que en el texto nos referiremos también como *OFF*) de tal manera que el mínimo voltaje de salida del detector se corresponda con el mínimo también en la unidad A/D, y el máximo valor de V_{OUT1} esté dentro de su rango.

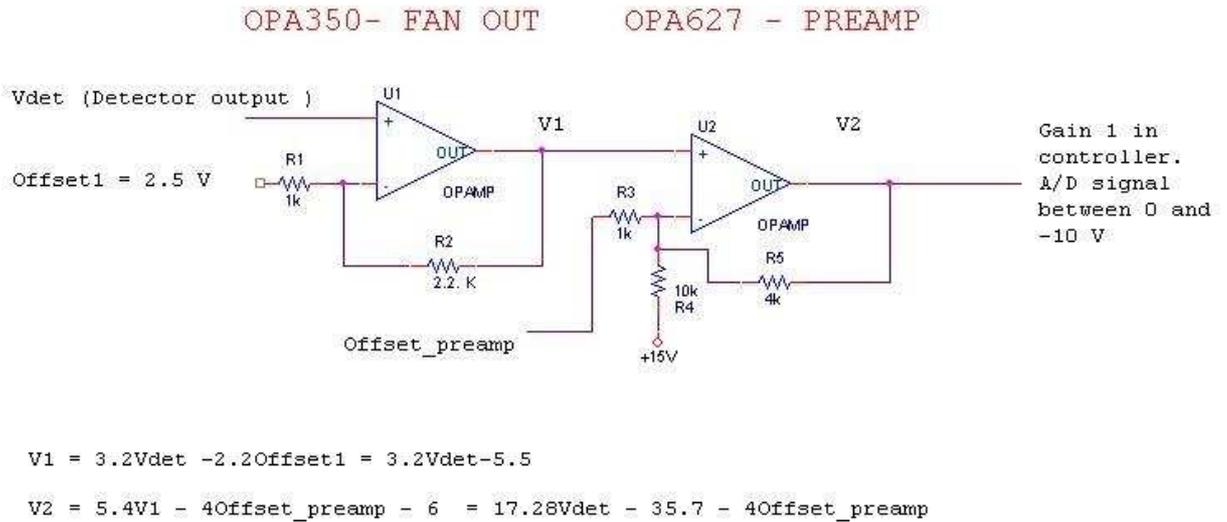


Figura 4.5: Esquema del amplificador utilizado.

4.1.3 Sistema de pruebas

Todos los sistemas descritos hasta ahora serán, salvo algunas modificaciones menores de tipo mecánico, los que se instalen en el EMIR final. Necesitamos entonces simular el entorno de trabajo en el que funcionarán estos componentes; la electrónica externa (*rack*, unidad A/D, etc.) estará en condiciones ambiente, pero el detector funcionará en vacío ($P \sim 10^{-5}$ atm) y criogenia ($T \sim 77$ K). Para conseguirlo, necesitaremos entonces instalarlo dentro de un criostato en el que se podrán conseguir estas condiciones.

Además del detector, dentro del criostato introduciremos un sistema óptico que consistirá en una rueda de filtros y un conjunto de pantallas que bloquearán la luz difusa que pudiera

contaminar nuestras medidas. Habrá dos interfases con el exterior: una ventana transparente para permitir la entrada de luz y un cable flexible a través del que se interacciona con la electrónica de control y se recibe la alimentación eléctrica.

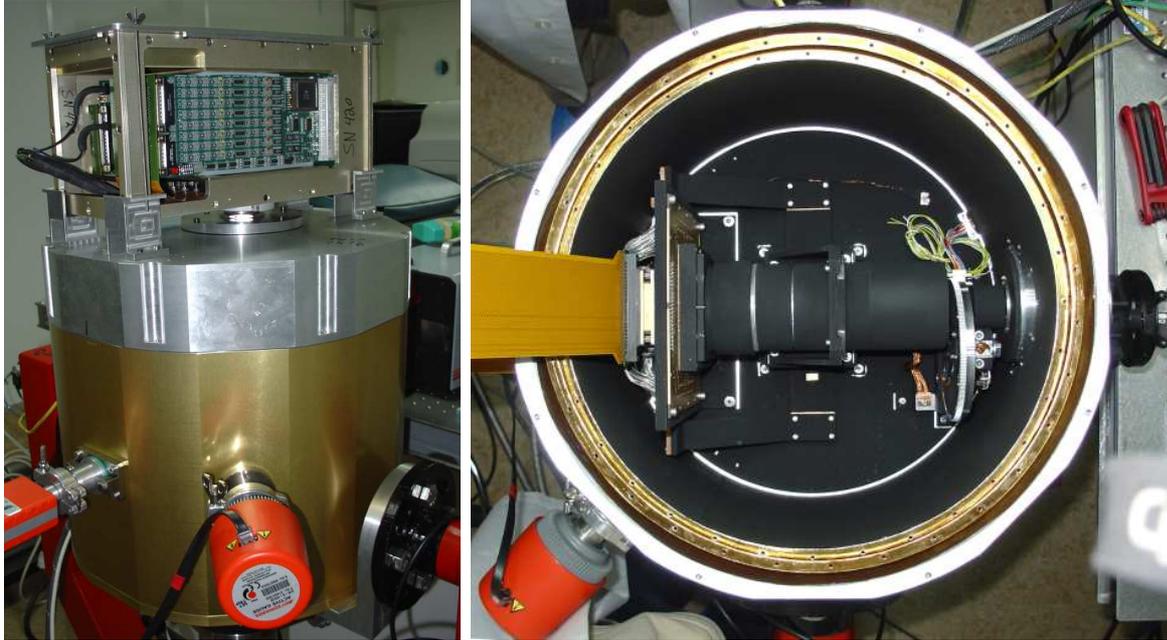


Figura 4.6: Izqda.: El criostato de pruebas con la electrónica conectada. Dcha.: Vista interior del montaje, con la rueda de filtros, los buffers, que cubren el detector, y el circuito flexible que lo conecta con el exterior.

4.2 Pruebas

4.2.1 Descripción de las pruebas

El grueso de los cálculos que se detallan en las siguientes secciones están hechos en base a los datos obtenidos en una serie de pruebas realizadas a lo largo de Julio de 2006. Durante éstas no sólo se trató de comprobar el funcionamiento del sistema final que se incorporará a EMIR, sino que se ha tratado de determinar la influencia de algunos de los parámetros (Vr , OFF , etc.) que condicionan su rendimiento.

No obstante, en algún momento será necesario comparar los resultados obtenidos con los de otras configuraciones electrónicas. Además, los ciclos de enfriamiento y calentamiento a los que se somete al detector también tienen efectos sobre él, y para conocer la magnitud de estos será necesario comprobar la evolución temporal de, por ejemplo, el número de píxeles muertos. Para ello usaremos los datos de tres series de tests realizados sobre el detector con el mismo -aproximadamente- banco de pruebas. Clasificadas por fecha, son:

- Marzo de 2004: Estas pruebas se realizan con un sistema de 4 canales, lo que implica que los tiempos de lectura serán de $\sim 10s.$, con la intención de comprobar el comportamiento general del detector de cara a su aceptación. Por esto no serán tan profundas como las posteriores.
- Febrero de 2005: Al igual que en las anteriores se utiliza todavía el sistema de 4 canales.
- Marzo de 2006: Con el sistema ya definitivo de 32 canales, lo que implica ciertas modificaciones sobre el criostato para alojar los cables flexibles. Esto tendrá cierta influencia sobre los resultados.

Además del detector que se instalará en EMIR, Rockwell suministra uno de calidad inferior, llamado de ingeniería (por contraste al anterior, de ciencia) con el objetivo de tener un sistema con el que probar el funcionamiento de la electrónica y el sistema de pruebas minimizando los riesgos de dañar el de calidad superior. En principio ambos elementos son iguales, con la salvedad de que el de ingeniería ha sufrido algún daño o algún defecto en el proceso de fabricación que lo hacen poco adecuado para el uso científico.

Aunque todas las pruebas se realizarán también sobre éste, por brevedad las excluirémos del análisis, salvo en aquellos casos excepcionales en los que su comparación con el detector de ciencia sea de utilidad.

4.2.2 Notas

Salvo que se indique lo contrario, todos los cálculos se realizarán con una muestra de 5000 píxeles por canal. A la hora de derivar parámetros como la corriente de oscuridad o la ganancia, se requiere tener acceso -a veces simultáneo- a gran cantidad de imágenes, lo cual incrementa el tiempo de cálculo. Cada canal tiene $N = 1.3 \cdot 10^5$ píxeles; un muestreo de los mismos de $n = 5000$ elementos nos garantiza que la desviación de la distribución de medias será:

$$s = \sqrt{\frac{N-n}{N-1}} \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = 0.013 \cdot \sigma \quad (4.3)$$

Donde σ es la desviación estándar de la muestra padre. En nuestro caso, esto se traduce en que el error inducido por utilizar una muestra menor estará normalmente por debajo del 0.1%. De esta

manera se reduce notablemente el tiempo de cálculo, sin que haya una disminución apreciable en la precisión de los resultados.

Además, por simplicidad, a lo largo de este capítulo sólo se presentarán los resultados para la configuración final elegida (sec. 4.3). Las cifras de mérito para las demás, aunque serán referidas durante la discusión, están contenidas en el apéndice D.

El grueso de las pruebas se hace con una configuración estándar en la que el tiempo que el registro pasa en cada píxel es de $8 \mu s$ (limitado por la necesidad de que el tiempo de lectura total sea $\sim 1 s$), y en el que $BG = 3.3 V$, aunque también se comprobará cómo afectan estos parámetros al sistema.

4.2.3 Ganancia

Introducción

Como respuesta a la incidencia de fotones, el elemento activo del detector emite electrones. Y éstos a su vez generan una corriente que puede ser medida por la electrónica del instrumento. Dado que estas corrientes son pequeñas, para garantizar su transmisión a través de la circuitería del sistema son amplificadas, y posteriormente transformadas en una señal digital, que compondrá el resultado final de una lectura.

Para poder derivar el número de fotones que han generado la señal medida, será necesario conocer la ganancia (además de la eficiencia cuántica, Sec. 4.2.8), la constante que nos permite transformar los electrones capturados en cuentas (o ADU, *Analog to Digital Unit*).

Es posible calcular la ganancia teniendo en cuenta la estadística propia de una medida sobre el detector. Supongamos que una fuente de luz homogénea lo ilumina con un flujo f ; la varianza del mismo, en ADU, vendrá dada por:

$$\sigma_f (ADU)^2 = \sigma_p (ADU)^2 + \sigma_{rl} (ADU)^2 + \sigma_o (ADU)^2 \quad (4.4)$$

Donde σ_p es el ruido fotónico, σ_{rl} representa el ruido de lectura y σ_o cualquier otra fuente de varianza, como inhomogeneidades en la iluminación, etc.

El ruido fotónico verifica que:

$$\sigma_p (ADU) = \frac{\sigma_p (e^-)}{g} = \frac{\sqrt{f (e^-)}}{g} = \frac{\sqrt{g \cdot f (ADU)}}{g} = \sqrt{\frac{f (ADU)}{g}} \quad (4.5)$$

Donde g es la ganancia del instrumento, medida en e^-/ADU .

Volviendo a la ec. 4.4, obtenemos:

$$\sigma_f (ADU)^2 = \frac{f (ADU)}{g} + \sigma_n (ADU)^2 \quad (4.6)$$

La varianza de la señal y la inversa de la ganancia están linealmente relacionadas, y el término independiente σ_n^2 recoge cualquier otra fuente de ruido presente a la hora de realizar la medida. Usando valores altos de flujo podemos además minimizar la influencia de la variación de este término en las medidas.

Procedimiento

Los datos de trabajo se obtienen de la siguiente manera: con un filtro de banda ancha en la rueda de filtros (Ks) se abre la tapa del criostato y se deja que la luz ambiente (la de un cuerpo negro a $\sim 300K$) incida sobre el detector. Se realizan entonces una serie de 4 resets seguidos de un número de lecturas tal que el detector llega a saturar, tras lo que se vuelve a resetear y se reinicia el ciclo. Entre lecturas se integra durante 5 s, de manera que se garantiza la saturación, puesto que estas mismas imágenes serán las que se usen para calcular el pozo (sec. 4.2.5). Desde la última operación de reset de una de estas iteraciones hasta la primera de la siguiente hay una serie de lecturas a las que nos referiremos como rampa.

Idealmente, para estimar la ganancia bastaría con iluminar el detector con una fuente homogénea y derivar la pendiente de la recta que liga la señal con su varianza. En condiciones reales rara vez la emisión de una fuente es constante en el tiempo o el espacio. Para minimizar este efecto, calcularemos la ganancia de dos maneras:

- Método 1: Para cada tiempo de exposición calcularemos una media y una varianza a lo largo de toda la imagen (o una sección de ella), y se ajustan a la Ec. 4.6, obteniendo una ganancia para cada una de las rampas.
- Método 2: Si para cada rampa r escogemos dos imágenes i, j , podemos obtener dos medidas de la varianza y la media de la señal S para cada píxel (x, y) :

$$\begin{aligned} \langle S(x, y) \rangle_i &= \frac{S_i^r(x, y) + S_i^{r+1}(x, y)}{2} \\ \sigma(x, y)_i^2 &= \frac{(S_i^r(x, y) - \langle S(x, y) \rangle_i)^2 + (S_i^{r+1} - \langle S(x, y) \rangle_i)^2}{2} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Procediendo idénticamente para la imagen j , obtendremos $\langle S(x, y) \rangle_j$ y $\sigma(x, y)_j^2$; a partir de las dos parejas de valores se puede estimar la pendiente de la Ec. 4.6 para cada píxel. Una vez hecho esto, podremos derivar un valor promedio posteriormente.

En ambos casos, el primer paso del proceso será determinar un valor de pedestal para cada rampa de imágenes. Lo haremos promediando las dos últimas imágenes de reset de la serie, puesto que son las que garantizan que la señal ya se ha estabilizado (ver fig. 4.7). Estamos interesados en conocer la pendiente de la relación detallada en la ec. 4.6, por lo que en principio los valores absolutos de la media de la señal no son relevantes, de manera que esta corrección no tendrá mayor influencia sobre estos resultados (no pasará lo mismo en las siguientes secciones).

El hecho de que el detector esté expuesto a la luz ambiente tiene como desventaja que los cambios en las condiciones ambientales quedan reflejadas en el flujo medido, lo que afectará a nuestros cálculos, tal y como se puede ver en las tablas D.1, D.2 y 4.2. El correlar el flujo medio medido con su varianza es independiente del valor en sí del flujo (más allá de los efectos de la señal a ruido), por lo que en principio variaciones en la cantidad de radiación que incide sobre el detector no afectan a nuestros cálculos. No obstante, dado que se asume que la iluminación es homogénea espacialmente (o que al menos si no lo es, el patrón se mantiene constante con el tiempo), cambios en el flujo que incide sobre determinada zona del detector con respecto a otra producen un aumento de la varianza sin que el valor medio se vea demasiado afectado. La diferente respuesta de cada uno de los píxeles a la radiación también afectará a nuestras medidas. Pero dado que la ganancia es un parámetro global de cada uno de los canales, y puesto que es

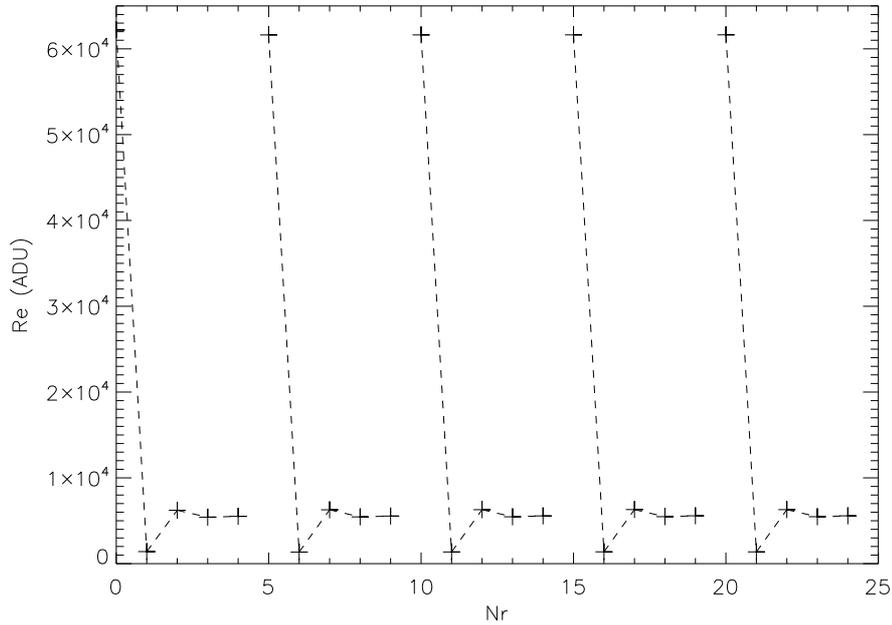


Figura 4.7: Promedio de las imágenes de reset para cada una de las rampas. Como se puede ver, a partir del tercero, la señal se estabiliza. Este comportamiento estará asociado principalmente con fenómenos de permanencia, al saturarse el detector al final de cada rampa. La primera medida presenta un valor alto debido a que en las operaciones de reset primero se realiza la lectura.

de esperar que -en promedio- las diferentes comportamientos se comenpensen entre sí, esto no afectará al valor medio derivado, aunque si a la varianza del mismo.

Resultados

Dado que la ganancia depende de la electrónica de control, es de esperar que para cada configuración obtengamos un valor diferente.

A pesar de ello, hay ciertos efectos comunes a todos los cuadrantes. Tal como se puede ver en la Fig. 4.8, la primera de las rampas presenta un valor de ganancia mucho menor que en el resto; esto se verifica en todos los canales y todas las pruebas, por lo que será excluida de los cálculos posteriores (tablas D.1, D.2 y 4.2). El por qué de este efecto no está claro. Como se discutirá posteriormente (sec. 4.2.6), tras un tiempo inactivo, al comenzar a leer el detector se atraviesa un periodo transitorio en el que las lecturas presentan valores anormalmente altos. A pesar de ello, la duración de éste es breve, no llegando a superar el tiempo de dos o tres lecturas. Como se puede ver en la Fig. 4.9, en este caso las diferencias son de mucha más duración, y su signo es contrario: en la primera rampa las medidas son menores que en el resto, para el mismo flujo incidente. A la vista de estas tablas, también resulta evidente que la ganancia derivada con el segundo método, a partir de histogramas similares al panel derecho de la Fig. 4.8 es sistemáticamente menor que la obtenida utilizando los ajustes lineales (panel izquierdo). Esto es así en parte por la estadística propia de la ganancia: es más probable que un píxel tenga una peor respuesta ante la luz incidente (y por lo tanto un valor de $1/g$ alto) que un elemento "supereficiente", y por lo tanto la distribución no será simétrica. En cualquier caso, para un

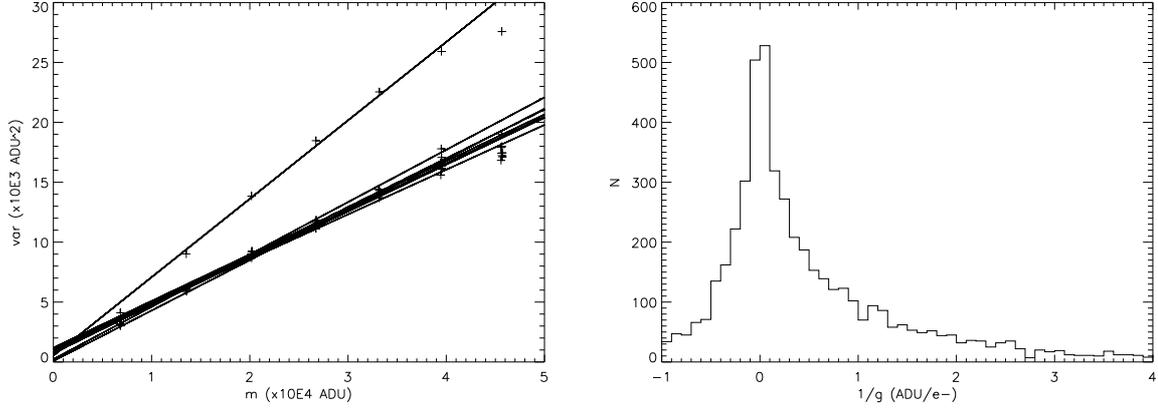


Figura 4.8: Ejemplo de medidas de ganancia aplicando el método 1 (izqd.) y el 2 (dcha.). Se puede apreciar cómo la primera rampa de la serie presenta una pendiente muy alta, y cómo el histograma de $1/g$ presenta una cola extendida hacia valores bajos de ganancia.

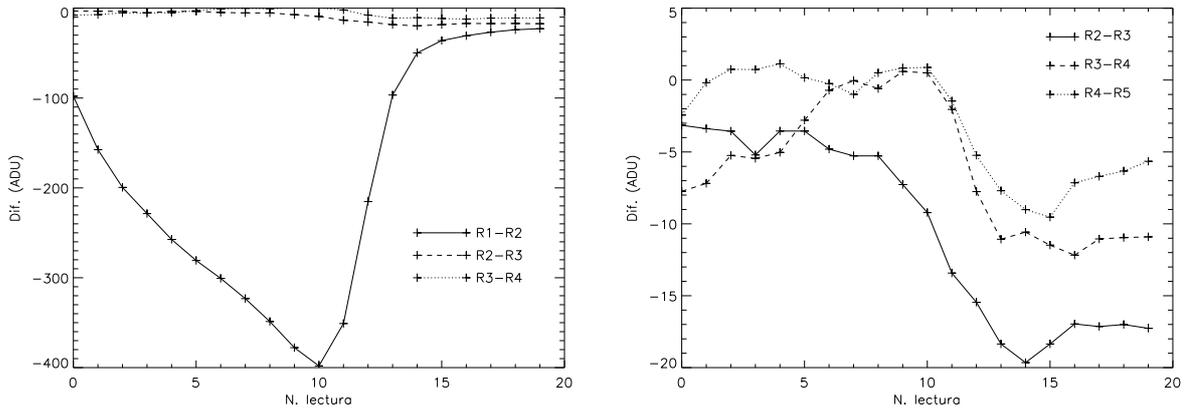


Figura 4.9: Diferencias medias entre rampas consecutivas. Como se aprecia en el panel izquierdo, la primera rampa presenta medias cada vez más bajas para el mismo flujo incidente, hasta que se alcanza la no linealidad y comienza la saturación. El resto de las rampas (panel derecho) son mucho más homogéneas.

cuadrante típico se cumple que la desviación típica $s\left(\frac{1}{g}\right) = 0.1$; si tenemos en cuenta que:

$$\sigma_g^2 = \frac{1}{4}g^4\sigma_{\frac{1}{g}}^2 \quad (4.8)$$

Obtenemos que la desviación típica de la ganancia según este método estará en torno a $s(g) = 0.4$ para el detector de ciencia, por lo que ambos valores (el derivado con este método y con el de los ajustes) están de acuerdo dentro de los márgenes de error. Además en las tablas 4.2 (y en D.1 y D.2) se aprecia como la desviación típica propia del segundo método es de $s(g) \sim 0.1$, por lo que optaremos por éste a la hora de determinar los valores de ganancia representativos del detector.

Algunos de los canales presentan unos valores de $s(g)$ muy altos. Esto no es algo que se reproduzca prueba a prueba, por lo que probablemente estén asociados con eventualidades en

el desarrollo de las mismas. Tal y cómo se aprecia en la Fig. 4.10, a pesar de que la evolución de ambas rampas es pareja para casi todo el régimen de flujo, cuando se alcanza un valor de ~ 25000 ADU, hay un incremento repentino de la varianza en una de ellas, sin que el valor de la media se perturbe excesivamente. Si se hubiese producido un cambio en el patrón de iluminación sobre el detector, se podría explicar este aumento de varianza. Aunque no hay manera de solventar este efecto, aún así podemos obtener una estimación útil de la ganancia, simplemente utilizando la mediana, a costa de perder precisión en la medida, puesto que al tener una estadística pequeña (4 valores), la mediana estará muy influida por uno de ellos.

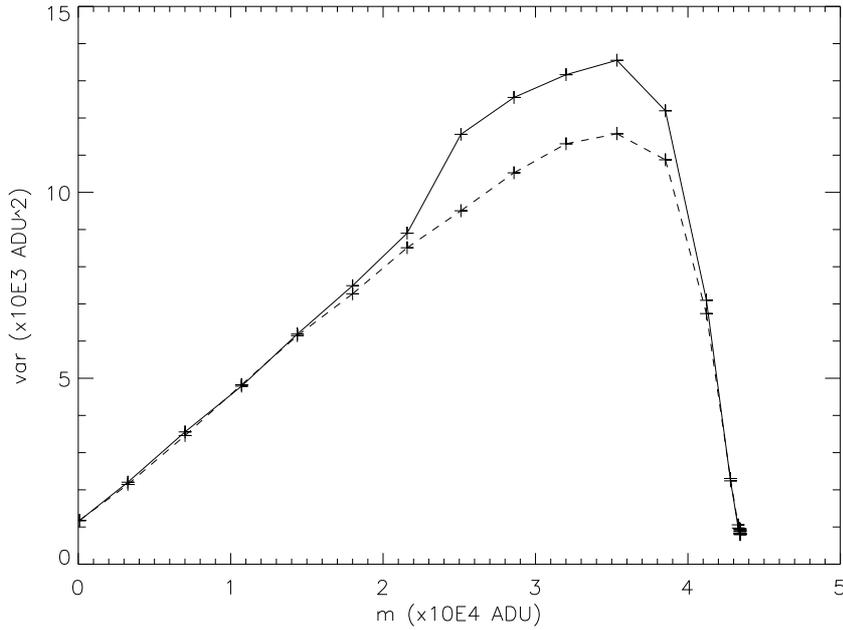


Figura 4.10: Variación de la media de la señal y su varianza para el canal 7 del cuarto cuadrante. Como se puede apreciar, la varianza sufre un aumento brusco para una de las dos rampas (línea sólida), que falseará el cálculo de la ganancia (Tab. 4.2).

A pesar de que no tiene un sentido físico real, puesto que la electrónica de cada canal es ligeramente diferente y por lo tanto hay una variación intrínseca de la ganancia a lo largo del detector, podemos derivar un valor medio de este parámetro, que será útil por ejemplo para comparar el rendimiento general del detector con las especificaciones de fábrica y entre las diferentes configuraciones.

$$g_{32C}^{0.7,14} = 3.02 \pm 0.16 e^{-} ADU^{-1} \quad (4.9)$$

Tal y como se puede apreciar comparando las expresiones 4.9 y D.1, dependiendo de la configuración electrónica del sistema obtendremos un valor de ganancia diferente. No obstante, su efecto sobre el rendimiento final de EMIR no es demasiado grande. Esencialmente, cuando mayor sea este parámetro, más se amplifica el ruido durante el proceso de conversión. Dado que las diferencias para el sistema de 32 canales no superan el 10%, la elección de la configuración final estará supeditado a otros factores, como el pozo o la corriente de oscuridad, quedando entonces la ganancia ligada en función de la respuesta de estos otros parámetros.

Tabla 4.2: Ganancia para las pruebas de 07/06., con $V_r=0.7$ y $OFF=14$.

		Rampas: 4			Canales: 32		
		Cuadrante 4			Cuadrante 3		
Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	
1	2.92	0.04	2.69	2.99	0.09	2.76	
2	3.07	0.04	2.77	3.16	0.17	2.78	
3	2.90	0.08	2.70	3.18	0.06	2.94	
4	2.91	0.09	2.80	3.11	0.04	2.83	
5	2.95	0.06	2.74	3.17	0.14	2.90	
6	3.00	0.10	2.78	3.07	0.11	2.93	
7	3.01	1.38	0.76	3.12	0.14	2.88	
8	3.01	0.03	2.77	3.02	0.04	2.78	
		Cuadrante 1			Cuadrante 2		
Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	
1	3.08	0.12	3.09	3.18	0.09	2.73	
2	2.90	0.13	2.94	3.11	0.05	2.82	
3	2.68	0.31	2.78	3.09	0.08	2.84	
4	3.12	0.09	2.79	3.19	0.10	2.83	
5	2.63	0.32	2.68	3.11	0.11	2.88	
6	3.10	0.12	2.69	2.99	0.09	2.45	
7	3.00	0.07	2.84	2.60	0.30	2.19	
8	3.02	0.09	2.74	3.02	0.11	2.81	

4.2.4 Pozo

Introducción

Tal y como hemos visto en la sección 4.1, cuando un fotón incide sobre el detector, se generan una serie de cargas que tratan de compensar un potencial, produciéndose una corriente eléctrica. Siendo así, a medida que el número de éstas crece, el valor efectivo del potencial disminuirá, hasta que se equilibre la diferencia. Cuando esto ocurre, el detector alcanza el llamado nivel de saturación, en el que independientemente de la luz incidente, no es posible acumular más carga y por lo tanto el valor de salida al realizar una lectura será constante.

Este valor se conoce también como el pozo del detector, en alusión al pozo de potencial que captura las cargas emitidas por el elemento activo. Además, éste no se rellenará de manera completamente lineal; cuando el potencial es suficientemente pequeño, la efectividad de la conducción decrece, y por lo tanto la respuesta del sistema ante los fotones incidentes variará. Determinar en qué momento se produce este cambio de régimen es crucial, pues esencialmente limita el rango efectivo de funcionamiento del detector.

Procedimiento

Determinar entre qué valores el detector se comporta de manera lineal y cuándo satura es relativamente sencillo. Utilizaremos las mismas imágenes que en la sec. 4.2.3; el método está

esquemático en el panel izquierdo de la Fig. 4.12: realizaremos sucesivos ajustes lineales del flujo medio con respecto al número de lectura: empezaremos con una pareja de lecturas R_0 y R_1 (que no necesariamente han de ser las primeras), y con ellas calcularemos el flujo esperado para la siguiente de la rampa, R_2 . Si la diferencia entre este valor y el medido está por debajo de un determinado umbral, que nosotros situaremos en el 2%, se incorpora R_2 al ajuste y se predice el valor que habrá de tener R_3 . Así sucesivamente hasta que se encuentre una lectura R_i que incumpla la condición impuesta; el valor máximo para el que el detector se comporta de manera lineal ($p_{2\%}$) vendrá dado por:

$$p_{2\%} = \frac{\langle R_i \rangle + \langle R_{i-1} \rangle}{2} \quad (4.10)$$

El nivel de saturación (S_C) simplemente será el valor máximo de señal, generalmente correspondiente con la última imagen. Como se verá más adelante (tabla 4.4, por ejemplo), los resultados tienen una desviación muy baja, que no debe ser confundida con el error asociado a la medida. Éste estará dominado por la diferencia, en cuentas, que haya entre las medidas $\langle R_i \rangle$ y $\langle R_{i-1} \rangle$, dado que la salida del régimen lineal se puede producir en cualquier punto entre ambas. Asumimos como valor el punto medio, de manera que el error máximo cometido será:

$$\varepsilon_p = \frac{\langle R_i \rangle - \langle R_{i-1} \rangle}{2} \quad (4.11)$$

Dado que la diferencia típica en flujo para dos imágenes consecutivas (Fig. 4.12, izq.) es de ~ 4000 ADU , nuestro error máximo es, entonces $\varepsilon_p = 2000$ ADU , aproximadamente un 5%. La diferencia entre este valor y la variación propia de las medidas es alta, lo que indica que el método es exacto, pero que aún es posible aumentar su precisión. Esto es sencillo, ya que para ello sólo será necesario disminuir la diferencia entre imágenes, bien atenuando el flujo incidente o realizando lecturas más rápidas.

Dado que estamos interesados en un valor efectivo del pozo, será necesario de nuevo obtener una estimación del pedestal que habrá de sustraer a las imágenes. Al igual que en la sección anterior, medimos éste a partir de las dos últimas imágenes de reset, obteniendo un valor R_e , de manera que:

$$R_i = S_i - R_e \quad (4.12)$$

Donde S_i es la señal medida en una determinada integración i de la rampa. Tal y como se discute en la sec. 4.1.2, la operación de reseteo se realiza por línea, mientras que las lecturas se realizan píxel a píxel. Dado que sobre el detector siempre está incidiendo radiación, esto implica que entre las diferentes señales medidas en una línea del detector habrá una deriva, puesto que mientras los primeros elementos de resolución se leen, los siguientes van acumulando carga. Sea δt el tiempo de lectura de un píxel, e I la intensidad, en $ADU \cdot s^{-1}$ que incide sobre el detector. Mientras es leído, un píxel medirá entonces $I \cdot \delta t$ ADU , y por lo tanto, la diferencia en cuentas con el primero de una línea:

$$\Delta s_i = s_i - s_0 = I\Delta t - I\delta t = I\delta t(i - 1) \quad (4.13)$$

Donde Δt es la diferencia total en tiempo entre el primer y el i -ésimo elemento de la línea, que será igual a la suma de los respectivos tiempos de lectura individuales. Como hemos visto, la diferencia entre dos imágenes consecutivas es de aprox. 4000 ADU . Entre ellas transcurren 5 s de integración más el tiempo total de lectura (1.18 s), por lo que la intensidad es $I = 645.1$ $ADU \cdot s^{-1}$. Dado que para cada canal las líneas son de 128 píxeles, y que para nuestro sistema el tiempo

de lectura δt es de $10 \mu s$ ($8 \mu s$ para medir el voltaje correspondiente y $2240 ns$ para pasar al siguiente píxel) por elemento de resolución, tenemos que la diferencia máxima dentro de una línea:

$$\max(\Delta s) = 0.08 \text{ ADU} \quad (4.14)$$

La deriva máxima está en torno al 0.01% de la intensidad incidente, por lo que la variación espacial en la señal que introducirá nunca será un factor importante, puesto que en cualquier caso será mucho menor que la estructura propia del reset; se cumple que, a lo largo de todo el detector, éste presenta un valor medio y una desviación:

$$\begin{aligned} \langle R_e^{0.7,14} \rangle &= 5362 \text{ ADU} \\ s(R_e^{0.7,14}) &= 733 \text{ ADU} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Como se puede ver en la fig. 4.11, parte de esta variación está asociada con las diferencias entre canales; si hacemos el desglose de la tabla 4.3, se puede apreciar que salvo el primer cuadrante, y en menor medida el cuarto (son estos cuadrantes los que también presentan mayores defectos de cosmética), la desviación se mantiene en torno al 1%. Si la comparamos además con la tabla D.3, vemos que la desviación del reset, tanto canal a canal como global, se mantiene constante independientemente de la configuración seleccionada, mientras que es el valor medio del mismo el que sí cambia. Cuanto mayor es V_r menor es el valor del reset, que a su vez aumenta con el *offset* aplicado.

Conviene recordar que estos aumentos del valor medio del reset no conllevan, de manera implícita, un cambio en el pozo del detector, puesto que los resultados aquí expuestos son medidas efectivas de éste, es decir, una vez eliminados todos los efectos sistemáticos. Al contrario, las variaciones en el reset y los cambios de amplitud en el régimen lineal del detector son ambas producto de la configuración electrónica elegida.

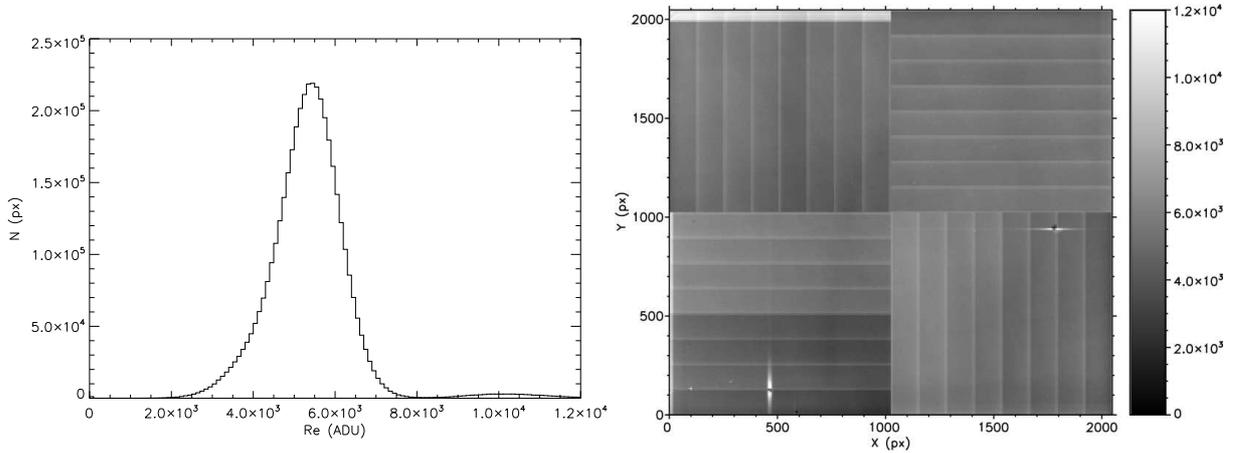


Figura 4.11: Variación del valor de reset a lo largo del detector.

En la Fig. 4.10 se muestra cómo el cálculo de la ganancia se ve afectado de variaciones rampa a rampa. Éstas, no obstante, no afectarán a los valores de pozo y saturación derivados aquí, puesto que para ello sólo usaremos el valor de cuentas acumulado y no el ritmo al que el detector acumula señal. Variaciones en la radiación incidente sólo provocarán que el nivel de pérdida de linealidad se alcance antes en el tiempo, pero no alterarán su valor, más allá de la incertidumbre a él asociada.

Tabla 4.3: Media y desviación típica para el reset con Vr=0.7 y OFF=14.

	Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$
1	5651	593	5605	457
2	5707	576	5525	451
3	5604	565	5532	461
4	5260	592	5643	467
5	4696	576	5505	466
6	5053	615	5371	462
7	5032	636	5535	478
8	5155	668	4985	468
	Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$
1	3776	858	6245	535
2	4428	801	6151	483
3	4071	780	5746	491
4	4161	711	5477	559
5	5540	718	4976	511
6	5623	677	4937	499
7	5819	642	4966	492
8	5933	604	4576	525

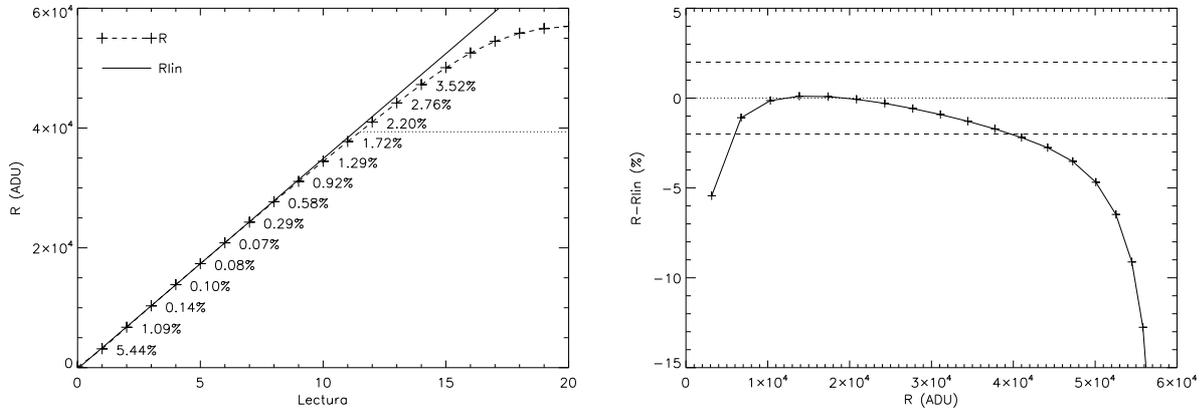


Figura 4.12: Izqda.: Variación de la señal media en todo el detector a lo largo de una rampa. Los números indican la desviación de la linealidad (representada por la recta), y el trazo horizontal el valor en el que se considera que el comportamiento deja de ser lineal. Dcha.: Diferencia de la señal medida con respecto a la esperada si el detector fuese lineal. Las líneas horizontales marcan el límite de $\pm 2\%$. Tal como se puede apreciar en ambas gráficas, el detector está fuera del régimen tanto para valores de flujo alto como de flujo bajo.

Resultados

Al igual que en la sección anterior, podemos calcular un valor promedio para el pozo y la saturación sobre todo el detector:

$$\begin{aligned}
 p_{32C}^{0.7,14} &= 55292 \pm 343 \text{ ADU} \\
 s_{32C}^{0.7,14} &= 57184 \pm 287 \text{ ADU}
 \end{aligned}
 \tag{4.16}$$

Esta desviación está más relacionada con la variación del pozo entre canales (ver tabla 4.4) que con la dispersión propia de las medidas: según la fig. 4.13, en cada cuadrante el pozo tiene una desviación estándar de $\sigma \sim 800 \text{ ADU}$. Si ésta fuese intrínseca del método, al realizar 4 medidas (una para cada rampa) la desviación de la media debería estar en torno a 400 ADU , sin embargo tal y como se puede apreciar en la tabla 4.4 la exactitud del método es mucho mayor.

Con el valor de la ganancia derivado en la sec. 4.2.3, obtenemos entonces:

$$\begin{aligned} p_{32C}^{0.7,14} &= 166981 e^- \\ s_{32C}^{0.7,14} &= 172693 e^- \end{aligned} \quad (4.17)$$

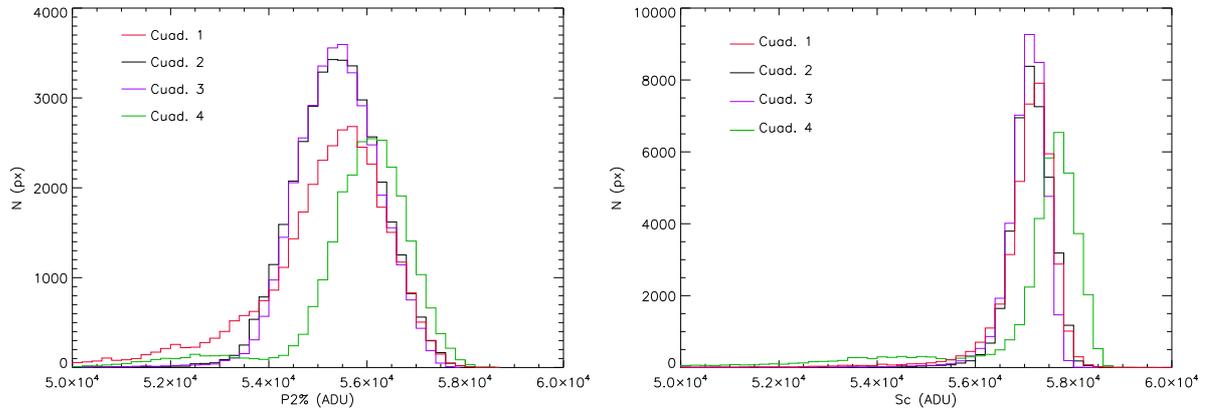


Figura 4.13: Histogramas del valor del pozo (izqd.) y la saturación (dcha.) para cada uno de los cuatro canales. Se corresponden con gaussianas de $\sigma \sim 800 \text{ ADU}$ para el primero y $\sigma \sim 400 \text{ ADU}$ para el segundo.

Al contrario que con la ganancia, si comparamos estos resultados con los de D.1, podemos apreciar que las variaciones de pozo de una configuración a otra sí son relevantes, y tendrán una influencia directa sobre el rendimiento del sistema final. Si tenemos en cuenta que EMIR trabaja en el infrarrojo cercano, régimen de longitud de onda en el que el cielo es muy brillante ($12 \text{ mag} \cdot \text{arcsec}^{-2}$ en la banda K, por ejemplo) y que debido a la gran área colectora de GTC el flujo que llega al detector es tal que para muchos objetos la saturación se alcanza muy rápido, cualquier aumento en este límite (que no conlleve una pérdida de sensibilidad o eficiencia) supone una mejora apreciable en el rendimiento del instrumento.

Tabla 4.4: Pozo y saturación para las pruebas de 07/06, con Vr=0.7 y OFF=14.

Rampas: 4					Canales: 32			
Canal	Cuadrante 4				Cuadrante 3			
	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$
1	55123	13	57224	8	55587	7	57299	8
2	55549	13	57829	9	55356	11	57047	8
3	54845	38	57407	8	55273	14	56943	8
4	54895	20	57178	10	55705	10	57377	9
5	55207	20	57398	9	55203	4	56878	9
6	55340	5	57496	9	55356	16	57035	8
7	55556	26	57564	9	55275	20	57048	8
8	56009	11	57938	8	55235	18	57072	8
Canal	Cuadrante 1				Cuadrante 2			
	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$
1	54110	21	56811	10	55071	8	56866	9
2	54796	6	57011	7	55585	8	57215	7
3	55205	13	57042	6	55419	3	57022	8
4	55349	15	57057	6	55126	10	56761	9
5	55505	11	57178	6	55284	4	56983	9
6	54990	13	56738	7	55884	10	57655	9
7	55360	14	57171	6	55523	15	57329	8
8	55276	14	57094	7	55416	9	57212	8

4.2.5 Corrección de la no linealidad

Introducción

En la Fig. 4.12 se puede apreciar que el detector se comporta de manera no lineal tanto para valores muy altos como muy bajos de señal. Esta segunda pérdida de linealidad es particularmente preocupante a la hora de realizar medidas espectroscópicas.

Tal y como se discute en Vacca et al. (2004), este comportamiento, habitual en los detectores infrarrojos, puede ser calibrado y corregido. Definimos la corrección C_{nl} como:

$$C_{nl}(R) = \frac{R_{lin}}{R} \quad (4.18)$$

Nos dará para cada valor de señal R una estimación de la que hubiese medido un detector completamente lineal, R_{lin} (Fig. 4.12, panel izquierdo). Además, es posible parametrizar este factor como:

$$C_{nl}(R) = \frac{1}{f_n(x)} \quad (4.19)$$

Donde $f_n(x)$ es un polinomio de grado n de x , una función de la señal en el detector. Para el sistema de Vacca et al. (2004), $x = s - p$ (la señal tras un determinado tiempo de integración menos un pedestal p en un determinado píxel) y $n = 3$.

Procedimiento

Para estimar $f_n(x)$ utilizaremos las mismas imágenes que en las sec. 4.2.3 y 4.2.5. Hemos visto que debido a que mientras que las lecturas se realizan píxel a píxel el reset se hace por línea, por lo que se introduce una variación espacial en la señal medida. Según la ec. 4.13, este cambio depende del número de píxeles, del tiempo de lectura y de la intensidad incidente. Por esto, realizaremos la corrección de linealidad sin sustraer ningún valor de pedestal, puesto que así la solución para la función $f_n(x)$ será más general.

Si definimos entonces $x = s$ en lugar de $x = s - p$, los coeficientes de corrección derivados serán aplicables independientemente del valor de p , que debido a estas pequeñas variaciones en el tiempo de exposición de cada píxel, dependerá de la iluminación incidente sobre el detector.

Aunque con una buena estimación de $f_n(x)$ es posible aumentar el valor efectivo de $p_{2\%}$, el principal objetivo de esta corrección será garantizar que el detector tiene un comportamiento lineal para valores bajos de señal, pues tal y como se puede apreciar en la fig. 4.12, el detector entrará en este régimen por encima de un determinado valor $i_{2\%}$. Podemos hacer una estimación de este umbral para todo el detector (tabla 4.5). Por esto, a la hora de calcular el factor C_{nl} realizaremos un ajuste en el rango (R_0, R_{p+1}) , donde R_0 es la primera lectura de la rampa y R_{p+1} es la primera por encima de $p_{2\%}$. Con esta limitación garantizamos que el peso de los valores por encima de R_p no empeora la corrección en aquellos puntos con $R_i < i_{2\%}$ a la vez que conseguimos incrementar el límite superior del pozo en aprox. 4000 ADU.

Tabla 4.5: Valor de señal (sin sustraer de reset) para el que el detector entra en el régimen lineal, para las pruebas de 07/06., con Vr=0.7 y OFF=14.

		Rampas: 4		Canales: 32	
		Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal	$\langle i_{2\%} \rangle$	$s(i)$	$\langle i_{2\%} \rangle$	$s(i)$	
1	16046	129	17650	71	
2	16214	130	17650	101	
3	16373	112	17680	111	
4	16464	98	17764	105	
5	16550	112	17891	108	
6	16644	87	18194	102	
7	16698	82	18433	93	
8	16687	86	18219	90	
		Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal	$\langle i_{2\%} \rangle$	$s(i)$	$\langle i_{2\%} \rangle$	$s(i)$	
1	17462	28	17071	86	
2	17996	70	16915	66	
3	18619	89	16618	86	
4	19210	91	16090	87	
5	19656	104	15497	56	
6	19919	101	15171	33	
7	20016	104	14981	24	
8	20048	122	14914	15	

El primer paso del proceso consiste en encontrar el grado óptimo n de la función $f_n(x)$. Para eso usaremos la señal media sobre todo el detector para una rampa determinada, y calcularemos los residuos del ajuste (R, C_{nl}) que vamos a realizar. Como se puede ver en la fig. 4.14, la suma cuadrática de los residuos (SCR) es una función decreciente de n , pero a medida que el grado del polinomio es mayor, el decremento en SCR es cada vez menor. Hay que tener en cuenta también que esta corrección de linealidad se aplicará individualmente a cada uno de los píxeles de la imagen, por lo que incrementar la complejidad de la función $f_n(x)$ supondrá un coste en tiempo de computación a la hora de reducir las imágenes. Teniendo en cuenta estos dos factores, optamos por utilizar un polinomio de grado $n = 5$. Para funcionales con más términos la disminución de los residuos no compensa el aumento de la complejidad.

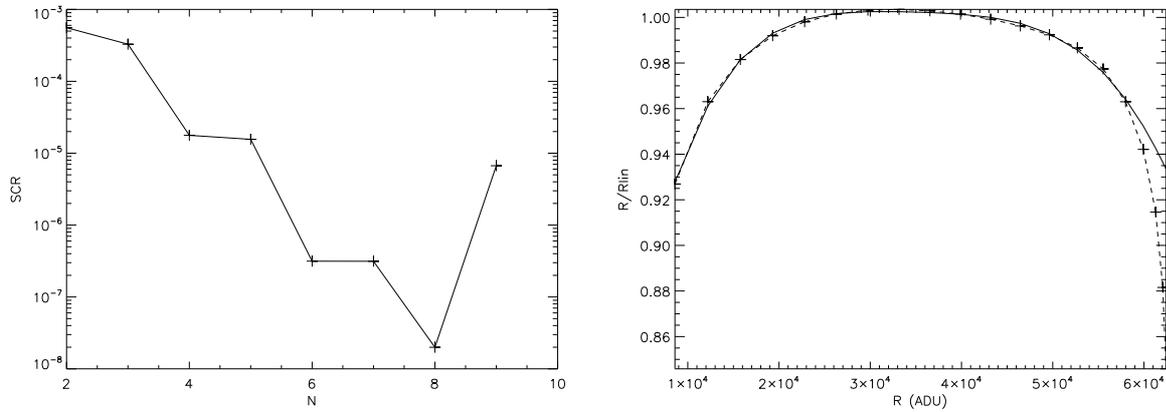


Figura 4.14: Izqda.: Suma cuadrática de los residuos en función del grado de $f_n(x)$. Dcha.: Variación media del cociente R/R_{lin} frente a R para todo el detector (línea de trazos) y ajuste óptimo con $n = 5$ (línea continua).

Idealmente el valor de n se debería calcular a través de inferencia bayesiana o algún otro método que nos proteja de utilizar un funcional con demasiados parámetros. No obstante, no estamos interesados en el sentido físico de $f_n(x)$, sino que buscamos una función que reproduzca de la manera más exacta posible la variación de C_{nl} con x , por lo que en principio el hecho de sobreajustar los datos no tiene mayor relevancia que la del peso computacional de usar un polinomio de complejidad mayor.

Además, tal y como se puede apreciar en el panel derecho de la fig. 4.14, los valores de R oscilan en torno a las decenas de miles, mientras que la corrección C_{nl} está siempre próxima a la unidad. Para que los ajustes sean numéricamente más estables, definiremos x como:

$$\begin{aligned} x &= \frac{R}{m} \\ m &= \langle R \rangle \end{aligned} \quad (4.20)$$

Donde R es la lectura en un píxel determinado y $\langle R \rangle$ es el promedio de ese píxel a lo largo de toda la rampa. Esto supone la adición de un parámetro extra a la función $f_n(x)$, la constante de normalización m . Con esta definición de x , la función que usaremos entonces:

$$f_5(x) = \sum_{i=0}^5 a_i \cdot x^i \quad (4.21)$$

Resultados

Realizaremos el proceso anterior para un muestreo de 5000 píxeles por canal, con la intención de comprobar el rendimiento del método. Tal y como se ha expuesto en secciones anteriores, tenemos 5 rampas de 25 imágenes (incluidos los reset), de las cuales rechazamos la primera. De esta forma, obtenemos para cada rampa un juego de coeficientes diferente, a partir de los cuales derivamos una expresión promedio para $f_5(x)$ (tabla 4.6). En ella se puede apreciar que la desviación típica de cada uno de los coeficientes es relativamente baja. Hay que tener en cuenta que para ponerlos en unidades físicas, es necesario dividir cada coeficiente por m^i , de manera que aquellos que presentan una varianza mayor serán los que tengan un peso menor en el cálculo de C_{nl} , salvo para valores muy grandes de señal. Dado que $p_{2\%} \sim 54000 \text{ ADU}$ y $m \sim 40000 \text{ ADU}$, el rango en el que este efecto tiene un peso importante es reducido.

Tabla 4.6: Media y desviación de cada uno de los coeficientes a_i de $f_5(x)$.

i	$\langle a_i \rangle$	$s(a_i)$
0	0.71	0.02
1	1.43	0.12
2	-2.65	0.34
3	2.55	0.42
4	-1.15	0.22
5	0.18	0.05
m	40250	78

Con la función $f_5(x)$ construida a partir de los coeficientes de la tabla 4.6 podemos corregir ya nuestras imágenes, tal como se muestra en la fig. 4.15, análoga a la fig. 4.12. Como se puede apreciar, el detector se mantiene dentro de la linealidad, con unas diferencias por debajo del 1%, en el intervalo $(0, p_{2\%})$, y además existe un aumento en el valor de este umbral.

Esta multiplicidad de las rampas nos permitirá además estimar los errores asociados a esta corrección. Dado que buscamos que la linealidad esté por debajo del 2%, el umbral de estos errores es bastante bajo. Si tenemos n rampas con m imágenes cada una, obtendremos un error Err_j con $0 < j < m$ para cada píxel de coordenadas (x, y) :

$$Err_j^{(x,y)} = \sqrt{\sum_{i=0}^n \frac{\left(R_{ij}^{(x,y)} - \langle R_j^{(x,y)} \rangle\right)^2}{n-1}} \quad (4.22)$$

$$\langle R_j^{(x,y)} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n R_{ij}^{(x,y)}$$

Dado que cada una de las imágenes R_{ij} de cada una de las rampas están tomadas con el mismo tiempo de integración y esencialmente con la misma iluminación debería cumplirse:

$$R_{ij}^{(x,y)} = R_{i'j}^{(x,y)} \quad i' \neq i \quad (4.23)$$

Por lo tanto $Err_j^{(x,y)}$ vendrá, en su mayor parte, de nuestra calibración usando la $f_5(x)$ promedio. Podemos evaluarlo para nuestra muestra de píxeles y así obtener un error promedio

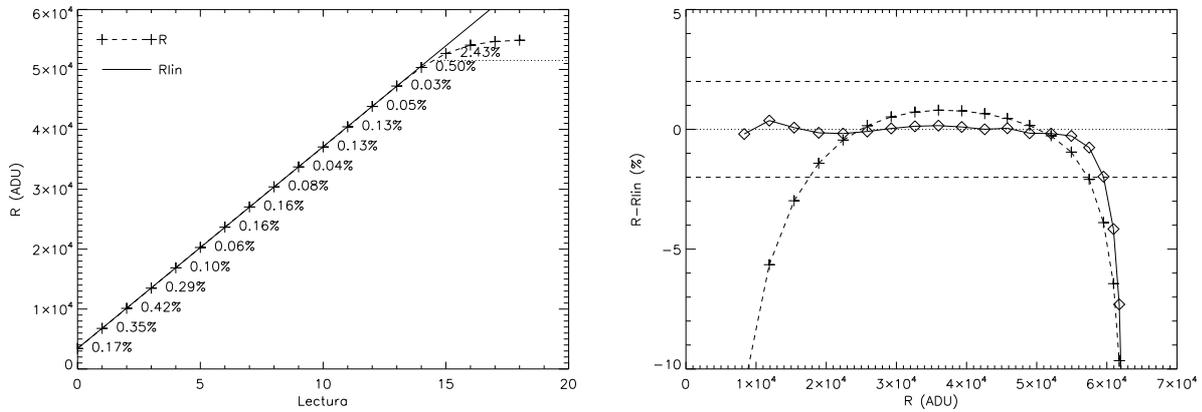


Figura 4.15: Izqda.: Variación de la señal media en todo el detector a lo largo de una rampa una vez corregida la no linealidad. Los números indican la desviación de la linealidad (representada por la recta), y el trazo horizontal el valor en el que se considera que el comportamiento deja de ser lineal. Dcha.: Diferencia de la señal medida con respecto a la esperada si el detector fuese lineal antes de la corrección (línea de trazos) y después (línea continua). Las líneas horizontales marcan el límite de $\pm 2\%$. Las diferencias en los valores de flujo del panel izquierdo y 4.12 con respecto al panel derecho se deben a que en éste no se ha sustraído el nivel de pedestal, tal y como se discute en el texto.

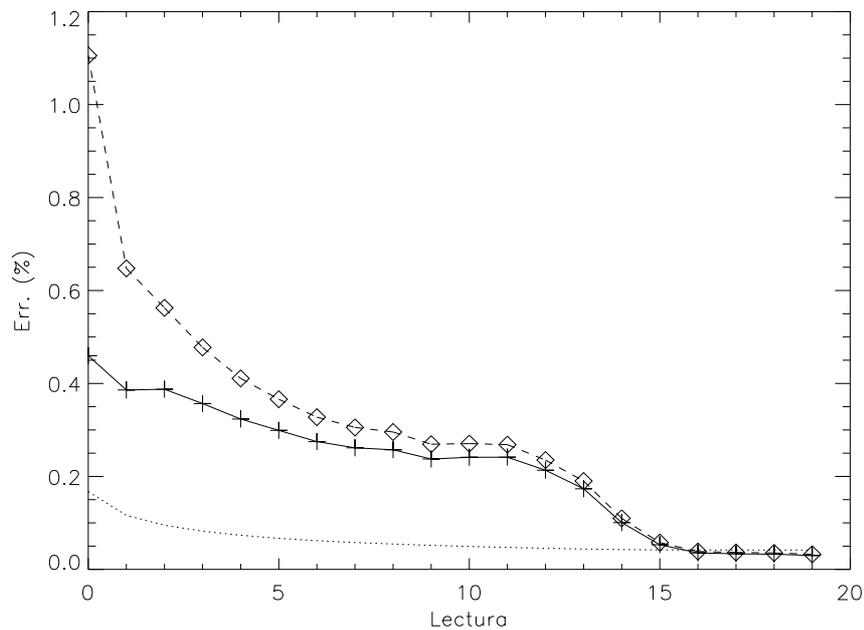


Figura 4.16: Error en la corrección de linealidad, en tanto por ciento, sustrayendo el pedestal (línea discontinua) y sin sustraerlo (línea continua). La línea de puntos muestra la desviación poissoniana. A pesar de que para las primeras lecturas (las que tienen el flujo más bajo) el error es mayor, en cualquier caso la corrección las mantiene dentro de los límites de desviación de la linealidad del 2%.

Err_j en función del flujo asociado a la i -ésima lectura de una rampa. En la fig. 4.16 se pueden ver los resultados de esta estimación. Dado que el error está expresado en percentiles, existe una

dependencia del valor absoluto de flujo, por lo que se representan dos curvas: una sustrayendo un valor de pedestal y otra sin hacerlo. En ambas el error asociado con la corrección es lo suficientemente bajo como para garantizar que en el peor de los casos las desviaciones de la linealidad no superarán el umbral del 2%. Además, el ruido fotónico asociado a la medida (al promediar sobre un número grande de píxeles) es lo suficientemente bajo como para que su contribución a la estimación final del error sea muy baja en el intervalo de interés.

4.2.6 Corriente de oscuridad

Introducción

Tal y como se razona en la sec. 4.1, en un detector infrarrojo siempre hay una determinada conducción asociada a cargas que se liberan por excitación térmica, y que se manifiesta en una señal parásita que afectará a todas las medidas realizadas.

La correcta parametrización de esta señal es crucial para determinar la eficiencia global del sistema. Aunque al hacer fotometría de banda ancha la emisividad del cielo es la fuente de fondo dominante, el espectro del cielo está dominado por determinadas líneas (principalmente OH), por lo que cuando EMIR trabaja en modo espectroscópico, fuera de las regiones de emisión telúricas es posible que la corriente de oscuridad sea la fuente de señal dominante.

Procedimiento

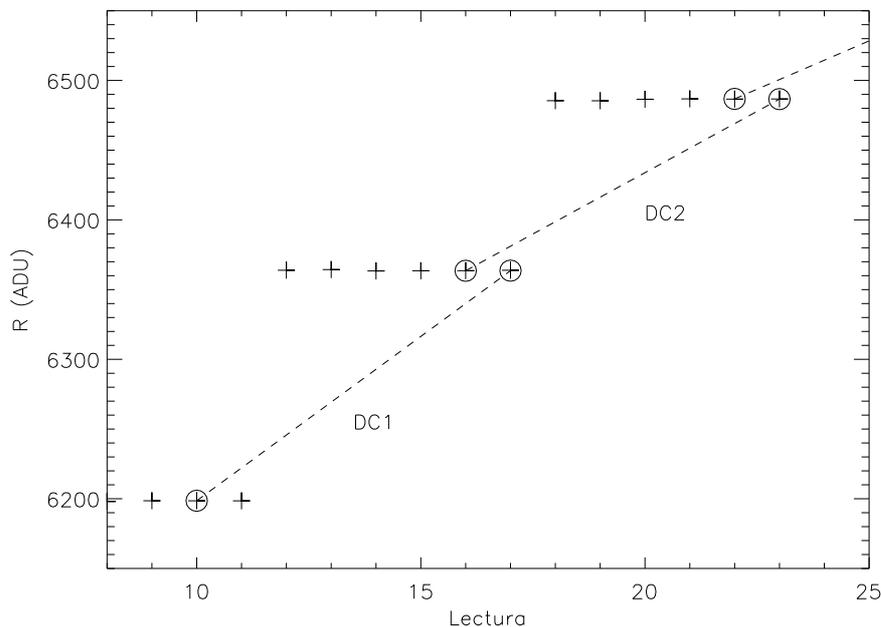


Figura 4.17: Procedimiento para el cálculo de la corriente de oscuridad; la estimaremos a partir de las diferencias DC1 y DC2, con los respectivos tiempos de cada imagen. Hay que notar que entre las series contiguas de 6 lecturas transcurren 600 s.

Para evaluar la corriente de oscuridad, debemos garantizar que sobre el detector no incide radiación, de manera que al realizar una serie de lecturas, la fuente dominante de señal sea ella

misma. Caracterizaremos entonces la corriente de oscuridad como el nivel de señal que se mide una vez que ha transcurrido tiempo suficiente para que el detector se estabilice, y en ausencia de flujo incidente.

No sólo será importante conocer este valor, sino también estudiar su evolución a lo largo del tiempo, lo que nos permitirá evaluar su influencia sobre el rendimiento global del sistema en los diferentes regímenes de funcionamiento del mismo (espectroscopía, fotometría, diferentes tiempos de exposición, etc.).

Necesitamos entonces que no haya ninguna fuente de radiación que pueda afectar a nuestras medidas, por lo que operamos con la ventana del criostato tapada y la rueda de filtros en la posición de cerrado. Con esta configuración garantizamos que el flujo incidente sobre el detector es mínimo, aunque siempre existe el riesgo de que, al ser sensible al infrarrojo, cualquier fuente de calor (como la propia electrónica del sistema) contamine nuestras medidas. Con esta configuración, reseteamos el detector y procedemos a tomar series de 6 lecturas, separadas entre sí 600 segundos.

Obtendremos un valor numérico para la corriente de oscuridad con el método esquematizado en la fig. 4.17. Como se puede apreciar en la fig. 4.18, después de un tiempo inactivo, el detector pasa por una transitorio que afecta al valor de las lecturas. Este efecto está asociado con el proceso de lectura, y a medida que se accede a cada elemento de resolución de un canal, es menor. Usaremos, por lo tanto, la diferencia entre la última imagen de cada rampa y la penúltima de la anterior para estimar la señal, en ADU/s y e^-/s . De esta manera no solo conseguimos que la correlación entre las diferentes estimaciones sea mínima (al estar derivadas a partir de imágenes diferentes), sino que el tiempo transcurrido es lo suficientemente grande como para que el ruido asociado a la medida (que seguirá una estadística de Poisson) no sea demasiado apreciable.

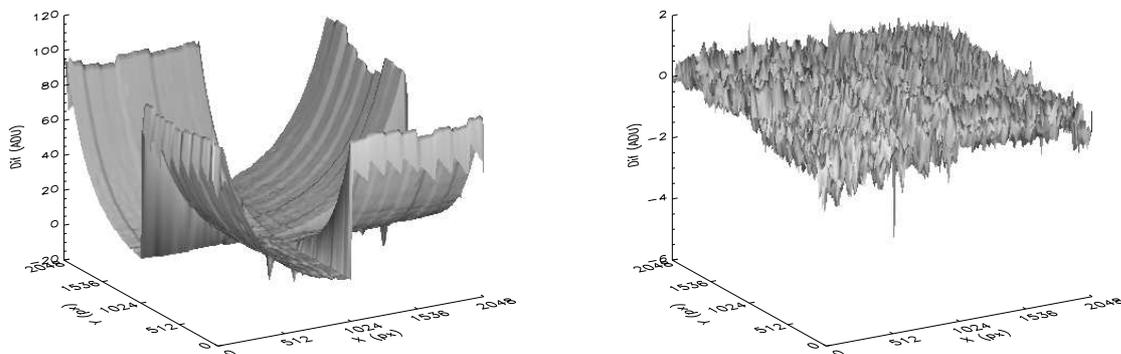


Figura 4.18: Diferencia, en cuentas, de dos imágenes de corriente de oscuridad. Izqda.: Las dos primeras imágenes de la serie, justo después de 600 s de integración. Dcha.: Las dos últimas imágenes de la serie.

Es posible corregir este problema procurando que antes de cada lectura productiva (aquella en la que hay una salida de datos) se haga una serie de ellas no productivas (en las que se accede a cada píxel pero no se espera a que se estabilice la señal de lectura). De esta manera, el circuito de lectura se estabiliza antes de la producción de datos, y las medidas no estarán afectadas de este transitorio. Es necesario entonces determinar cuántas operaciones de lectura eliminan este efecto.

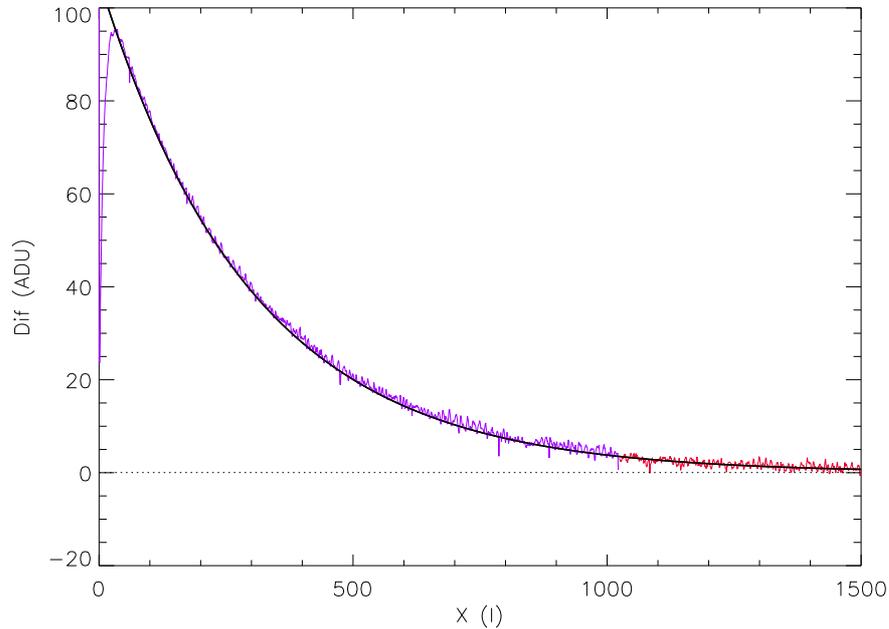


Figura 4.19: Evolución de la señal en función del número de lecturas realizadas. El trazo malva representa la diferencia entre la primera y la última imagen, mientras que el rojo lo hace para la diferencia entre la segunda y la última. La línea de puntos es la media de la diferencia entre las dos últimas imágenes de la serie (0.04 ADU). Se puede apreciar como la señal depende del número de lecturas. En negro, el ajuste descrito en el texto.

Dado que cada canal se lee por separado, podemos limitarnos a estudiar uno de ellos. Como hemos visto en la sec. 4.1, el detector tiene una dirección de lectura lenta (que se divide en 1024 pasos, correspondientes a cada una de las líneas del canal) y una rápida (de 128, cada uno de los píxeles de una línea). Como se puede ver en la fig. 4.18, en las últimas imágenes de una serie de 6 no se aprecian ya valores anómalos de lectura, por lo que usaremos la última de la serie como pedestal, que será sustraído al resto de datos. Posteriormente promediaremos sobre la dirección rápida y así obtenemos un vector de 1024 valores de señal, cada uno de ellos asociado con 128 píxeles.

En la fig. 4.19 podemos ver el resultado. Se puede apreciar como la señal depende fuertemente del número de operaciones de lectura. Dado que entre la primera y la segunda no hay espera, existe una transición suave entre los valores de ambas. Podemos parametrizar el transitorio de la siguiente manera:

$$d = 175 \cdot e^{-\frac{x+150}{300}} \quad (4.24)$$

Donde d es la diferencia en cuentas y x es el número de lecturas, en unidades de 128. Se trata de un decaimiento exponencial de manera que cuando $x = 1922$ se cumplirá que $d = 0.1 \text{ ADU}$, y tras tres lecturas completas ($x = 3072$) esta señal habrá bajado a $3 \cdot 10^{-3} \text{ ADU}$; este valor es suficientemente bajo como para no suponer una tara en el funcionamiento general del detector.

Dado que calcularemos la corriente de oscuridad como una diferencia simple de imágenes, es posible realizar la estimación sobre todos los píxeles del detector, en lugar de un muestreo de 5000 elementos en cada canal.

Resultados

A la hora de presentar una figura de mérito para la corriente de oscuridad hay que tener en cuenta la distribución de la misma. Como se puede apreciar en la fig. 4.20, tiene una asimetría estadística de $\gamma_1 = 20.2$ (una distribución normal tendría $\gamma_1 = 0$) que se aprecia en una cola larga hacia valores altos. Debido a esto, tanto la media como la mediana estarán sesgadas hacia valores mayores. Una kurtosis elevada ($\gamma_2 = 582$, frente a $\gamma_2 = 0$ para una normal) se traduce en una mayor concentración en torno al máximo del histograma, por lo que usaremos la moda de la distribución como el valor más representativo de la misma.

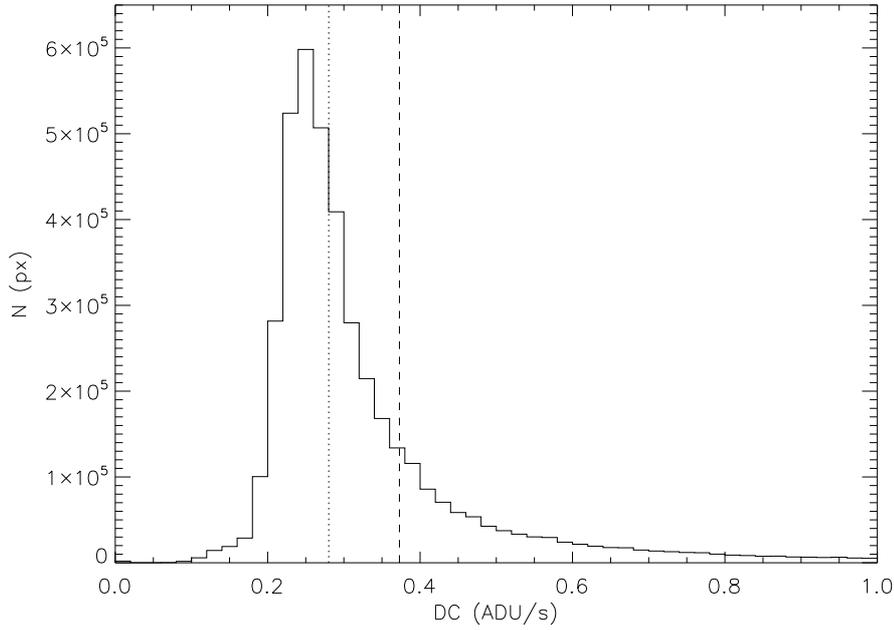


Figura 4.20: Histograma de corriente de oscuridad para una pareja de imágenes sobre todo el detector. La línea de trazos marca la media, y la de puntos la mediana.

Obtendremos así un valor de corriente de oscuridad para cada pareja de imágenes (seleccionadas según la fig. 4.17) que nos permitirá ver cómo evoluciona ésta con el tiempo (fig. 4.21). Las primeras integraciones presentan un valor de fondo alto, que se comienza a estabilizar a partir de los 100 minutos. El valor final de la corriente de oscuridad para todo el detector lo derivaremos haciendo estadística sobre las cinco últimas medidas, lo que además nos permitirá estimar el error en la medida como la desviación típica.

$$\begin{aligned} dc_{moda}^{0.7,14} &= 0.084 \pm 0.006 \text{ ADU/s} \\ dc_{moda}^{0.7,14} &= 0.25 \text{ e}^-/\text{s} \end{aligned} \quad (4.25)$$

Dado que calculamos la moda como el máximo del histograma, el ancho de los intervalos considerados para la construcción de éste debería influir en la incertidumbre asociada a la corriente de oscuridad. No obstante, construimos los histogramas siguiendo la receta de Wand (1997), según la cual el ancho óptimo para los intervalos, h , se puede estimar como:

$$h = 3.49 \cdot IQR \cdot n^{-1/3} \quad (4.26)$$

$$IQR = q_3 - q_1$$

Donde n es el número de puntos e IQR el rango intercuartilar, que se obtiene con la diferencia entre el primer cuartil q_1 (un 25% de los puntos son menores que él) y el tercer cuartil q_3 (un 25% de los puntos son mayores que él). De esta manera, el ancho típico está por debajo de 10^{-3} $ADUS/s$, por lo que su contribución al error final será muy pequeña.

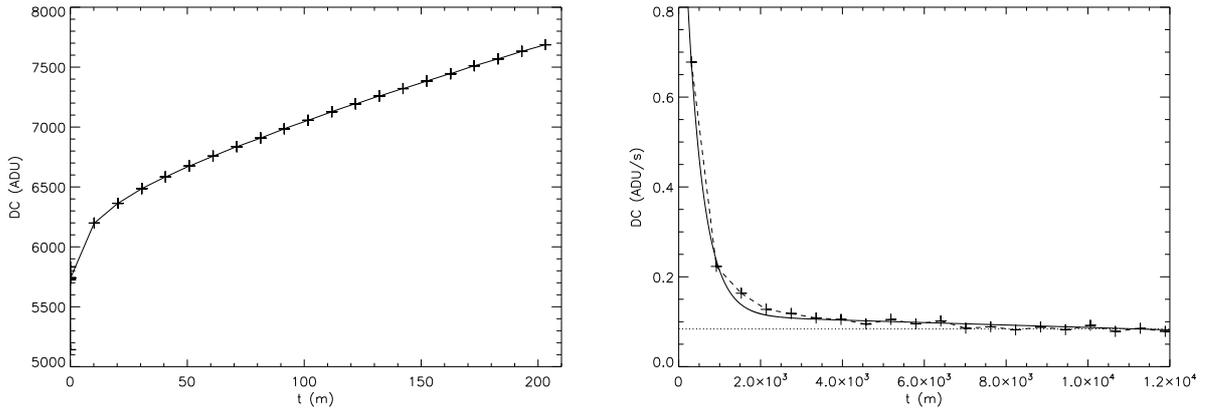


Figura 4.21: Izqda.: Evolución de la corriente de oscuridad en función del tiempo, medida en ADU . Dcha.: La misma curva, en ADU/s (línea de trazos). La línea de puntos representa el valor al que la corriente se estabiliza, y el trazo continuo el ajuste de la ec. 4.27.

Tal y como se puede apreciar en el panel derecho de la fig. 4.21, podemos parametrizar, de manera aproximada, la evolución temporal de la corriente de oscuridad con una exponencial de la forma:

$$\frac{\partial DC}{\partial t} = 0.11 + 1.21 \cdot (1.16)^{-\frac{t}{60}} - 2.72 \cdot 10^{-6} \cdot t \quad (ADU/s) \quad (4.27)$$

Cuando t es pequeño, dominará el decaimiento exponencial, mientras que para tiempos más grandes se aproximará a función lineal del mismo. De nuevo, el principal interés de esta ecuación no es el de ofrecer una parametrización con sentido físico de la corriente de oscuridad, pero sin embargo sí que nos permite romper el muestreo temporal discreto de nuestras medidas (siempre que t se mantenga dentro de unos límites más que razonables de $t \ll 10^6$ s), de manera que podemos hacer una estimación de la corriente de oscuridad para diferentes tiempos. Esto nos permitirá evaluar posteriormente (sec. 4.3) su influencia sobre diferentes modos de funcionamiento del detector.

Repetiendo el mismo cálculo, podemos obtener los resultados por canal, disponibles en la tabla 4.7. Como se puede apreciar en ella y en la fig. 4.22, en el primer cuadrante (esquina inferior izquierda) la corriente de oscuridad es mucho mayor que en el resto del detector, mientras que en el resto del chip se mantiene razonablemente uniforme.

En la tabla D.7 podemos ver los resultados de esta medida tanto para la configuración alternativa con $V_r = 0.5$ y un *offset* de 11 (no así para $V_r = 0.7$ y $OFF = 14$, puesto que las variaciones en el *offset* no afectarán a la corriente de oscuridad) como para el sistema de 4 canales. Se puede

Tabla 4.7: Corriente de oscuridad para las pruebas de 07/06., con $V_r=0.7$ y $OFF=14$, en ADU/s .

		Rampas: 1		Canales: 32	
		Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal		$m (dc)$	$s (dc)$	$m (dc)$	$s (dc)$
1		0.087	0.006	0.091	0.007
2		0.084	0.005	0.086	0.005
3		0.081	0.004	0.084	0.007
4		0.080	0.006	0.083	0.005
5		0.081	0.006	0.080	0.006
6		0.082	0.006	0.076	0.007
7		0.081	0.006	0.072	0.008
8		0.081	0.005	0.065	0.003
		Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal		$m (dc)$	$s (dc)$	$m (dc)$	$s (dc)$
1		0.169	0.008	0.088	0.005
2		0.135	0.008	0.083	0.010
3		0.117	0.005	0.095	0.002
4		0.111	0.004	0.096	0.007
5		0.101	0.005	0.095	0.006
6		0.096	0.007	0.097	0.005
7		0.082	0.003	0.097	0.005
8		0.074	0.005	0.097	0.006

apreciar que en este último la emisión térmica es mucho menor que para las lecturas con 32 canales, que a su vez también están bastante por encima de las especificaciones de Rockwell.

Aunque este aumento de la corriente de oscuridad podría deberse al comportamiento intrínseco de la electrónica con más canales, es también posible que se pueda deber a contaminación lumínica dentro del criostato de pruebas. Los circuitos flexibles en la configuración de 32 canales requieren modificaciones en el mismo (ver fig. 4.23) que podrían permitir que luz difusa llegue a incidir sobre el detector. Para ver si esto es así, se realizó una nueva tanda de medidas con el detector de ingeniería (para evitar ciclos de enfriamiento innecesarios sobre el de ciencia) en la que sobre el buffer más interno del sistema (ver fig. 4.23) se colocó una tapa que debería bloquear la mayoría de la radiación.

Como se puede apreciar en la tabla D.8, hay una diferencia apreciable entre los valores derivados con y sin la tapa, pero en cualquier caso su magnitud ($\sim 0.01 ADU/s$) no permite explicar el incremento del detector de ciencia. Existe la posibilidad de que la tapa no sea completamente efectiva, puesto que aunque la luz no incida directamente sobre el detector, si lo hace sobre ella podría haber una reemisión que afectase a las medidas (que se podría amplificar debido a las reflectancias del detector y la propia tapa) pero esto es poco probable, puesto que si se comparan las tablas D.8 y D.9, vemos que la corriente de oscuridad con el sistema de 32 canales tapado y el de 4 canales son muy parecidas. De esta manera, o bien la posible luz difusa que afecta a ambas medidas (con lo cual también estaría presente en la corriente de oscuridad para el detector de ciencia con 4 canales y no podríamos explicar de nuevo la diferencia entre

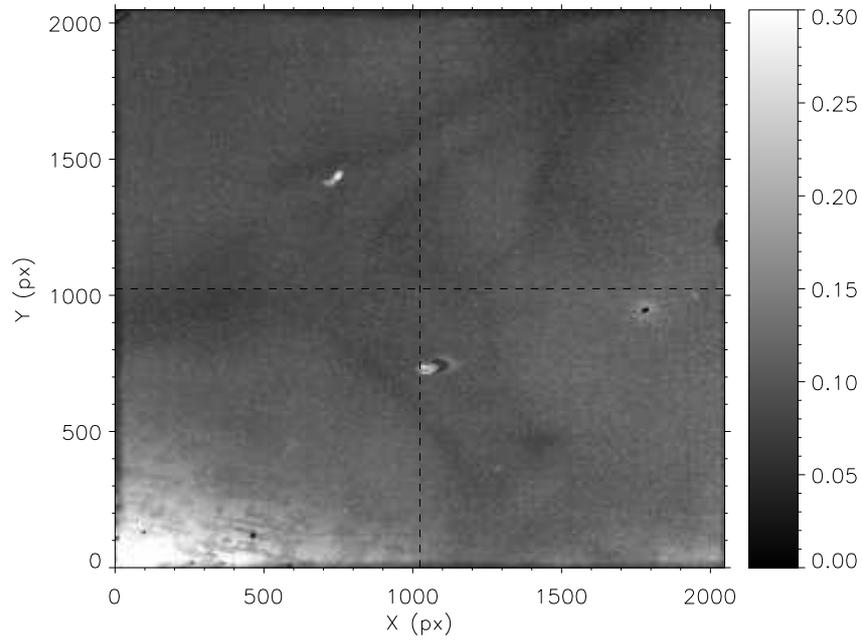


Figura 4.22: Variación de la corriente de oscuridad, en ADU/s en todo el detector. Las líneas de trazos marcan la frontera entre cuadrantes.

éste y el sistema de 32) o bien su valor es de nuevo muy pequeño, del orden de magnitud de los errores ($\sim 0.002 ADU/s$).

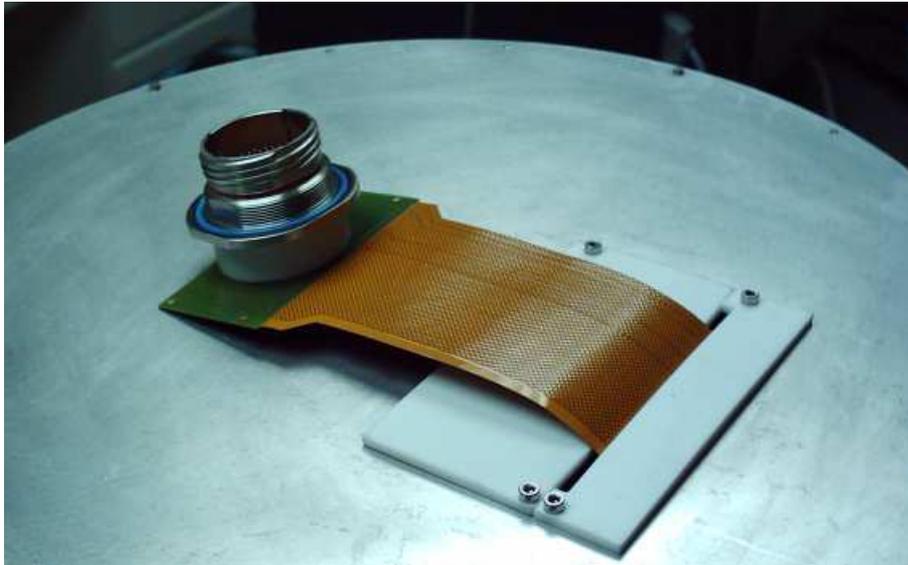


Figura 4.23: Detalle de la cubierta interna del criostato mostrando la abertura de salida para los cables flexibles.

Con la corriente de oscuridad y el ruido de lectura (siguiente sección) podremos evaluar la influencia del voltaje aplicado al *BIASGATE* (sec. 4.1), además del voltaje de reset. Por

simplicidad, nos limitaremos a trabajar con la evolución temporal, puesto que la distribución 2D se mantiene más o menos constante independientemente de la configuración del sistema.

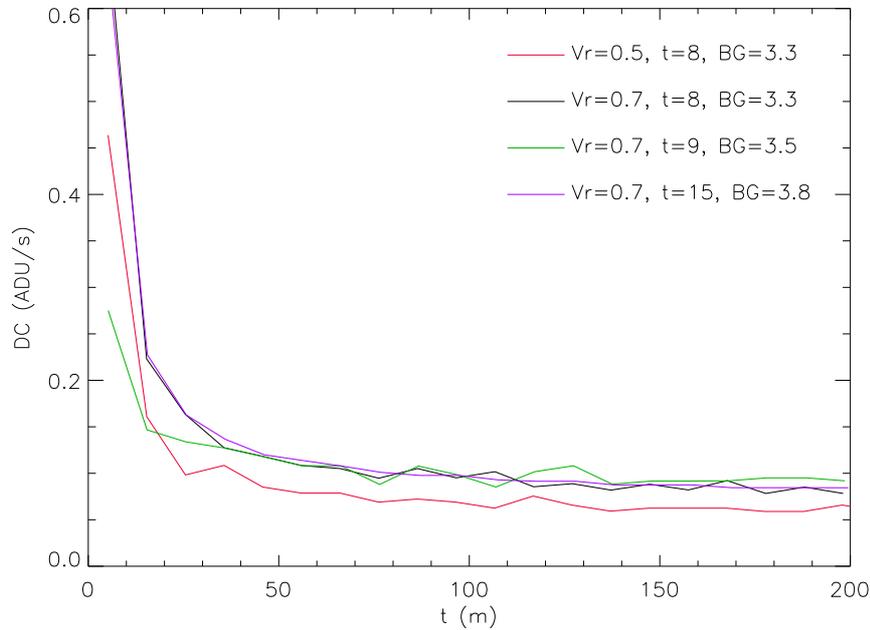


Figura 4.24: Evolución de la corriente de oscuridad para todo el detector en función de la configuración electrónica. Los tiempos se miden en μs y los voltajes en V . El factor dominante parece ser V_r .

Como se puede apreciar en la fig. 4.24, independientemente del tiempo de lectura por píxel y de BG la corriente de oscuridad final es más o menos la misma, de manera que ésta parece estar más influida por V_r que por otros factores. Conviene notar, no obstante, que para $t = 15 \mu s$ y $BG = 3.8 V$ las oscilaciones de la curva son mucho menores que en el resto de los casos. Esta configuración también tiene asociado un ruido de lectura más bajo, como se verá a continuación. Dado que tanto el voltaje de *bias gate* como el tiempo de lectura por píxel esencialmente tienen un efecto redundante sobre el rendimiento del sistema, será necesario realizar pruebas más detalladas (con una variación más fina de BG para $t = 8 \mu s$, por ejemplo) para asegurar cuál de los dos es dominante, en particular porque t está constreñido por los requerimientos de EMIR (que ha de leer aproximadamente una imagen por segundo).

4.2.7 Ruido de lectura

Introducción

Como hemos visto en la sec. 4.1, el proceso de lectura del detector requiere una consulta de las cargas capturadas por cada uno de los elementos de resolución, que se transforma en una corriente que ha de ser transportada hasta el convertor que la transformará en una señal digital.

Este proceso introducirá una variación en esta corriente, asociado con las inestabilidades que se producen dentro del propio circuito, pues la respuesta de los componentes que lo forman no será constante, sino que tendrá una cierta oscilación propia asociada. Todo esto se traduce en

que cualquier medida realizada con el detector está afectada de un ruido, el llamado ruido de lectura, que será uno de los parámetros fundamentales del sistema.

Procedimiento

Para poder medir el ruido de lectura, usaremos las dos últimas imágenes de corriente de oscuridad. Como hemos visto, para nuestra configuración, la señal asociada con este fenómeno será $dc = 0.25 e^-/s$. Como dichas imágenes están tomadas de manera continua (por lo que el tiempo que transcurre entre ambas es de 1 s), y si asumimos que sigue una estadística de Poisson, la función de probabilidad para el número de electrones capturados por un determinado píxel será (fig. 4.25):

$$f(R; dc) = \frac{dc^R e^{-dc}}{R!} \quad (4.28)$$

Donde R es el número de electrones capturado y dc el valor medio de la señal tras 1 s de integración.

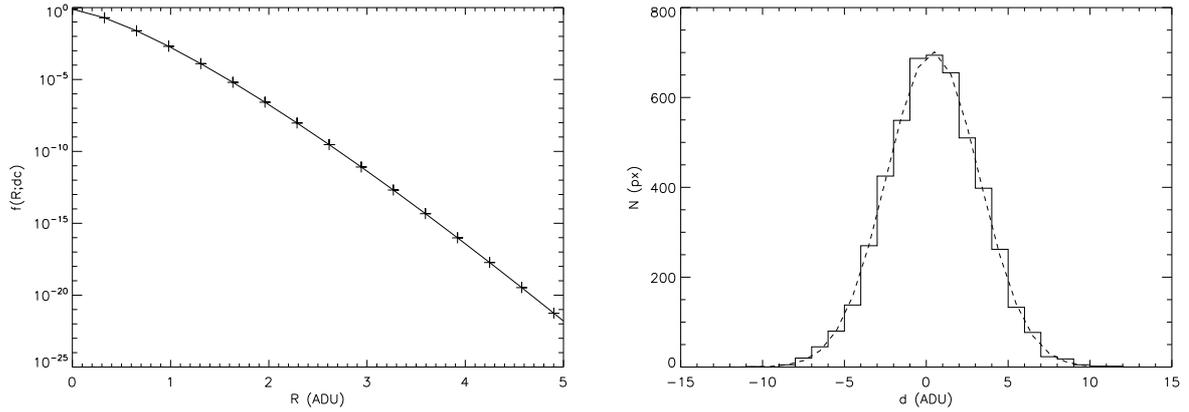


Figura 4.25: Izqda.: Distribución de probabilidad para la diferencia de dos imágenes. Dcha.: Histograma de dicha diferencia para un canal. La línea de trazos marca el mejor ajuste gaussiano.

Dado que nuestro sistema tiene una ganancia de $3.02 e^-ADU^{-1}$, consideraremos que para que se detecte una cuenta, serán necesarios 2 electrones. Si integramos entonces la función de la fig. 4.25 (izqda.) obtenemos la probabilidad de que un determinado píxel presente una o más cuentas $p(R > 0) = 2.6\%$. Por lo tanto, en la mayoría del detector no se producen detecciones. Para poder calcular el ruido de lectura necesitaremos deshacernos de la variabilidad espacial de la señal a lo largo del detector (como se puede apreciar en la fig. 4.22). Para ello usaremos la diferencia de dos imágenes. Si suponemos que ambas son dos medidas independientes R_1 y R_2 , y d es para la diferencia se cumple que:

$$\begin{aligned} \sigma(d) &= \sqrt{\sigma(R_1)^2 + \sigma(R_2)^2} \\ \sigma(R_1) &= \sigma(R_2) = \sigma_{ron} \\ \sigma(d) &= \sqrt{2} \cdot \sigma_{ron} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Donde σ_{ron} es el ruido de lectura. Como se puede apreciar en el panel derecho de la fig. 4.25, el histograma de la diferencia es simétrico (tiene una asimetría estadística $\gamma_1 = -0.08$), lo que prueba que no hay una influencia significativa de píxeles con valores altos de corriente de oscuridad.

La hipótesis de independencia de ambas medidas se basa en que la probabilidad de que un píxel capture un electrón térmico no depende de que lo haya hecho en el pasado. En principio esto podría no cumplirse, puesto que como hemos visto, la intensidad de la corriente de oscuridad es variable. En los píxeles en los que ésta es mayor, no se verifica este postulado, y el valor R_2 dependerá en general de R_1 , de manera que se produce cierta correlación que habría que introducir en la ecuación 4.29.

No obstante, como se puede ver en la tabla 4.7, en los canales que presentan valores más altos de emisión térmica se obtiene $dc = 0.51 e^-/s$. Introduciendo este valor en la expresión 4.28 obtenemos que $p(R > 0) = 9.3\%$. Por lo tanto, incluso en éstos la probabilidad de producir una cuenta es baja, y se cumplirá que para la mayoría del detector no hay detecciones, de manera que la ecuación 4.29 es una aproximación válida para el ruido de lectura.

Debido a que calcularemos $\sigma(d)$ a partir de la distribución 2D de la diferencia de dos imágenes se debería introducir también un término extra en la ecuación 4.29, que daría cuenta de posibles correlaciones píxel a píxel. Las señales medidas en dos elementos de resolución suficientemente alejados el uno del otro deberían ser independientes, a excepción de efectos de contaminación (*crossstalk*). Puesto que trabajamos en un régimen de flujo muy bajo, es previsible que este efecto no sea demasiado importante. No obstante, tal y como se puede ver en la fig. 4.22, la corriente de oscuridad tiene una dependencia espacial, y por lo tanto píxeles adyacentes estarán correlados. Para evitar esto, nos limitaremos a un muestreo aleatorio de 5000 puntos por canal. Dado que el total es de $1.31 \cdot 10^5$, nuestro muestreo supone el 3% de la superficie (aún así, tal y como se razona en la sec. 4.2.2, podemos determinar $\sigma(d)$ con suficiente precisión), por lo que la probabilidad de que dos elementos sean adyacentes (y por lo tanto estén correlados) es baja.

Utilizaremos entonces para evaluar $\sigma(d)$ las dos últimas imágenes de la serie de corriente de oscuridad (sec. 4.2.6), para las que sabemos que el valor de ésta ya se ha estabilizado. Obtendremos una medida del error asociado derivando el ruido de lectura para cada canal con 100 muestras de 5000 píxeles escogidos aleatoriamente. Cada una de ellas nos dará un valor de σ_{ron} , y la desviación del total nos permitirá conocer la exactitud del método.

Resultados

Siguiendo el procedimiento descrito, podemos estimar el ruido de lectura para cada uno de los canales del detector (tabla 4.8).

Como se puede ver en ella, σ_{ron} se mantiene uniforme, dentro de los márgenes de error, para todos los canales. Podemos determinar un ruido de lectura medio para todo el detector uniendo cada uno de los 32 muestreos:

$$\begin{aligned} \sigma_{ron}^{0.7,14} &= 1.99 \pm 0.01 \text{ ADU} \\ \sigma_{ron}^{0.7,14} &= 6.1 e^- \end{aligned} \tag{4.30}$$

Con este valor podemos comparar el rendimiento de las diferentes configuraciones. Al igual que ocurría con la corriente de oscuridad, Vr afecta a este parámetro. En la tabla D.10 y la ec. D.9, podemos ver como la configuración con $Vr = 0.5$ y $OFF = 11$ tiene un ruido de lectura en

Tabla 4.8: Ruido de lectura para las pruebas de 07/06, con $V_r=0.7$ y $OFF=14$, en ADU .

		Rampas: 1		Canales: 32	
		Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal		$m(\sigma_{ron})$	$s(\sigma_{ron})$	$m(\sigma_{ron})$	$s(\sigma_{ron})$
1		2.02	0.04	2.01	0.03
2		2.02	0.03	1.99	0.02
3		2.05	0.03	1.97	0.03
4		1.98	0.03	1.98	0.03
5		2.00	0.03	1.99	0.03
6		2.02	0.03	1.97	0.03
7		2.01	0.04	1.97	0.03
8		2.03	0.03	2.00	0.03
		Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal		$m(\sigma_{ron})$	$s(\sigma_{ron})$	$m(\sigma_{ron})$	$s(\sigma_{ron})$
1		2.03	0.03	1.94	0.03
2		1.98	0.04	1.96	0.02
3		1.96	0.03	1.94	0.03
4		1.95	0.03	1.92	0.03
5		1.99	0.03	2.03	0.03
6		1.95	0.03	1.93	0.03
7		1.97	0.03	1.96	0.03
8		1.95	0.03	1.98	0.03

torno a un 10% más bajo. También podemos evaluar el efecto del tiempo de lectura por píxel y del voltaje de *bias gate*. La tabla 4.9 resume los resultados de todas las pruebas. Como se puede apreciar, cuanto mayores son el tiempo de integración y BG , más pequeño es el ruido, aunque siempre moviéndonos dentro de un rango de $\pm 10\%$. De nuevo, el factor determinante parece ser V_r .

Tabla 4.9: Ruido de lectura sobre todo el detector en función de BG , t y V_r , en ADU .

t (μs)	$BG(V)$		
	3.3	3.5	3.8
8	1.75	1.99	–
9	–	1.92	1.77
13	–	–	1.73
15	–	–	1.64
V_r (V)	0.5	0.7	

4.2.8 Eficiencia cuántica

Introducción

La señal $R(\lambda)$, en cuentas, que mide el detector proveniente de una determinada fuente a una longitud de onda λ se corresponde con:

$$R(\lambda) = \frac{F(\lambda) \cdot t \cdot EC(\lambda) \cdot T(\lambda)}{G \cdot g} \quad (4.31)$$

Donde $F(\lambda)$ es el flujo del emisor, t es el tiempo que el detector está integrando, $T(\lambda)$ es la transmitancia del sistema óptico, y G es un factor geométrico que depende de la distancia del emisor al detector y de los tamaños relativos de estos. $EC(\lambda)$ es la eficiencia cuántica del sistema, y nos dice qué porcentaje de fotones son capturados y se transforman en electrones que mediremos como señal.

Medir $EC(\lambda)$ en laboratorio es complicado, puesto que necesitamos una fuente cuya función espectral de energía sea conocida (como un cuerpo negro, por ejemplo) pero capaz de emitir en una $\Delta\lambda$ que determinará la resolución de nuestras medidas, una estimación de la transmitancia de las diferentes lentes que atraviesa el haz de luz (en nuestro caso sólo la ventana del criostato y el filtro seleccionado) y una medida de S . Este último factor es complicado de evaluar para nuestro montaje, puesto que el criostato que contiene al detector no está anclado a una mesa óptica, haciendo que la alineación de éste con el emisor sea complicada, además de dificultar mucho la estimación de la distancia entre ambos.

No obstante, lo que sí es asequible para nosotros es hacer una medida de la eficiencia cuántica relativa en dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 ; despejando en 4.31 y haciendo el cociente:

$$ECR(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{EC(\lambda_1)}{EC(\lambda_2)} = \frac{R(\lambda_1) \cdot F(\lambda_2) \cdot T(\lambda_2) \cdot t_2}{R(\lambda_2) \cdot F(\lambda_1) \cdot T(\lambda_1) \cdot t_1} \quad (4.32)$$

Suponiendo que la disposición geométrica del sistema es estable entre medida y medida, y que la ganancia no depende de la longitud de onda. Intentaremos medir la eficiencia cuántica relativa en los filtros J y H con respecto a K. Si suponemos que la transmitancia de la ventana del criostato es constante en las tres bandas y en lugar de R medimos la señal S en cuentas por segundo, la ecuación anterior se reduce a:

$$ECR(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{S(\lambda_1) \cdot F(\lambda_2) \cdot T_f(\lambda_2)}{S(\lambda_2) \cdot F(\lambda_1) \cdot T_f(\lambda_1)} \quad (4.33)$$

Donde T_f es la transmisión del filtro. De este modo, conocida esta función y la emisión de la fuente, a partir de una medida de señal en dos bandas podremos calcular el cociente de las eficiencias cuánticas, lo que nos dará una idea de la estabilidad de este parámetro para los diferentes regímenes de longitud de onda en los que trabajará el detector.

Procedimiento

Dado que utilizaremos un emisor que se comporta como un cuerpo negro y podemos medir la transmitividad de los filtros en caliente (ver fig. 4.26), podemos definir C como:

$$C_f = \int_0^{\infty} T_f(\lambda) \cdot F(\lambda) \cdot d\lambda \quad (4.34)$$

Por lo que:

$$ECR(f_1, f_2) = \frac{S(f_1) \cdot C_{f_2}}{S(f_2) \cdot C_{f_1}} \quad (4.35)$$

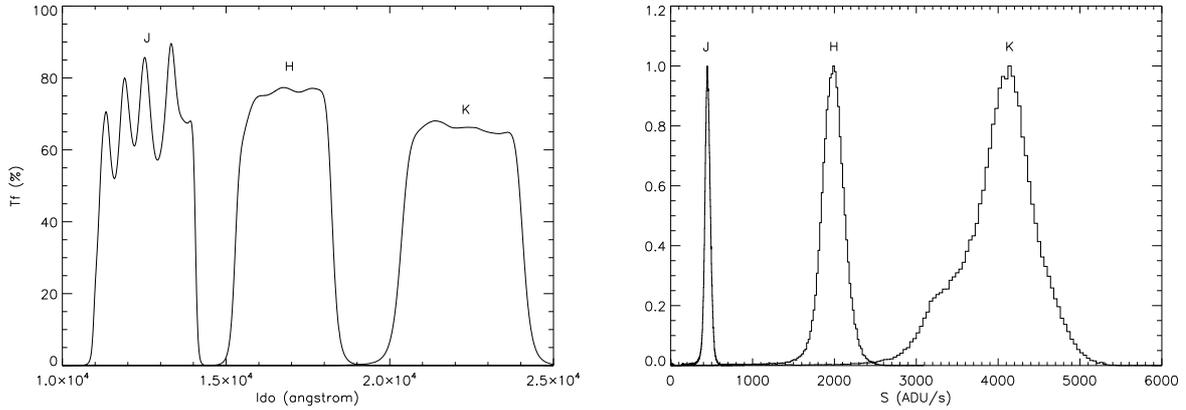


Figura 4.26: Izqda.: Transmisión en función de la longitud de onda para nuestro juego de filtros. Dcha.: Señal del cuerpo negro medida en cada uno de los filtros. Los histogramas han sido normalizados al máximo, puesto que el ancho óptimo de los intervalos varía casi un orden de magnitud entre J y K.

Tomaremos tres rampas de 3 resets y 12 imágenes por filtro con el cuerpo negro iluminando el detector, y para descontaminar efectos de fondo, repetiremos el procedimiento con el emisor apagado, obteniendo (en promedio) las señales que se pueden ver en la fig. 4.26. Como se puede apreciar, el mayor flujo se detecta en la banda K, puesto que la temperatura del cuerpo negro es de $T = 1000 \text{ K}$.

Aunque esta temperatura tiene la ventaja de que coloca el máximo de radiación cerca de la banda K, y por lo tanto la señal a ruido en ésta será mejor (y puesto que la usamos como referencia se reflejará en la incertidumbre final de todas las medidas), presenta el problema de que satura rápidamente el detector. Así, la determinación de la pendiente de la recta que nos da la señal en ADU/s (fig. 4.27) en K se hará con menos puntos que en los otros dos filtros. Además, dado que el comportamiento del detector no es homogéneo, la saturación se alcanza antes en algunas partes, lo que implica que estaremos infravalorando el flujo en la banda K. Esto da lugar a la distribución asimétrica que se puede apreciar en la fig. 4.26.

Calculando el flujo en los diferentes filtros para cada píxel, con la ecuación 4.35 derivamos su eficiencia cuántica relativa. Lo haremos para un muestreo de 5000 elementos por canal, y de nuevo repitiendo el procedimiento para 100 muestreos aleatorios diferentes, obtendremos una estimación de la incertidumbre en la medida.

Resultados

Aplicando el método descrito obtenemos la tabla 4.10. Tal y como muestra, la respuesta del detector es esencialmente plana en los tres filtros. Espacialmente, la distribución es bastante homogénea, con excepción de los dos primeros canales del primer y cuarto cuadrante, en los que la densidad de píxeles saturados en K es mayor (y por lo tanto el flujo estimado menor), lo que provoca que la medida de ECR esté desplazada a valores mayores. A pesar de que

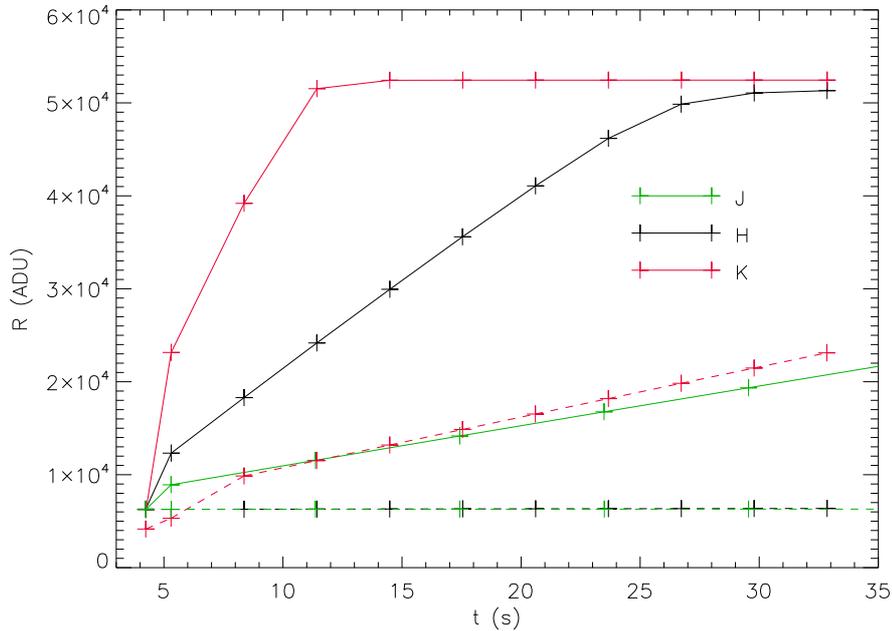


Figura 4.27: Variación de la señal medida con el tiempo para el cuerpo negro (línea continua) y para el fondo (línea de trazos) en cada uno de los tres filtros.

las dispersiones son pequeñas, la incertidumbre estará dominada por otros factores mucho más difíciles de estimar, como:

- La estabilidad del cuerpo negro. Un cuerpo negro es una construcción teórica, y aunque los emisores comerciales suelen tener una emisividad $e > 99\%$, ésta puede variar con el tiempo y el uso. Además la estabilidad de la temperatura que define la función espectral de energía es crucial. Cambios en torno al 1% pueden variar significativamente los resultados (ver fig. 4.28).
- La transmitancia de los filtros. Las curvas de la fig. 4.26 están medidas a temperatura ambiente, por lo que es posible que no sea la misma que en las condiciones de criogenia en las que se realizan las pruebas.
- La transmitancia de otros elementos del sistema óptico. La curva de transmisión tanto la ventana del criostato como la atmósfera no necesariamente han de ser planas (particularmente en determinadas regiones del espectro, como aquellas dominadas por la absorción de OH).

Uniando los muestreos de cada uno de los canales, podemos estimar la eficiencia cuántica relativa en todo el detector (fig. 4.28). Como se puede ver, la distribución no es simétrica, sino que existe una cola hacia valores altos de ECR asociada con los píxeles que saturan antes en K. Las figuras de mérito para el detector serían entonces:

$$\begin{aligned} ECR(JK) &= 101.5 \pm 0.6\% \\ ECR(HK) &= 106.5 \pm 0.3\% \end{aligned} \quad (4.36)$$

Tabla 4.10: Eficiencia cuántica relativa, por canal, en %.

Rampas: 3 Canales: 32

Canal	Cuadrante 4				Cuadrante 3			
	$\langle JK \rangle$	$s(JK)$	$\langle HK \rangle$	$s(HK)$	$\langle JK \rangle$	$s(JK)$	$\langle HK \rangle$	$s(HK)$
1	116.3	0.8	122.2	0.6	102.7	0.4	107.3	0.4
2	116.0	1.0	122.7	0.9	102.4	0.5	107.2	0.5
3	105.9	0.9	112.2	0.8	102.3	0.5	107.1	0.5
4	102.1	0.7	108.1	0.9	102.8	0.5	107.6	0.6
5	100.0	0.6	105.2	0.6	102.1	0.5	106.7	0.4
6	101.2	0.5	106.2	0.5	100.5	0.2	106.1	0.5
7	101.3	0.5	107.0	0.5	100.6	0.5	106.5	0.1
8	101.9	0.5	107.5	0.3	99.2	0.6	104.8	0.5
Canal	Cuadrante 1				Cuadrante 2			
	$\langle JK \rangle$	$s(JK)$	$\langle HK \rangle$	$s(HK)$	$\langle JK \rangle$	$s(JK)$	$\langle HK \rangle$	$s(HK)$
1	118.2	0.8	121.1	0.6	104.1	0.5	109.2	0.5
2	122.5	1.0	127.8	0.8	103.7	0.5	108.2	0.5
3	95.8	0.5	101.0	0.5	102.1	0.5	106.1	0.5
4	96.7	0.5	102.0	0.5	100.8	0.5	104.9	0.5
5	101.3	0.5	106.2	0.5	99.8	0.5	103.5	0.3
6	101.3	0.5	106.3	0.4	99.6	0.5	103.4	0.3
7	102.2	0.5	107.4	0.3	97.8	0.5	101.6	0.3
8	102.9	0.5	108.4	0.3	97.3	0.4	100.7	0.4

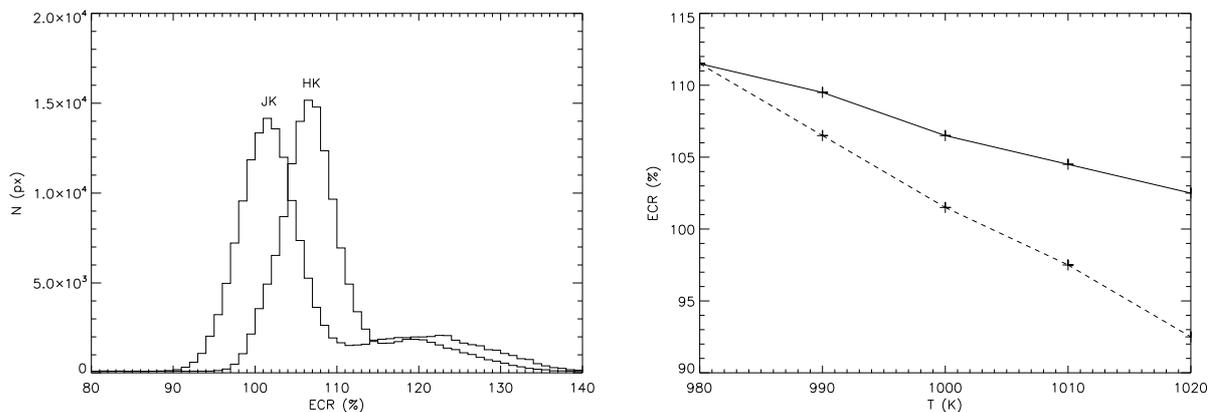


Figura 4.28: Izqda.: Eficiencia cuántica relativa de J respecto a K y de H respecto a K sobre todo el detector (muestreado con $1.9 \cdot 10^5$ píxeles). Dcha.: Dependencia de este resultado con la temperatura del cuerpo negro.

4.2.9 Cosmética

Introducción

Bajo el término un tanto ambiguo de cosmética se suelen agrupar todos aquellos efectos relacionados con la apariencia final de las imágenes. Nos centraremos en tres aspectos principales, algunos estándar (como los píxeles muertos) y otros particulares de nuestro detector:

- Píxeles muertos y calientes.
- Inhomogeneidades en la respuesta de los píxeles.
- Patrón de franjas.
- Sesgos en el bit menos significativo.

Píxeles muertos y calientes

Los píxeles muertos son aquellos en los que apenas hay detección de señal, independientemente de la radiación incidente, y los calientes son los elementos de resolución en los que ocurre lo contrario: incluso para flujos incidentes bajos la señal medida es muy alta.

Ambos suelen estar relacionados con problemas en la electrónica del detector. En sistemas como el Rockwell HAWAII-2 el elemento activo (en este caso una capa de HgCdTe), que suele tener estructura cristalina, se crece por separado del sustrato en el que está embebida la electrónica. La unión de ambas piezas se suele hacer por presión, con lo que siempre hay un cierto número de elementos en los que, por ejemplo, la unión al circuito de lectura no es completa, lo que daría lugar a un píxel muerto.

El procedimiento de detección de estos elementos defectuosos es sencillo. Usaremos para ello las imágenes de corriente de oscuridad (descritas en la sec. 4.2.6): si diferenciamos la primera y última imagen de la rampa podemos ver cómo se distribuye la señal a lo largo del detector e identificar los píxeles que la infra o sobrevaloran.

En la fig. 4.29 podemos ver esta distribución en nuestro caso. La moda de la diferencia son 1603 *ADU*, y presenta una desviación estándar de 2360 *ADU*. Como se puede apreciar, la función tiene una asimetría fuerte (además de estar truncada en 0), sesgada a valores altos de señal. En la evolución de la frecuencia acumulada se aprecia como, partiendo desde 0 *ADU*, al acercarnos a la moda la frecuencia crece de manera muy brusca (pasando del 15% al 85% en mucho menos de una σ), para luego entrar en una zona con una pendiente muy baja, que es la que provoca que la desviación típica tenga un valor alto.

De esta manera, intentar establecer unos umbrales aceptables de funcionamiento en función de σ , tal y como haríamos con una distribución normal, sólo funcionará para los píxeles calientes, por lo que localizaremos los muertos en función del porcentaje de la moda (que es razonablemente cercano a la media y la mediana) que detectan. Los resultados se pueden ver en la tabla 4.11. Mientras que prácticamente el número de píxeles muertos es constante independientemente del umbral de selección (adoptaremos el 5%), para los calientes el criterio es mucho menos flexible. Usaremos como corte $4 \cdot \sigma$; si nuestra distribución de valores fuese normal, con $R > \mu + 2 \cdot \sigma$ esperaríamos encontrar aproximadamente un 2% de los píxeles, es decir, $\sim 1.3 \cdot 10^5$. Para $3 \cdot \sigma$ el número baja a $\sim 10^4$, mientras que para $4 \cdot \sigma$ el porcentaje es ya despreciable (en torno a $10^{-5}\%$), y por lo tanto la práctica totalidad de los elementos de resolución que sobrepasan el

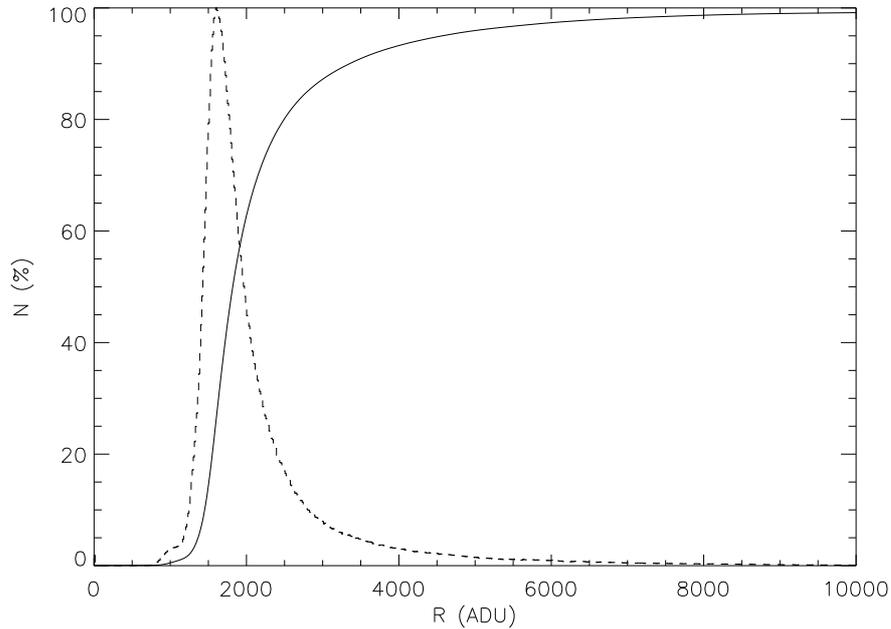


Figura 4.29: Frecuencia acumulada, en tanto por ciento, e histograma (con el máximo normalizado a 100) para la diferencia de imágenes sobre la que localizaremos píxeles muertos y calientes.

criterio de la tabla 4.11 estarán asociados con problemas en la lectura y no con valores extremos de la distribución de señal.

Aunque efectivamente la señal debería seguir una distribución de Poisson y no una gaussiana, a medida que la media aumenta, la primera tiende a una normal, por lo que para los valores con los que trabajamos ($\mu \sim 10^3$ ADU) ambas funciones son indistinguibles.

Así, el porcentaje de píxeles utilizables en el detector es:

$$P = 99.2\% \quad (4.37)$$

Tabla 4.11: Número de píxeles muertos (izqda.) y calientes (dcha.) en función del criterio de selección.

n	$N(R < \frac{n}{100} \cdot \langle R \rangle)$	n	$N(R > \langle R \rangle + n \cdot s(R))$
0	1859	2	97700
5	1963	3	45492
10	2019	4	31330
15	2065	5	24477

La distribución 2D de estos píxeles también nos interesa. Como podemos ver en la fig. 4.33, los elementos calientes están distribuidos de manera uniforme a lo largo del detector, aunque existe una mayor concentración en el primer cuadrante (particularmente en la esquina inferior izquierda). Al igual que en el caso de los píxeles muertos, hay pequeñas concentraciones puntuales (muchas veces comunes a ambos) en las que por lo tanto el rendimiento del detector está

seriamente comprometido.

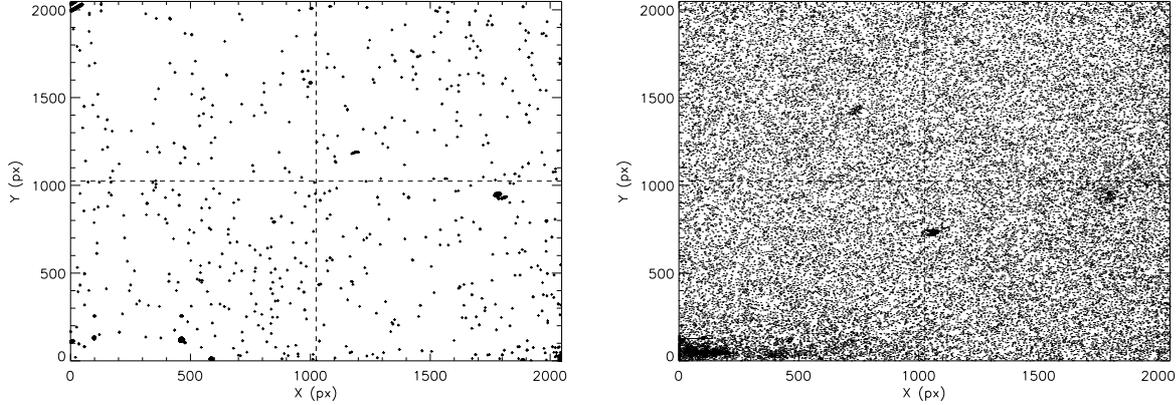


Figura 4.30: Distribución 2D de píxeles muertos (izqda.) y calientes (dcha.).

Inhomogeneidades en la respuesta de los píxeles

La respuesta ante la luz incidente de los píxeles del detector no es homogénea. Así, tal y como hemos visto en la sección anterior, hay algunos de ellos que, sin ser muertos o calientes, pueden llegar a tener eficiencias suficientemente bajas o altas (o lo que es lo mismo, una respuesta lenta o rápida) como para que su utilidad se vea comprometida.

Para encontrar estos elementos de resolución usaremos el cociente de dos imágenes con distintos niveles de iluminación. De las lecturas utilizadas para el cálculo de los niveles de pozo (sec. 4.2.5) escogemos dos con diferente tiempo de integración pero lejos de la saturación. El cociente de las mismas es notablemente homogéneo, tal y como se puede apreciar en el panel superior de la figura 4.31. Los flujos medios en ambas imágenes -una vez sustraído el valor de *reset*- son de 11871 y 19476 *ADU*, y la distribución del cociente de imágenes de la figura presenta $m = 1.641$ y $s = 0.009$.

Para identificar entonces los píxeles con respuesta dispar, nos valemos de la normalidad del cociente. Colocamos nuestros umbrales para el cociente C a $\pm 3\sigma$ de la media, y obtenemos que:

$$\begin{aligned} N(C > \mu + 3\sigma) &= 69948 \\ N(C < \mu - 3\sigma) &= 20426 \end{aligned} \tag{4.38}$$

Que se corresponde con un 1.67% de píxeles lentos y un 0.49% de píxeles rápidos; este resultado podría parecer alarmante, pues por ejemplo una distribución normal tendría un 0.1% total fuera de estos intervalos. No obstante, el cociente de imágenes presenta una asimetría estadística de -30 , de manera que la masa de la distribución por debajo de la media es mucho mayor que por encima. Además, conviene notar que dado que la desviación de la distribución es muy pequeña, un umbral de 3σ equivale a una diferencia de $\sim 1.5\%$ en la eficiencia del píxel, lo que supone un umbral bastante conservador. Si consideramos, por ejemplo, los elementos que se desvían más de un 5% el porcentaje de píxeles lentos baja ya al 0.50% y el de rápidos al 0.18%.

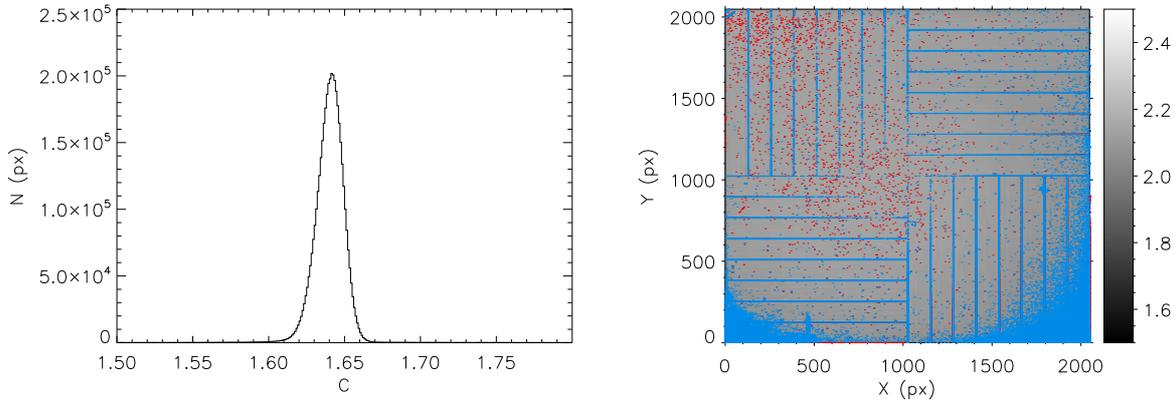


Figura 4.31: Izqda.: Histograma del cociente de dos imágenes de la sec. 4.2.5. Dcha.: Distribución bidimensional de este cociente. En rojo se representan los píxeles con una respuesta demasiado rápida ($C > \mu + 3\sigma$), mientras que en azul aquellos que son demasiado lentos ($C < \mu - 3\sigma$). Nótesen las franjas de baja respuesta asociadas con los saltos de canal en el detector.

En cuanto a su distribución espacial, la mayor concentración de ambos tipos de píxel se produce en las fronteras entre canales, mientras que además los lentos aparecen prominentemente en la parte inferior de los cuadrantes 1 y 2, allí donde también la corriente de oscuridad es mayor.

En cualquier caso, la mayoría de estos efectos (particularmente aquellos con estructura 2D coherente, como las franjas citadas) se podrán corregir durante el proceso de reducción mediante la adquisición y uso de imágenes de campo plano. Como se ha visto en la sec. 4.2.5, el detector es lineal por debajo del 2% al menos hasta las 50000 *ADU*. Esto nos permitirá alcanzar en estas imágenes señales de 40000 *ADU*, lo que nos garantiza señales a ruido por imagen de ~ 120 , con lo cual diferencias en la respuesta mayores del 1% serán asequibles a esta corrección.

Patrón de franjas

Aunque sólo son apreciables en condiciones de muy baja luminosidad, existe asociada al proceso de lectura una pequeña oscilación de la señal que se traduce en un patrón de franjas visible en una imagen reconstruida del detector.

Para caracterizarlo recurrimos de nuevo a las imágenes de corriente de oscuridad. Si diferenciamos las dos últimas de la serie, que como hemos visto en la sec. 4.2.7 tienen la misma señal, aparecen a la vista las trazas que se pueden ver en la fig. 4.32.

Este efecto es prácticamente constante entre canales. De hecho, corrigiendo la diferente orientación de lectura en cada uno de los cuadrantes (ver fig. 4.1) podemos construir un patrón promedio a partir de la suma de todos ellos (fig. 4.33). aunque la periodicidad de las oscilaciones es prácticamente constante ($f \sim 0.1 \text{ px}^{-1}$), la fase varía ligeramente dentro de cada canal.

Como se puede ver en el panel derecho de la fig. 4.33, entre las primeras y las últimas líneas de un canal, los máximos de oscilación se desplazan en torno a 1 píxel, que se recupera de nuevo al pasar al siguiente canal.

Aunque este efecto estará presente en todas las lecturas realizadas con el sistema, su posible influencia en una observación real no es demasiado preocupante. Como se puede ver en la figura 4.33 la amplitud pico a pico puede llegar a un máximo de 10 *ADU*. Sólo sería apreciable entonces en aquellas zonas del detector sobre las que no incide luz en absoluto, y siempre y

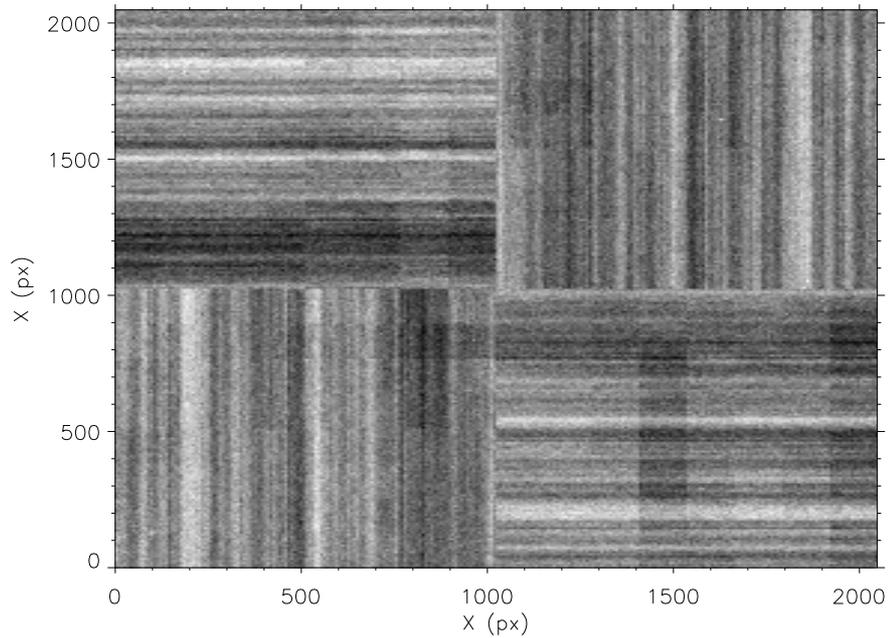


Figura 4.32: Diferencia de dos imágenes de corriente de oscuridad en la que se puede apreciar el patrón de franjas.

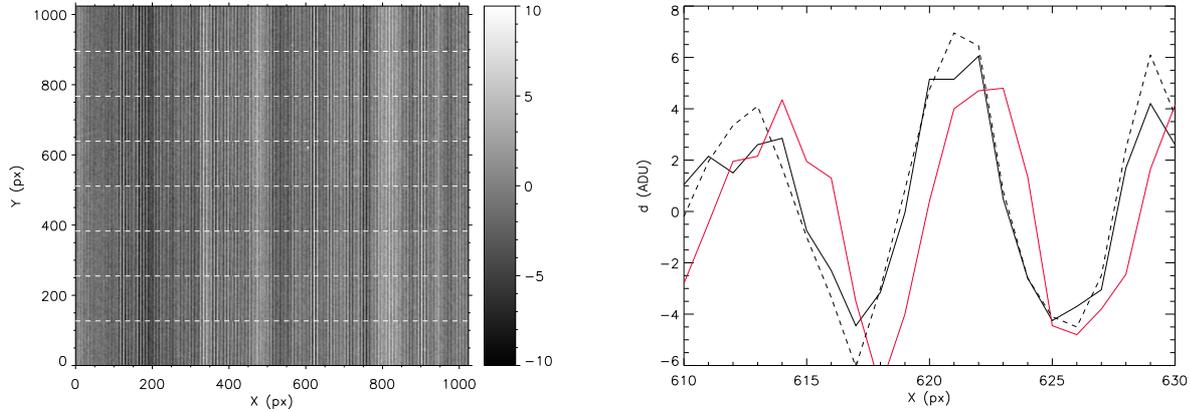


Figura 4.33: Izqda.: Patrón de franjas promedio. Las líneas de trazos marcan las fronteras entre canales. Dcha.: Detalle del corte transversal de este patrón. Cada una de las trazas está construida promediando 5 líneas de un canal. En negro continuo están las primeras del primer canal, y en rojo las últimas. Éstas están desfasadas en torno a 1 px , desfase que desaparece en el segundo cuadrante, en trazo discontinuo.

cuando el tiempo de integración sea suficientemente pequeño como para que el ruido asociado a la corriente de oscuridad no sobrepase la amplitud de la oscilación. Así, por ejemplo (tabla 4.15), con $t = 100 \text{ s}$, tendríamos aproximadamente un ruido de $\sim 15 \text{ ADU}$, por lo que para necesitaríamos promediar 10 imágenes (o 10 filas dentro de una misma imagen) para detectar este efecto con una señal a ruido de 1. En el caso de subir el tiempo a 1000 s , serían necesarias ya 60 imágenes.

En cualquier caso, la corrección de estas franjas no es complicada. En la figura 4.34 se puede ver la regularidad de este efecto. Utilizando el patrón promedio de la figura 4.33 es posible corregir este efecto: en la fig. 4.32 podemos ver el resultado de hacerlo sobre el tercer cuadrante de la fig. 4.32, lo que nos deja una imagen sin oscilaciones por debajo de ± 1 ADU. Esto parece indicar que la construcción de un patrón maestro con el que corregir todas las imágenes, si fuese necesario, no será un proceso complicado.

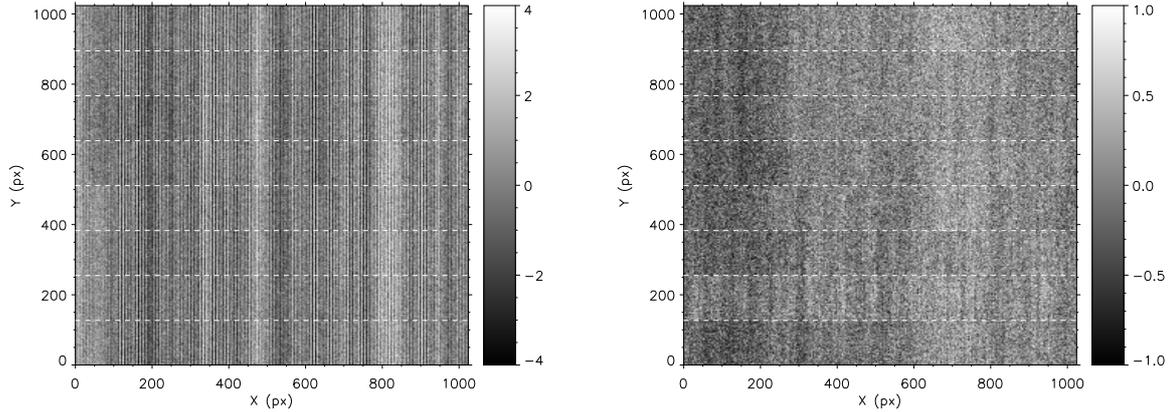


Figura 4.34: Izqda.: Ampliación del tercer cuadrante de la fig. 4.32. Dcha.: Resultado de diferenciar este cuadrante del patrón maestro de la fig. 4.33.

Sesgos en el bit menos significativo

La manera habitual de codificar un número para su transferencia sobre un circuito digital es en base a su forma binaria. Cualquier número entero E se puede transformar en esta base descomponiéndolo de la forma:

$$E = \sum_{i=0}^n b_i \cdot 2^i \quad (4.39)$$

Donde n es la longitud del número binario y cada b_i , que puede valer 0 ó 1, es uno de los bits. En el caso de nuestra electrónica, las cuentas leídas en el detector se codifican como cadenas de 16 bits, de manera que el llamado bit menos significativo, b_0 , nos dirá si la cifra en cuestión es par o impar.

En condiciones ideales, en una imagen cualquiera los b_0 estarán distribuidos de manera aleatoria y habrá el mismo número de pares que de impares. Nuestro sistema, sin embargo, no se comporta de manera ideal, y en algunos cuadrantes el bit menos significativo está sesgado hacia uno de sus posibles valores, provocando que haya más píxeles pares que impares o viceversa.

Podemos comprobar cuándo sucede esto calculando el módulo a 2 de todos los píxeles en una imagen cualquiera (en este caso la última de la serie de corriente de oscuridad). Esta operación nos devuelve el resto de la división entera entre 2 de la lectura en un determinado elemento de resolución, que será 1 si ésta es impar y 0 si es par. La distribución de este valor a lo largo del detector se puede ver en la fig. 4.35. En la mayoría de los canales parece haber un mismo número de píxeles negros (con $b_0 = 0$) que de blancos (con $b_0 = 1$), mientras que en algunos de

ellos se aprecia cómo domina uno de los dos. El efecto queda más claro en el histograma de uno de estos canales (panel derecho de la fig. 4.35).

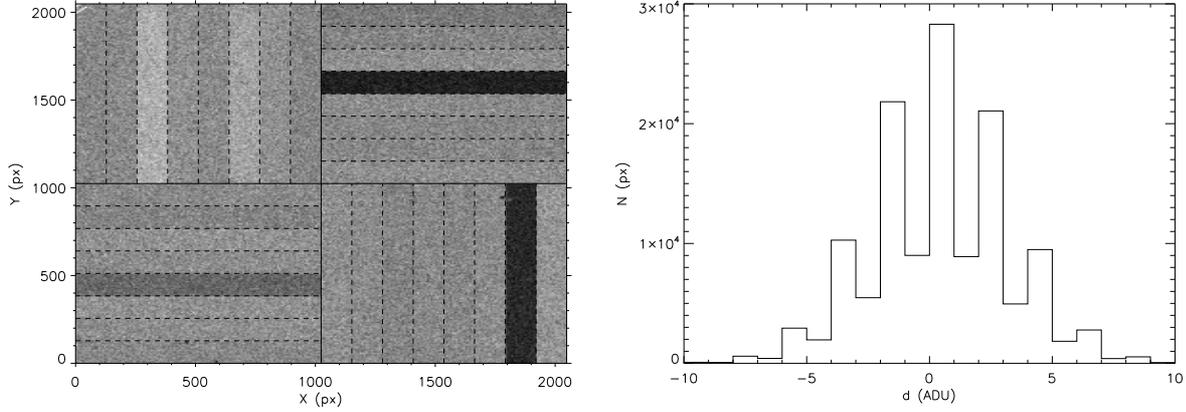


Figura 4.35: Izqda.: Módulo a 2 de una imagen. Dcha.: Histograma de uno de los canales sesgados. Por visibilidad, se representa la diferencia de dos imágenes consecutivas (de manera que la media sea del orden de la variación que produce el sesgo en b_0).

Podemos realizar las mismas estimaciones de una manera más rigurosa a través de un test χ^2 de Pearson. Definimos un estadístico X^2 tal que:

$$X^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(O_i - E_i)^2}{E_i} \quad (4.40)$$

Donde O_i es la frecuencia observada para uno de los i posibles eventos de una determinada distribución, y E_i es la frecuencia esperada según un determinado modelo. Siempre y cuando las frecuencias relativas sean lo suficientemente grandes (típicamente $O_i > 0.1$) X^2 tiende asintóticamente a una distribución χ^2 con $n - 1$ grados de libertad, y por lo tanto podemos usar ésta para comprobar cuán probable es una determinada observación respecto a las frecuencias predichas por un modelo.

En nuestro caso, dicho modelo se corresponde con una distribución en la que $b_0 = 0$ y $b_0 = 1$ son equiprobables. Podemos calcular las frecuencias relativas de pares e impares para cada canal, aplicarles la ecuación 4.40 y comparar contra una distribución χ^2 . Obtenemos así un p-valor para cada canal, que nos indicará la probabilidad de que $\chi^2 < X^2$. Podemos ver los resultados de este cálculo en la tabla 4.12. Valores altos de probabilidad indican que la distribución muestreada y el modelo son diferentes.

Tradicionalmente, se rechaza la hipótesis nula (observaciones y predicciones vienen de la misma función de distribución) con $p > 5\%$. Atendiendo a este criterio, vemos que hay cinco canales en los que claramente b_0 está sesgado (los que tienen $p > 10\%$) a los que se pueden añadir dos más (con $5\% < p < 10\%$).

Aunque la influencia de este sesgo sobre el rendimiento del detector no será muy significativa, es más relevante el hecho de que introduce correlaciones artificiales entre píxeles, lo que podría afectar, por ejemplo, al cálculo de errores. Para corregirlo, basta con añadir a cada píxel de los canales sesgados un número entero aleatorio que puede tomar los valores -1, 0 ó 1 (de tal manera que la suma total sea 0). Si aplicamos este método a los dos canales con el p-valor más alto en

Tabla 4.12: p-valor, en %, del test χ^2 de Pearson para cada canal.

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	1.9	9.7
2	0.8	3.5
3	19.8	2.1
4	2.8	54.9
5	0.2	0.2
6	13.2	1.9
7	3.4	2.0
8	2.8	2.2
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	1.8	6.0
2	1.9	51.1
3	3.8	0.3
4	19.8	2.3
5	0.9	1.4
6	4.2	3.7
7	3.7	0.2
8	0.9	2.2

la tabla 4.12, obtenemos la fig. 4.36. En ella el p-valor para el canal 2 del segundo cuadrante ha pasado de 51.1% a 0.1%, y el del canal 4 del tercer cuadrante de 54.9% a 0.3%, recuperándose la aleatoriedad.

No obstante, esta corrección tiene un precio. Al añadir una componente aleatoria extra a todos los píxeles de un canal, se está incrementando de manera efectiva, aunque pequeña, el ruido de lectura. Dado que una distribución como la descrita tendrá $\sigma = 0.5$, recuperando los valores de la tabla 4.8, en el caso del tercer cuadrante pasaríamos de $\sigma_r = 1.99 \text{ ADU}$ a $\sigma_r = 2.05 \text{ ADU}$.

Como se puede ver en las tablas D.11 a D.17, este fenómeno sólo parece afectar al bit menos significativo. En ellas se muestran los resultados de aplicar el mismo cálculo aquí descrito a los bits b_0 a b_{13} de una de las imágenes de pozo (sec. 4.2.5). Necesitamos valores de señal altos de manera que el mayor número de bits esté distribuido de manera aleatoria. Como vemos en la tabla D.17, al ser más grande el peso del bit, la propia estructura de la imagen (que por ejemplo, puede tener más valores menores de 15000 ADU que mayores) introduce artificios en los cálculos.

No obstante, si uno de estos bits estuviese sesgado, sería evidente en una inspección visual de la imagen (o su histograma asociado), puesto que, por ejemplo, pasar de $b_{12} = 0$ a $b_{12} = 1$ supone un cambio de más de 8000 ADU en la lectura del píxel asociado.

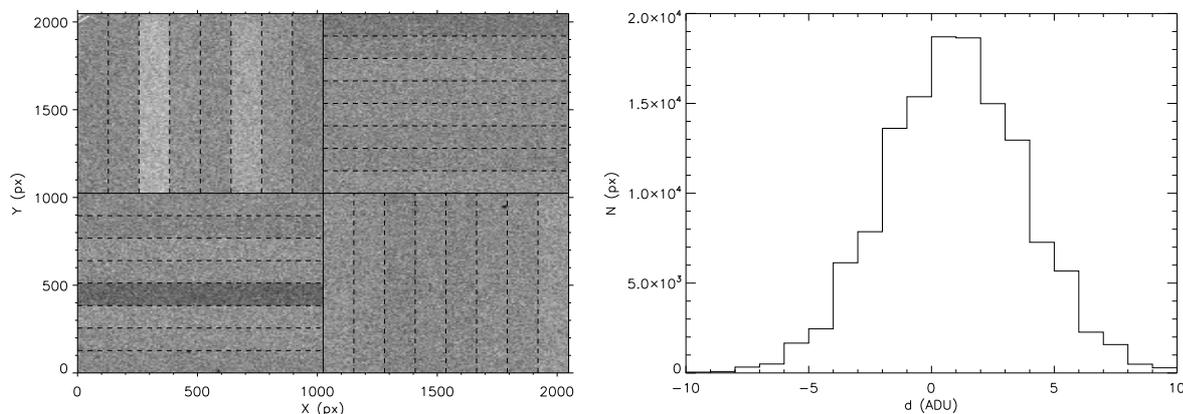


Figura 4.36: Igual que la fig. 4.35, pero corrigiendo el sesgo en los cuadrantes 2 y 3.

4.2.10 Efecto de los ciclados

Introducción

El proceso de enfriado desde temperatura ambiente hasta 77 K supone una fatiga para el detector. Aunque los enfriamientos y calentamientos se hacen de tal manera que los gradientes de temperatura son pequeños, siempre se corre el riesgo de que se produzca algún daño en el sistema. Dada la naturaleza de las conexiones entre la capa fotosensible y la electrónica (que se unen por presión directa), existe la posibilidad de que las tensiones térmicas desconecten algunos de los elementos de resolución, que se podrían convertir en píxeles muertos.

Procedimiento

Dado que tenemos 4 tandas de pruebas, para cada una de las que el sistema ha pasado por un ciclo completo de enfriamiento y calentamiento, podemos intentar ver cómo estos afectan al detector. Aunque cuantificar el efecto completo de los mismos es complicado, principalmente por que la configuración electrónica cambia de prueba a prueba, sí que podemos ver cómo afectan a la cosmetica del detector, comprobando la evolución del número de píxeles muertos y calientes con cada ciclado.

Resultados

Utilizando el mismo procedimiento que en la sec. 4.2.9, podemos calcular el número de elementos muertos y calientes para cada tanda de pruebas, tal y como se puede ver en la tabla 4.13.

En principio parece que no hay una dependencia fuerte con el número de ciclados, y la variación de los resultados parece estar más debida a los cambios en la electrónica (principalmente el paso de 4 canales, antes de 2006 a 32) que en posibles daños registrados sobre el detector.

Tabla 4.13: Número de píxeles muertos y calientes en función del criterio de selección, para cada una de las pruebas.

n	$N(R < \frac{n}{100} \cdot \langle R \rangle)$			
0	1859	2151	2133	2254
5	1963	2266	2143	2403
10	2019	2317	2147	2494
15	2065	2346	2155	2570
n	$N(R > \langle R \rangle + n \cdot s(R))$			
2	977002	145807	148519	55190
3	454923	70526	68224	23687
4	313304	39600	27961	18315
5	244775	28940	15342	14871
Fecha	07/06	03/06	02/05	03/04

4.3 Conclusiones

4.3.1 Comportamiento global del detector

Con los cálculos realizados en las secciones anteriores, estamos ya en posición de comparar las especificaciones de Rockwell (tabla 4.1) con los resultados medidos en laboratorio, tal y como se puede ver en la tabla 4.15. En ella se comprueba que nuestro detector se acerca razonablemente al rendimiento óptimo, con la excepción de la corriente de oscuridad y el pozo.

Tabla 4.14: Especificaciones de fábrica para el detector Rockwell HAWAII-2, comparadas con los resultados en laboratorio.

Parámetro	Especificación	Objetivo	Medida	
Ef. cuántica relativa (JK)	101.7%	–	–	101.5%
Ef. cuántica relativa (HK)	103.6%	–	–	106.5%
Ruido de lectura (e^- a 77 K)	< 15	< 5	6.1	5.5
Cor. de oscuridad (e^-/s a 77 K)	< 1	< 0.1	0.25	0.2
Pozo (e^-)	60000	100000	166981	131652
Píxeles útiles (%)	> 95%	> 99%	–	99.2%
			$V_r = 0.7 V$	$V_r = 0.5 V$

Además, esta tabla nos permitirá decidir qué configuración electrónica mejora las prestaciones de nuestro sistema. Dado que parámetros como la cosmética y la eficiencia cuántica no es de esperar que varíen con V_r y OFF (ver la sec. 4.1.2 para una definición) y han sido medidos con $V_r = 0.5 V$, al igual que los resultados de la tabla 4.1, nos centraremos en la corriente de oscuridad, el ruido de lectura y el pozo.

Compararemos el efecto de estos parámetros cuando EMIR esté trabajando como espectroscopio o fotómetro. En ambos casos, la radiación que llega al detector estará compuesta por la suma de la emisión estelar de interés junto con el fondo de cielo, de manera que este último nos dará siempre el mínimo de señal que mediremos. Nos centraremos en la banda K, la región del espectro comprendida aproximadamente entre $2.0 \mu m$ y $2.5 \mu m$.

Aunque se trata de un valor que presenta variaciones locales importantes, asumiremos que la emisión promedio del cielo en el Observatorio del Roque de Los Muchachos en esta banda es de $12 \text{ mag} \cdot \text{arcsec}^{-2}$ (Benn et al. 1998), lo que se corresponde con $6.986 \gamma \cdot m^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1} \cdot s^{-1} \cdot \text{arcsec}^{-1}$. Si asumimos que el rendimiento global del conjunto de GTC y EMIR es del 40%, y que el seeing es de $0.6''$, podemos transformar esta emisión en electrones detectados: $1.67 \cdot 10^5 e^- \cdot s^{-1}$. Dado que las exposiciones, en principio, serán de al menos $1 s$, el ruido mínimo asociado al cielo será de $129.4 e^-$. Factores ambos que superan con mucho a las contribuciones de la corriente de oscuridad y el ruido de lectura, por lo que el rendimiento de ambas configuraciones (con $Vr = 0.5 V$ y $Vr = 0.7 V$) será el mismo.

No obstante, las diferencias en el pozo sí serán apreciables. Un cambio de 30000 ADU supone que, sin tener en cuenta la corrección de linealidad, el sistema con $Vr = 0.7 V$ tiene un rango dinámico 0.25 magnitudes mayor que con $Vr = 0.5 V$. Como hemos visto, la emisión telúrica tiene un flujo importante en la banda K, lo que implica que con la primera de las configuraciones se alcanza la saturación en aproximadamente $10 s$ mientras que con la otra sucede ya a los $8 s$.

Para realizar los mismos cálculos en espectroscopía necesitamos saber cómo varía la emisión del cielo en función de la longitud de onda. Utilizamos para ello los datos compilados por Phil Puxley para Mauna Kea (<http://www.gemini.edu/sciops/telescopes-and-sites/observing-condition-constraints/sky-background>), pero normalizados con la emisión atmosférica de La Palma, que es aproximadamente una magnitud más brillante que la de Mauna Kea (donde la emisión en K es de $13.5 \text{ mag} \cdot \text{arcsec}^{-2}$, McGregor et al. 2001). Así obtenemos la figura 4.37.

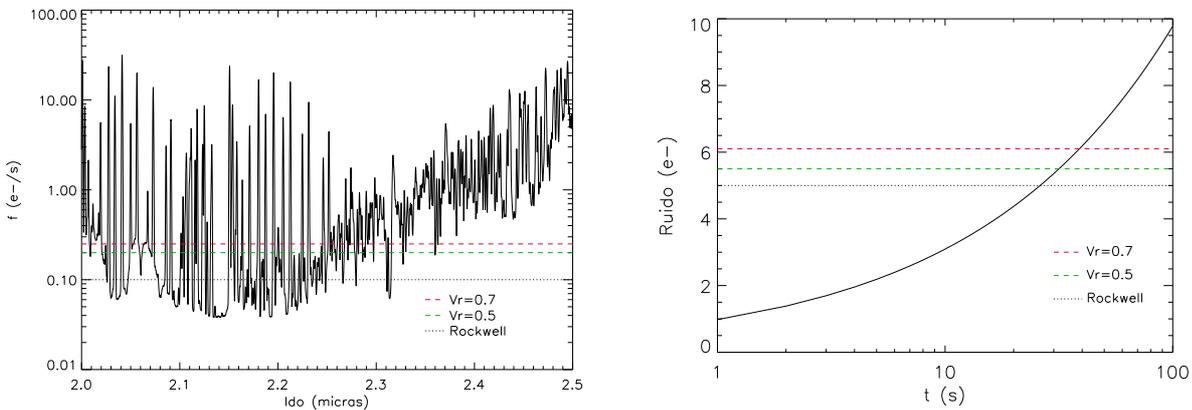


Figura 4.37: Izqda.: Emisión telúrica comparada con la corriente de oscuridad. Dcha.: Ruido fotónico de esta emisión, en función del tiempo, de nuevo con los valores medidos para el detector.

Como se puede ver, la corriente de oscuridad domina la emisión de fondo en casi todo el rango de la banda, independientemente de la configuración electrónica escogida (incluso el valor óptimo de Rockwell). El ruido, promediado entre $2.0 \mu m$ y $2.5 \mu m$, está dominado por la electrónica para flujos bajos, mientras que al aumentar el tiempo de integración la componente fotónica atmosférica se convierte en la principal. Con $Vr = 0.5 V$ esto sucede a los $32 s$, mientras

que para $Vr = 0.7 V$ el cambio se produce a los 39 s. En cualquier caso, las observaciones espectroscópicas rara vez usarán integraciones tan cortas.

En la sec. 4.2.6, se muestra que la corriente de oscuridad no es constante en el tiempo, si no que a medida que se van realizando lecturas éste decrece, en torno a un orden de magnitud. Por eso es conveniente ver cómo es esta evolución para un rango amplio de tiempos, representativos del uso previsto que se le dará a EMIR. Integrando las expresiones 4.27 y D.7 respecto al tiempo construimos la siguiente tabla:

Tabla 4.15: Emisión máxima, mínima y promedio del cielo, comparada con los valores de corrientes de oscuridad para diferentes tiempos (en segundos).

log(t)	Cielo (e^-)			dc (e^-)	
	Mínimo	Máximo	Medio	$Vr = 0.7 V$	$Vr = 0.5 V$
0	0.04	23.76	0.96	3.96	2.64
1	0.38	237.62	9.57	27.41	18.29
2	3.82	2376.25	95.67	237.55	159.52
3	38.23	23762.50	956.67	1113.90	779.59
4	382.27	237625.00	9566.73	2906.92	2193.59

De nuevo, aunque la corriente de oscuridad con $Vr = 0.7 V$ es mayor, las conclusiones son similares para ambas configuraciones. En las zonas situadas entre las líneas de emisión atmosférica (especies moleculares como H_2O u OH) domina la señal generada en el propio detector independientemente del tiempo, mientras que en los máximos de emisión siempre es superior la componente atmosférica. El valor promedio, en cambio, es menor que la corriente de oscuridad con tiempos menores de $10^3 s$, pasando a dominar una vez superado ese valor.

Así vemos que mientras que las diferencias en corriente de oscuridad y ruido de lectura asociadas con los diferentes valores de Vr no suponen una gran variación del comportamiento general del sistema, sí que hay una ganancia apreciable en el rango dinámico del mismo, lo que supone una mejora en el rendimiento de EMIR en particular cuando trabaja en modo fotométrico. Por esto, escogemos como configuración óptima $Vr = 0.7 V$, $OFF = 14 V$.

4.4 Trabajo futuro

Con las pruebas y cálculos hasta ahora descritos podemos asegurar que el sistema de electrónica y detector cumplen los requisitos para un correcto rendimiento en el EMIR final. No obstante, antes de la integración del mismo sería interesante repetir algunas pruebas, refinar otras y añadir algunas más con el fin de asegurar que el comportamiento del detector es el mejor posible.

Entre ellas estarían:

- **Corriente de oscuridad:** Como hemos visto, existe la posibilidad de que la incidencia de luz difusa esté afectando a nuestras medidas. Por lo tanto sería interesante repetir esta prueba intentando corregir aquellas posibles fuentes de radiación (como la tapa del criostato). Además, sería provechoso completar la fig. 4.24 de manera que aseguremos la influencia del tiempo de lectura por píxel y el voltaje de em bias gate sobre el valor absoluto de corriente de oscuridad y la evolución de su transitorio, particularmente cuando se ha visto que en espectroscopía muchas veces ésta es la fuente de emisión que domina. Idealmente

se debería realizar una matriz de pruebas en la que se varíen independientemente BG , t y Vr , y al menos se deberían realizar medidas fijando BG y Vr y variando el tiempo, y fijando Vr y t y variando BG .

- Ruido de lectura: Con la misma matriz de pruebas anterior podremos rellenar la tabla 4.9, de manera que podamos escoger la pareja ideal de valores de t y BG que minimizan el ruido de lectura y la corriente de oscuridad, garantizando el requerimiento de que la velocidad de lectura de $1 \text{ img} \cdot \text{s}^{-1}$ se mantenga, a la vez que nos dé cierta libertad para cambiar Vr , maximizando el pozo del detector.
- Corrección de linealidad: Hemos demostrado que es posible mejorar el comportamiento lineal de la señal respecto a la radiación incidente a través de una calibración empírica. No obstante, más allá de esta demostración, las expresiones aquí derivadas no son del todo útiles, pues debido al flujo incidente la variación de cuentas entre lectura y lectura es demasiado grande para asegurar la idoneidad de los coeficientes de la tabla 4.6. Podemos corregir esto repitiendo las medidas pero garantizando que el nivel de radiación es más pequeño, lo que nos dará más resolución para evaluar la función de calibración.
- Pozo: A la vez que se refina la corrección de linealidad, se puede calcular un valor más preciso de pozo y saturación, puesto que como hemos visto el error cometido estará dominado por la diferencia en cuentas entre dos lecturas consecutivas.

A

Extrapolando trazas sobre el DCM

Como se ha visto en la sección y siguientes, la posición de la traza de las gigantes nos permite calcular la curva (d, A_K) , y viceversa. No obstante, como toda medida, esta determinación tiene un error asociado, lo que a veces provoca que la extinción extraída tenga un comportamiento que no tiene sentido físico (p. ej. fig. A.1).

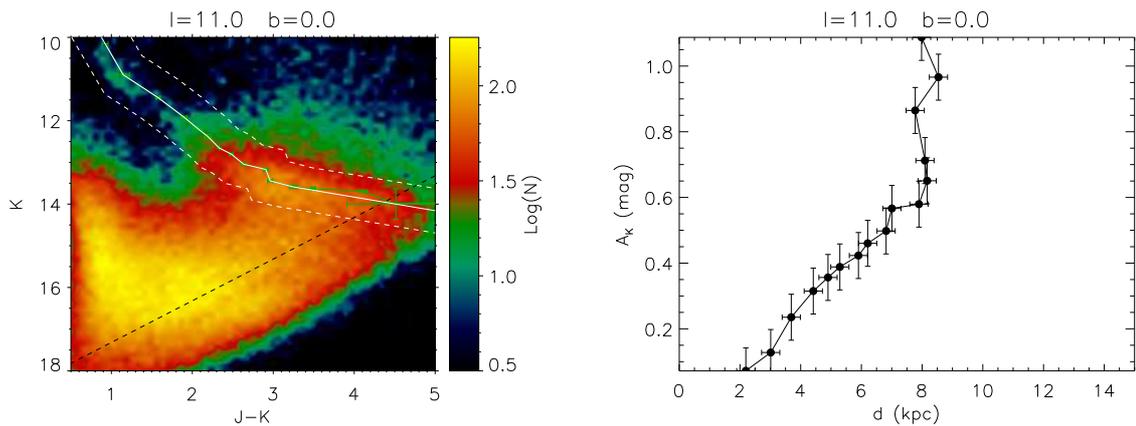


Figura A.1: Ejemplo de DCM (izqda.) junto con la curva (d, A_K) extraída de él (dcha.). Se puede apreciar como a partir de $d \sim 8$ kpc la extinción parece decrecer con la distancia.

Este comportamiento está asociado al hecho de que, como hemos visto en la sec. 3.1.1, el color y la magnitud de una gigante K2 están ligados mediante la distancia y la extinción, asumiendo un determinado comportamiento de esta última con la longitud de onda; de esta manera, si dados dos puntos a lo largo de la traza $((J-K), m_K)_1$ y $((J-K), m_K)_2$, con $\Delta(JK) = (J-K)_1 - (J-K)_2$ y $\Delta(m_K) = (m_K)_1 - (m_K)_2$, se verificará que:

$$\begin{aligned} \mu_1 - \mu_2 &= \Delta(m_K) - \frac{\Delta(JK)}{A_{JK} - 1} \\ \mu_2 > \mu_1 &\Rightarrow \Delta(m_K) < \frac{\Delta(JK)}{A_{JK} - 1} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

De esta manera, si la traza es muy horizontal, es posible que aparezcan distancias decrecientes;

también se puede dar el caso de que $(J-K)_1 > (J-K)_2$, lo que daría lugar a extinciones también decrecientes. Aunque estadísticamente ambos comportamientos son aceptables y fruto de la incertidumbre del método (visible también en el valor de A_{JK}), pueden introducir problemas a la hora de interpolar las curvas de (d, A_K) o $((J-K), m_K)$ para un campo de terminado, pues harán que para algún punto de las abscisas se presenten dos valores de ordenada.

Para solventar esto, a la hora de interpolar dichas curvas, imponemos a los valores de (d, A_K) derivados sobre el DCM ciertas ligaduras con sentido físico:

- La distancia ha de ser estrictamente creciente.
- La extinción ha de ser creciente.

Ambas condiciones nos permiten filtrar los puntos conflictivos, dando lugar a una curva más suave y sencilla de interpolar.

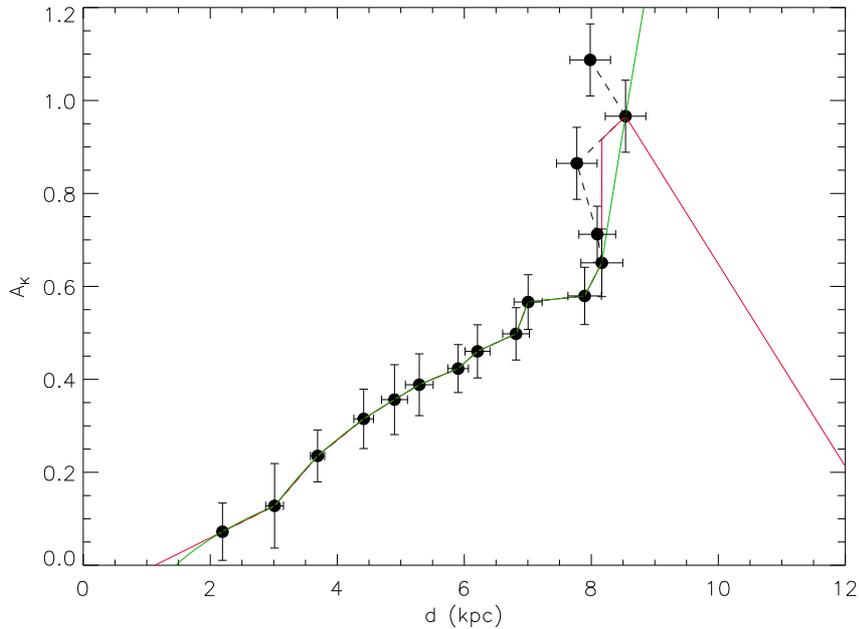


Figura A.2: La misma curva de extinción de la fig. A.1, pero interpolada y extrapolada con el método descrito en el texto (línea verde) o sin imponer ninguna condición (línea roja).

Extrapolar estas curvas también requiere de cierta consideración. Los puntos situados en los extremos de la curva tendrán un error relativo mayor, pues están calculados sobre zonas del DCM en las que la densidad estelar es más baja. Por tanto, extender su comportamiento a distancias mayores/menores puede llevar a resultados problemáticos (ver fig. A.2). Para evitarlos, a la hora de extrapolar utilizaremos el funcional de Wainscoat et al. (1992) de la ec. 3.6. Aunque sabemos que no es la manera idónea de describir el comportamiento de la extinción, podemos normalizarlo a los valores de nuestras curvas, de manera que evitamos la tendencia del modelo a infravalorar la extinción, a la vez que obtenemos una extrapolación con cierto sentido físico y que no introduce efectos espúreos asociados a los errores observacionales.

B

Algunos conceptos de estadística

B.1 Inferencia bayesiana

La estadística bayesiana se basa en aplicación de la regla o teorema de Bayes de la probabilidad condicional; ¿cuál es la probabilidad de ocurrencia de dos sucesos A y B?

$$P(A\&B) = P(A)P(B|A) \quad (\text{B.1})$$

Donde $P(A)$ es la probabilidad del suceso A y $P(B|A)$ es la probabilidad del suceso B dado que ha ocurrido A. De la expresión anterior se deriva que esta probabilidad condicional es:

$$P(B|A) = \frac{P(A\&B)}{P(A)} \quad (\text{B.2})$$

Lo que también se conoce como el teorema de Bayes. Si en lugar de un solo suceso B queremos conocer la probabilidad condicional de k eventos mutuamente excluyentes, tendremos que:

$$P(B_i|A) = \frac{P(A\&B_i)}{P(A)} = \frac{P(A\&B_i)}{\sum_{i=1}^k P(A\&B_i)} = \frac{P(B_i)P(A|B_i)}{\sum_{i=1}^k P(B_i)P(A|B_i)} \quad (\text{B.3})$$

Si se cumple:

$$A \subseteq \bigcup_{i=1}^k B_i \quad (\text{B.4})$$

La expresión del denominador anterior se conoce como ley de la probabilidad total:

$$P(A) = \sum_{i=1}^k P(B_i)P(A|B_i) \quad (\text{B.5})$$

Podemos extender estos resultados al caso de una variable continua. Sea x esta variable, que viene determinada por una distribución que depende de un parámetro libre ϕ .

Llamaremos distribución a priori o *prior* a la distribución $p(\phi)$, que contiene toda la información de la que disponemos respecto a ϕ . La semejanza o *likelihood*, $p(x|\phi)$, representa la probabilidad de que un determinado valor de x provenga de cierto ϕ .

Aplicando el teorema de Bayes, podemos obtener la distribución posterior de probabilidad $p(\phi|x)$:

$$p(\phi|x) = \frac{p(\phi)p(x|\phi)}{p(x)} \quad (\text{B.6})$$

$$p(x) = \int p(\phi)p(x|\phi)d\phi \quad (\text{B.7})$$

Así podemos calcular la distribución de probabilidad de todo el espacio de parámetros ϕ para una determinada medida (o conjunto de medidas) x .

En el caso de una variable en n dimensiones (x_1, \dots, x_n) con una función de distribución con j parámetros libres (ϕ_1, \dots, ϕ_j) la probabilidad posterior resulta ser:

$$p(x_1, \dots, x_n | \phi_1, \dots, \phi_j) = \prod_{i=1}^k p(x_i | \phi_1, \dots, \phi_j) \quad (\text{B.8})$$

$$p(\phi_1, \dots, \phi_j | x_1, \dots, x_n) = \frac{p(\phi_1, \dots, \phi_j)(x_1, \dots, x_n | \phi_1, \dots, \phi_j)}{p(x_1, \dots, x_n)} \quad (\text{B.9})$$

$$p(x_1, \dots, x_n) = \int p(\phi_1, \dots, \phi_j)p(x_1, \dots, x_n | \phi_1, \dots, \phi_j)d\phi_1 \dots d\phi_j \quad (\text{B.10})$$

Las funciones que determinen los a priori y la semejanza dependerán del tipo de problema que estemos estudiando y del conocimiento previo que tengamos de él. Los resultados que obtengamos del análisis bayesiano estarán condicionados por estas funciones, particularmente los a priori. Dado que no siempre disponemos de información previa sobre los parámetros que estamos calculando, es posible generar *priors* uniformes que expresen esta carencia y que no introduzcan ningún condicionamiento no deseado en la inferencia.

El término $p(x)$ tiene también una relevancia especial en el paradigma bayesiano. Se le denomina evidencia, y esencialmente se trata de la probabilidad de que el modelo en cuestión produzca los datos observados. Cuando, como en el ejemplo siguiente, se trata de un problema de estimación de parámetros para un determinado modelo, la evidencia no juega un papel importante, puesto que se podría reducir el problema a $p(\phi|x) \propto p(\phi)p(x|\phi)$.

Así, por ejemplo, supongamos que tenemos un experimento para medir un proceso físico regido por una distribución gaussiana con $\mu = 10$ y $\sigma = 2$, y que nuestras medidas tienen un error experimental de $\varepsilon = 0.1$. Con 20 realizaciones X de este experimento obtenemos el resultado de la Fig. B.1.

Aunque carecemos de conocimientos a priori de (m, s) , que serán nuestras aproximaciones a (μ, σ) , sabemos que s es definida positiva, por lo que usaremos como *prior* las funciones:

$$p(m) = 1. \quad (\text{B.11})$$

$$p(s) = \begin{cases} 1 & s \geq 0 \\ 0 & s < 0 \end{cases} \quad (\text{B.12})$$

Y la semejanza vendrá dada como:

$$p(x_i|\phi) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi s}} \right) e^{-\frac{(x_i-m)^2}{2s^2}} \quad (\text{B.13})$$

$$p(X|\phi) = \prod_{i=1}^{20} p(x_i|\phi) \quad (\text{B.14})$$

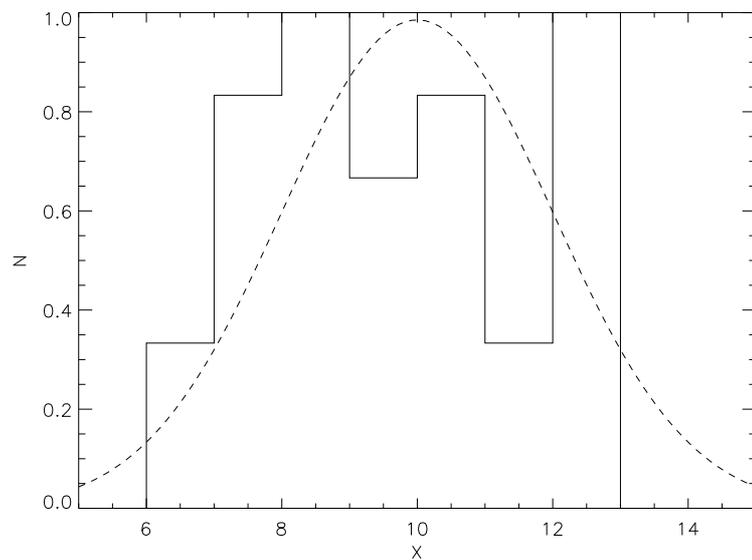


Figura B.1: Histograma de las medidas X de nuestro experimento. En trazo discontinuo la distribución padre $(\mu, \sigma) = (10, 2)$.

Aplicando a estas expresiones la ecuación B.9 obtenemos la distribución posterior para (m, s) de la Fig. B.2.

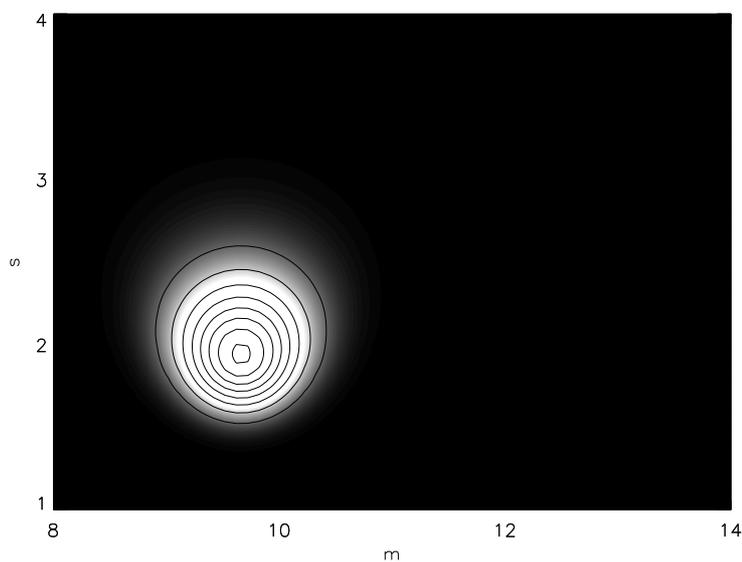


Figura B.2: Distribución posterior para (m, s) . Los tonos claros marcan los puntos con alta probabilidad, centrados en $(9.6, 2)$.

Para obtener las estimaciones de (μ, σ) a partir de la distribución posterior de (m, s) será necesario primero obtener la función de distribución para cada parámetro. Dado que se trata de

un caso simple, es posible obtener $p(m|X)$ a partir de la integración directa de $p(m, s|X)$ (Fig. B.3). Una vez conocida esta distribución, podemos estimar el valor de m o s como el máximo

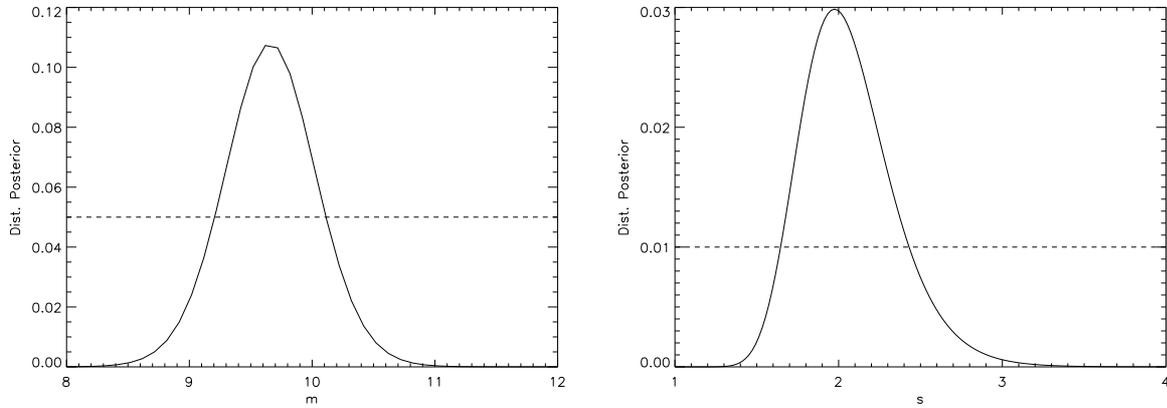


Figura B.3: Distribuciones posteriores marginalizadas para m (izqd.) y s (dcha.). Nótese como esta última no es simétrica respecto al máximo. Las líneas de trazos representan las distribuciones a priori (normalizadas a un valor arbitrario).

de la distribución posterior o el valor esperado:

$$\hat{m} = E(m|X) = \int m \cdot p(m|X) \cdot dm \quad (\text{B.15})$$

Obtenemos los resultados de la Tabla B.1.

Tabla B.1: Aproximaciones para μ y σ utilizando el valor esperado, el máximo de la distribución posterior y promediando directamente sobre los datos.

μ	σ
$\hat{m} = 9.66$	$\hat{s} = 2.06$
$m(max) = 9.62$	$s(max) = 1.97$
$\langle x \rangle = 9.66$	$stddev(x) = 1.97$

Aunque en este caso utilizar la aproximación bayesiana no presenta ninguna ventaja respecto a otro tipo de técnicas, aún siendo un caso muy simple ejemplifica alguna de las virtudes de este método. A la vista de los anteriores resultados y de la Fig. B.3 se puede comprobar que mientras la distribución posterior de la media es simétrica (y así los valores máximo y esperado son esencialmente iguales), en el caso de la desviación no ocurre lo mismo, y presenta una distribución asimétrica (lo que se traduce en una diferencia apreciable entre los valores máximo y esperado para s).

Estimando intervalos de confianza directamente sobre las distribuciones posteriores marginalizadas para cada uno de los parámetros se deducen de manera natural los errores en la estimación de éstos, sin ninguna hipótesis adicional sobre el comportamiento de los mismos. Esto permite, entre otras cosas, el cálculo de barras de error asimétricas o la identificación de degeneraciones en

el espacio de parámetros, lo cual será muy útil a la hora de determinar la cantidad de información que podemos extraer de nuestros espectros.

Además de resolver problemas como éste de optimización de parámetros, con el análisis bayesiano se pueden tratar cálculos más generales, en los que además de desconocer la familia de parámetros ϕ , también desconocemos el modelo H (que hemos de escoger de entre un conjunto de posibilidades) más apropiado. En este caso, la ec. B.6 se modifica ligeramente; sea Φ el conjunto de todos los parámetros que rigen cada uno de los modelos posibles H , y sean D los datos n -dimensionales para los que queremos calcular los valores óptimos de (Φ, H) . Entonces:

$$p(\Phi|D, H) = \frac{p(D|\Phi, H) \cdot p(\Phi|H)}{p(D|H)} \quad (\text{B.16})$$

Para un determinado modelo, si definimos la semejanza $L(\Phi) = p(D|\Phi, H)$ y el a priori $\pi(\Phi) = p(\Phi|H)$, se cumple que la evidencia:

$$p(D|H) = Z = \int L(\Phi)\pi(\Phi)d^D\Phi \quad (\text{B.17})$$

Donde D es la dimensión de Φ . Así el problema de selección de modelo se reduce a comparar los valores de $p(H|D)$, la probabilidad de que el modelo H describa nuestros datos D ; esto es posible dado que para dos modelos H_0 y H_1 tenemos que:

$$\frac{p(H_1|D)}{p(H_0|D)} = \frac{p(D|H_1)p(H_1)}{p(D|H_0)p(H_0)} = \frac{Z_1 p(H_1)}{Z_0 p(H_0)} \sim \frac{Z_1}{Z_0} \quad (\text{B.18})$$

Donde $p(H_1)/p(H_0)$ es el cociente de los a priori de los modelos, que normalmente es igual a la unidad. Por lo tanto, aquel modelo que presente la mayor evidencia, será el que mejor describa nuestros datos. Esta posibilidad de comparar modelos de manera sencilla, que además tiene en cuenta el número de parámetros libres D de cada uno, es otra de las grandes virtudes del análisis bayesiano.

B.1.1 Integrando la posterior

Lamentablemente, encontrar los máximos de la distribución posterior de probabilidad o de la evidencia suele ser un proceso computacionalmente muy intenso, particularmente cuando la dimensión del problema es grande. Por lo tanto, la integración directa es prohibitiva, y hay que recurrir a métodos numéricos que aligeren la operación. Una de las maneras de abordar el problema son los métodos MCM (*Markov Chain Monte Carlo*); en ellos se sustituye el muestreo de la distribución por una o más cadenas de Markov (en la que cada uno de los elementos se genera a partir del anterior), generadas por caminantes que se mueven por la función a muestrear de manera aleatoria (aunque dirigidos hacia los máximos).

No obstante, estos métodos no están exentos de problemas. Pueden converger a máximos locales y además si la dimensionalidad del problema es grande tampoco son eficientes (particularmente cuando es necesario calcular distribuciones posteriores y evidencias). Otra alternativa son los llamados métodos de muestreo anidado (*nested sampling*, Skilling 2006), en los que la evaluación directa de Z se sustituye por una integral en una sola dimensión. Si definimos el volumen de la distribución a priori encerrado por una superficie de igual semejanza $L(\Phi) = \lambda$ como:

$$X(\lambda) = \int_{L(\Phi) > \lambda} \pi(\Phi) d^D \Phi \quad (\text{B.19})$$

$L(X)$ es la inversa de $X(\lambda)$, una función monóticamente decreciente de X , que además verifica que:

$$Z = \int_0^1 L(X) dX \quad (\text{B.20})$$

Por lo tanto basta evaluar la semejanza sobre la secuencia $0 < X_m < \dots < X_0 < 1$ y obtendremos la evidencia como:

$$Z = \sum_0^m L_i w_i \quad (\text{B.21})$$

Donde w_i son los pesos que surgen de la regla de la cuadratura: $w_i = 0.5 \cdot (X_{i-1} - X_{i+1})$. Además, como subproducto de la operación obtenemos el posterior:

$$p_i = \frac{L_i w_i}{Z} \quad (\text{B.22})$$

La evaluación de la ec. B.21 es mucho más rápida que la integral original de la ec. B.17, y es susceptible de ser aligerada todavía más optimizando las sucesivas series de X_i sobre las que se evaluará Z . Estos métodos han sido utilizados con éxito en otras áreas de la astrofísica, como en el estudio de cúmulos de galaxias (Feroz et al. 2008b) o de ondas gravitatorias (Feroz et al. 2009).

B.2 PCA y redes neuronales

Una de las técnicas de uso más frecuente para reducir las dimensiones de un problema es el análisis de componentes principales o PCA (*Principal Component Analysis*), una transformación lineal ortogonal en la que se pasa del espacio de los datos al espacio de las componentes principales, unas nuevas variables ortogonales y no correladas que se pueden ordenar en función del porcentaje de la varianza del sistema inicial que explican. Así, podemos escoger el número de componentes principales necesario para alcanzar un determinado nivel de precisión, que además suele ser mucho menor que las dimensiones iniciales del problema.

La descripción matemática de PCA es simple. Sea una matriz $M \times N$ de observaciones X^T en la que cada fila es una medida y cada columna una variable, a la que se le han sustraído las medias. Su descomposición en valores singulares es:

$$X = W \Sigma V^T \quad (\text{B.23})$$

Además se verifica que la matriz de covarianzas C :

$$C = X X^T = W \Sigma \Sigma^T W^T \quad (\text{B.24})$$

Y por lo tanto W y Σ son sus matrices de autovectores y autovalores. Los mayores autovalores se corresponden con las dimensiones que muestran más correlación en la matriz de datos, y por

lo tanto explican un mayor porcentaje de la varianza. Así, si escogemos un determinado número de autovectores L es posible definir una transformación y una nueva matriz Y tal que:

$$Y = W_L^T X \quad (\text{B.25})$$

Que contiene la mayoría de la información de X pero en L dimensiones; además generalmente se cumple que $L \ll M$.

Las propiedades del método se pueden ejemplificar en un caso práctico. Sea una variable $x \in (0, 10)$ y una función $y(x)$ que es una combinación lineal de tres funciones:

$$\begin{aligned} f_0(x) &= 5 \cdot \cos(x) \\ f_1(x) &= e^{-0.5(\frac{x-4}{3})^2} \\ f_2(x) &= 2 \cdot \cos(3x) \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

Si realizamos 100 medidas de $y(x)$ para 100 valores diferentes de x , a las que le añadimos un ruido gaussiano de desviación 1, obtendremos una matriz X de 100×100 . Si a ésta le aplicamos PCA, observamos que hay tres autovectores con un autovalor asociado claramente superior (fig. B.4, panel izquierdo). Si nos quedamos sólo con estos autovectores, podemos entonces generar la matriz Y , que simplemente contendrá los coeficientes que multiplicando a cada uno de estos vectores reconstruye la señal original (como se puede apreciar en el panel derecho de la fig. B.4), lo que supone una reducción de la dimensionalidad del problema en un 97% sin una pérdida significativa de información.

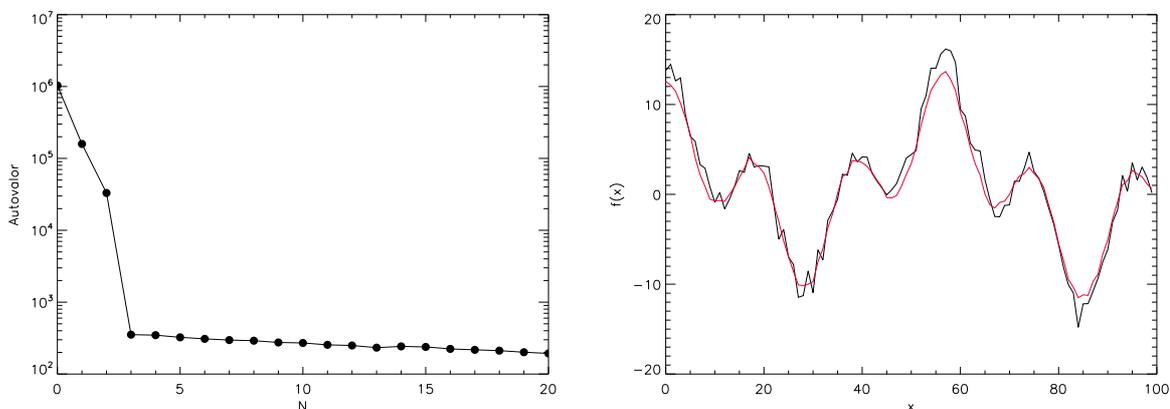


Figura B.4: Izqda.: Autovalores de los primeros 20 autovectores de la matriz de covarianza asociada a X . Dcha.: Reconstrucción (trazo rojo) de una de las medidas de X (trazo negro) utilizando sólo los tres autovectores principales.

A pesar de que con técnicas como ésta se consigue reducir la complejidad del problema, las relaciones numéricas entre los parámetros de entrada de los modelos y, en nuestro caso, los espectros (o sus componentes principales) siguen siendo complicadas y por lo general desconocidas. Para interpolar entonces sobre la base de datos será necesario el desarrollo de una técnica capaz de dar cuenta de estas complejidades; una de las maneras habituales de hacerlo son las redes neuronales.

Una red neuronal artificial o ANN (*Artificial Neural Network*) es un artificio numérico que permite pasar de unos parámetros de entrada x_i a unas variables de salida y_k a través de una serie de variables ocultas h_j . Estas últimas se organizan en sucesivas capas, de manera que $h_j^{(n)}$ sólo dependerá de las de la capa anterior $h_j^{(n-1)}$ y $h_j^{(0)}$ lo hará de los parámetros de entrada. Esta organización recuerda vagamente a los primeros modelos de actividad neuronal en el cerebro, de ahí el nombre (fig. B.5).

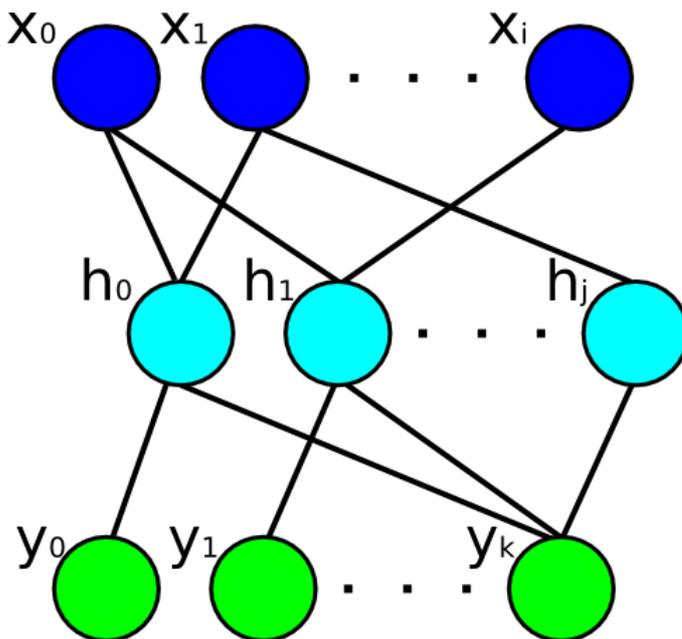


Figura B.5: Esquema de una ANN básica.

Las relaciones entre las sucesivas capas de variables o parámetros son funciones matemáticas, normalmente combinaciones lineales o funciones trigonométricas, que se ajustan durante un proceso de entrenamiento, en el que se ajustan las conexiones entre neuronas minimizando una determinada función, que normalmente compara la salida de la red con los valores y_k deseados (como por ejemplo una función χ^2).

Una vez que el entrenamiento termina y la red es capaz de reproducir las salidas esperadas para el conjunto de parámetros con el que se ha realizado este proceso con la precisión deseada, tenemos un método de calcular y_k para cualquier valor de x_i , sin necesidad de conocer las relaciones explícitas entre entradas y salidas. La asunción básica subyacente a todo este proceso es que la variación en y_k en función de los parámetros de entrada es continua y suave, de manera que no hay un cambio brusco en el comportamiento de las salidas (como por ejemplo un máximo o un mínimo local con una anchura muy pequeña) entre dos de los nodos de la base de datos de entrada, comportamiento que sería imposible de reproducir por la red, dado que en los datos de entrenamiento no hay ninguna evidencia de esta variación.

B.3 Errores en la inferencia

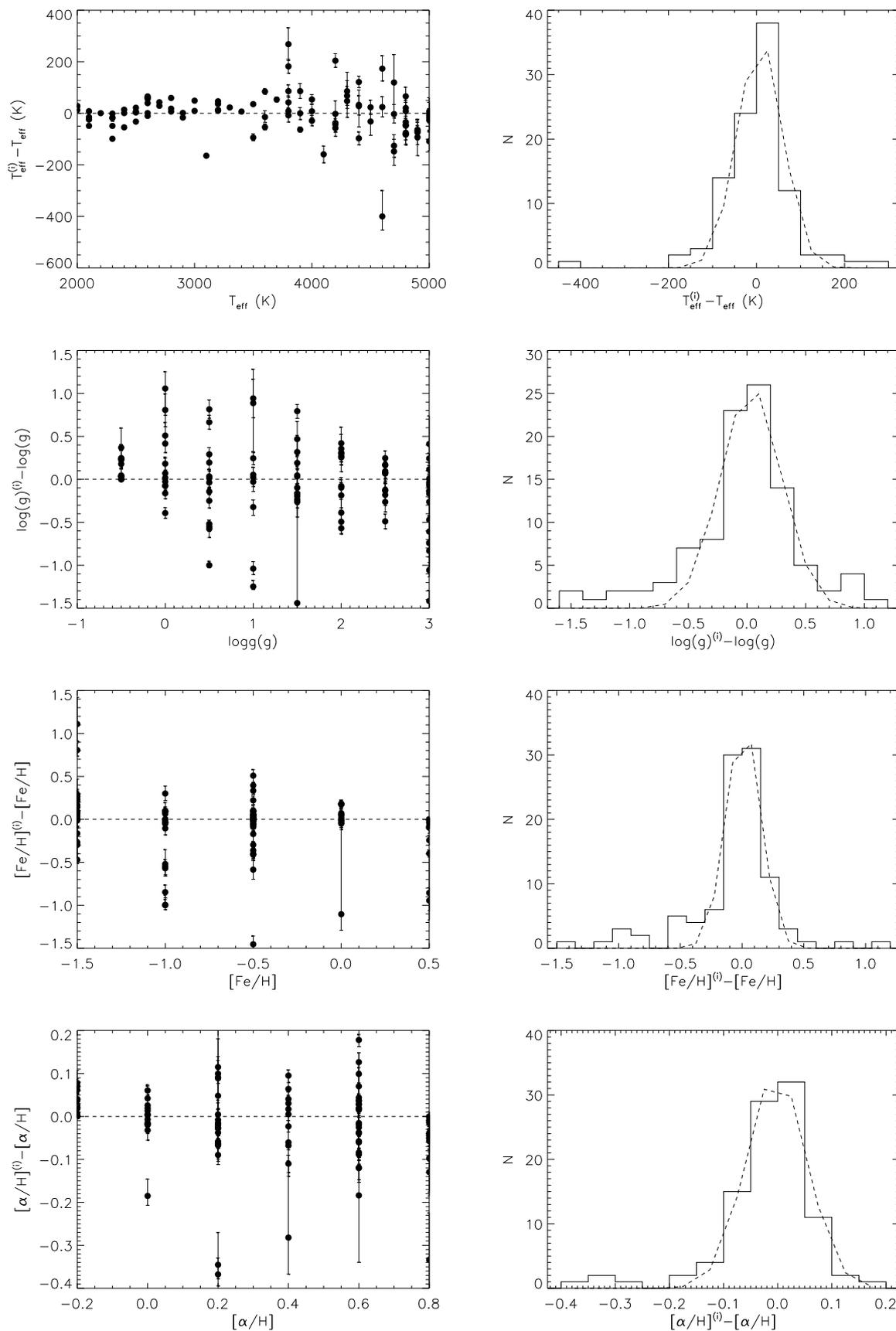


Figura B.6: Diferencias entre los valores inferidos (i) y los utilizados para sintetizar los nodos de la malla de PHOENIX para el modelo de error con $\sigma = 1\%$.

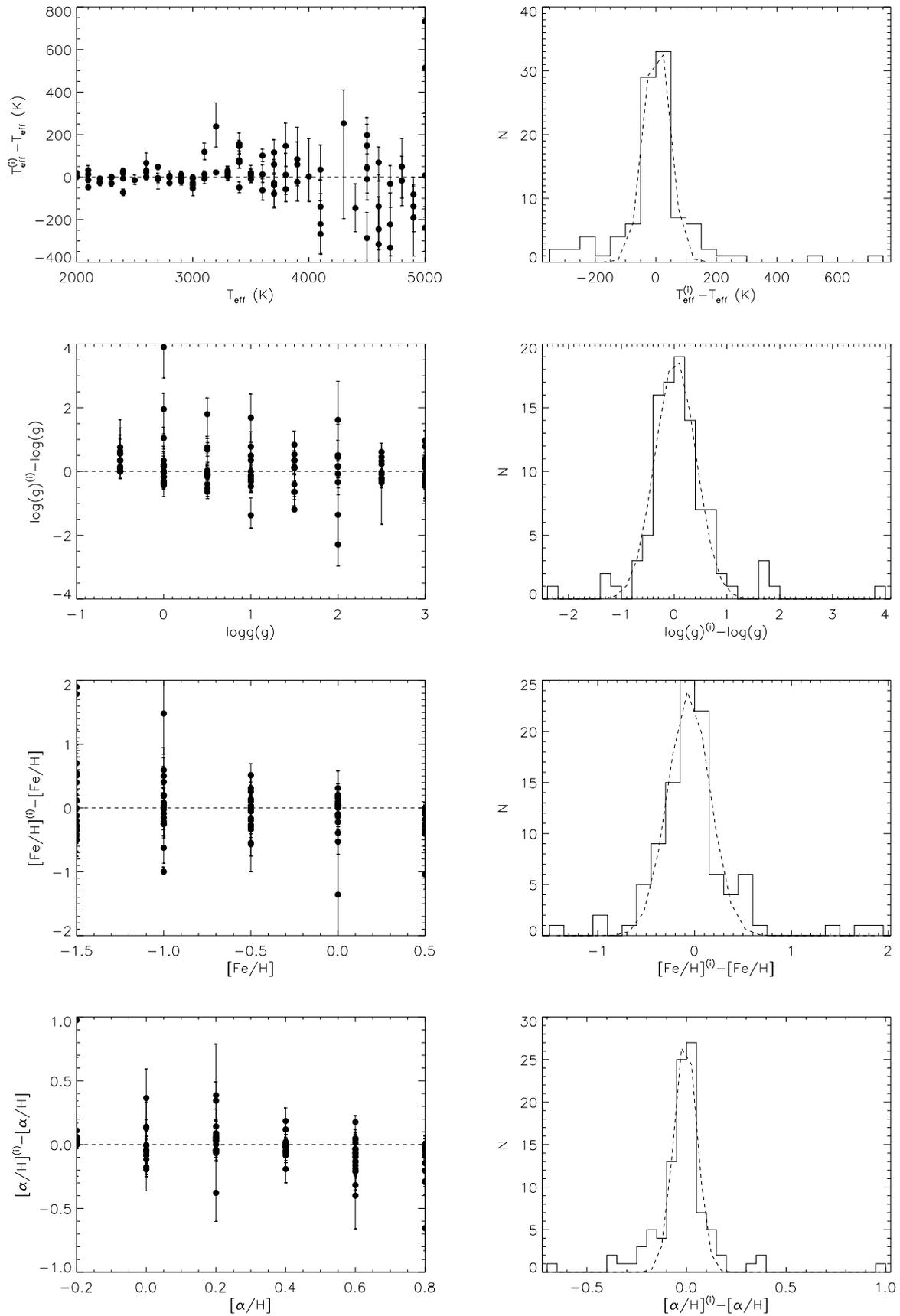


Figura B.7: Diferencias entre los valores inferidos (i) y los utilizados para sintetizar los nodos de la malla de PHOENIX para el modelo de error con $\sigma = 5\%$.

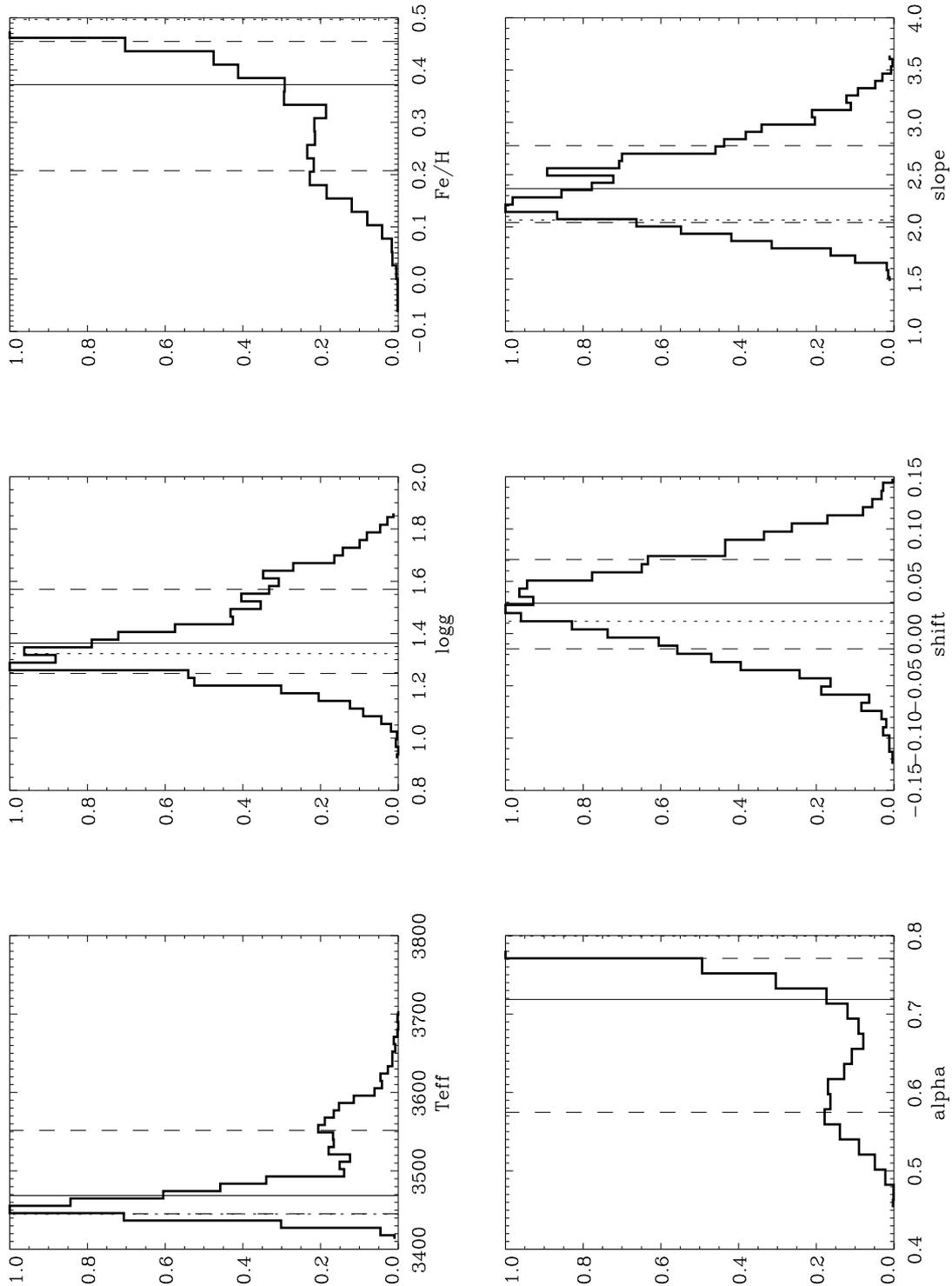


Figura B.8: Ejemplo de las marginalizaciones de la posterior producidas por BIQUINI para todos los parámetros libres: metalicidad, temperatura, gravedad superficial, abundancia de elementos alfa, desplazamiento en longitud de onda y extinción absoluta en la banda K (que condiciona la pendiente del espectro, de ahí la etiqueta *slope*). Se puede apreciar en ella como hay un máximo secundario de probabilidad, asociado a un segundo ajuste posible, o como $[Fe/H]$ y $[\alpha/H]$ están muy cerca de los bordes de la malla de modelos, y por lo tanto no pueden ser inferidos con certeza. En este caso, es posible derivar un límite inferior para el parámetro en consideración.

C

Diagramas color-magnitud, extinción y densidad estelar en el interior de la Vía Láctea

En este apéndice se detallan todos los diagramas color-magnitud y las extinciones y densidades derivadas a partir de ellos que se han usado en el cap. 3.

C.1 DCM's y extinción

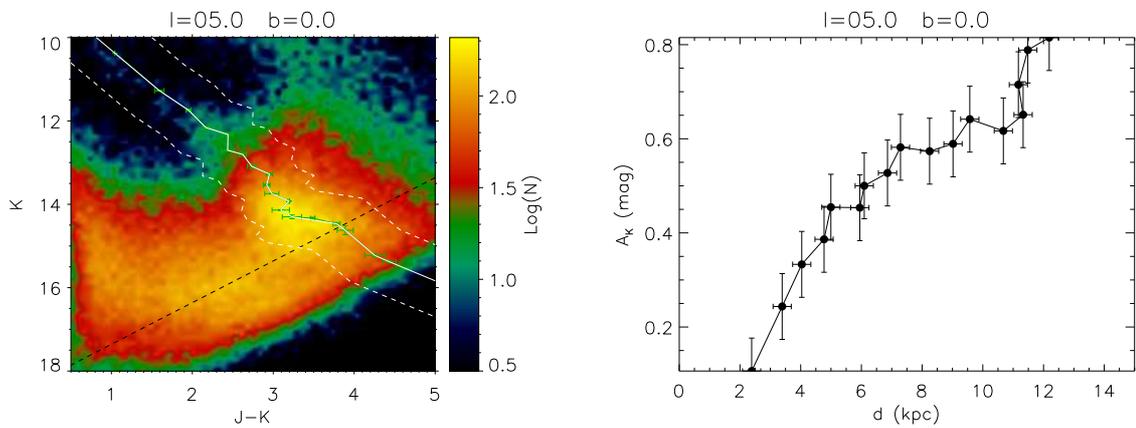


Figura C.1: Izqda.: DCM para $l=5^\circ$. el trazo verde marca el centro de la región ocupada por las gigantes K2, el blanco esta misma curva extrapolada, y las líneas de trazos las fronteras de la región. La línea de trazos negros denota la completitud. Dcha.: Curva (d, A_K) para el mismo campo.

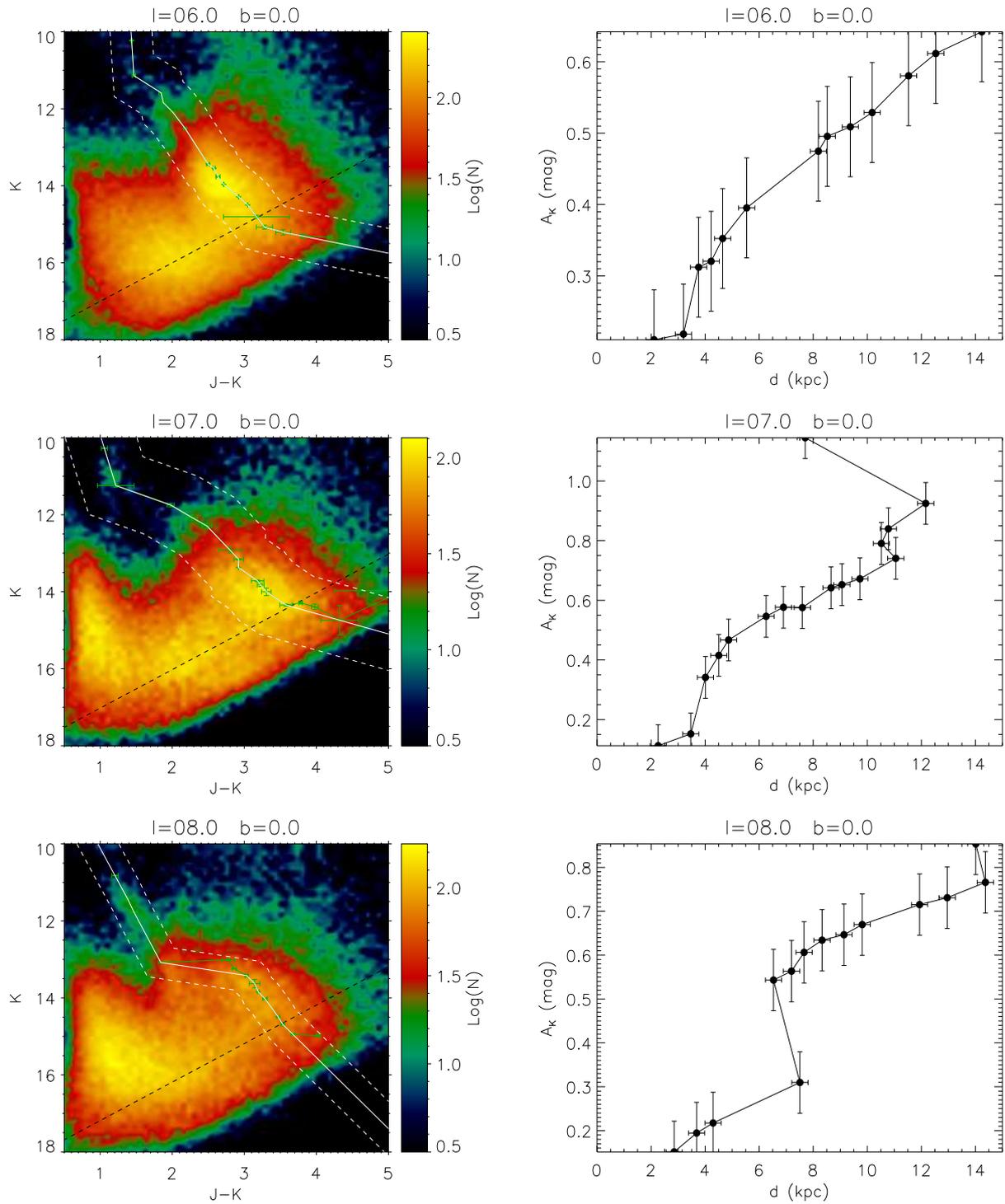


Figura C.2: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

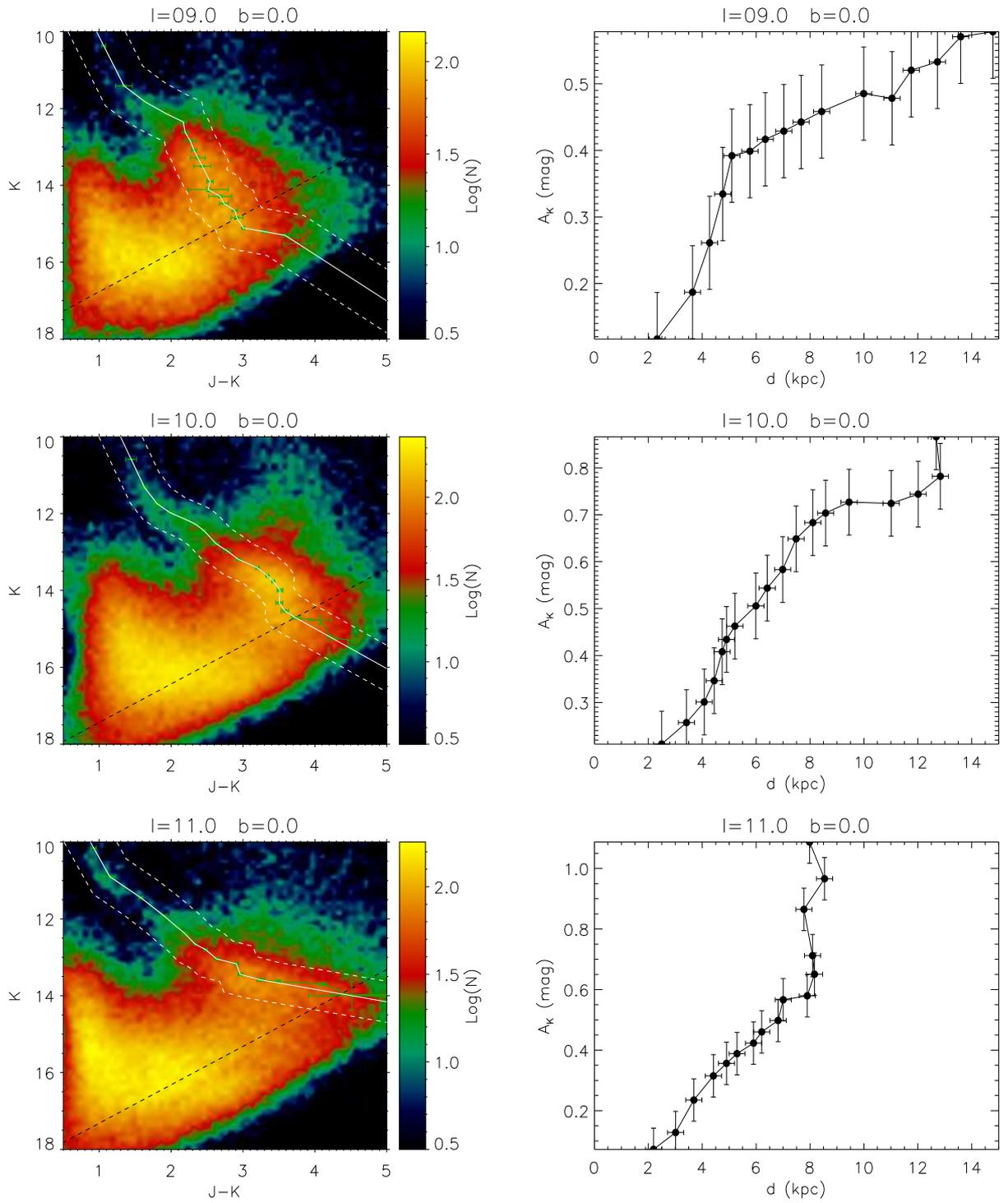


Figura C.3: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

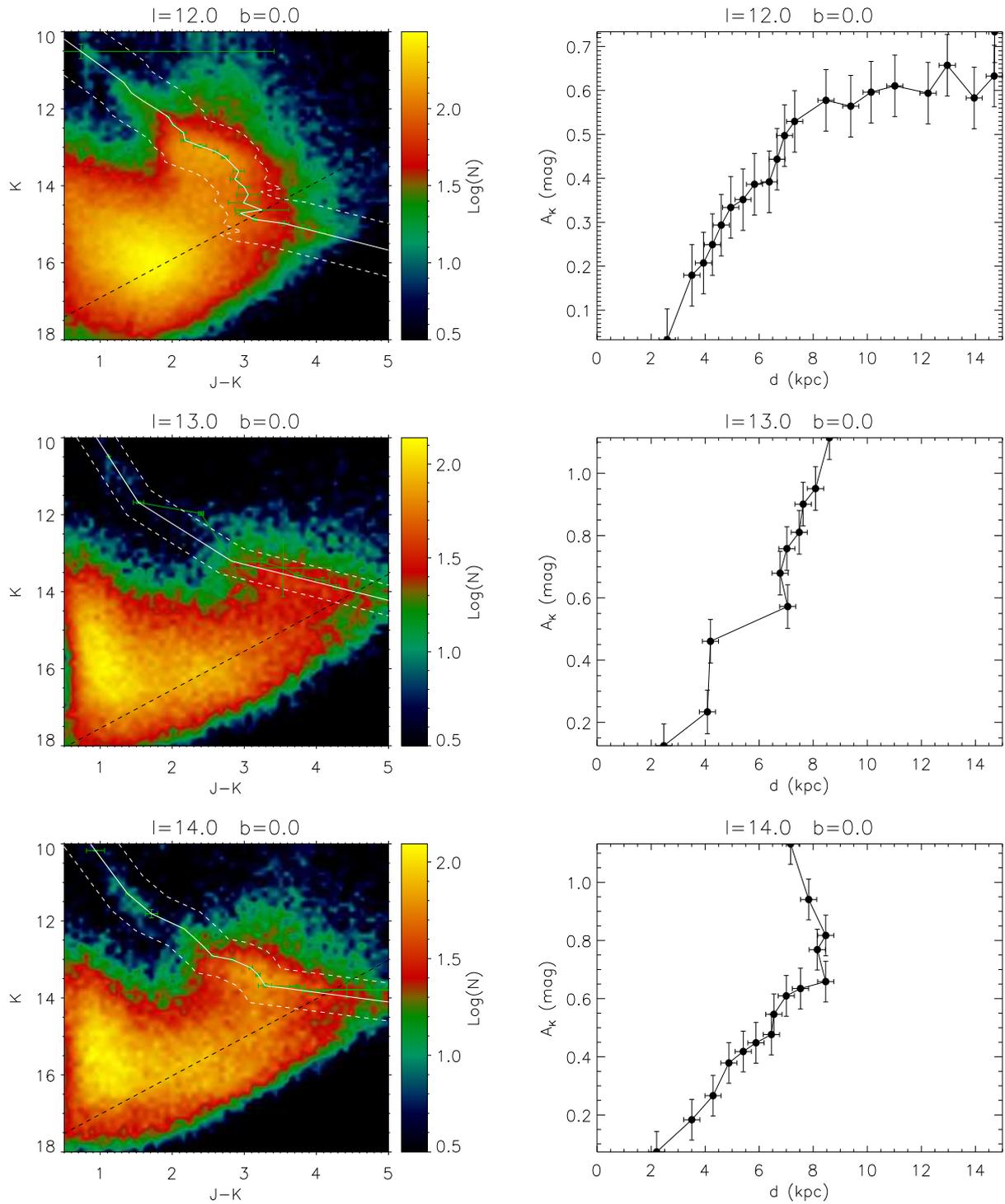


Figura C.4: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

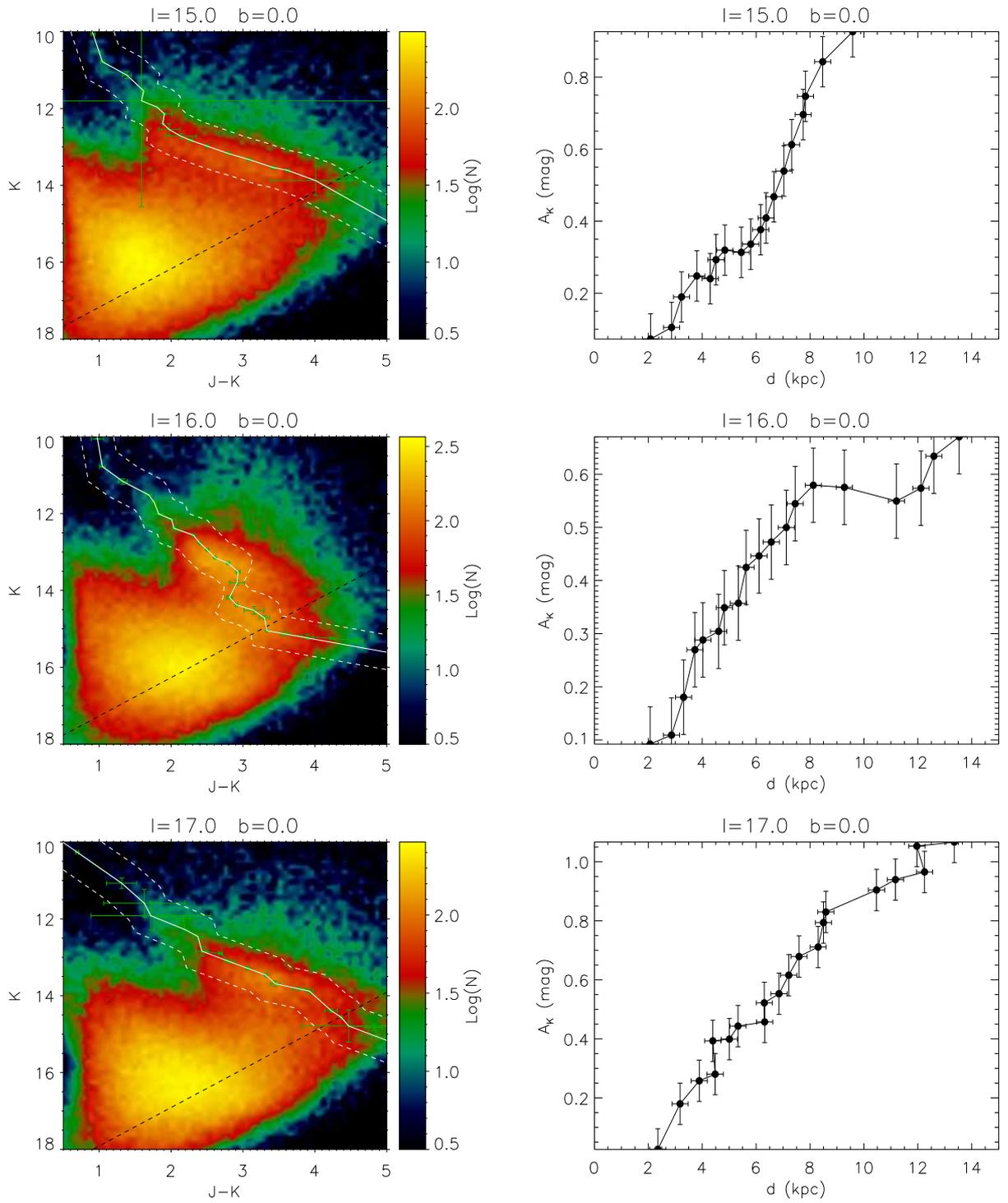


Figura C.5: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

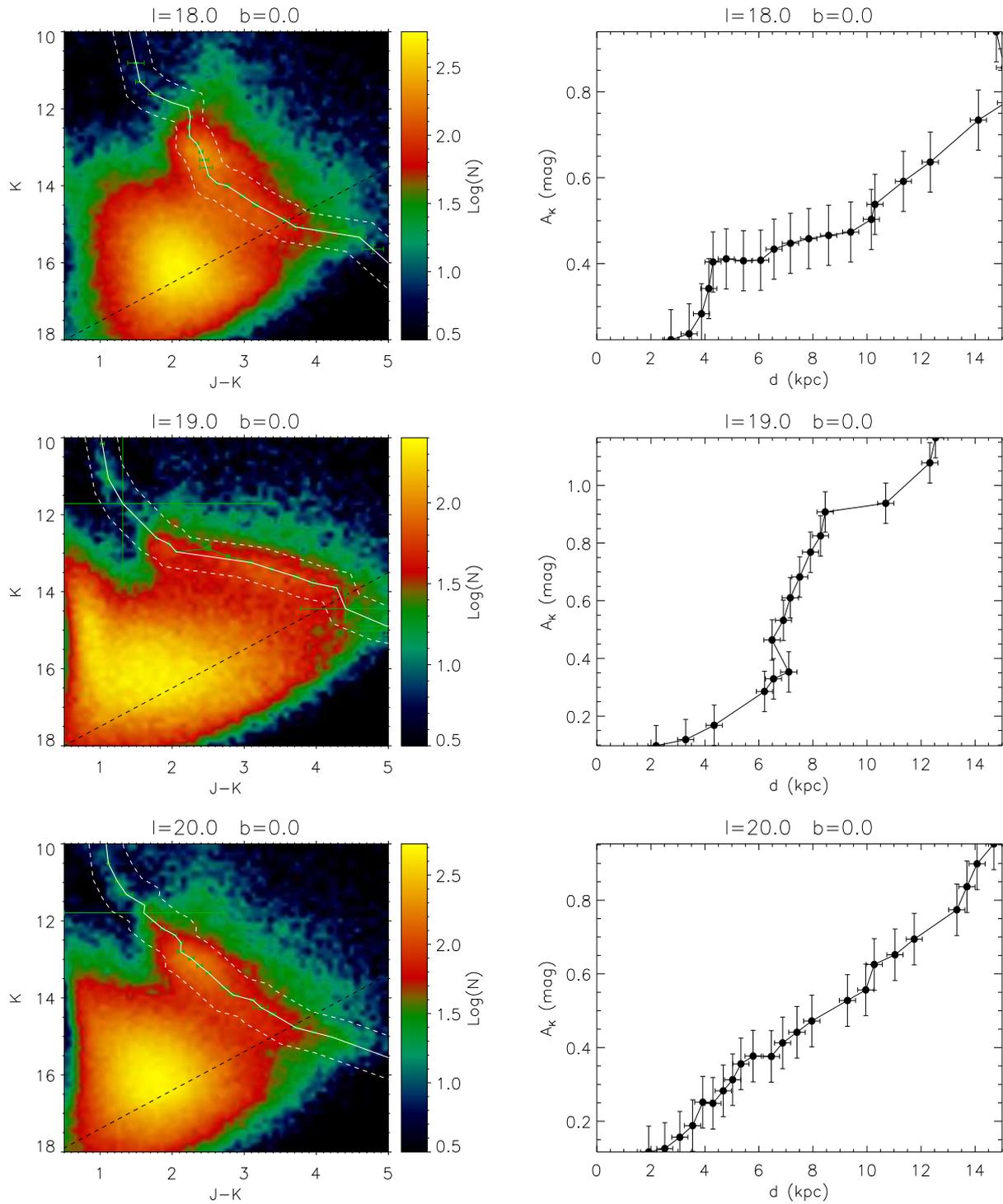


Figura C.6: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

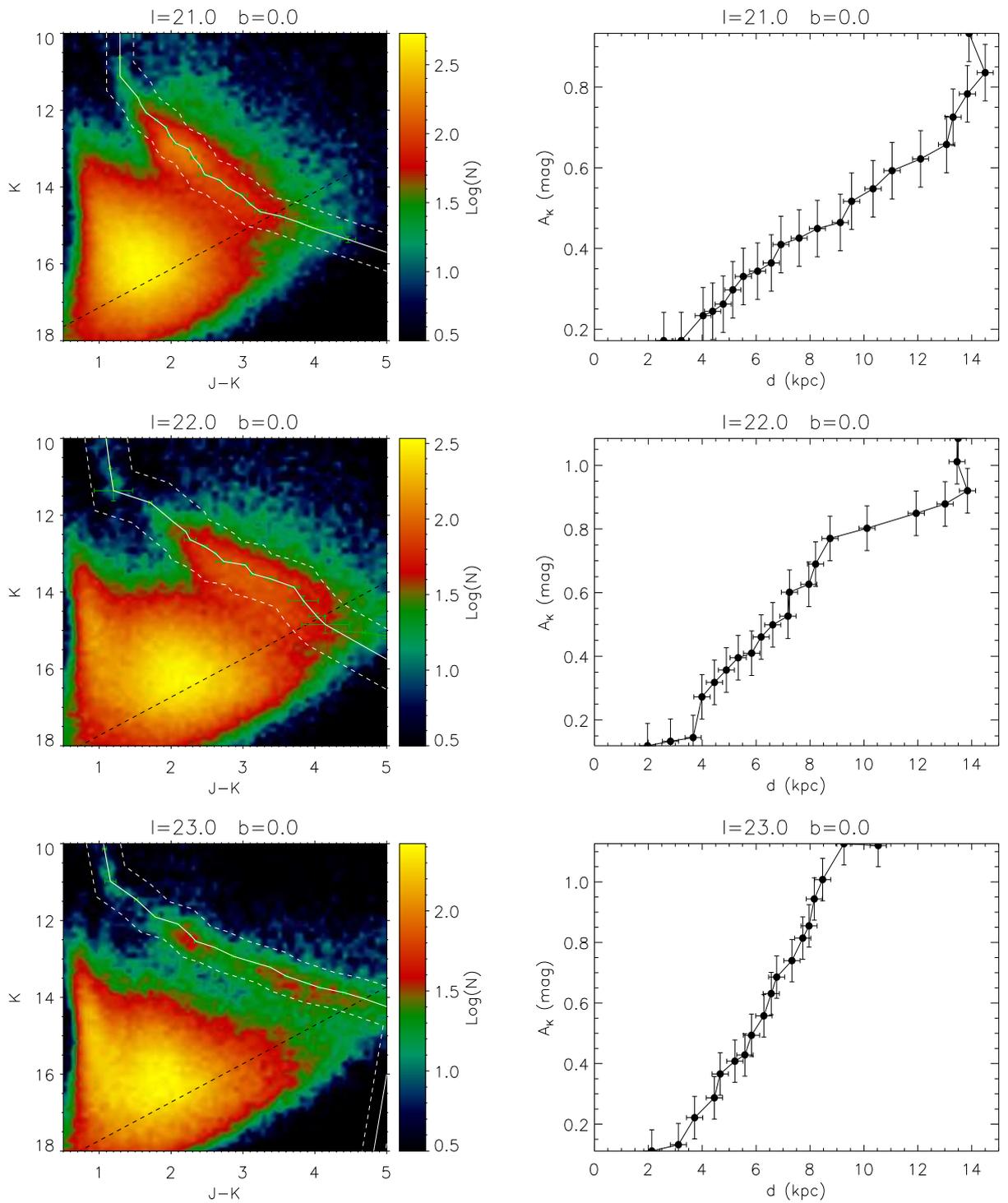


Figura C.7: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

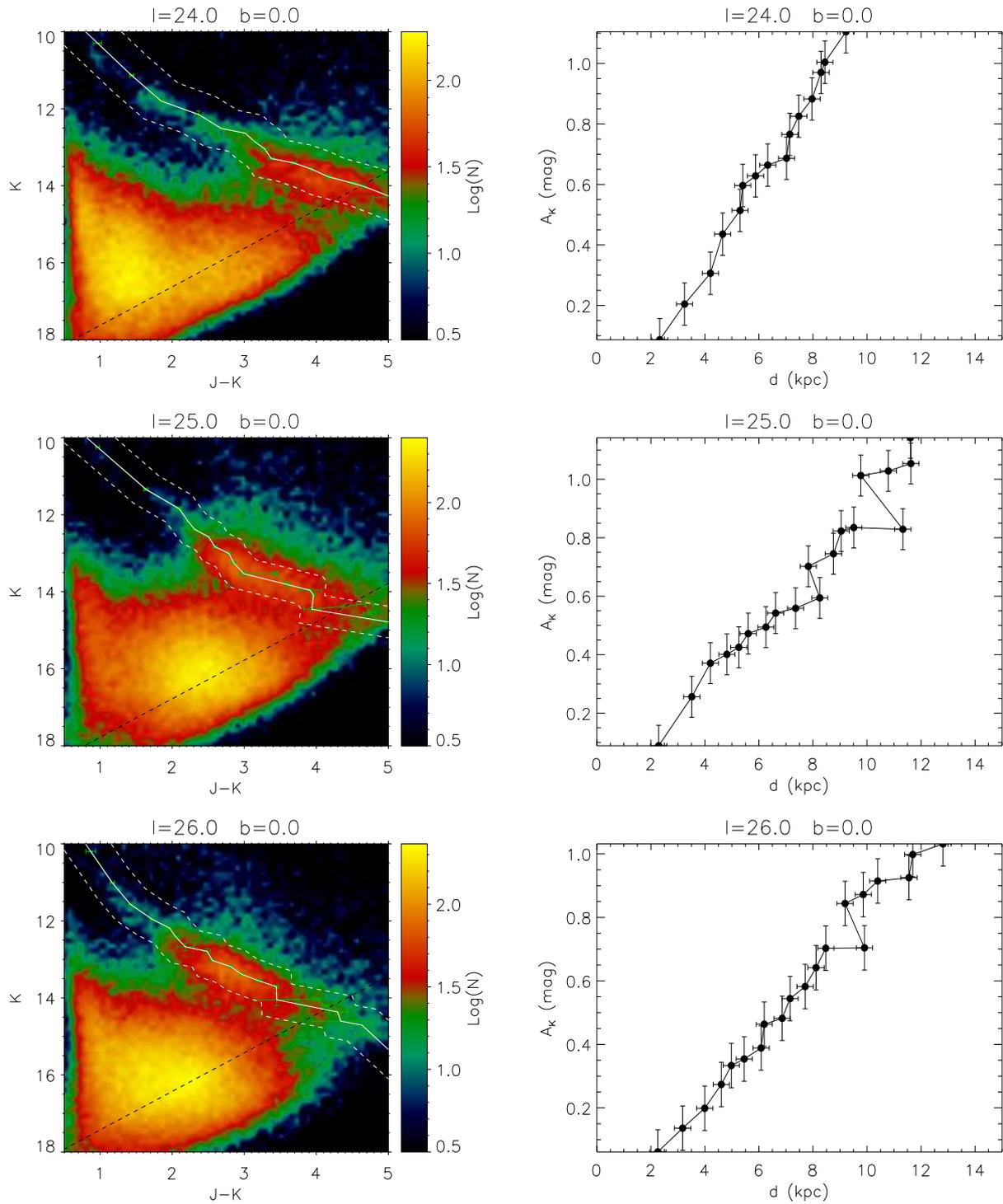


Figura C.8: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

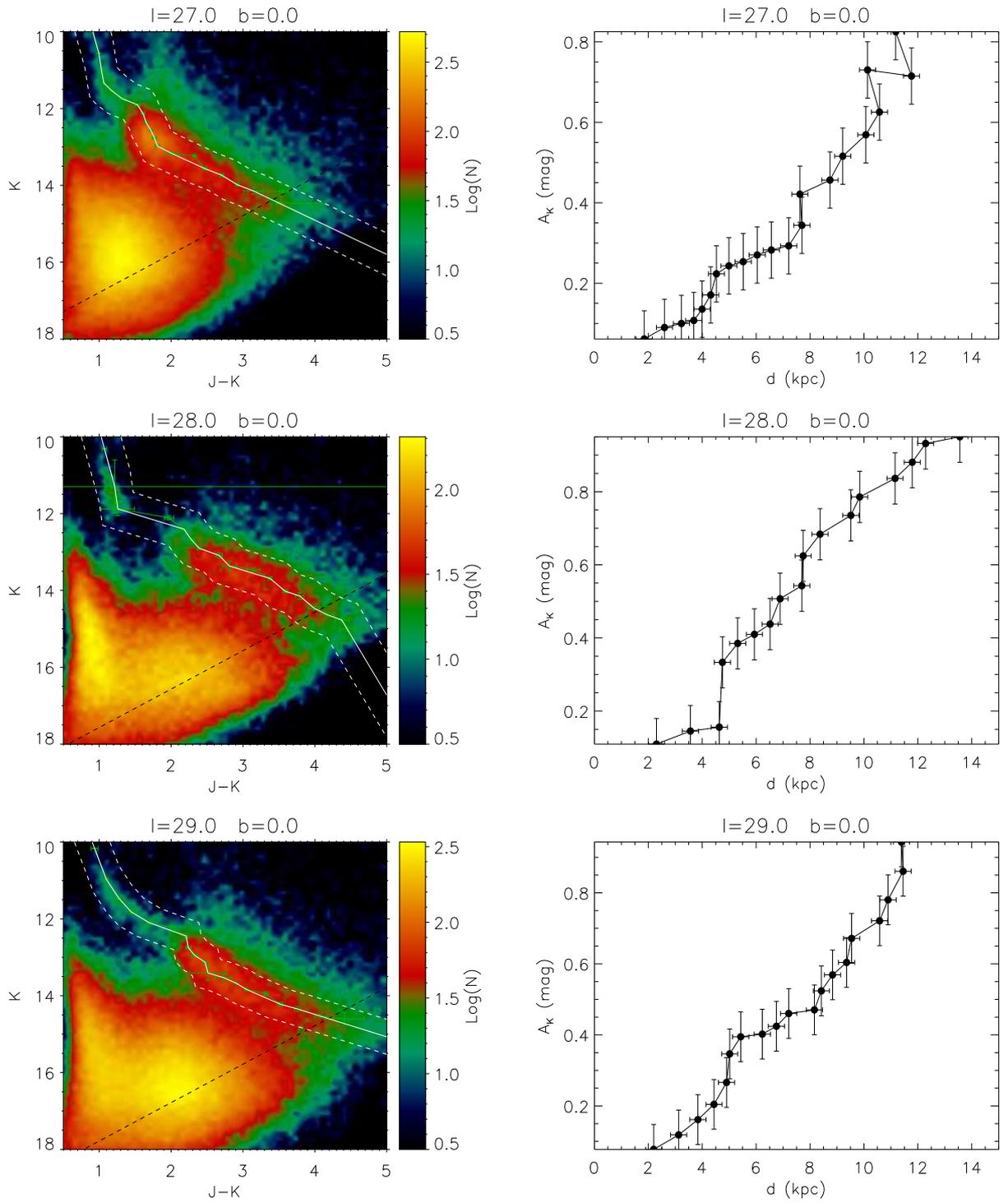


Figura C.9: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

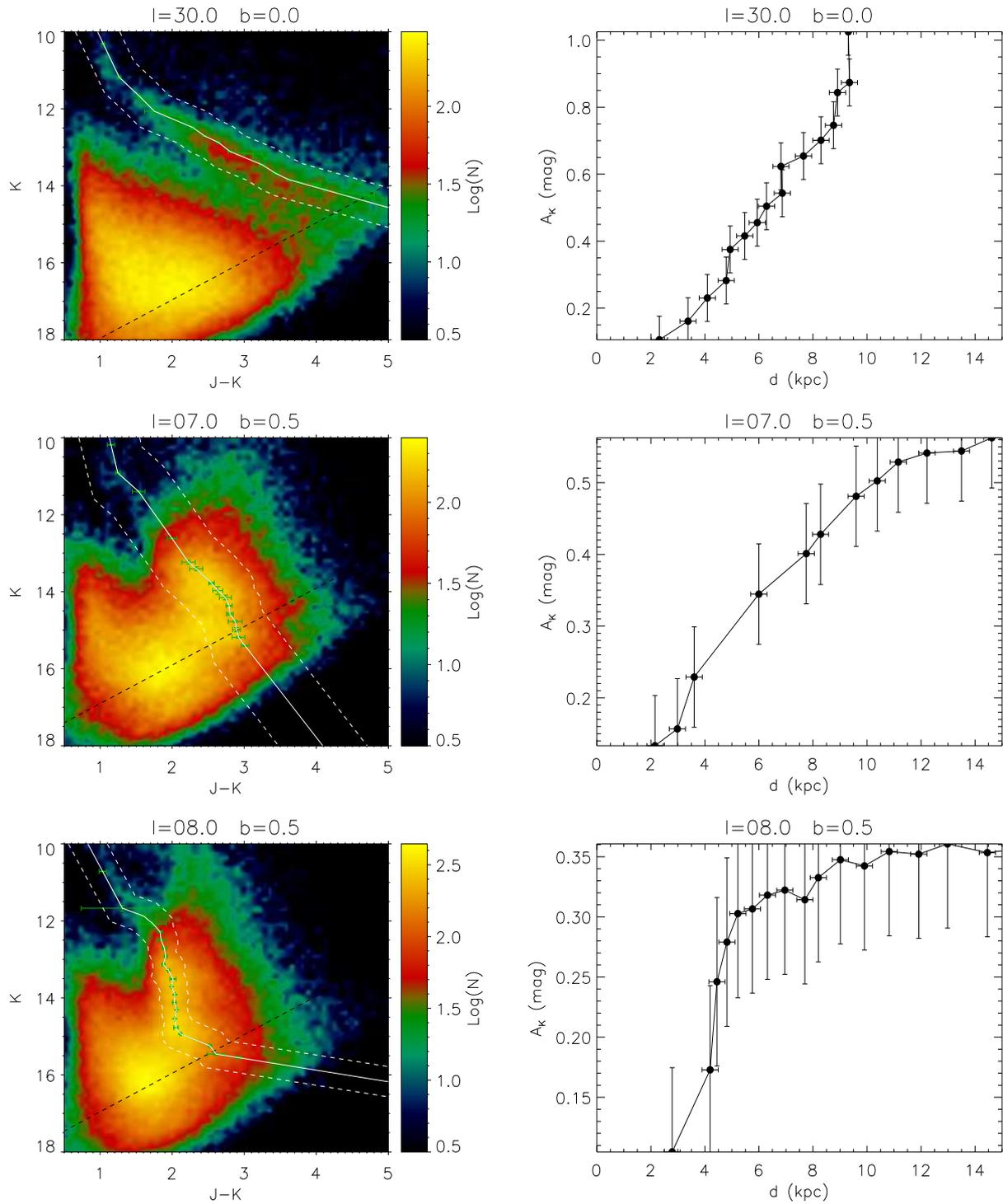


Figura C.10: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

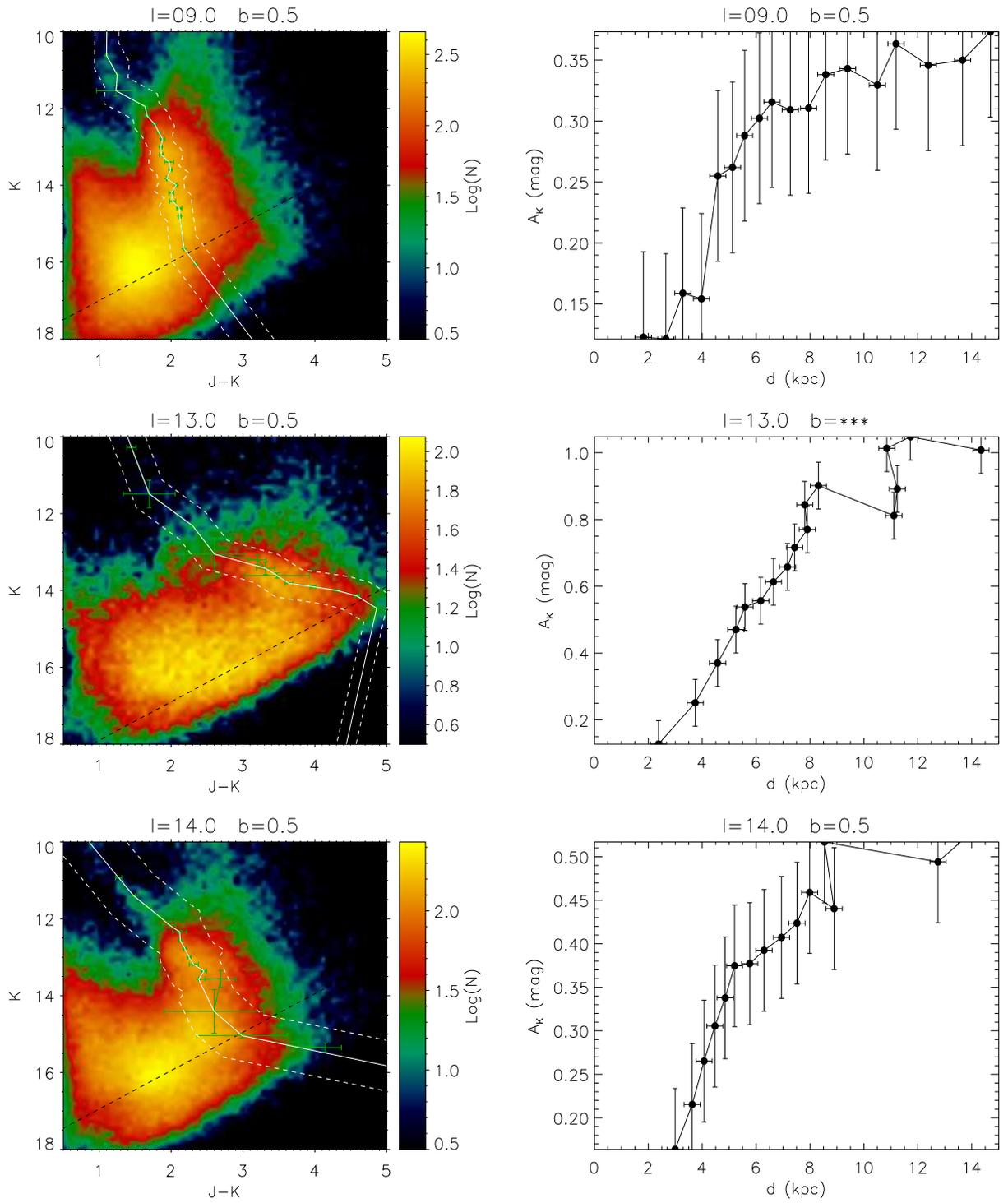


Figura C.11: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

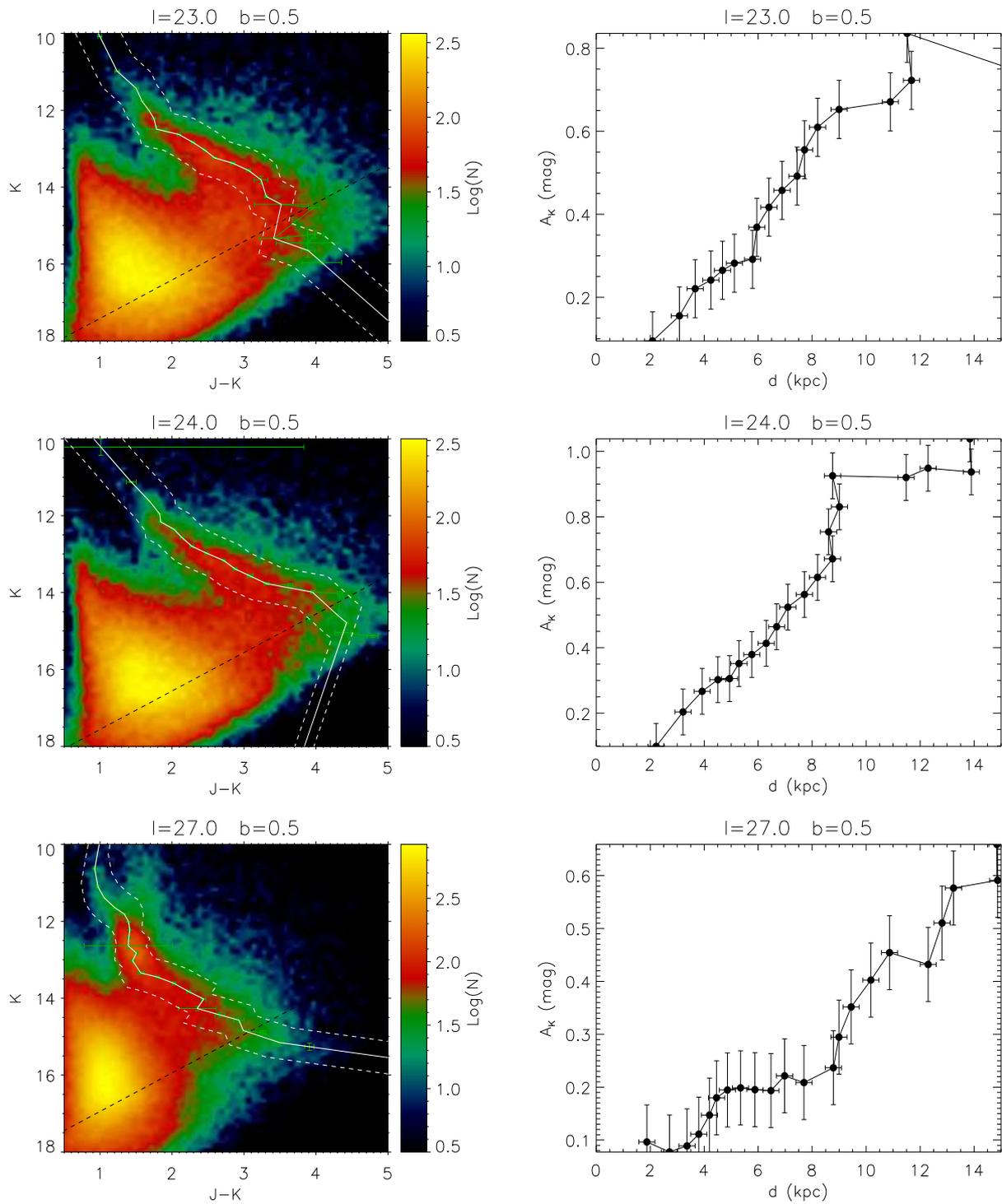


Figura C.12: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

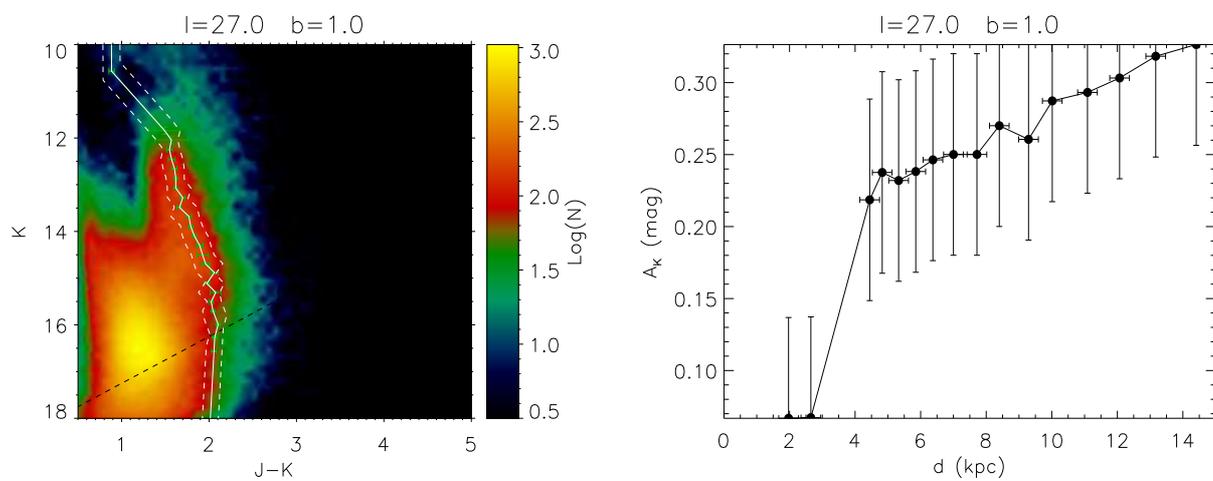


Figura C.13: Igual que la fig. C.1, pero para las coordenadas anotadas.

C.2 Distribución estelar

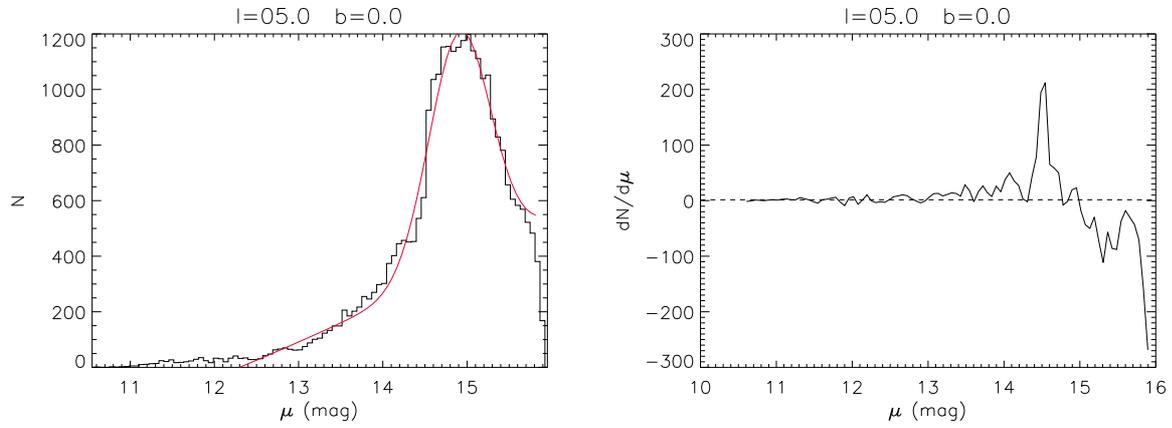


Figura C.14: Izqda.: Histograma de μ para $l=5^\circ$. El trazo rojo marca el ajuste utilizado. Dcha.: Curva de $(\mu, \frac{dN}{d\mu})$ para el mismo campo. La línea de trazos denota el nivel de continuo asumido.

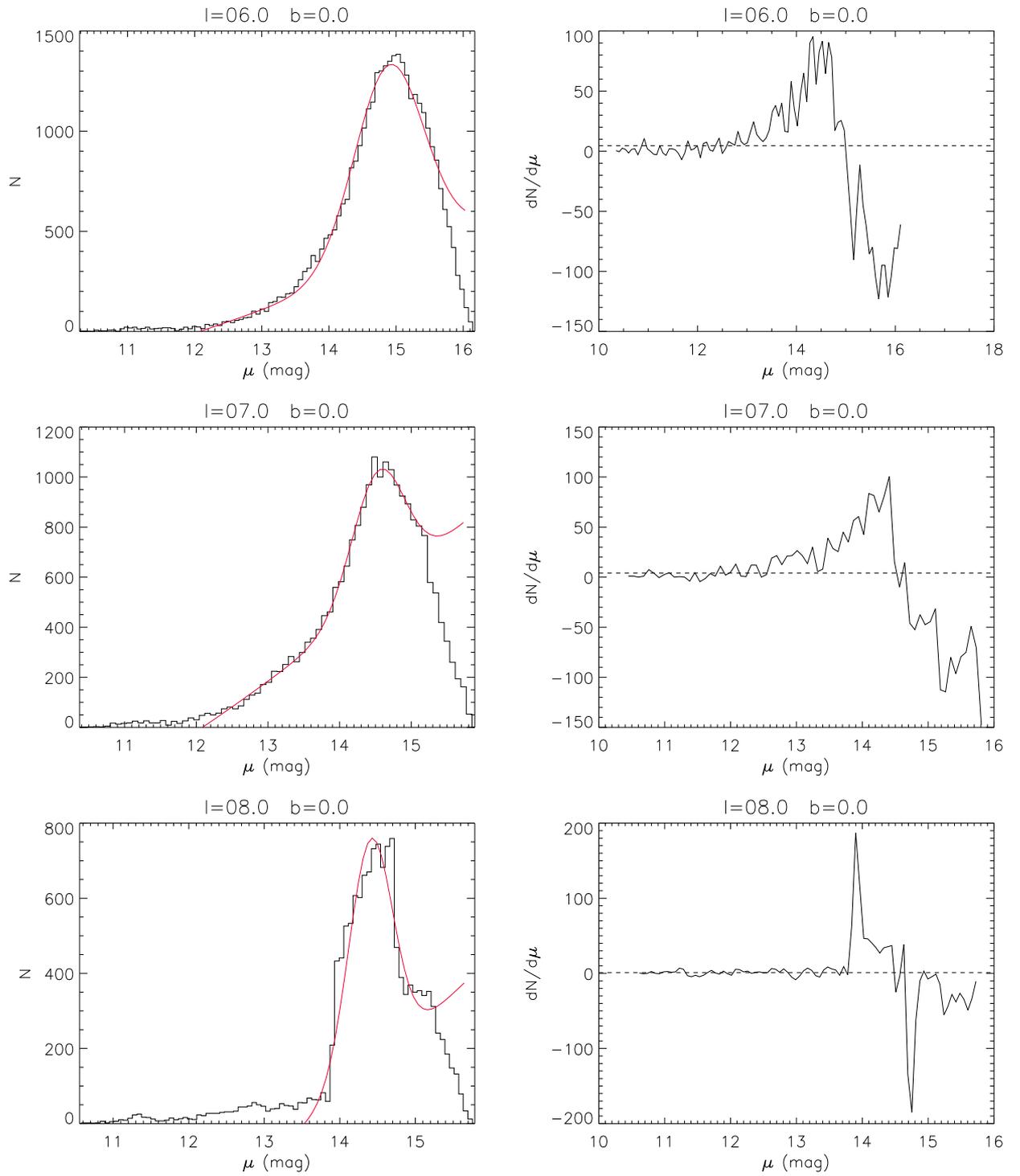


Figura C.15: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

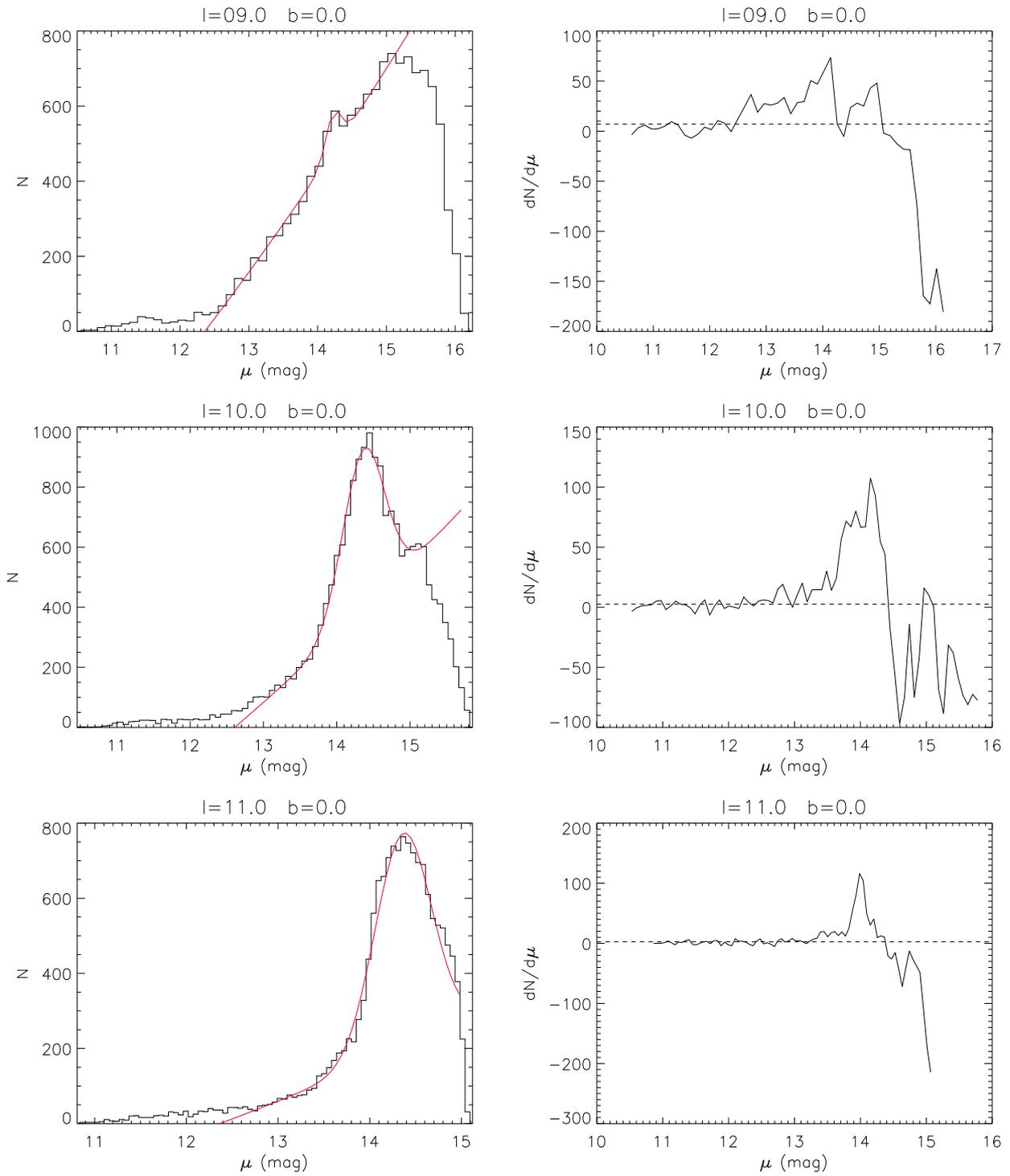


Figura C.16: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

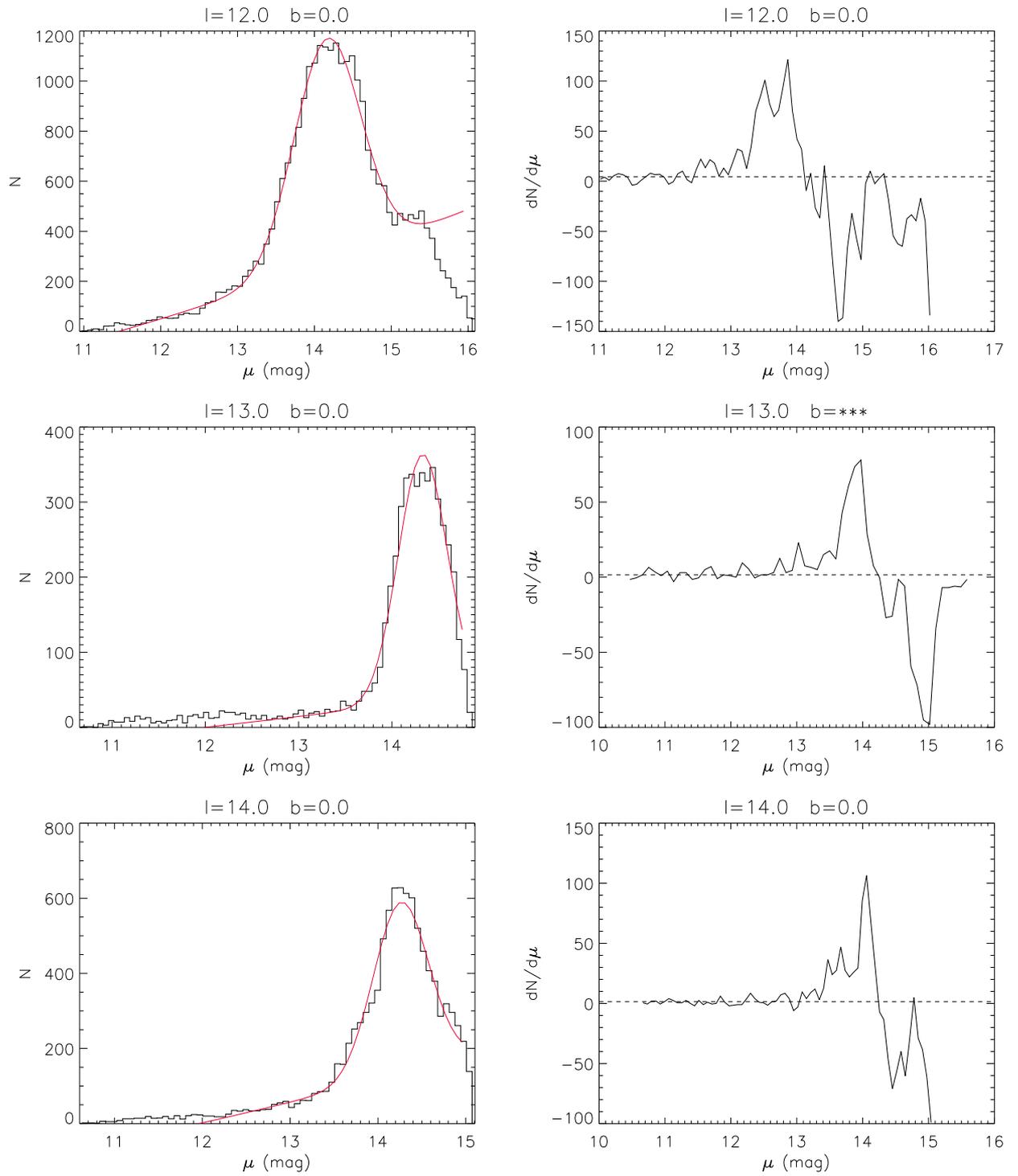


Figura C.17: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

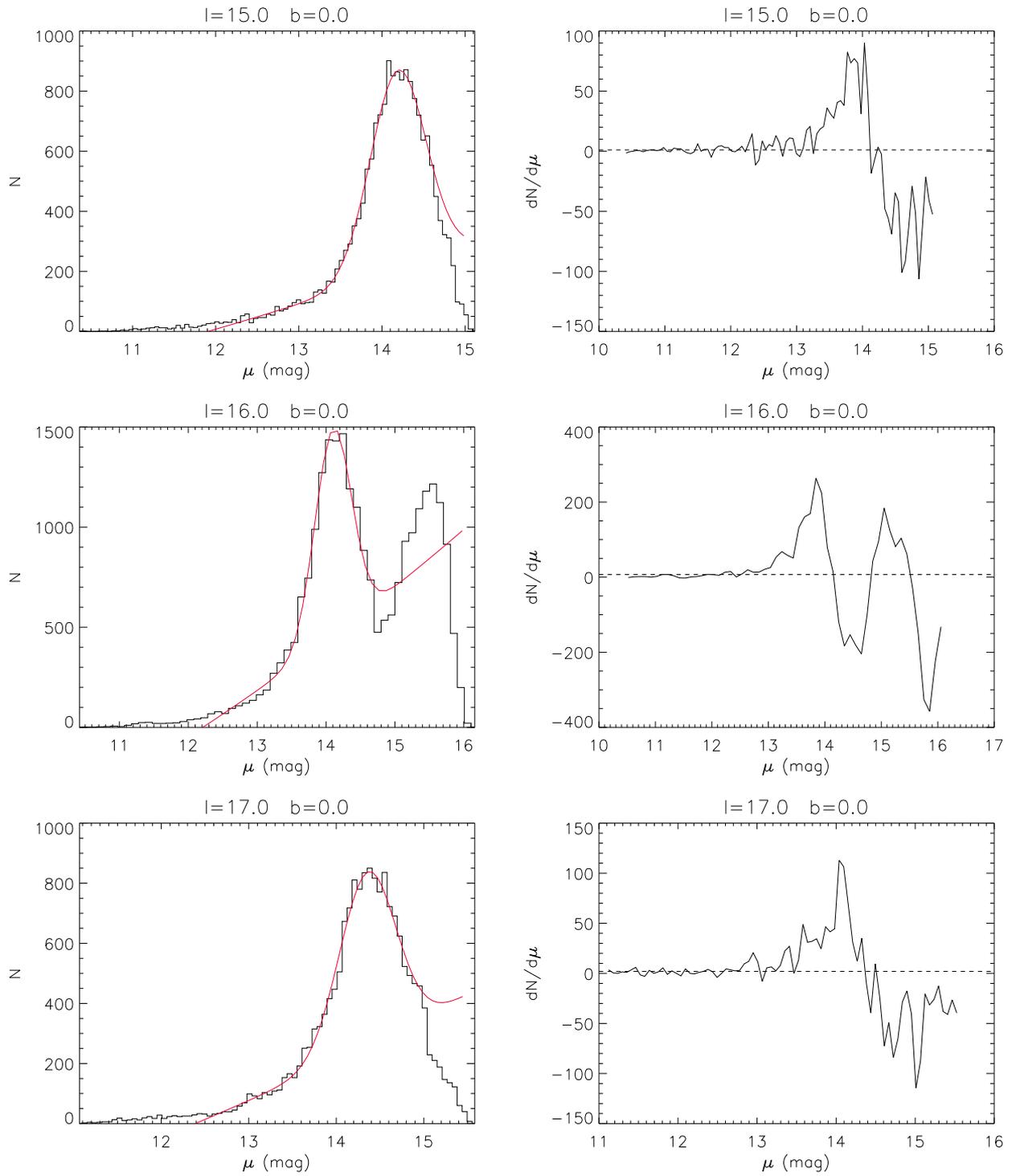


Figura C.18: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

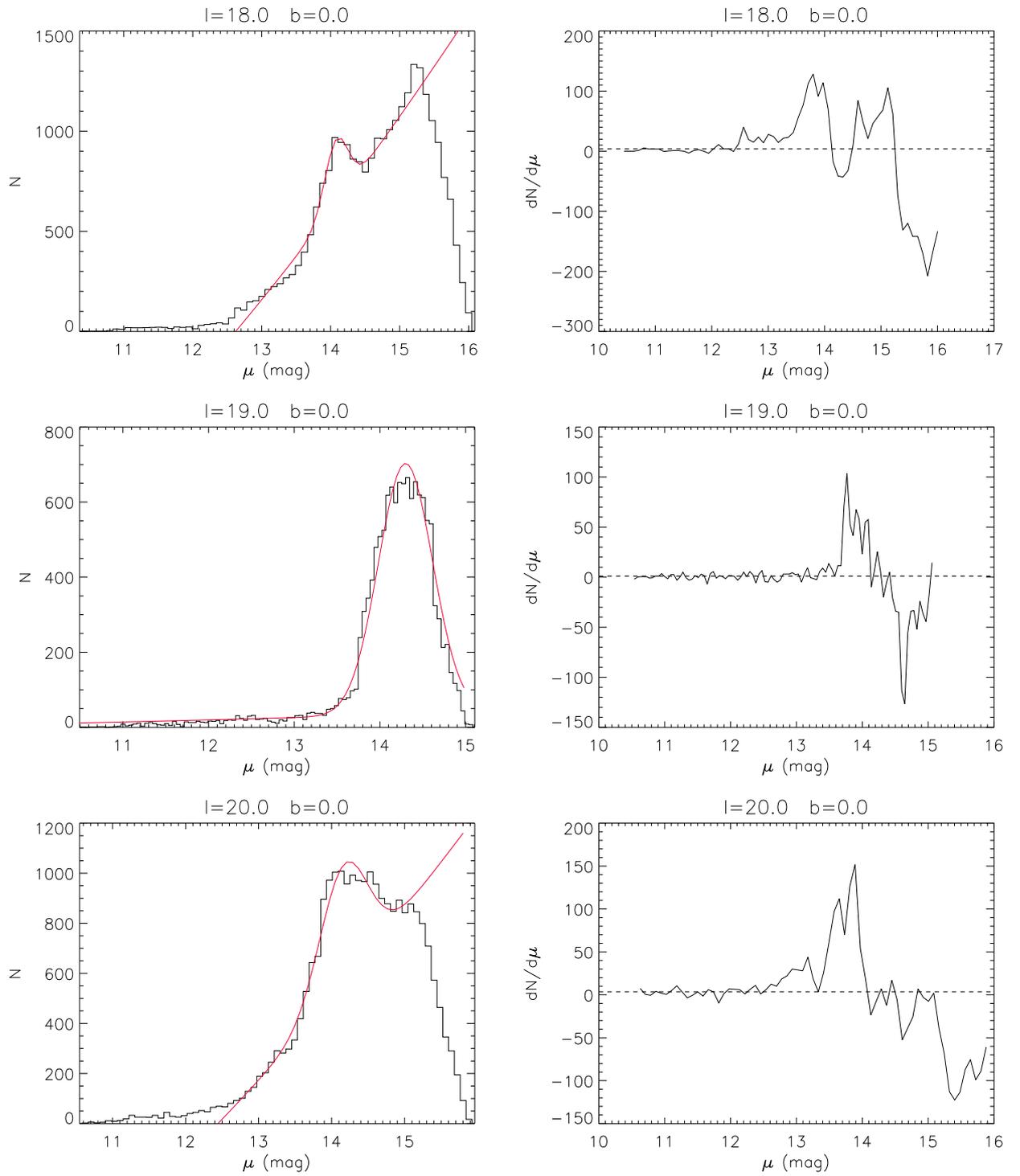


Figura C.19: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

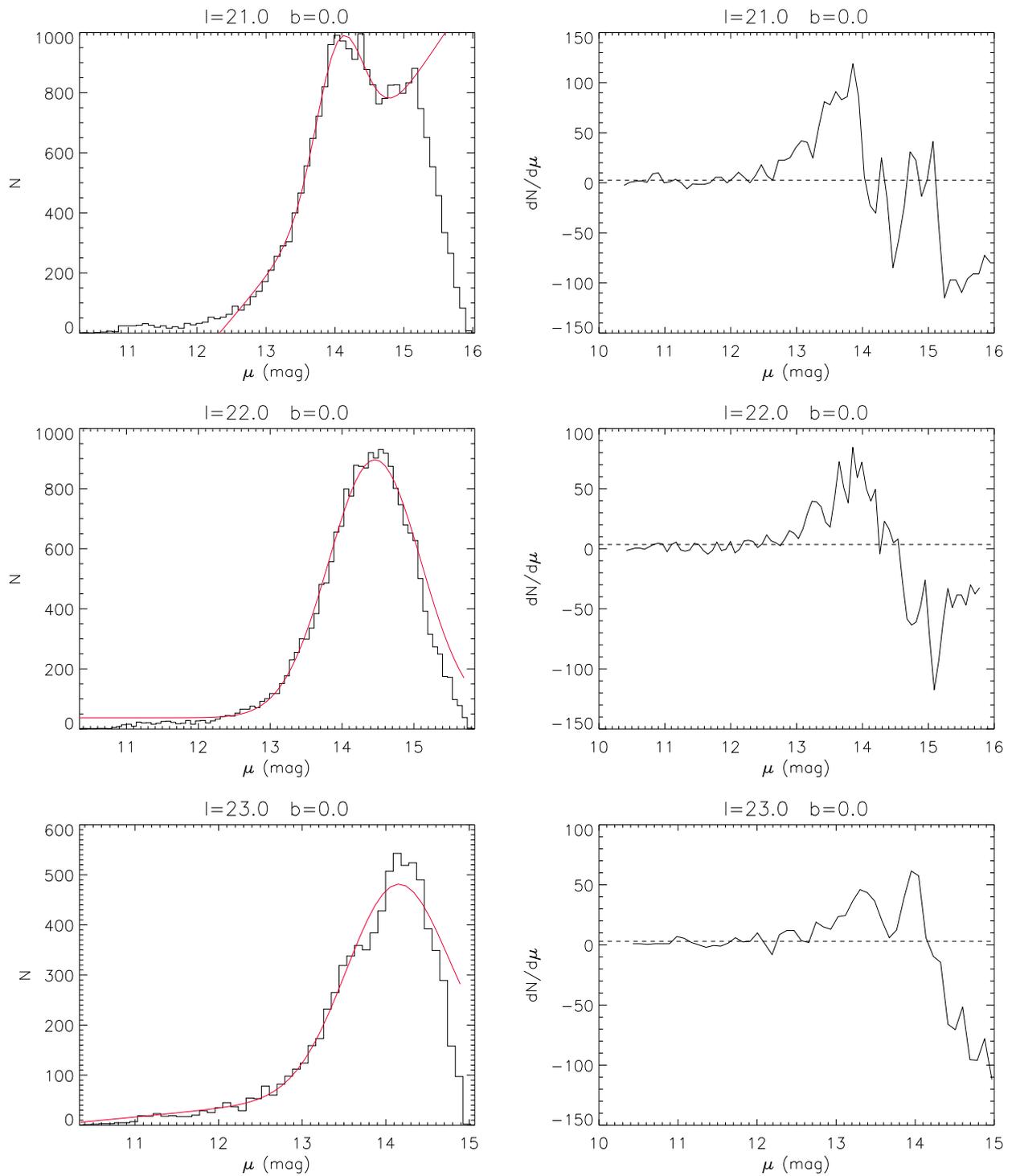


Figura C.20: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

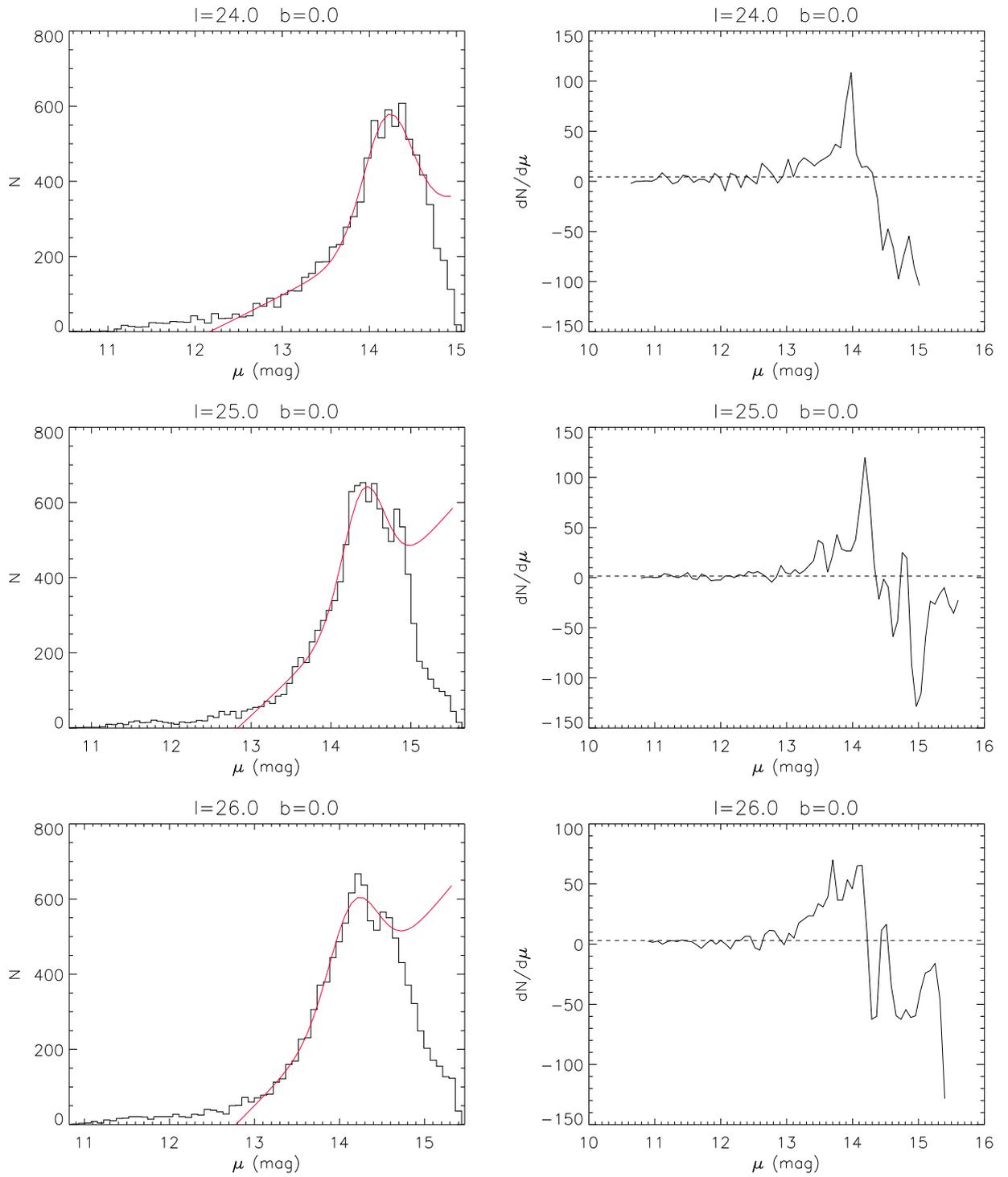


Figura C.21: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

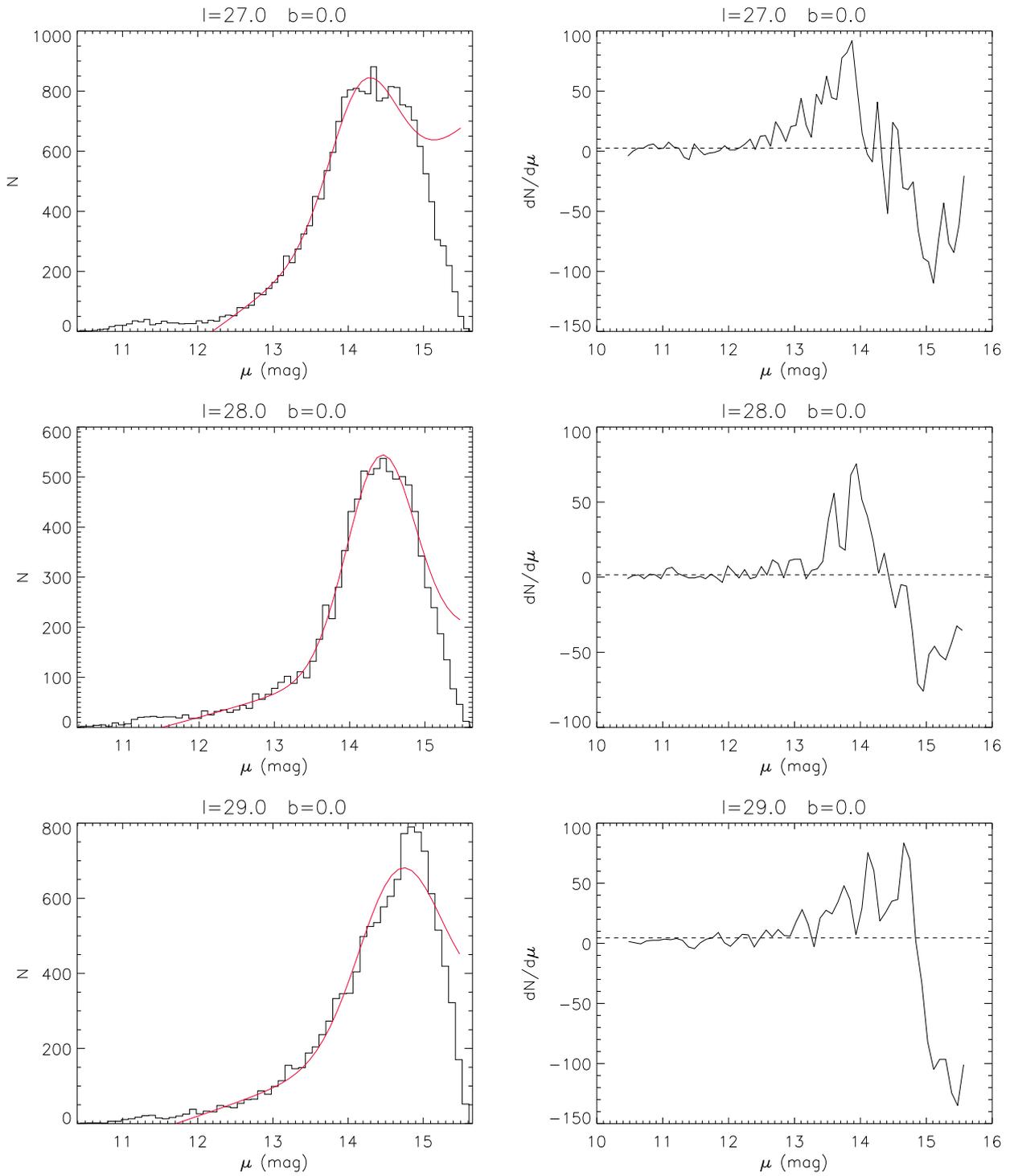


Figura C.22: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

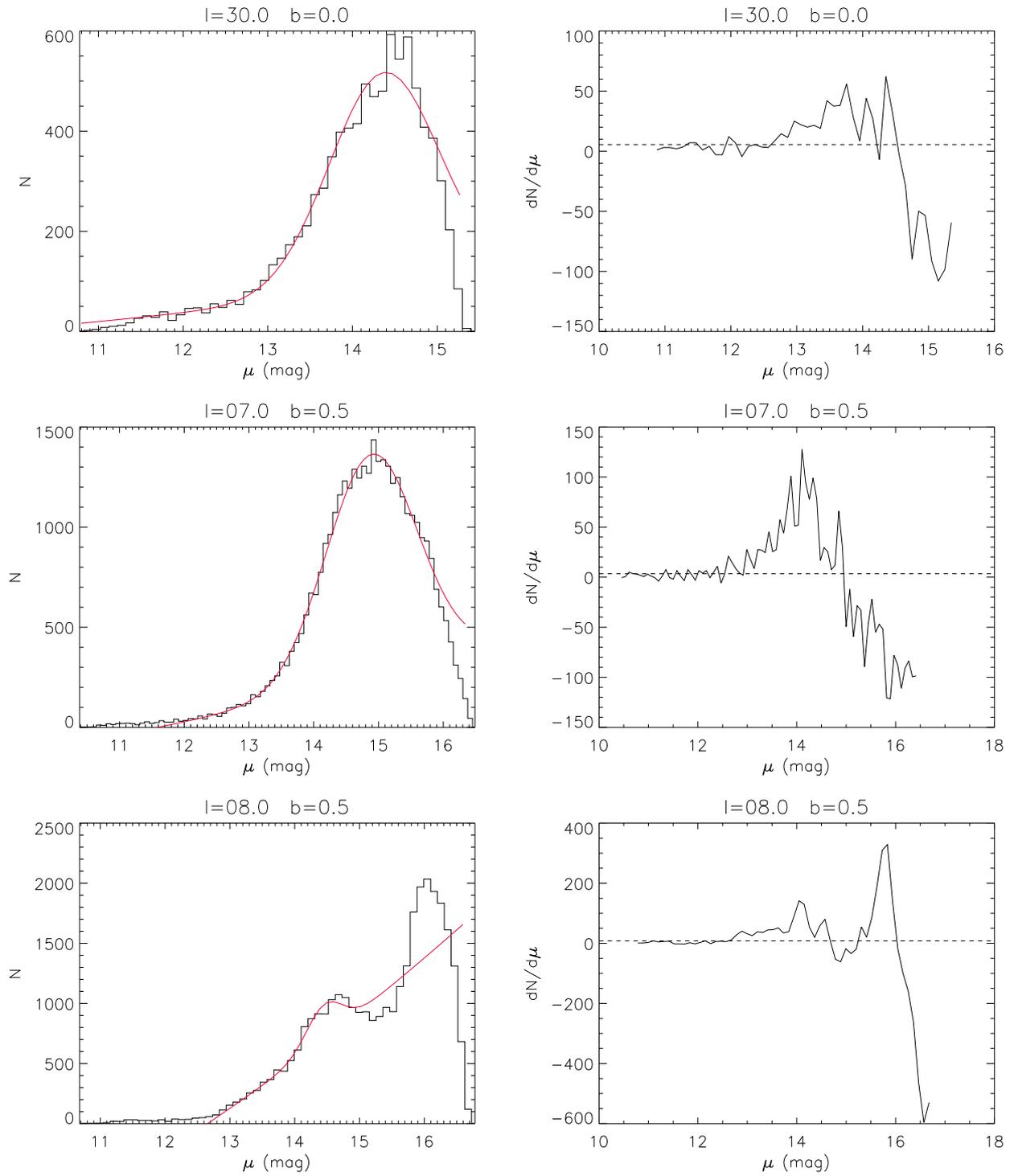


Figura C.23: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

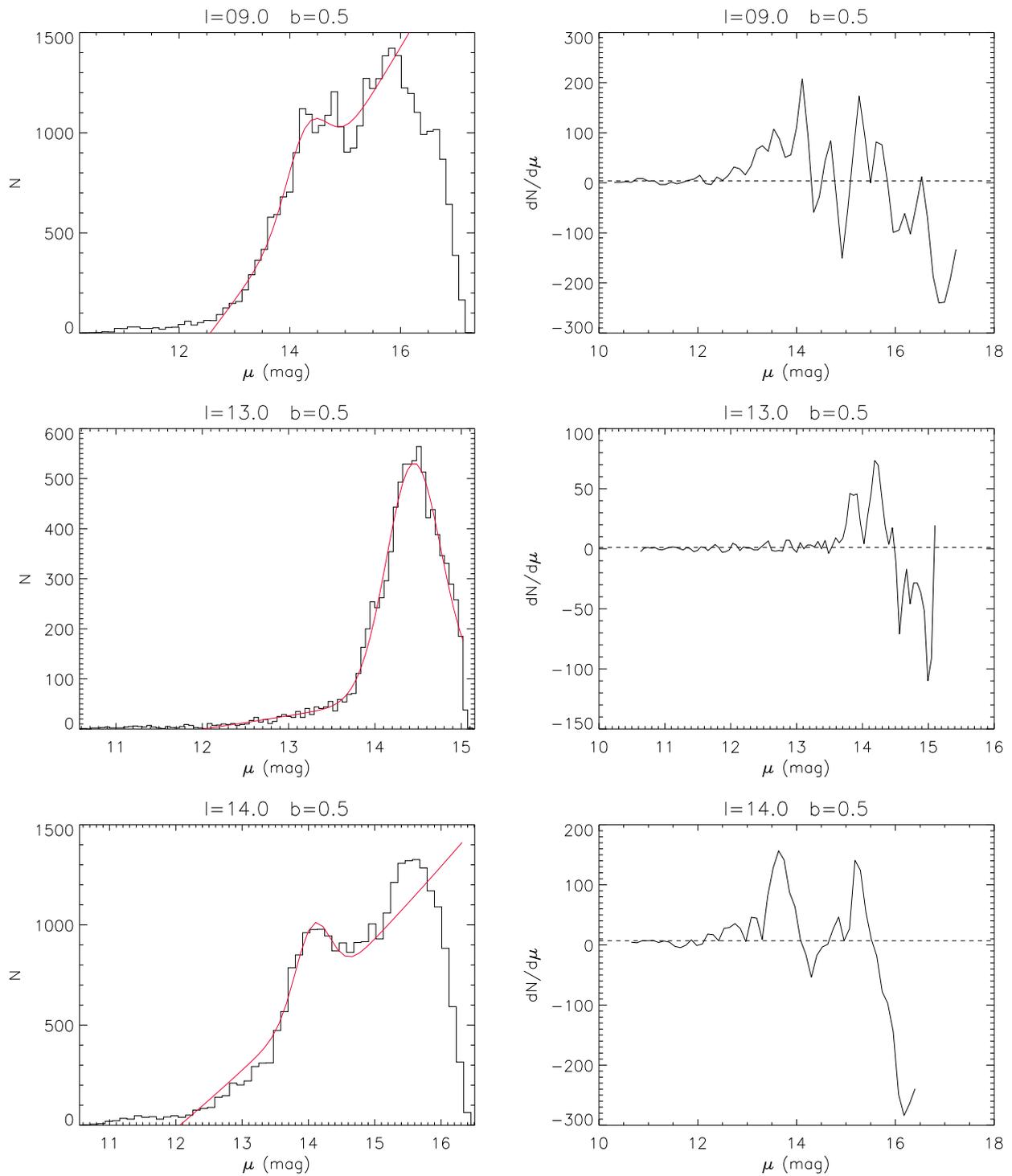


Figura C.24: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

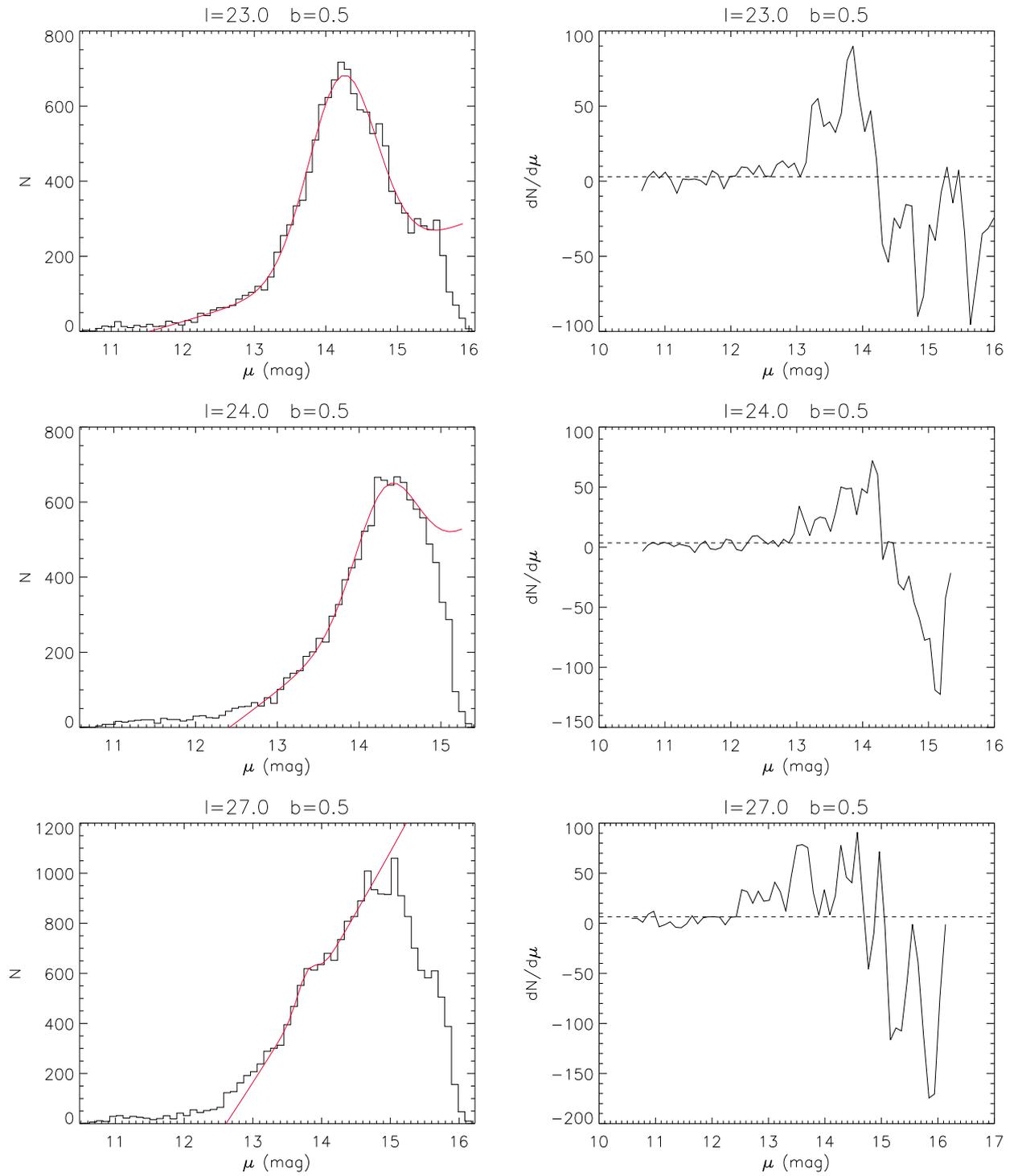


Figura C.25: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

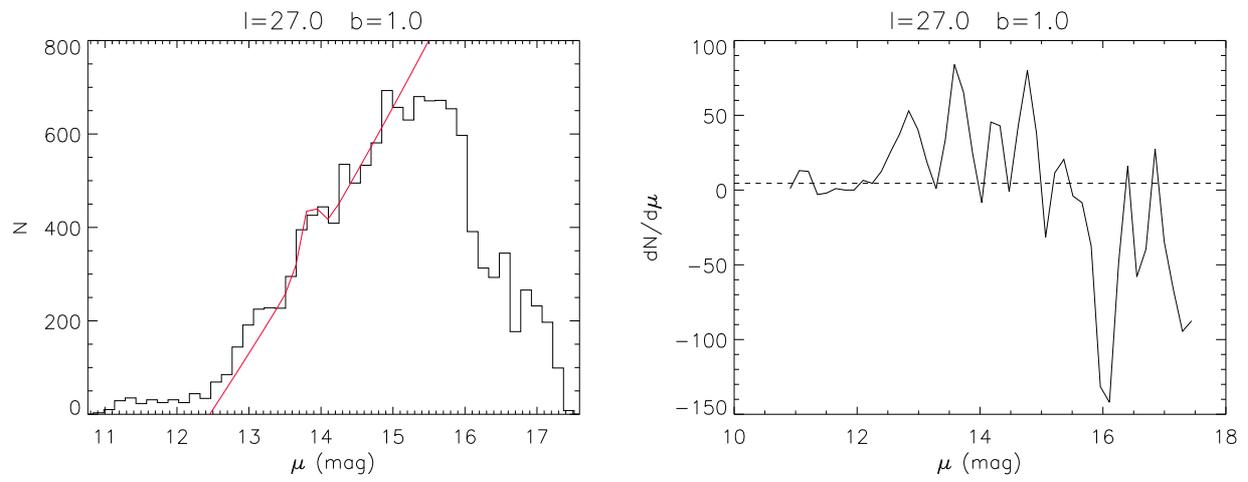


Figura C.26: Igual que la fig. C.14, pero para las coordenadas anotadas.

C.3 Resultados detallados para cada línea de visión

Tabla C.1: Posición del pico de densidad para cada campo en el plano, según el ajuste gaussiano (μ) y el método de la derivada (μ_d). σ denota el ancho de la gaussiana para cada línea de visión y α es el exponente de la ec. 3.10 determinado para las gigantes K2 seleccionadas.

l (deg)	b (deg)	μ (mag)	σ (mag)	μ_d (mag)	α
30	0.0	14.45	0.64	14.35	2.619
29	0.0	14.76	0.54	14.02	2.651
28	0.0	14.49	0.45	14.50	2.603
27	0.0	14.27	0.44	14.16	2.635
26	0.0	14.24	0.28	14.30	2.611
25	0.0	14.48	0.26	14.45	2.579
24	0.0	14.29	0.27	14.37	2.619
23	0.0	14.21	0.61	14.21	2.635
22	0.0	14.53	0.64	14.33	2.635
21	0.0	14.14	0.34	14.14	2.619
20	0.0	14.24	0.32	14.15	2.595
19	0.0	14.37	0.31	14.28	2.627
18	0.0	14.15	0.16	14.20	2.619
17	0.0	14.43	0.32	14.43	2.675
16	0.0	14.18	0.26	14.22	2.627
15	0.0	14.27	0.33	14.21	2.635
14	0.0	14.34	0.31	14.31	2.699
13	0.0	14.40	0.26	14.28	2.571
12	0.0	14.24	0.43	14.25	2.667
11	0.0	14.44	0.30	14.21	2.747
10	0.0	14.44	0.28	14.52	2.627
9	0.0	14.33	0.13	14.32	2.579
8	0.0	14.48	0.29	14.51	2.659
7	0.0	14.61	0.36	14.60	2.683
6	0.0	14.97	0.51	14.82	2.691
5	0.0	14.99	0.36	14.32	2.715

Tabla C.2: Posición del pico de densidad para cada campo fuera de plano, según el ajuste gaussiano (μ) y el método de la derivada (μ_d). σ denota el ancho de la gaussiana para cada línea de visión.

l (deg)	b (deg)	μ (mag)	σ (mag)	μ_d (mag)
9	0.5	14.38	0.36	14.37
8	0.5	14.53	0.27	14.45
7	0.5	14.97	0.70	14.58
13	0.5	14.52	0.31	14.51
13	-0.5	14.36	0.36	14.25
14	0.5	14.14	0.26	14.21
23	0.5	14.31	0.47	14.29
24	0.5	14.40	0.38	14.40
27	0.5	13.86	0.13	13.97
27	1.0	13.92	0.11	14.01

C.4 Densidad de fuentes para GALEP

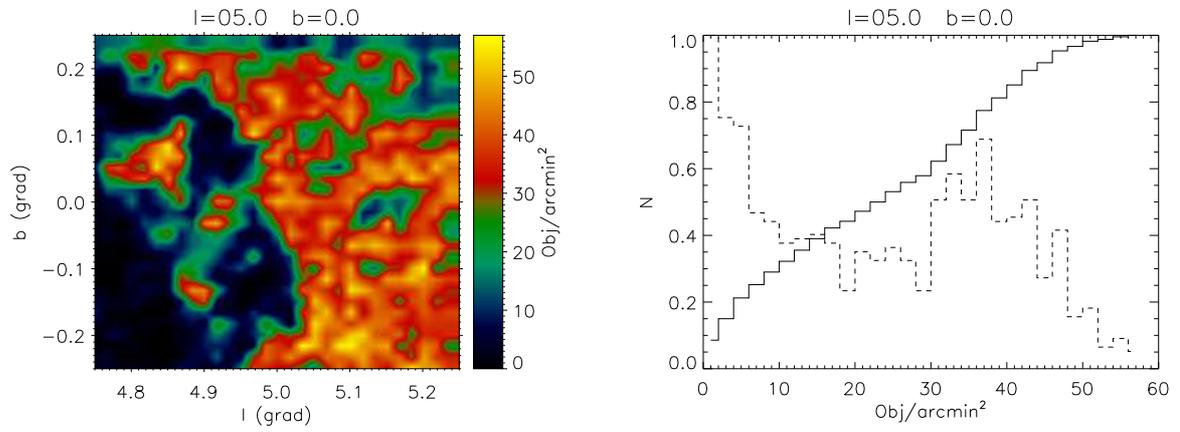


Figura C.27: Izqda.: Densidad espacial de objetivos por apuntado para $l=05^\circ$. Dcha.: Frecuencia acumulada de objetos por apuntado para el mismo campo (línea sólida) e histograma normalizado al máximo (línea de trazos).

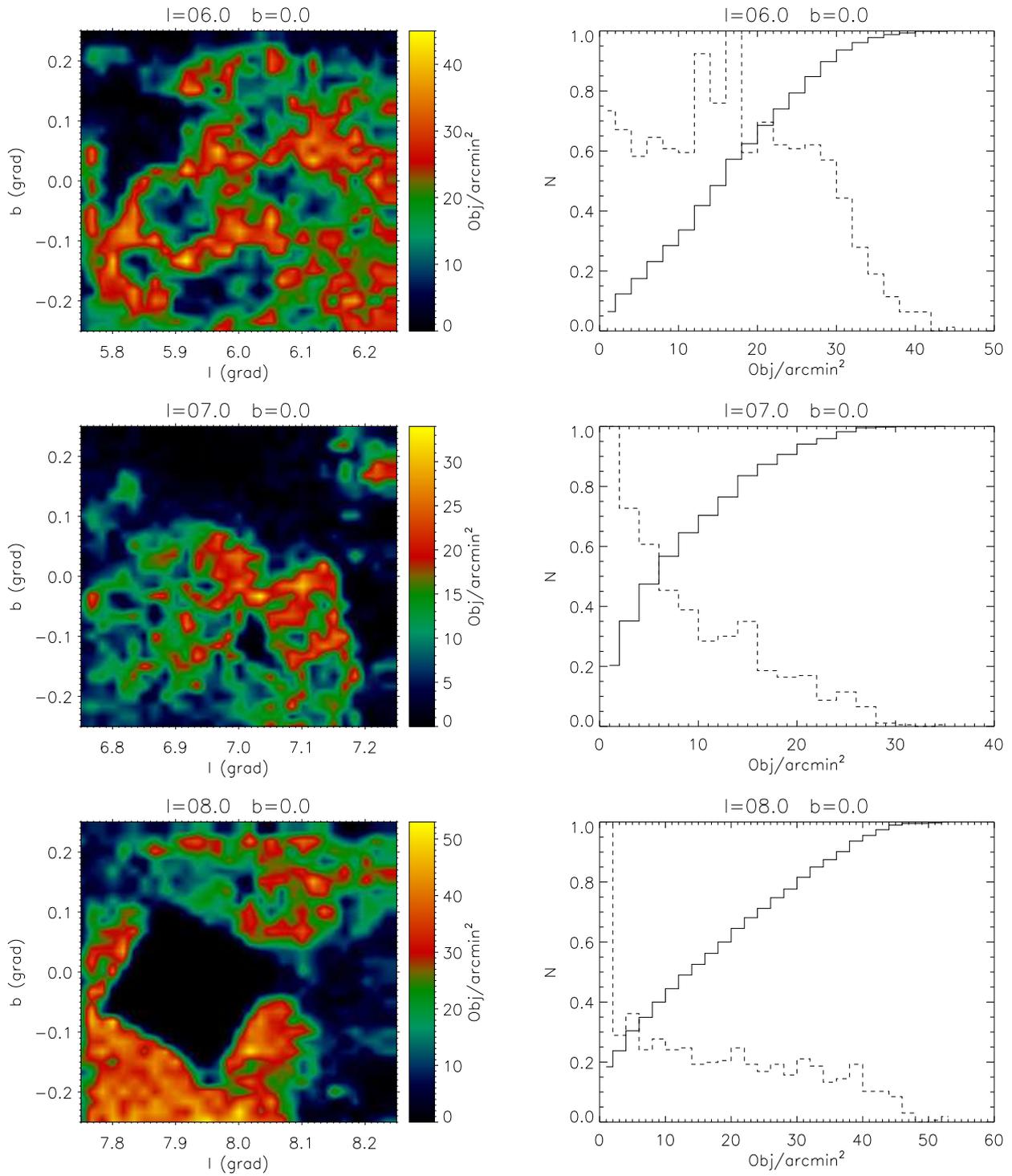


Figura C.28: Igual que la fig. C.27, pero para las coordenadas anotadas.

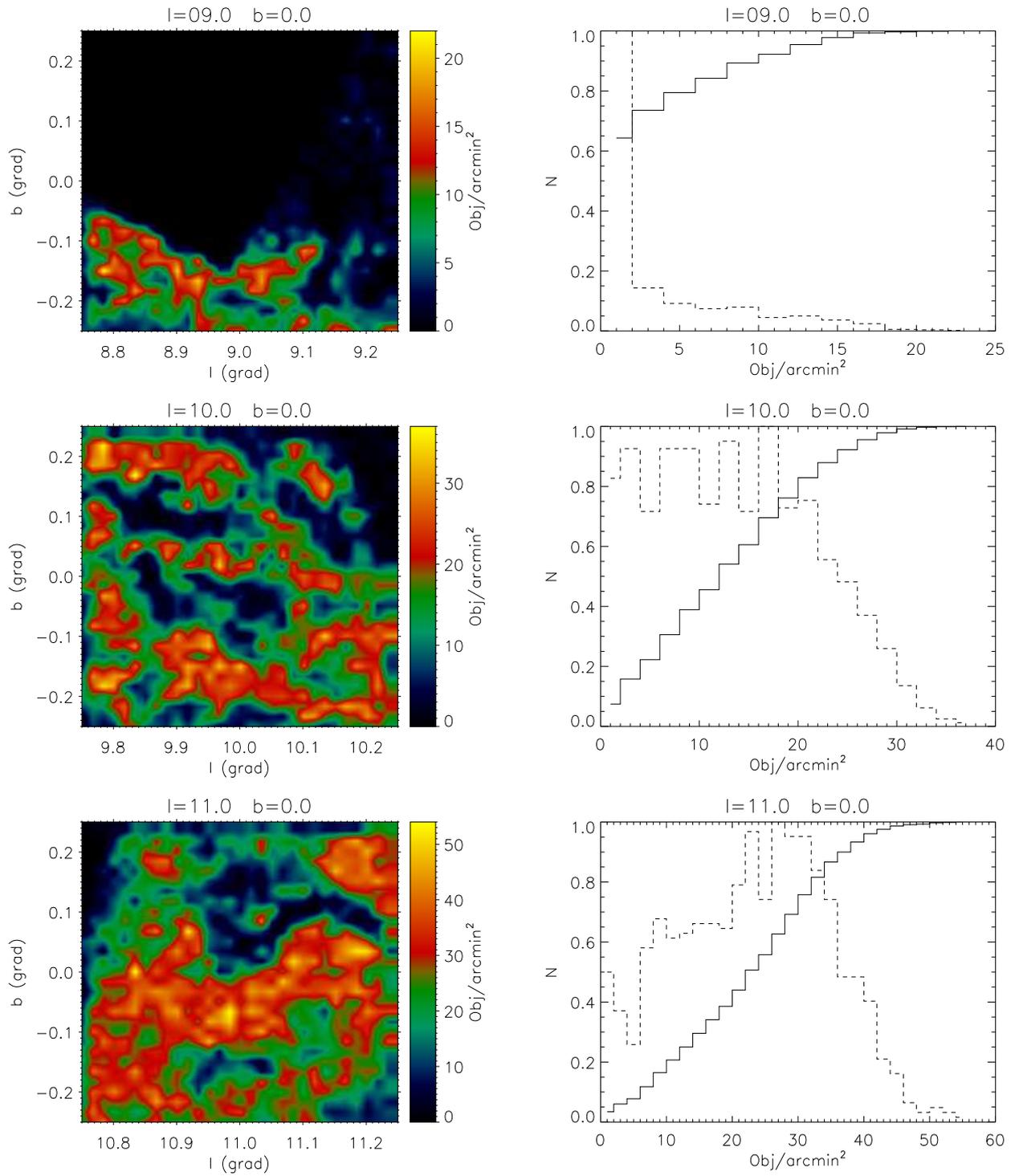


Figura C.29: Igual que la fig. C.27, pero para las coordenadas anotadas.

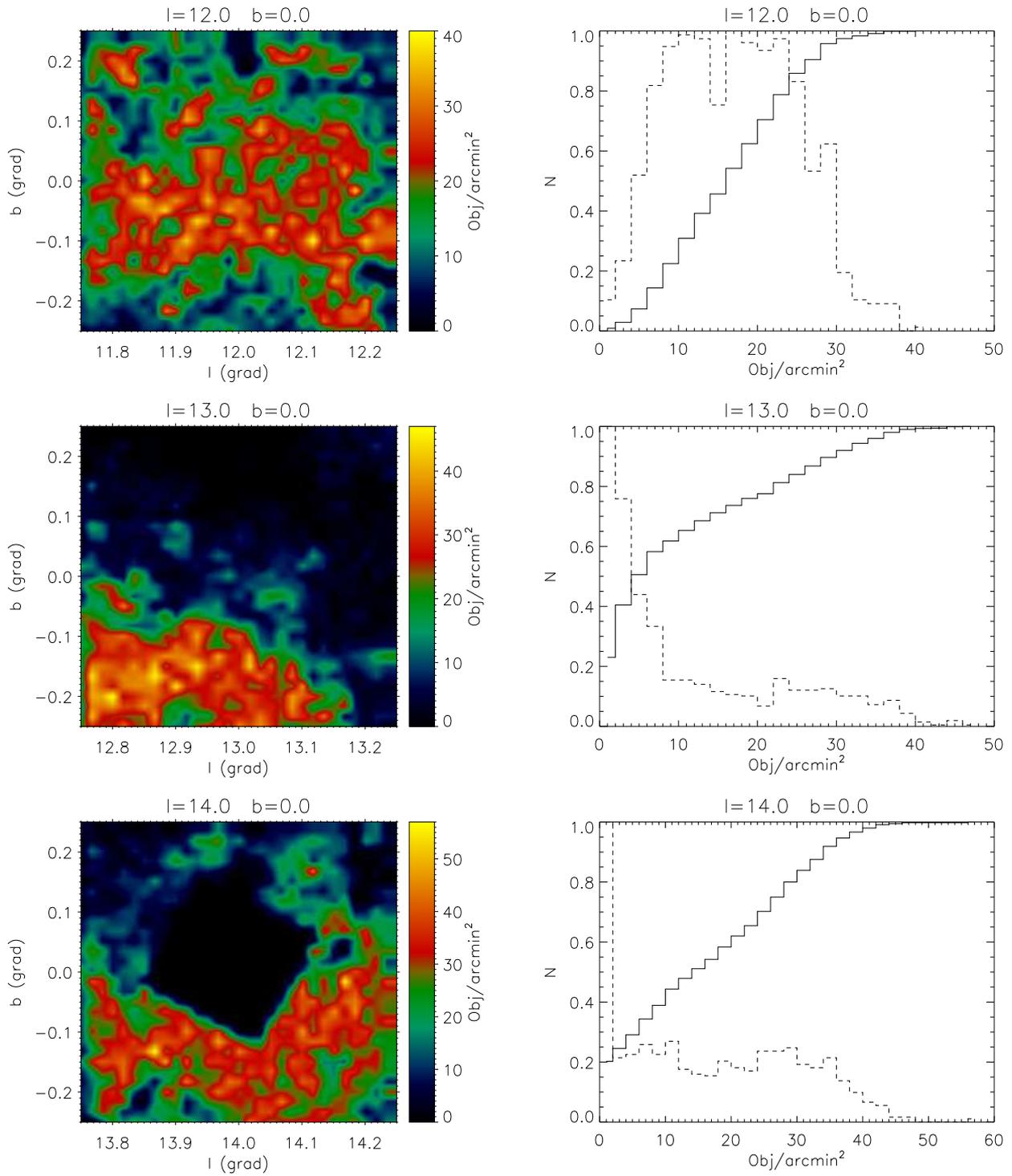


Figura C.30: Igual que la fig. C.27, pero para las coordenadas anotadas.

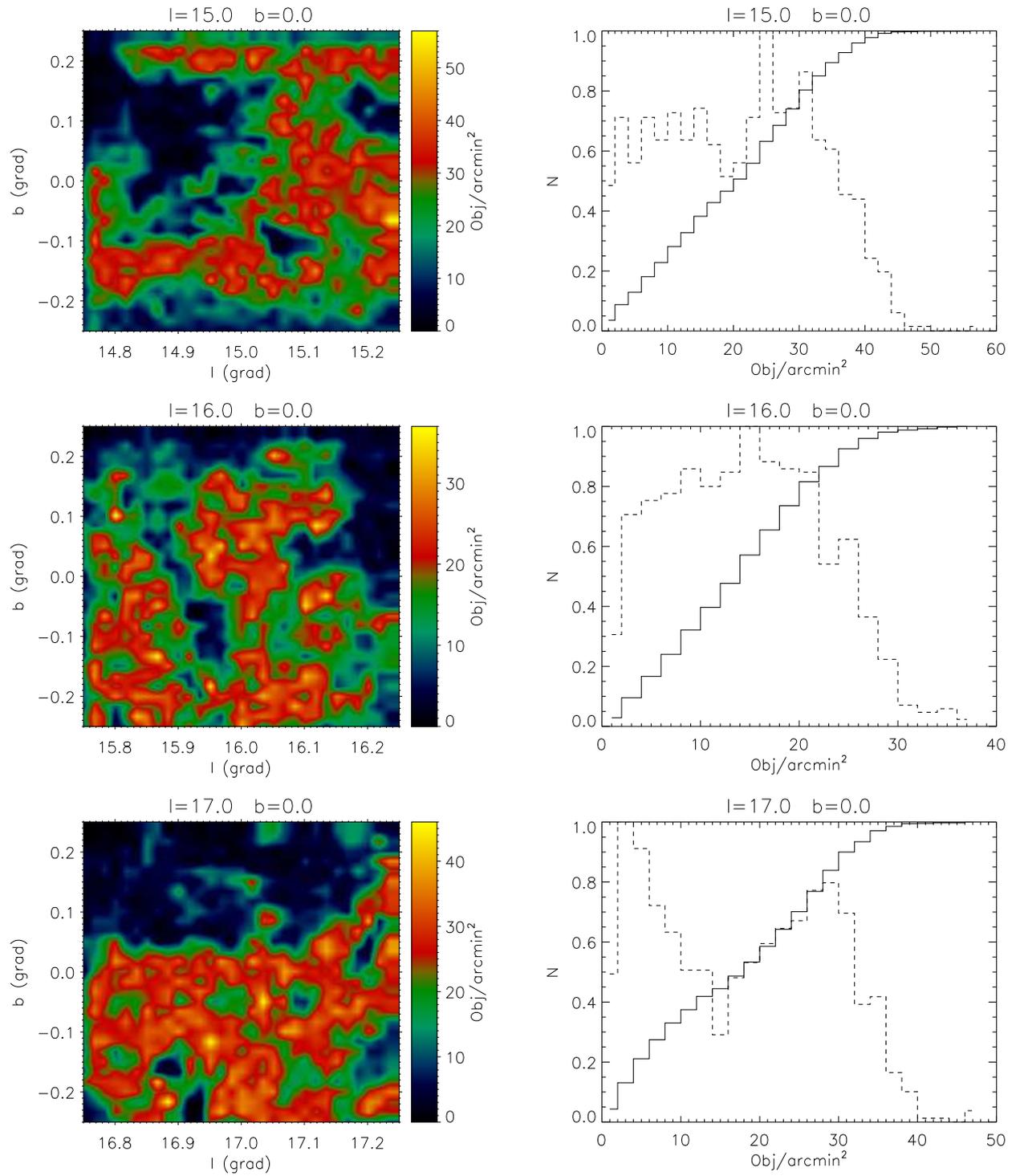


Figura C.31: Igual que la fig. C.27, pero para las coordenadas anotadas.

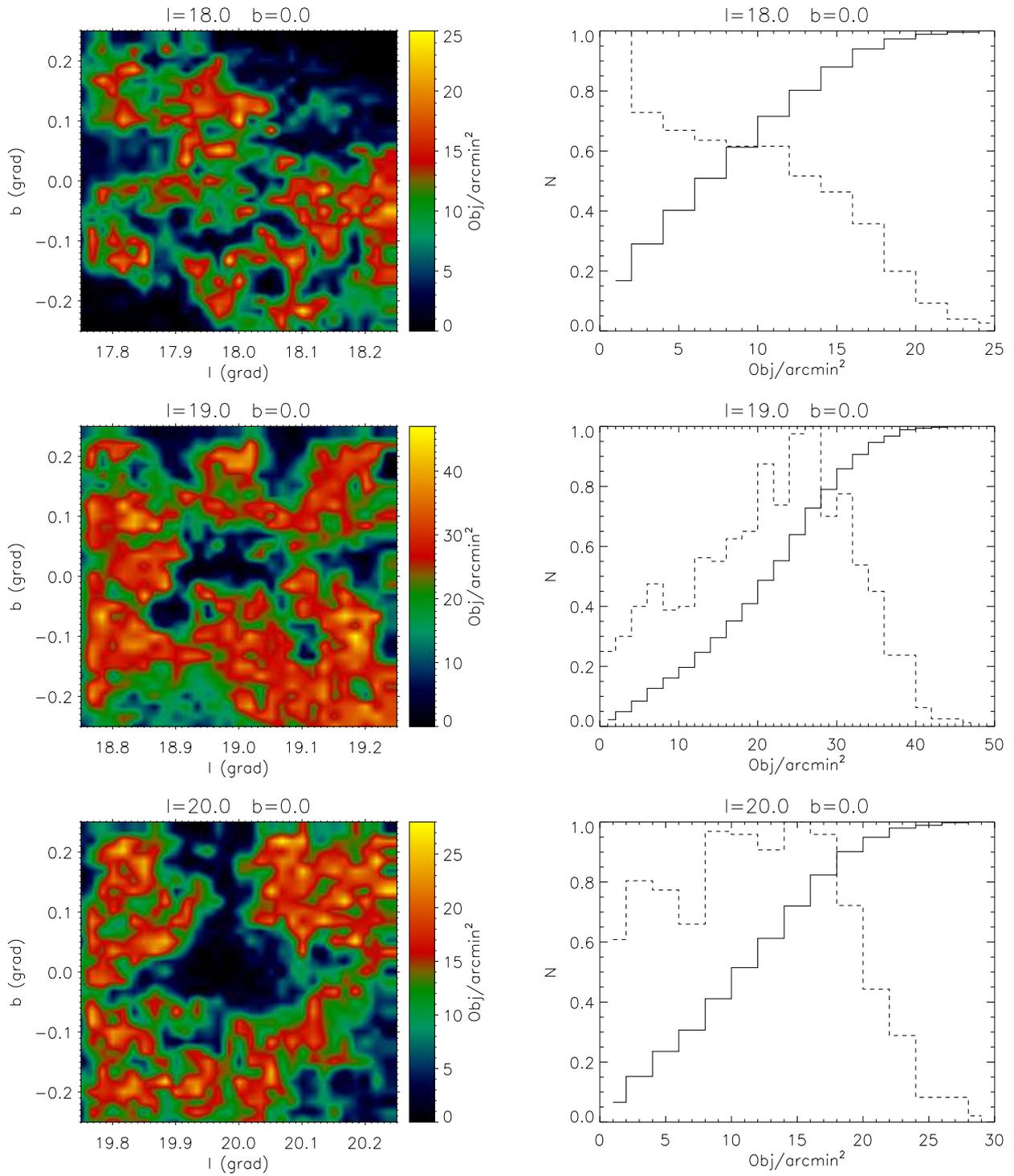


Figura C.32: Igual que la fig. C.27, pero para las coordenadas anotadas.

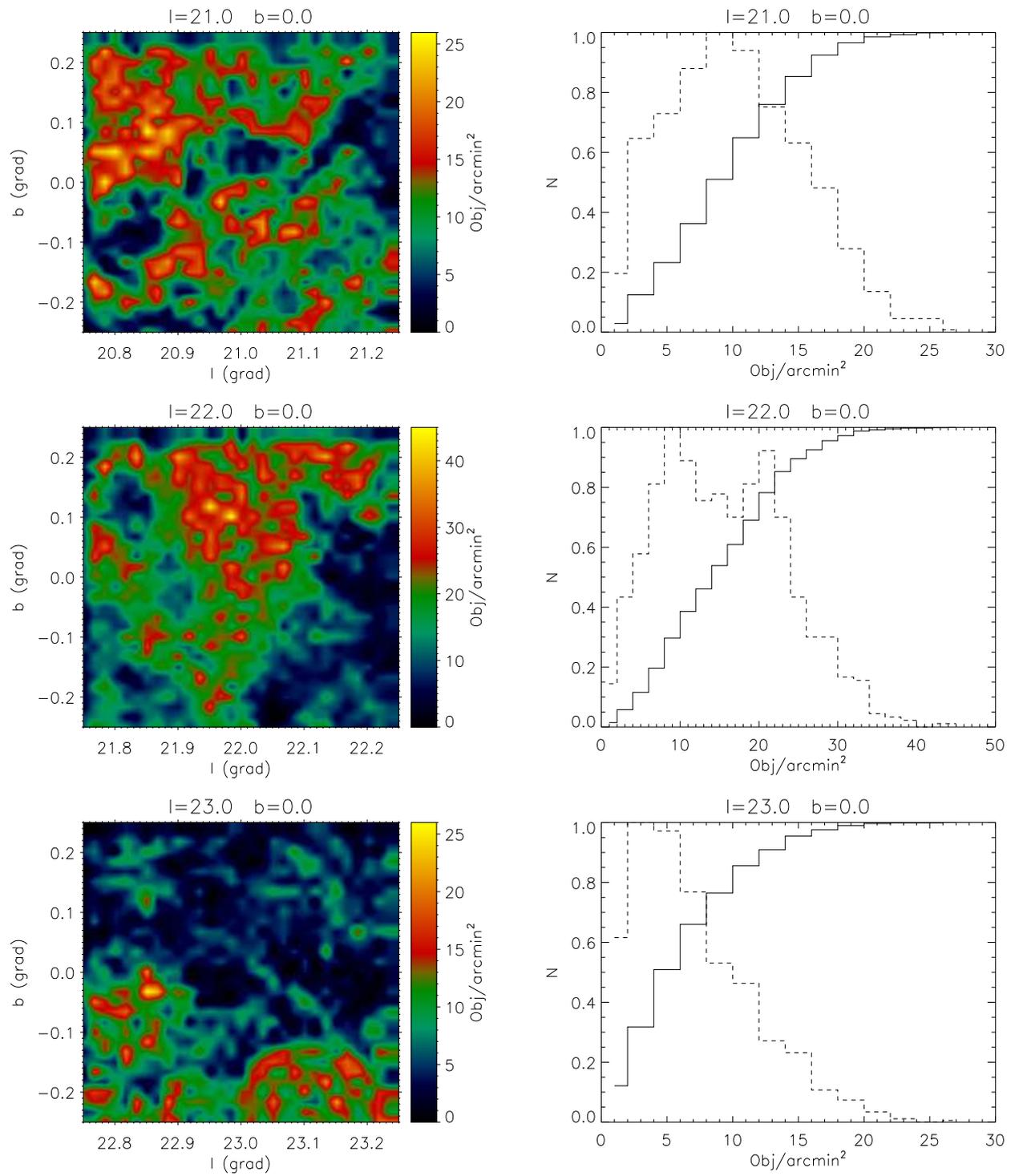


Figura C.33: Igual que la fig. C.27, pero para las coordenadas anotadas.

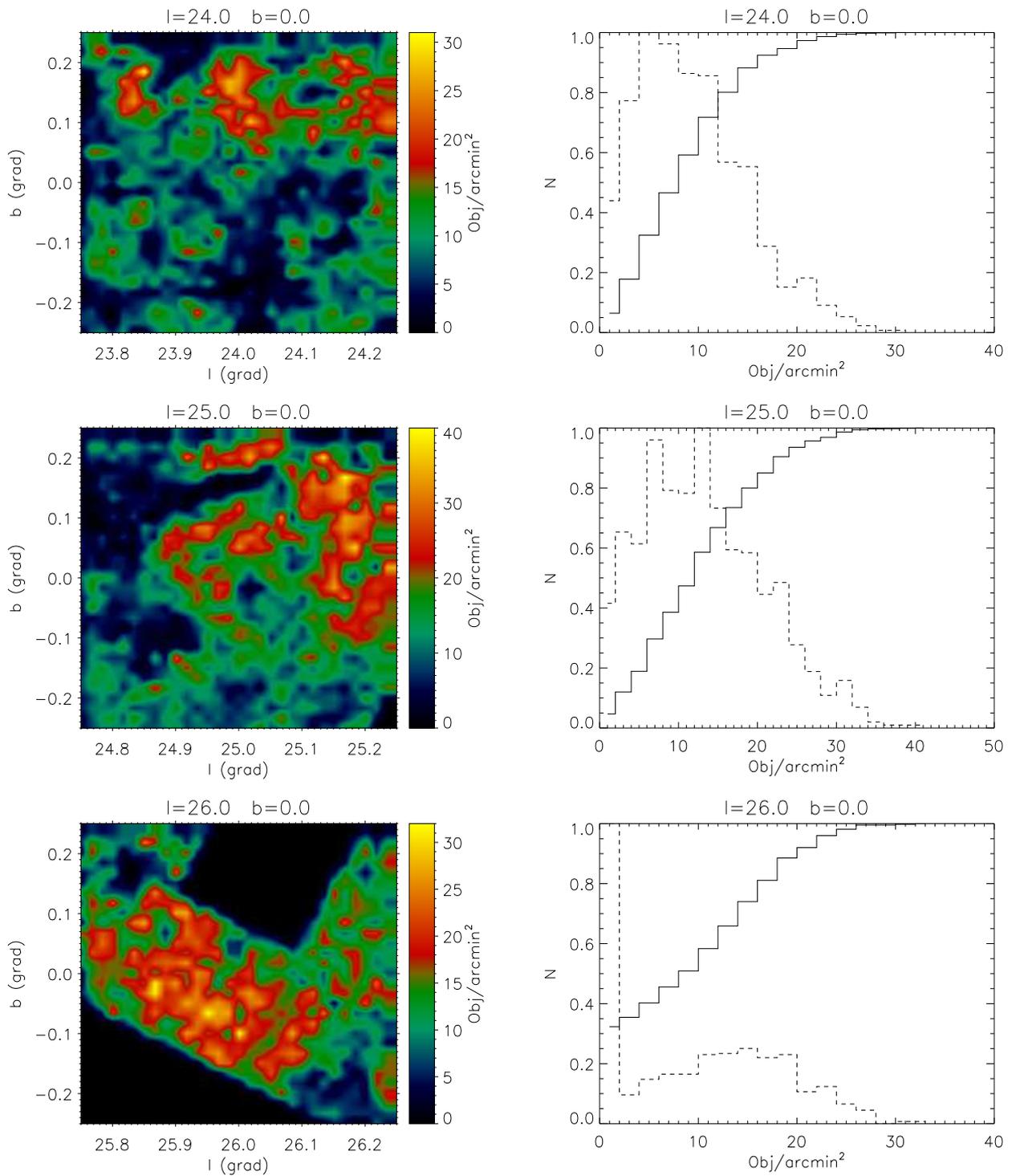


Figura C.34: Igual que la fig. C.27, pero para las coordenadas anotadas.

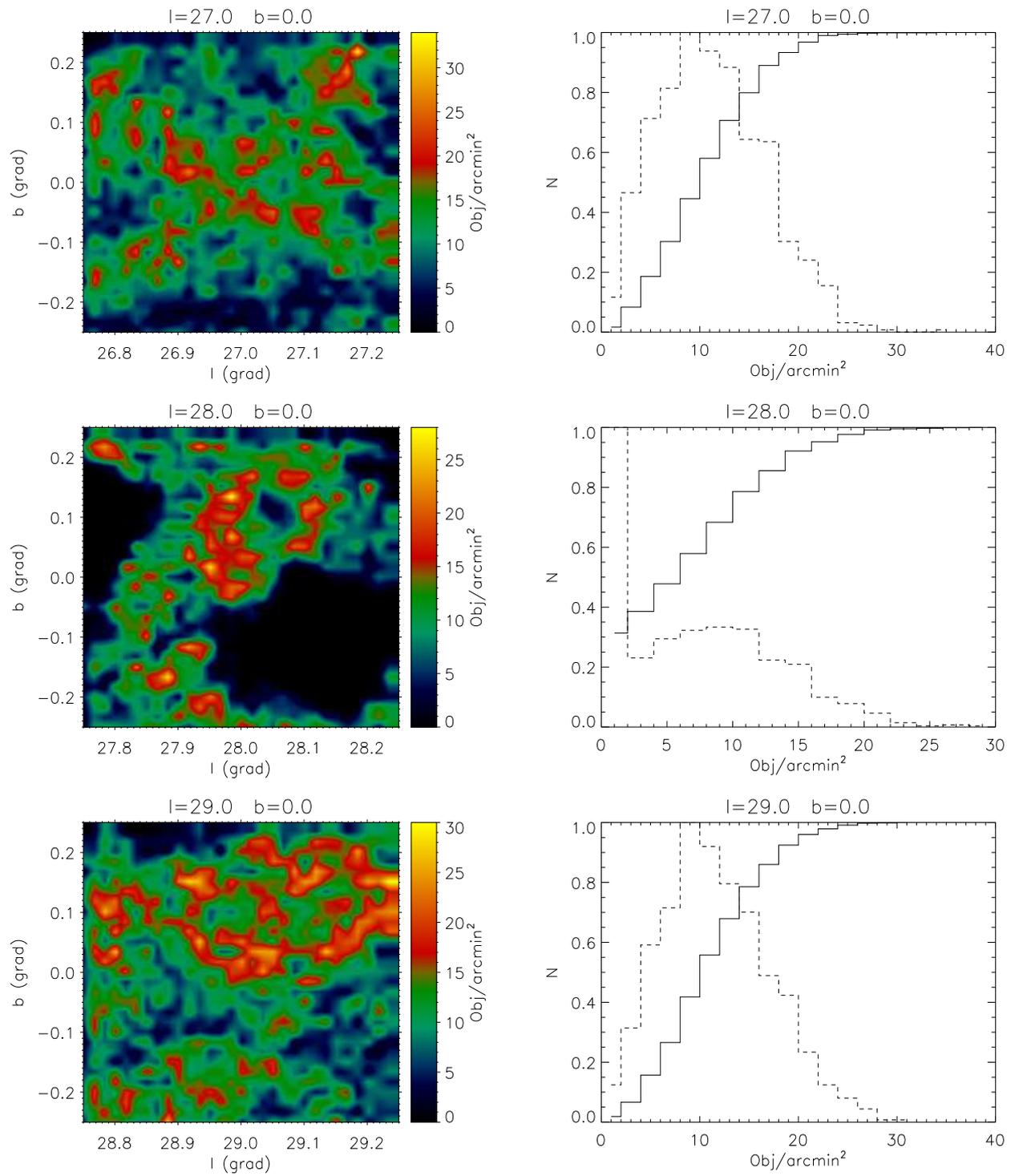


Figura C.35: Igual que la fig. C.27, pero para las coordenadas anotadas.

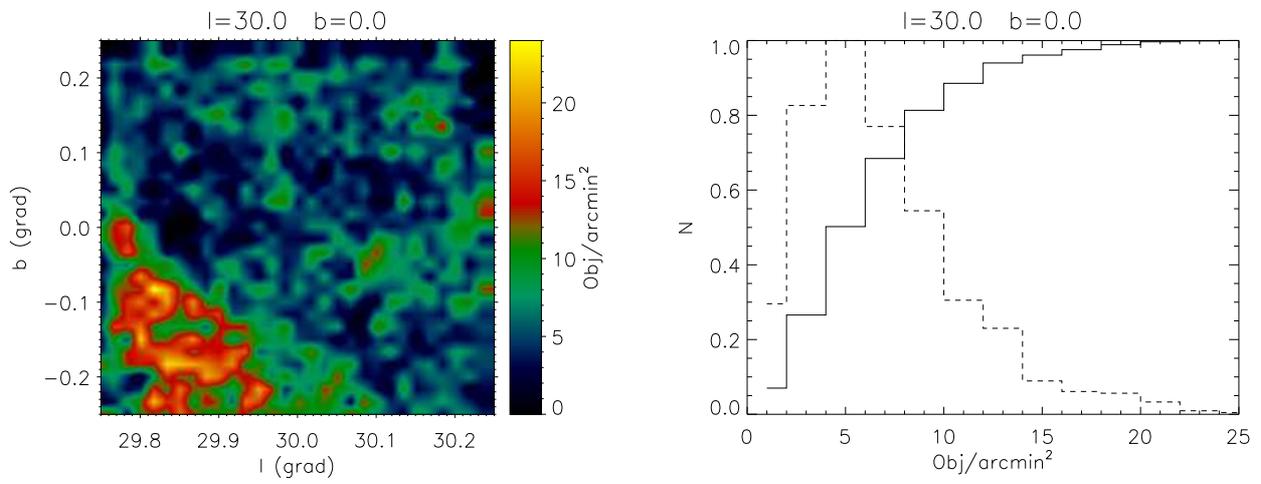


Figura C.36: Igual que la fig. C.27, pero para las coordenadas anotadas.

D

Resultados complementarios de los tests sobre el detector

En este apéndice se detallan los resultados de las pruebas que, por brevedad, han quedado fuera del capítulo 4. Principalmente se trata de una repetición de los mismos cálculos en él detallados pero para las configuraciones electrónicas alternativas, además de la inclusión de pruebas anteriores para poder comparar algunos de los resultados obtenidos y comprobar la evolución del sistema.

D.1 Ganancia

Tabla D.1: Ganancia para las pruebas de 03/04 (Izq.) y 02/05 (Dcha.).

Rampas: 3				Canales: 4			Rampas: 9				Canales: 4		
Cuadrante 4				Cuadrante 3			Cuadrante 4				Cuadrante 3		
Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist
1	2.67	0.18	2.54	2.80	0.07	2.79	1	2.34	0.08	2.19	2.51	0.53	2.58
2	2.75	0.05	2.50	2.78	0.01	2.62	2	2.38	0.09	2.34	2.51	0.10	2.44
3	2.65	0.02	2.50	2.69	0.08	2.52	3	2.36	0.07	2.25	2.55	0.06	2.48
4	2.55	0.13	2.53	2.60	0.27	2.52	4	2.35	0.05	2.32	2.50	0.08	2.59
5	1.92	0.98	2.44	2.81	0.04	2.60	5	2.31	0.67	2.33	2.51	0.07	2.46
6	2.06	0.93	1.53	2.90	0.08	2.66	6	2.34	0.10	2.06	2.44	0.29	2.21
7	2.49	0.02	2.52	2.80	0.05	2.66	7	2.35	0.15	2.00	2.44	0.05	2.47
8	2.66	0.01	2.45	2.65	0.26	2.29	8	2.30	0.55	2.08	2.46	0.55	1.59
Cuadrante 1				Cuadrante 2			Cuadrante 1				Cuadrante 2		
Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist
1	2.39	0.41	2.28	2.64	0.01	2.56	1	2.48	0.10	2.49	2.44	0.08	2.39
2	2.56	0.16	2.52	2.55	0.02	2.54	2	2.47	0.09	2.47	2.46	3.99	4.11
3	2.67	0.01	2.63	2.62	0.04	2.52	3	2.41	0.11	2.48	2.39	0.08	2.34
4	2.65	0.07	2.64	2.58	0.09	2.44	4	2.44	0.07	2.36	2.44	0.11	2.48
5	2.64	0.04	2.56	2.82	0.02	2.66	5	2.40	0.09	2.38	2.49	0.10	2.39
6	2.53	0.08	2.38	2.76	0.02	2.68	6	2.41	0.10	2.38	2.50	0.05	2.49
7	2.26	0.56	2.31	2.71	0.07	2.69	7	2.32	0.06	2.30	2.48	0.11	2.37
8	2.49	0.03	2.39	2.89	0.24	2.93	8	2.32	0.29	2.29	2.44	0.10	2.47

Al igual que en la sec. 4.2.3, a partir de las tablas D.1 y D.2 podemos derivar un valor medio

Tabla D.2: Ganancia para las pruebas de 07/06, con Vr=0.5 y OFF=11 (Izq.) y con Vr=0.7 y OFF=15 (Dcha.).

Rampas: 4				Canales: 32			Rampas: 4				Canales: 32		
Cuadrante 4			Cuadrante 3			Cuadrante 4			Cuadrante 3				
Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist
1	3.08	0.05	2.96	3.22	0.02	3.26	1	2.01	0.33	1.85	2.15	0.23	2.14
2	3.05	0.08	2.91	3.13	0.07	3.06	2	1.88	0.32	1.79	2.34	0.10	2.55
3	3.04	0.01	2.79	3.34	0.04	3.33	3	1.96	0.31	1.79	2.49	0.22	2.51
4	3.05	0.06	3.02	3.17	0.06	3.11	4	1.98	0.24	1.86	2.61	0.26	2.45
5	3.31	0.22	3.07	3.16	0.07	3.14	5	1.96	0.28	1.98	2.50	0.27	2.40
6	3.21	0.03	3.07	3.09	0.12	2.97	6	2.06	0.29	1.93	2.35	0.33	2.36
7	3.21	0.04	2.90	3.23	0.15	3.16	7	2.14	0.28	2.03	2.28	0.24	2.24
8	3.04	0.15	4.22	3.17	0.05	3.09	8	2.15	0.23	2.14	2.16	0.67	2.10
Cuadrante 1			Cuadrante 2			Cuadrante 1			Cuadrante 2				
Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	Canal	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist	$\langle g \rangle$	$s(g)$	Hist
1	3.23	0.14	3.31	3.17	0.16	3.21	1	2.74	0.40	2.72	2.60	0.13	2.57
2	3.29	0.14	2.70	3.17	0.03	3.14	2	2.78	0.24	2.74	2.91	0.25	2.62
3	3.15	0.04	3.10	3.26	0.06	3.18	3	2.62	0.19	2.53	2.80	0.10	2.74
4	3.05	0.17	3.10	3.35	0.19	3.23	4	2.43	0.23	2.60	2.71	0.17	2.72
5	3.14	0.07	3.04	3.10	0.09	3.10	5	2.47	0.15	2.38	2.79	0.20	2.76
6	3.23	0.09	3.07	3.13	0.02	3.26	6	2.33	0.19	2.44	2.76	0.17	2.79
7	3.16	0.09	3.04	3.30	0.12	3.32	7	2.32	0.26	2.19	2.80	0.22	2.83
8	3.18	0.31	3.27	2.21	0.53	2.25	8	2.29	0.25	2.19	2.83	0.23	2.87

para la ganancia de las dos últimas configuraciones:

$$\begin{aligned}
g_{4C}^{03/04} &= 2.61 \pm 0.22 e^{-ADU}^{-1} \\
g_{4C}^{02/05} &= 2.42 \pm 0.07 e^{-ADU}^{-1} \\
g_{32C}^{0.5,11} &= 3.16 \pm 0.20 e^{-ADU}^{-1} \\
g_{32C}^{0.7,15} &= 2.52 \pm 0.30 e^{-ADU}^{-1}
\end{aligned} \tag{D.1}$$

D.2 Reset

Tabla D.3: Media y desviación típica para el reset con Vr=0.5 y OFF=11 (izqd.) y con Vr=0.7 y OFF=15 (dcha.).

	Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$
1	6774	612	6663	462
2	6825	590	6539	457
3	6765	583	6527	465
4	6345	616	6757	470
5	5798	600	6537	470
6	6102	643	6406	464
7	6136	666	6538	476
8	6263	703	6010	465
	Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$
1	4869	862	7270	527
2	5527	806	7227	480
3	5124	785	6758	485
4	5236	718	6430	553
5	6681	726	5968	510
6	6624	685	6069	500
7	6915	652	5989	492
8	6930	617	5614	526

	Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$
1	10269	597	10196	459
2	10360	581	10106	453
3	10218	571	10111	462
4	9863	601	10227	466
5	9307	586	10084	466
6	9654	628	9967	462
7	9633	650	10130	477
8	9780	682	9580	468
	Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$	$\langle R_e \rangle$	$s(R_e)$
1	8414	846	10848	525
2	9060	794	10759	477
3	8709	773	10339	483
4	8779	706	10068	549
5	10141	712	9580	506
6	10221	672	9539	498
7	10412	640	9572	492
8	10514	605	9181	524

Los valores promediados sobre todo el detector:

$$\begin{aligned}
 \langle R_e^{0.5,11} \rangle &= 6415 \text{ ADU} \\
 s(R_e^{0.5,11}) &= 752 \text{ ADU} \\
 \langle R_e^{0.7,14} \rangle &= 9961 \text{ ADU} \\
 s(R_e^{0.7,14}) &= 743 \text{ ADU}
 \end{aligned}
 \tag{D.2}$$

D.3 Pozo

Tabla D.4: Pozo y saturación para las pruebas de 02/05.

Rampas: 9					Canales: 4			
Cuadrante 4					Cuadrante 3			
Canal	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$
1	54163	236	56050	4	53191	243	54919	8
2	53539	240	55494	9	52543	238	54535	8
3	53025	205	54874	13	52396	240	54276	8
4	52672	193	54567	13	52220	243	54035	9
5	52485	196	54528	12	52015	197	53858	11
6	52332	271	54524	12	52007	160	53796	12
7	52254	381	54398	12	51880	148	53674	13
8	51827	481	54043	11	51685	154	53486	14
Cuadrante 1					Cuadrante 2			
Canal	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$
1	52081	441	55093	14	54163	236	56050	4
2	53738	299	56114	14	53539	240	55494	9
3	54445	330	56651	14	53025	205	54874	13
4	55207	263	57045	13	52672	193	54567	13
5	55822	187	57683	13	52485	196	54528	12
6	56628	170	58370	13	52332	271	54524	12
7	57446	138	59193	14	52254	381	54398	12
8	58460	118	59581	13	51827	481	54043	11

Tabla D.5: Pozo y saturación para las pruebas de 07/06, con Vr=0.5 y OFF=11.

Rampas: 4					Canales: 32			
Cuadrante 4					Cuadrante 3			
Canal	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$
1	41870	14	43419	8	41702	10	43344	8
2	42381	13	43998	9	41523	11	43155	9
3	42145	15	43698	9	41422	20	43076	9
4	42021	14	43515	8	41775	11	43420	9
5	42125	19	43675	9	41425	12	43057	9
6	42169	18	43751	8	41634	11	43209	9
7	42238	15	43779	9	41691	22	43271	9
8	42443	20	44019	9	41669	19	43269	10
Cuadrante 1					Cuadrante 2			
Canal	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$
1	40298	15	42790	8	41460	18	43165	8
2	40536	21	43049	8	41767	11	43448	8
3	41144	15	43133	8	41537	14	43208	7
4	41500	25	43263	7	41270	18	42945	7
5	41784	11	43492	8	41383	10	43119	8
6	41627	11	43220	8	41881	13	43645	7
7	42094	15	43704	9	41520	6	43412	7
8	41996	19	43550	9	41385	17	43261	8

Al igual que en la sec. 4.2.5, a partir de las tablas D.4, D.6 y 4.4 podemos derivar un valor

Tabla D.6: Pozo y saturación para las pruebas de 07/06, con Vr=0.7 y OFF=15.

Rampas: 4				Canales: 32				
Cuadrante 4				Cuadrante 3				
Canal	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$
1	54504	7	55217	1	54540	4	55300	1
2	54431	3	55126	1	54580	14	55388	1
3	54592	6	55276	2	54560	16	55388	1
4	54903	6	55620	2	54486	5	55267	1
5	55416	21	56180	2	54560	17	55419	2
6	55090	4	55826	2	54742	17	55531	1
7	55170	9	55854	2	54589	13	55370	1
8	55037	13	55710	2	55013	26	55916	2
Cuadrante 1				Cuadrante 2				
Canal	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$	$\langle p_{2\%} \rangle$	$s(p)$	$\langle S_C \rangle$	$s(S)$
1	54030	35	56777	3	53903	5	54635	2
2	54773	26	56435	4	54000	10	54735	2
3	55214	36	56777	1	54376	11	55154	2
4	55455	34	56703	6	54491	17	55430	1
5	54640	7	55337	4	54883	23	55914	3
6	54557	12	55264	4	55027	15	55962	1
7	54399	12	55064	4	54841	16	55923	2
8	54323	11	54975	4	55094	36	56329	1

medio de pozo y saturación:

$$\begin{aligned}
p_{4C}^{02/05} &= 53097 \pm 1863 \text{ ADU} \\
s_{4C}^{02/05} &= 55245 \pm 2014 \text{ ADU} \\
p_{32C}^{0.5,11} &= 41662 \pm 458 \text{ ADU} \\
s_{32C}^{0.5,11} &= 43373 \pm 293 \text{ ADU} \\
p_{32C}^{0.7,15} &= 54691 \pm 376 \text{ ADU} \\
s_{32C}^{0.7,15} &= 55618 \pm 553 \text{ ADU}
\end{aligned} \tag{D.3}$$

Que con las ganancias calculadas anteriormente se transforman en:

$$\begin{aligned}
p_{4C}^{02/05} &= 128496 \text{ e}^- \\
s_{4C}^{02/05} &= 133692 \text{ e}^- \\
p_{32C}^{0.5,11} &= 131652 \text{ e}^- \\
s_{32C}^{0.5,11} &= 137057 \text{ e}^- \\
p_{32C}^{0.7,15} &= 137822 \text{ e}^- \\
s_{32C}^{0.7,15} &= 140159 \text{ e}^-
\end{aligned} \tag{D.4}$$

D.4 Corriente de oscuridad

$$\begin{aligned}
dc_{moda}^{(02/05)} &= 0.039 \pm 0.002 \text{ ADU/s} \\
dc_{moda}^{(02/05)} &= 0.09 \text{ e}^-/\text{s}
\end{aligned} \tag{D.5}$$

Tabla D.7: Corriente de oscuridad para las pruebas de 07/06., con Vr=0.5 y OFF=11 (izqda.) y para las de 02/05 (dcha.), en ADU/s .

		Rampas: 1		Canales: 32				Rampas: 1		Canales: 4	
		Cuadrante 4		Cuadrante 3				Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal		$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$			$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$
1		0.064	0.005	0.064	0.004			0.037	0.002	0.037	0.002
2		0.062	0.005	0.061	0.005			0.037	0.002	0.036	0.002
3		0.059	0.006	0.061	0.005			0.037	0.002	0.036	0.002
4		0.059	0.006	0.059	0.006			0.037	0.002	0.034	0.003
5		0.059	0.006	0.057	0.005			0.037	0.002	0.035	0.002
6		0.059	0.005	0.054	0.007			0.036	0.002	0.034	0.002
7		0.059	0.005	0.052	0.006			0.037	0.001	0.034	0.002
8		0.059	0.006	0.048	0.004			0.036	0.002	0.031	0.003
		Cuadrante 1		Cuadrante 2				Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal		$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$			$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$
1		0.124	0.008	0.062	0.006			0.079	0.004	0.042	0.004
2		0.096	0.008	0.061	0.006			0.062	0.003	0.042	0.002
3		0.087	0.007	0.065	0.005			0.055	0.003	0.043	0.004
4		0.081	0.005	0.071	0.007			0.053	0.001	0.043	0.003
5		0.075	0.005	0.070	0.005			0.047	0.003	0.042	0.002
6		0.071	0.006	0.070	0.008			0.044	0.002	0.042	0.002
7		0.060	0.007	0.070	0.007			0.041	0.003	0.042	0.002
8		0.054	0.006	0.071	0.005			0.041	0.003	0.041	0.003

$$dc_{moda}^{0.5,11} = 0.062 \pm 0.006 \text{ ADU/s}$$

$$dc_{moda}^{0.5,11} = 0.20 \text{ e}^-/\text{s}$$
(D.6)

$$DC(t) = 0.08 + 0.80 \cdot (1.15)^{-\frac{t}{60}} - 9.37 \cdot 10^{-7} \cdot t$$
(D.7)

Tabla D.8: Corriente de oscuridad para el detector de ingeniería, sin (izqda.) y con (dcha.) una tapa cubriendo el buffer, en ADU/s .

		Rampas: 1		Canales: 32				Rampas: 1		Canales: 32	
		Cuadrante 4		Cuadrante 3				Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal		$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$			$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$
1		0.031	0.002	0.025	0.002			0.019	0.002	0.015	0.003
2		0.031	0.001	0.026	0.002			0.019	0.002	0.018	0.003
3		0.032	0.002	0.027	0.000			0.021	0.002	0.016	0.003
4		0.031	0.001	0.027	0.001			0.020	0.003	0.021	0.004
5		0.030	0.001	0.028	0.002			0.018	0.002	0.017	0.002
6		0.028	0.002	0.027	0.002			0.016	0.002	0.011	0.006
7		0.027	0.001	0.026	0.002			0.015	0.002	0.009	0.007
8		0.027	0.001	0.027	0.003			0.015	0.002	0.004	0.001
		Cuadrante 1		Cuadrante 2				Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal		$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$			$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$
1		0.024	0.000	0.018	0.001			0.013	0.003	0.011	0.002
2		0.024	0.001	0.017	0.001			0.013	0.003	0.012	0.002
3		0.023	0.001	0.022	0.002			0.014	0.003	0.016	0.002
4		0.021	0.002	0.022	0.001			0.012	0.002	0.018	0.001
5		0.020	0.001	0.018	0.001			0.013	0.002	0.014	0.002
6		0.020	0.001	0.016	0.000			0.012	0.003	0.011	0.001
7		0.020	0.000	0.018	0.002			0.012	0.002	0.010	0.001
8		0.021	0.001	0.018	0.002			0.013	0.003	0.010	0.001

$$\begin{aligned}
dC_{moda}^{con} &= 0.018 \pm 0.002 \text{ ADU/s} \\
dC_{moda}^{sin} &= 0.024 \pm 0.002 \text{ ADU/s}
\end{aligned}
\tag{D.8}$$

Tabla D.9: Corriente de oscuridad para el detector de ingeniería, con el sistema de 4 canales, en ADU/s .

		Rampas: 1		Canales: 4	
		Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal		$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$
1		0.013	0.001	0.018	0.002
2		0.014	0.001	0.016	0.001
3		0.014	0.002	0.015	0.002
4		0.014	0.002	0.015	0.002
5		0.014	0.002	0.013	0.002
6		0.014	0.001	0.007	0.001
7		0.013	0.001	0.008	0.011
8		0.014	0.002	0.003	0.002
		Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal		$m(dc)$	$s(dc)$	$m(dc)$	$s(dc)$
1		0.020	0.001	0.015	0.001
2		0.019	0.001	0.014	0.001
3		0.018	0.002	0.014	0.001
4		0.016	0.001	0.014	0.001
5		0.016	0.001	0.014	0.001
6		0.014	0.002	0.013	0.003
7		0.015	0.001	0.014	0.001
8		0.014	0.001	0.014	0.001

D.5 Ruido de lectura

Tabla D.10: Ruido de lectura para las pruebas de 07/06., con $Vr=0.5$ y $OFF=11$, en ADU .

		Rampas: 1		Canales: 32	
		Cuadrante 4		Cuadrante 3	
Canal		$m(\sigma_{ron})$	$s(\sigma_{ron})$	$m(\sigma_{ron})$	$s(\sigma_{ron})$
1		1.75	0.03	1.77	0.03
2		1.74	0.03	1.77	0.03
3		1.74	0.03	1.75	0.03
4		1.70	0.03	1.75	0.03
5		1.70	0.03	1.77	0.02
6		1.71	0.02	1.74	0.03
7		1.70	0.02	1.76	0.02
8		1.72	0.03	1.78	0.03
		Cuadrante 1		Cuadrante 2	
Canal		$m(\sigma_{ron})$	$s(\sigma_{ron})$	$m(\sigma_{ron})$	$s(\sigma_{ron})$
1		1.82	0.03	1.74	0.03
2		1.77	0.03	1.75	0.03
3		1.76	0.03	1.74	0.03
4		1.74	0.02	1.72	0.02
5		1.77	0.03	1.76	0.03
6		1.74	0.03	1.76	0.02
7		1.76	0.03	1.78	0.03
8		1.73	0.02	1.77	0.03

$$\begin{aligned}\sigma_{ron}^{0.5,11} &= 1.75 \pm 0.01 \text{ ADU} \\ \sigma_{ron}^{0.5,11} &= 5.5 \text{ e}^- \end{aligned} \tag{D.9}$$

D.6 Sesgos en todos los bits

Tabla D.11: p-valor, en %, del test χ^2 de Pearson para cada canal, para b_0 a la izquierda y b_1 a la derecha.

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	2.3	0.2
2	1.7	11.2
3	3.9	0.4
4	0.0	44.0
5	1.6	1.0
6	11.6	1.3
7	2.3	0.9
8	2.4	2.6
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	1.8	0.2
2	33.0	0.9
3	0.0	12.6
4	0.3	4.9
5	3.0	1.4
6	0.9	0.8
7	0.7	19.1
8	0.9	0.9

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	1.8	2.9
2	0.9	0.5
3	1.7	0.6
4	2.9	1.0
5	0.7	1.3
6	1.8	0.6
7	1.6	1.0
8	0.1	0.9
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	0.2	3.4
2	0.3	0.7
3	2.0	1.3
4	7.6	0.3
5	0.2	0.4
6	1.5	0.8
7	0.2	1.8
8	1.6	0.4

Tabla D.12: p-valor, en %, del test χ^2 de Pearson para cada canal, para b_2 a la izquierda y b_3 a la derecha.

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	2.1	1.8
2	1.6	1.6
3	1.8	1.7
4	0.8	1.7
5	2.1	1.5
6	1.9	1.4
7	0.7	2.6
8	4.7	2.1
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	0.1	2.0
2	2.0	0.1
3	1.8	2.5
4	1.4	1.7
5	2.4	1.8
6	2.5	2.1
7	1.6	2.0
8	0.5	2.0

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	0.6	0.3
2	0.1	0.8
3	1.0	0.0
4	0.1	1.6
5	0.1	0.6
6	1.5	0.4
7	0.4	0.8
8	1.2	0.6
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	1.0	0.9
2	0.2	2.5
3	1.7	0.7
4	0.3	0.5
5	1.0	0.6
6	0.9	0.1
7	0.8	0.5
8	0.1	0.2

Tabla D.13: p-valor, en %, del test χ^2 de Pearson para cada canal, para b_4 a la izquierda y b_5 a la derecha.

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	0.7	0.4
2	0.5	0.3
3	0.5	0.3
4	0.2	0.2
5	0.2	0.1
6	0.3	0.1
7	0.1	0.3
8	0.1	0.3
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	0.1	0.3
2	0.4	0.2
3	0.2	0.5
4	0.2	0.3
5	0.4	0.2
6	0.1	0.1
7	0.1	0.1
8	0.2	0.1

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	0.5	0.2
2	0.2	0.1
3	0.3	0.2
4	0.4	0.2
5	0.5	0.1
6	0.2	0.1
7	0.1	0.0
8	0.1	0.5
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	0.3	0.5
2	0.1	0.6
3	0.1	0.2
4	0.0	0.3
5	0.0	0.5
6	0.1	0.1
7	0.1	0.1
8	0.3	0.1

Tabla D.14: p-valor, en %, del test χ^2 de Pearson para cada canal, para b_6 a la izquierda y b_7 a la derecha.

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	0.1	0.3
2	0.1	0.1
3	0.0	0.1
4	0.6	0.1
5	0.0	0.0
6	0.1	0.5
7	0.1	0.1
8	0.2	0.3
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	0.1	0.1
2	0.2	0.1
3	0.2	0.3
4	0.2	0.2
5	0.5	0.1
6	0.3	0.0
7	0.3	0.1
8	0.2	0.1

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	0.2	0.0
2	0.0	0.2
3	0.1	0.3
4	0.1	0.1
5	0.2	0.1
6	0.1	0.0
7	0.1	0.0
8	0.1	0.1
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	0.1	0.2
2	0.2	0.1
3	0.1	0.1
4	0.3	0.7
5	0.2	0.0
6	0.1	0.1
7	0.5	0.1
8	0.2	0.3

Tabla D.15: p-valor, en %, del test χ^2 de Pearson para cada canal, para b_8 a la izquierda y b_9 a la derecha.

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	0.5	0.0
2	0.2	0.0
3	0.3	0.0
4	0.3	0.1
5	0.2	0.1
6	0.2	0.0
7	0.2	0.0
8	0.2	0.6
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	0.4	0.1
2	0.1	0.1
3	0.4	0.2
4	0.5	0.2
5	0.1	0.4
6	0.1	0.1
7	0.1	0.3
8	0.2	0.1

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	0.3	0.7
2	0.3	0.1
3	0.1	0.0
4	0.2	0.1
5	0.4	0.0
6	0.1	0.3
7	0.2	0.1
8	0.2	0.2
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	0.3	0.2
2	0.2	0.5
3	0.0	0.1
4	0.1	0.3
5	0.0	0.0
6	0.2	0.1
7	0.2	0.1
8	0.1	0.0

Tabla D.16: p-valor, en %, del test χ^2 de Pearson para cada canal, para b_{10} a la izquierda y b_{11} a la derecha.

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	0.3	0.0
2	0.2	0.3
3	0.2	0.1
4	0.2	0.1
5	0.1	0.4
6	0.2	0.1
7	0.3	0.2
8	0.6	0.1
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	0.1	2.4
2	0.0	0.9
3	0.5	0.4
4	0.3	0.1
5	0.1	0.1
6	0.1	0.1
7	0.3	0.1
8	0.1	0.3

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	0.6	0.3
2	0.1	0.1
3	0.3	0.3
4	0.1	0.1
5	0.1	0.2
6	0.4	0.0
7	0.2	0.2
8	0.1	1.1
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	3.6	10.9
2	0.3	3.0
3	0.2	1.3
4	1.8	3.4
5	2.7	2.7
6	0.0	0.8
7	1.5	4.3
8	2.2	1.5

Tabla D.17: p-valor, en %, del test χ^2 de Pearson para cada canal, para b_{12} a la izquierda y b_{13} a la derecha.

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	3.1	2.8
2	4.3	1.2
3	11.0	5.9
4	15.3	11.6
5	16.0	9.4
6	18.7	3.1
7	19.7	4.6
8	17.2	11.0
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	8.9	12.3
2	2.7	5.3
3	17.2	11.5
4	11.0	14.8
5	12.2	19.9
6	3.9	1.6
7	7.9	12.1
8	11.9	19.0

	Cuadrante 4	Cuadrante 3
Canal	p-valor	p-valor
1	25.7	6.6
2	28.6	7.5
3	39.3	6.9
4	46.7	25.1
5	50.7	38.0
6	48.0	31.7
7	46.5	26.8
8	35.0	24.3
	Cuadrante 1	Cuadrante 2
Canal	p-valor	p-valor
1	53.7	12.1
2	27.1	12.2
3	15.2	38.0
4	31.9	53.6
5	26.1	45.9
6	37.6	20.0
7	35.4	2.8
8	36.6	17.3

E

Bibliografía

- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Allende Prieto, C., et al. 2008, *Astronomische Nachrichten*, 329, 1018
- Alves, D. R. 2000, *ApJ*, 539, 73
- Asensio Ramos, A. 2006, *ApJ*, 646, 1445
- Babusiaux, C., & Gilmore, G. 2005, *MNRAS*, 358, 1309
- Battaglia, G., et al. 2005, *MNRAS*, 364, 433
- Beers, T. C., & Christlieb, N. 2005, *Highlights of Astronomy*, 13, 579
- Benjamin, R. A., et al. 2003, *PASP*, 115, 953
- Benjamin, R. A., et al. 2005, *ApJ*, 630, L149
- Benjamin, R. A. 2008, *Massive Star Formation: Observations Confront Theory*, 387, 375
- Benn, C. R., & Ellison, S. L. 1998, *New Astronomy Review*, 42, 503
- Bensby, T., Zenn, A. R., Oey, M. S., & Feltzing, S. 2007, *ApJ*, 663, L13
- Bica, E., Bonatto, C., Barbuy, B., & Ortolani, S. 2006, *A&A*, 450, 105
- Blum, R. D., Sellgren, K., & Depoy, D. L. 1996, *AJ*, 112, 1988
- Blum, R. D., Ramírez, S. V., Sellgren, K., & Olsen, K. 2003, *ApJ*, 597, 323
- Bonatto, C., Bica, E., & Girardi, L. 2004, *A&A*, 415, 571
- Boyd, R. W. 1978, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 68, 877
- Brott, I., & Hauschildt, P. H. 2005, *The Three-Dimensional Universe with Gaia*, 576, 565
- Burke, B. F. 1957, *AJ*, 62, 90
- Cabrera-Lavers, A., "Análisis morfológico multibanda del contenido estelar del plano y disco de la Vía láctea", Tesis doctoral, IAC, 2005
- Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., Hammersley, P. L., Vicente, B., & González-Fernández, C. 2006, *A&A*, 453, 371
- Cabrera-Lavers, A., González-Fernández, C., Garzón, F., Hammersley, P. L., & López-Corredoira, M. 2008, *A&A*, 491, 781
- Calbet, X., Mahoney, T., Hammersley, P. L., Garzon, F., & Lopez-Corredoira, M. 1996, *ApJ*, 457, L27
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Cardelli, J. A., Sembach, K. R., & Mathis, J. S. 1992, *AJ*, 104, 1916
- Carpenter, J. M. 2001, *AJ*, 121, 2851

- Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, arXiv:astro-ph/0405087
- Cenarro, A. J., Cardiel, N., Gorgas, J., Peletier, R. F., Vazdekis, A., & Prada, F. 2001, MNRAS, 326, 959
- Churchwell, E., et al. 2009, PASP, 121, 213
- Ciardullo, R., Jacoby, G. H., & Bond, H. E. 1989, AJ, 98, 1648
- Clayton, G. C., Gordon, K. D., & Wolff, M. J. 2000, ApJS, 129, 147
- Clarkson, W., et al. 2008, ApJ, 684, 1110
- Clemens, D. P., & Barvainis, R. 1988, ApJS, 68, 257
- Conn, B. C., Lewis, G. F., Irwin, M. J., Ibata, R. A., Ferguson, A. M. N., Tanvir, N., & Irwin, J. M. 2005, MNRAS, 362, 475
- Cox, A. N. 2000, Allen's Astrophysical Quantities
- de Vaucouleurs, G. 1964, The Galaxy and the Magellanic Clouds, 20, 195
- Dauphas, N. 2005, Nature, 435, 1203
- Dickey, J. M., Strasser, S., Gaensler, B. M., Haverkorn, M., Kavars, D., McClure-Griffiths, N. M., Stil, J., & Taylor, A. R. 2009, ApJ, 693, 1250
- Djorgovski, S., & Sosin, C. 1989, ApJ, 341, L13
- Drimmel, R. 2000, A&A, 358, L13
- Duffau, S. V., Zinn, R., Carraro, G., Méndez, R. A., Vivas, A. K., Gallart, C., & Winnick, R. 2006, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, 26, 70
- Dwek, E., et al. 1995, ApJ, 445, 716
- Englmaier, P., Pohl, M., & Bissantz, N. 2008, arXiv:0812.3491
- Feltzing, S., & Bensby, T. 2009, IAU Symposium, 258, 23
- Feroz, F., Hobson, M. P., & Bridges, M. 2008, arXiv:0809.3437
- Feroz, F., Hobson, M. P., Zwart, J. T. L., Saunders, R. D. E., & Grainge, K. J. B. 2008, arXiv:0811.1199
- Feroz, F., Gair, J. R., Hobson, M. P., & Porter, E. K. 2009, arXiv:0904.1544
- Filippenko, A. V. 1982, PASP, 94, 715
- Freudreich, H. T., et al. 1994, ApJ, 429, L69
- Fitzpatrick, E. L., & Massa, D. 2009, arXiv:0905.0133
- Frogel, J.A., Stephens, A.W., Ramírez, S.V., & DePoy, D.L. 2001, AJ, 122, 1896
- Garzon, F., Hammersley, P. L., Mahoney, T., Calbet, X., Selby, M. J., & Hepburn, I. D. 1993, MNRAS, 264, 773
- Garzon, F., Lopez-Corredoira, M., Hammersley, P., Mahoney, T. J., Calbet, X., & Beckman, J. E. 1997, ApJ, 491, L31
- Gadotti, D. A., & de Souza, R. E. 2005, ApJ, 629, 797
- Ghez, A. M., et al. 2008, ApJ, 689, 1044
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., Alexander, T., Genzel, R., Martins, F., & Ott, T. 2009, ApJ, 692, 1075
- Gilmore, G., & Reid, N. 1983, MNRAS, 202, 1025
- Girardi, L., Groenewegen, M. A. T., Hatziminaoglou, E., & da Costa, L. 2005, A&A, 436, 895
- Glass, I. S. 2006, Exploiting Large Surveys for Galactic Astronomy, 26th meeting of the IAU, Joint Discussion 13, 22-23 August 2006, Prague, Czech Republic, JD13, #3, 13,
- González-Fernández, C., Cabrera-Lavers, A., Hammersley, P. L., & Garzón, F. 2008, A&A, 479, 131
- Gosling, A. J., Bandyopadhyay, R. M., & Blundell, K. M. 2009, MNRAS, 394, 2247

- Gouda, N., Kobayashi, Y., Yamada, Y., Yano, T., & Yano 2008, IAU Symposium, 248, 248
- Grocholski, A. J., & Sarajedini, A. 2002, AJ, 123, 1603
- Groenewegen, M. A. T. 2008, A&A, 488, 935
- Guzman, R. 2003, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 16, 209
- Habing, H. J., Sevenster, M. N., Messineo, M., van de Ven, G., & Kuijken, K. 2006, A&A, 458, 151
- Harris, W. E. 1996, AJ, 112, 1487
- Hammersley, P. L., Garzon, F., Mahoney, T., & Calbet, X. 1994, MNRAS, 269, 753
- Hammersley, P. L., Garzon, F., Mahoney, T., & Calbet, X. 1995, MNRAS, 273, 206
- Hammersley, P. L., Garzón, F., Mahoney, T. J., López-Corredoira, M., & Torres, M. A. P. 2000, MNRAS, 317, L45
- Hammersley, P., Garzón, F., Cabrera-Lavers, A., Mahoney, T., González, C., & López-Corredoira, M. 2007, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 29, 63
- Hauschildt, P. H. 1992, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 47, 433
- Hauschildt, P. H. 1993, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 50, 301
- Hauschildt, P. H., Allard, F., Ferguson, J., Baron, E., & Alexander, D. R. 1999, ApJ, 525, 871
- Hesser, J. E. 1992, The Stellar Populations of Galaxies, 149, 1
- Hodgkin, S. T., Irwin, M. J., Hewett, P. C., & Warren, S. J. 2009, MNRAS, 394, 675
- Howard, C. D., Rich, R. M., Reitzel, D. B., Koch, A., De Propriis, R., & Zhao, H. 2008, ApJ, 688, 1060
- Indebetouw, R., et al. 2005, ApJ, 619, 931
- Jackson, J. M., et al. 2006, ApJS, 163, 145
- Jurić, M., et al. 2008, ApJ, 673, 864
- Kinman, T. D. 1959, MNRAS, 119, 559
- Lançon, A., Hauschildt, P. H., Ladjal, D., & Mouhcine, M. 2007, A&A, 468, 205
- López-Corredoira, M., Hammersley, P. L., Garzón, F., Simonneau, E., & Mahoney, T. J. 2000, MNRAS, 313, 392
- López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., & Hammersley, P. L. 2002, A&A, 394, 883
- López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., & Gerhard, O. E. 2005, A&A, 439, 107
- López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Mahoney, T. J., Hammersley, P. L., Garzón, F., & González-Fernández, C. 2007, AJ, 133, 154
- Lucas, P. W., et al. 2008, MNRAS, 391, 136
- Matsumoto, T., Hayakawa, S., Koizumi, H., Murakami, H., Uyama, K., Yamagami, T., & Thomas, J. A. 1982, The Galactic Center, 83, 48
- Matsunaga, N., Kawadu, T., Nishiyama, S., Nagayama, T., Hatano, H., Tamura, M., Glass, I. S., & Nagata, T. 2009, arXiv:0907.2761
- McGregor, P. J., Dopita, M., Wood, P., & Burton, M. G. 2001, Publications of the Astronomical Society of Australia, 18, 41
- Meléndez, J., et al. 2008, A&A, 484, L21
- Minniti, D., & Zoccali, M. 2008, IAU Symposium, 245, 323

- Minniti, D., Lucas, P., Adamson, A., & 55 co-authors 2006, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 77, 1184
- Mollá, M., Ferrini, F., & Gozzi, G. 2000, *MNRAS*, 316, 345
- Moore, A. C., Ninkov, Z., & Forrest, W. J. 2004, *Proc. SPIE*, 5167, 204
- Murakami, H., et al. 2007, *PASJ*, 59, 369
- Negueruela, I., & Schurch, M. P. E. 2007, *A&A*, 461, 631
- Newberg, H. J., et al. 2002, *ApJ*, 569, 245
- Ng, Y. K., Bertelli, G., Chiosi, C., & Bressan, A. 1996, *A&A*, 310, 771
- Nishiyama, S., et al. 2006, *ApJ*, 638, 839
- Nishiyama, S., et al. 2006, *ApJ*, 647, 1093
- Nishiyama, S., Nagata, T., Tamura, M., Kandori, R., Hatano, H., Sato, S., & Sugitani, K. 2008, *ApJ*, 680, 1174
- Nordström, B., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
- Oort, J. H., Kerr, F. J., & Westerhout, G. 1958, *MNRAS*, 118, 379
- Paczynski, B., & Udalski, A. 1994, *IAU Circ.*, 5997, 1
- del Peloso, E. F., da Silva, L., Porto de Mello, G. F., & Arany-Prado, L. I. 2005, *A&A*, 440, 1153
- Pestalozzi, M. R., Chrysostomou, A., Collett, J. L., Minier, V., Conway, J., & Booth, R. S. 2007, *A&A*, 463, 1009
- Peters, W. L., III 1975, *ApJ*, 195, 617
- Picaud, S., Cabrera-Lavers, A., & Garzón, F. 2003, *A&A*, 408, 141
- Pickles, A. J. 1998, *PASP*, 110, 863
- Pietrzyński, G., Gieren, W., & Udalski, A. 2003, *AJ*, 125, 2494
- Poglitsch, A., et al. 2006, 36th COSPAR Scientific Assembly, 36, 215
- Ramírez, S.V., DePoy, D.L, Frogel, J.A., Sellgren, K., & Blum, R.D. 1997, *AJ*, 113, 1411
- Ramírez, S.V., Stephens, A.W., Frogel, J.A., & DePoy, D.L. 2000, *AJ*, 120, 833
- Rich, R. M., & Origlia, L. 2005, *ApJ*, 634, 1293
- Rieke, G. H. 2007, *ARA&A*, 45, 77
- Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Rocha-Pinto, H. J., Rangel, R. H. O., Porto de Mello, G. F., Bragança, G. A., & Maciel, W. J. 2006, *A&A*, 453, L9
- Ruphy, S., Robin, A. C., Epchtein, N., Copet, E., Bertin, E., Fouque, P., & Guglielmo, F. 1996, *A&A*, 313, L21
- Sarajedini, A., Grocholski, A. J., Levine, J., & Lada, E. 2002, *AJ*, 124, 2625
- Schultheis, M., Lançon, A., Omont, A., Schuller, F., & Ojha, D. K. 2003, *A&A*, 405, 531
- Scoville, N. Z., & Solomon, P. M. 1975, *ApJ*, 199, L105
- Skilling, J. 2006, *Proceedings of the 8th ISBA World Meeting on Bayesian Statistics*.
- Skrutskie, M. F., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Stanek, K. Z., Mateo, M., Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., & Kubiak, M. 1994, *ApJ*, 429, L73
- Stanek, K. Z., Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., Mateo, M., & Krzeminski, W. 1997, *ApJ*, 477, 163
- Stead, J. J., & Hoare, M. G. 2009, *arXiv:0908.1601*
- Straizys, V., Liubertas, R., & Valiauga, G. 1997, *Baltic Astronomy*, 6, 601
- Straizys, V., & Lazauskaitė, R. 2009, *Baltic Astronomy*, 18, 19
- Swinyard, B., et al. 2009, *Experimental Astronomy*, 23, 193

-
- Taylor, B. J., & Croxall, K. 2005, MNRAS, 357, 967
 - Unavane, M., Gilmore, G., Epchtein, N., Simon, G., Tiphene, D., & de Batz, B. 1998, MNRAS, 295, 119
 - Vacca, W. D., Cushing, M. C., & Rayner, J. T. 2004, PASP, 116, 352
 - Vallbé, M., Cairós, L. M., & Garzón, F. 2007, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 29, 144
 - Vallee, J. P. 1995, ApJ, 454, 119
 - van Helshoecht, V., & Groenewegen, M. A. T. 2007, A&A, 463, 559
 - Vanhollebeke, E., Groenewegen, M. A. T., & Girardi, L. 2009, A&A, 498, 95
 - Vietri, M. 1986, ApJ, 306, 48
 - Wainscoat, R. J., Cohen, M., Volk, K., Walker, H. J., & Schwartz, D. E. 1992, ApJS, 83, 111
 - Wand, M. P., 1997, The American Statistician, 51,59–64
 - Ward, J. H. (1963). Hierachical grouping to optimize an objective function. J. Am. Statist. Assoc. 58, 236-244.
 - Wozniak, H. 2007, A&A, 465, L1
 - Zinn, R. 1984, News Letter of the Astronomical Society of New York, 2, 10

Únete a mí, y juntos dominaremos la Galaxia.
- *Darth Vader*