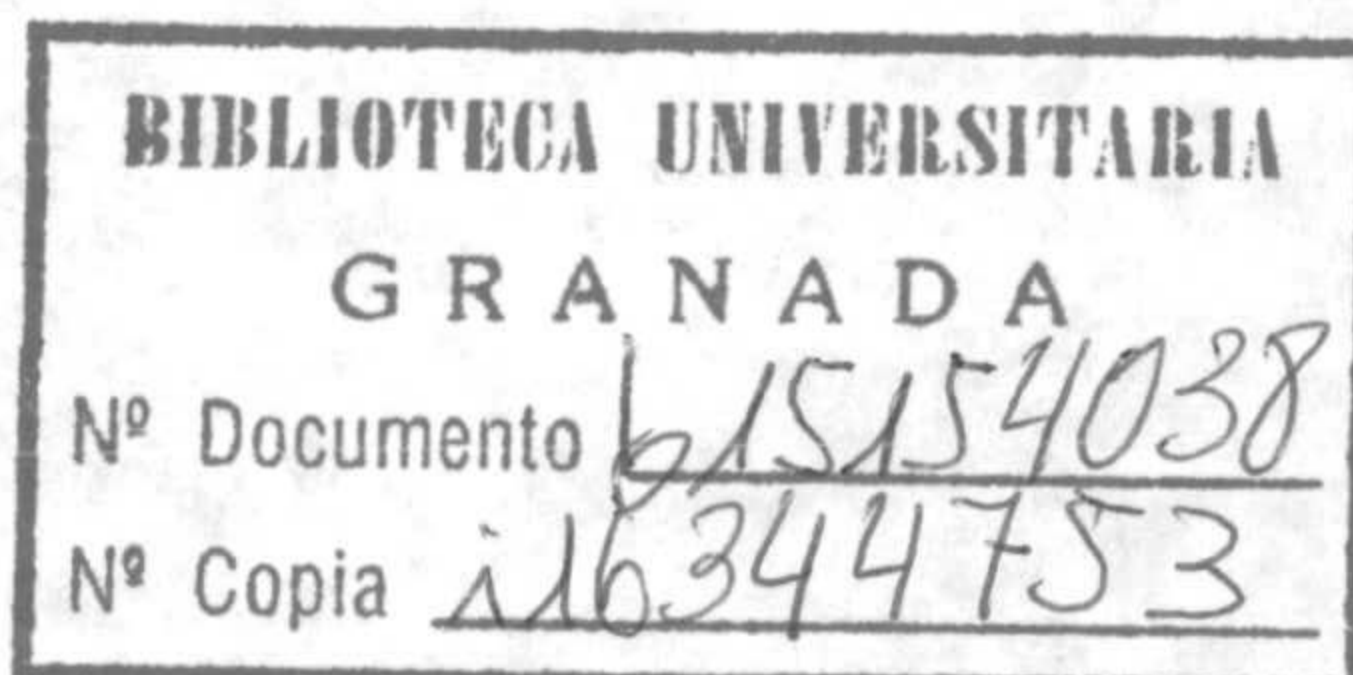


~~T. PROV. 21/46~~

T 10/27



Estudio del alabeo de la Vía Láctea en el  
infrarrojo cercano.



Crisanto Porcel Martín

Granada, Febrero de 1996



Universidad de Granada  
Facultad de Ciencias  
Departamento de Física teórica y del Cosmos

UNIVERSIDAD DE GRANADA
Facultad de Ciencias
Fecha .14.02.97.....
ENTRADA NUM. ....467.....

## Estudio del alabeo de la Vía Láctea en el infrarrojo cercano.

Dirigida por el Dr. Eduardo Battaner López, Catedrático de Física de  
la Tierra, Astronomía y Astrofísica.



Memoria presentada por Crisanto Porcel Martín para optar al grado  
de Doctor en Ciencias Físicas

Granada, Febrero de 1996



A Eloísa, Fátima, Elo y ...

Cuando contemplo tus cielos, obra de tus dedos, la luna y las estrellas que tú has fijado..., ¿qué es el hombre para que te acuerdes de él y el hijo del hombre para que de él, oh Señor, te preocupes?

Salmo 8, 4-5



Quiero expresar mi más sincero agradecimiento a las personas que han hecho posible la realización de este trabajo. En primer lugar a los compañeros de Departamento con los que he convivido estos años en esta labor a veces ingrata de la investigación. Gracias a Inma por ser una compañera de despacho ejemplar. Gracias a Jorge, siempre con ánimo dispuesto para arreglar las averías y resolver las dudas de los que, como yo, hemos tenido una juventud feliz sin ordenadores. Gracias Estrella, Carlos y Maria Luisa. Gracias a Eduardo por dirigirme este trabajo, integrarme en su equipo y velar por mis primeros pasos en este mundo nada sencillo de la investigación.

Gracias a todos los "teóricos" que habitan más arriba, incluidos los que ya volaron del nido como Jose Ignacio.

Y por último agradecer a todos los "canarios" con los que he compartido su tiempo ( no sólo el de observación) y que han hecho que mi estancia en esas tierras fuera más placentera. Gracias a Paco, Martín, Peter y Terry.

Aunque mi vida posiblemente cambie de rumbo, el recuerdo y los gratos instantes compartidos siempre viajarán conmigo. Gracias a todos.



## Prólogo del Director

Como suele ocurrir, los objetivos de esta investigación fueron cambiando a medida que ésta se desarrollaba. Como consecuencia, su título inicial más recuerda lo que se quiso hacer que resume lo que se ha hecho. Aún así, le hemos mantenido porque la precisión estaba reñida con la concisión.

Se planteó esta tesis como parte del trabajo sobre alabeos que venimos realizando. El modelo de alabeos inducidos por el campo magnético extragaláctico que defendemos, prevé una distorsión mayor para el gas y otras componentes jóvenes que para las estrellas viejas. En particular, el alabeo en 21 cm debería de ser más acusado que en el infrarrojo cercano. Ya habíamos detectado este alabeo diferencial en otras galaxias. Pero había que intentarlo también en la galaxia más próxima, con  $z=0$ , en la Vía Láctea.

Los mapas en infrarrojo cercano de las proximidades del plano galáctico eran insuficientes, si bien había proyectos en marcha. Uno de los más interesantes era el de Paco Garzón. El equipo de Paco rastreaba minuciosamente el plano, obteniendo, como él decía, los "mapas estelares más largos del mundo". Pero el rastreo era tan minucioso que aún hacían falta muchas cabezadas del telescopio "Carlos Sánchez" para llegar a la zona del alabeo.

Claro que, a Paco le daba igual alterar el orden de los barridos. Al final tenían que estar todos. Cris ayudaría en las observaciones. Trabajar con Paco exige una gran resistencia física. Una cosa es la manzana de Newton y otra la manzanilla de Garzón. Pero la colaboración funcionó.

Había que desarrollar un modelo que permitiera responder a preguntas como "cuál debería de ser la distribución estelar observada si el sistema de las estrellas viejas estuviera tan alabeado como el gas", "cuál si no lo estuviera en absoluto", "cuál si el disco estelar estuviera truncado", etc. etc.. De esta forma, la interpretación de los resultados era mucho más eficaz.

En realidad, tampoco se sabía a ciencia cierta si el sistema de las estrellas jóvenes estaba alabeado. Decidimos salirnos un poco del título y detectar nosotros mismos el alabeo de las estrellas azules. En lugar de tomar todas las estrellas cogimos sólo las lejanas. Y allí estaban las estrellas OB como testigos de su nacimiento dislocado.



Había mapas en baja resolución, que si bien no permitían la detección de cada una de las estrellas, estaban ya completos y podían estudiarse. Una vez elaborado el modelo, igual podía utilizarse para predecir número de estrellas que flujo. Entre los mapas de flujo, el más interesante era el obtenido con DIRBE en el satélite COBE.

El resultado fué el deseado: el sistema estelar estaba menos alabeado que el gaseoso. Aunque, como suele también ocurrir, no se podía desdeñar otra posible interpretación: la falta de alabeo estelar podía estar motivada por un truncamiento muy cercano al radio de la órbita solar. En este caso segundo, nuestra pregunta básica no tenía respuesta, ni positiva ni negativa. No se podía saber cuál de los dos alabeos era mayor por "no comparencia" de las estrellas. En todo caso era una aportación novedosa. Tras realizar las observaciones, debido a la alta resolución, nos tuvimos que conformar con unos pocos barridos en la posición de máximo alabeo. Pero en esta posición, había un manchurrón indeseable: el brazo local. Era como observar un bosque detrás de un tronco. Hubo que hacer un cambio de estrategia: Si el brazo local nos impedía observar el alabeo, podíamos estudiar el brazo local. No existía ninguna descripción previa en infrarrojo cercano. Además, tras el análisis de los datos del COBE, con el modelo elaborado, podíamos descontar la contribución del alabeo y del resto del disco. No solamente podíamos hacer un mapa de la región angular del brazo local. Podíamos ofrecer el mapa limpio del brazo local, descontaminados los datos de cualquier otra contribución.

Hay otras aportaciones, como la determinación de la escala radial del disco, parámetro que en infrarrojo se conocía con un error inaceptable.

Finalmente, quisiera añadir una de las razones que me hacen apreciar de forma especial este trabajo. Cris está en la Universidad de Granada en condición de profesor de bachillerato en comisión de servicios. Este hecho le ha reportado dificultades de todo tipo. Especialmente, la incógnita de su renovación anual se eterniza todos los años hasta extremos grotescos. Dudo de que otro hombre hubiera trabajado con tanto amor propio en condiciones tan adversas.



# Contenidos

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Parámetros que definen el alabeo y situación observacional . . . . .	1
1.1.1	Observaciones en nuestra galaxia . . . . .	4
1.2	Modelos teóricos que explican el alabeo . . . . .	5
1.2.1	Modos normales discretos . . . . .	7
1.2.2	Modelo de acreción . . . . .	9
1.2.3	Modelo de génesis magnética . . . . .	11
1.3	Predicciones y observaciones clave . . . . .	13
1.3.1	Gradiente de color en el alabeo . . . . .	13
1.3.2	Alineamiento coherente de alabeos . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Alabeo de estrellas jóvenes en la Vía Láctea</b>	<b>17</b>
2.1	Alabeo de estrellas OB en el Hemisferio Norte . . . . .	17
2.2	Alabeo de estrellas OB en el Hemisferio Sur . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Alabeo del gas y modelo geométrico</b>	<b>25</b>
3.1	Parametrización del alabeo . . . . .	25
3.2	Transformación de coordenadas . . . . .	28
3.3	Modelo de anillos del alabeo . . . . .	30
3.4	Observaciones del alabeo desde una perspectiva solar . . . . .	34



<b>4</b>	<b>Distribución de hidrógeno en la Vía Láctea. Extinción</b>	<b>38</b>
4.1	Observaciones en 21 cm del HI . . . . .	38
4.2	Perfil de densidad radial . . . . .	41
4.3	Estructura vertical . . . . .	44
4.4	Cálculo de la columna de HI en cualquier dirección . . . . .	46
4.4.1	Determinación de la columna de HI a través de medidas en UV. . . . .	48
4.5	Distribución de H <sub>2</sub> . . . . .	51
4.6	Extinción en la Galaxia . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Elección de la banda de observación y cartografiados en IR</b>	<b>60</b>
5.1	Elección de la banda de observación . . . . .	60
5.2	Cartografiados en infrarrojo . . . . .	62
5.2.1	Cartografiados del brillo superficial en infrarrojo cercano . . . . .	62
5.2.2	Cartografiados infrarrojos de fuentes discretas . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Observaciones</b>	<b>68</b>
6.1	Telescopio y lugar de observación . . . . .	68
6.2	Instrumentación . . . . .	69
6.3	Técnicas de medida . . . . .	69
6.4	Procesamiento de los datos . . . . .	75
6.5	Características del cartografiado . . . . .	78
6.6	Elección de la zona a observar . . . . .	80
6.7	Zonas observadas . . . . .	81



Contenidos	iii
<b>7 Modelo de emisión y recuento estelar en la banda K</b>	<b>84</b>
7.1 Introducción . . . . .	84
7.2 Ecuación fundamental de los recuentos estelares . . . . .	86
7.3 Función de luminosidad en la banda K . . . . .	89
7.4 Componentes del disco estelar . . . . .	91
7.4.1 Disco grueso . . . . .	91
7.4.2 Disco delgado . . . . .	91
7.5 Determinación de la escala de longitud . . . . .	96
7.6 Mapas de flujo de la galaxia . . . . .	100
7.6.1 Flujo con alabeo . . . . .	104
7.7 Distribución espectral . . . . .	105
<b>8 Comparación en flujo entre el modelo y las observaciones</b>	<b>109</b>
8.1 Introducción . . . . .	109
8.2 Datos observacionales del DIRBE . . . . .	110
8.3 Estimador del desplazamiento medio del disco . . . . .	115
8.4 Curva de alabeo experimental . . . . .	117
8.4.1 Extinción . . . . .	118
8.4.2 Cinturón de Gould . . . . .	121
8.5 Curva de alabeo del modelo . . . . .	122
8.5.1 Desplazamiento del Sol . . . . .	124
8.5.2 Truncamiento del disco . . . . .	127
8.6 Ajuste de los parámetros del alabeo . . . . .	131
<b>9 Análisis de los recuentos estelares</b>	<b>133</b>
9.1 Determinación experimental del plano medio . . . . .	133
9.2 Ajuste del modelo . . . . .	136
9.3 Brazo local . . . . .	137



10 Conclusiones y trabajos futuros	147
11 Bibliografía	149



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1 Parámetros que definen el alabeo y situación observacional

Un disco galáctico se encuentra alabeado cuando existe una suave y moderada elevación (no mayor de unos  $20^\circ$ ) respecto al plano galáctico, en una zona periférica del disco, acompañada por un descenso en la región opuesta en acimut, generando la llamativa forma de “signo de integral”, cuando el disco galáctico es visto de perfil. Puesto que el término “warp” es usado en la bibliografía para describir diferentes tipos de distorsiones, nosotros usaremos el término “alabeo” en el sentido anterior, resaltando que la desviación periférica ha de ser moderada y suave pues otras desviaciones más acusadas pueden tener explicaciones muy diferentes. Existen distorsiones similares en la línea de polvo de galaxias elípticas y en los anillos polares de algunas galaxias SO; Centaurus A (NGC 5128) es uno de los mejores ejemplos (Nicholson, Taylor y Bland, 1991). Como indica Galletta (1991), el gas de estas estructuras parece tener un origen externo, podría venir de una galaxia compañera o del entorno, además no sería coetáneo a la galaxia y su cinemática y geometría tienen propiedades muy diferentes a las de la parte central de la galaxia. Todo esto hace pensar que estas últimas estructuras son sustancialmente diferentes a los alabeos de las galaxias espirales. Nuestra discusión en lo que sigue, se restringe a alabeos moderados en galaxias espirales.

La mayor parte de las discusiones sobre alabeos se basan en el modelo de “ani-



llos inclinados” de Rogstad, Lockhard y Wright (1974). Supone el disco constituido por un número determinado de anillos circulares concéntricos. Cada anillo de radio  $r_i$ , posee diferente inclinación  $\omega_i$  respecto a los anillos centrales no alabeados, que nos determinan un plano interior. Cada anillo inclinado corta ese plano en dos puntos que llamaremos ”nodos”. El lugar geométrico definido por todos los nodos constituye la llamada línea de nodos, que puede ser recta o bien estar girada. El ángulo acimutal del nodo ascendente, para cada anillo  $i$ , constituye el ángulo de giro  $t_i$ . Por tanto cada anillo viene definido por  $r_i$ ,  $\omega_i$  y  $t_i$  (figura 1.1).

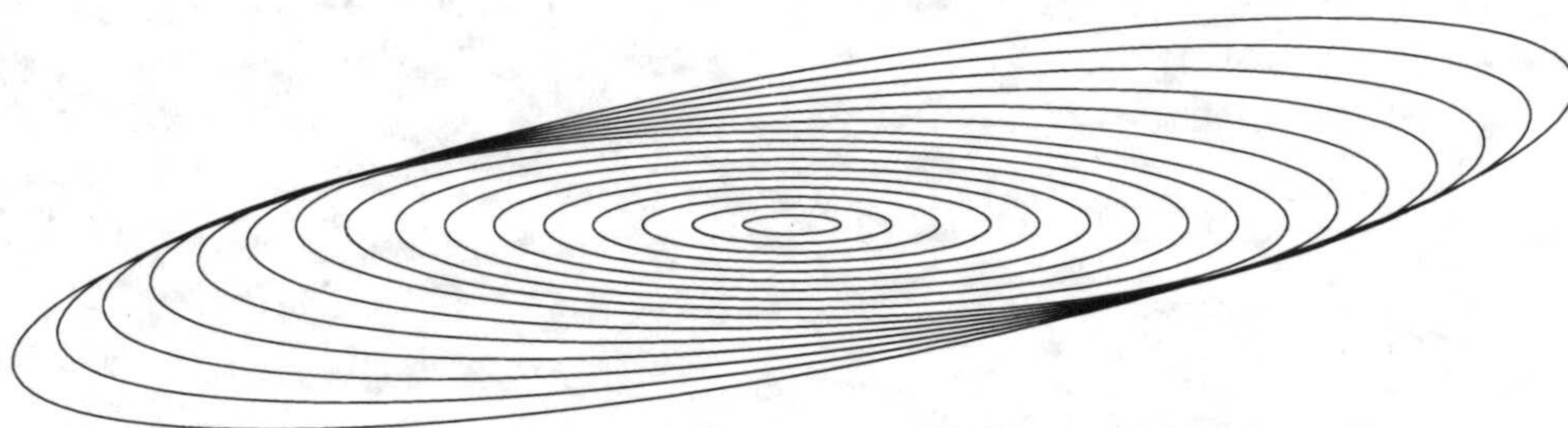


Figura 1.1: Figura esquemática de un disco alabeado según el modelo de anillos concéntricos de Rogstad, Lockhart y Wright (1974).

Las medidas en 21 cm del contenido en hidrógeno atómico en los discos galácticos de perfil, constituyen el mejor método de observación directa del alabeo. Uno de los primeros trabajos en este sentido fue el de Sancisi (1976), encontrando 4 galaxias espirales de perfil con discos HI alabeados, mas allá de su imagen óptica. Desde el trabajo de Sancisi se han realizado numerosas observaciones de este tipo, siendo destacable el alabeo de NGC 4013 realizado recientemente por Bottema (1995) y mostrado en la figura 1.2.

Los alabeos también pueden detectarse por medio de sus efectos cinemáticos en galaxias de frente o muy inclinadas, gracias a las alteraciones que producen en el campo de velocidades. Bosma (1981 a,b), siguiendo el modelo de anillos ampliamente aceptado, encontró que 8 galaxias sobre una muestra de 25 presentaban estructuras alabeadas.

Briggs (1990) recogiendo toda la información disponible sobre medidas en HI,



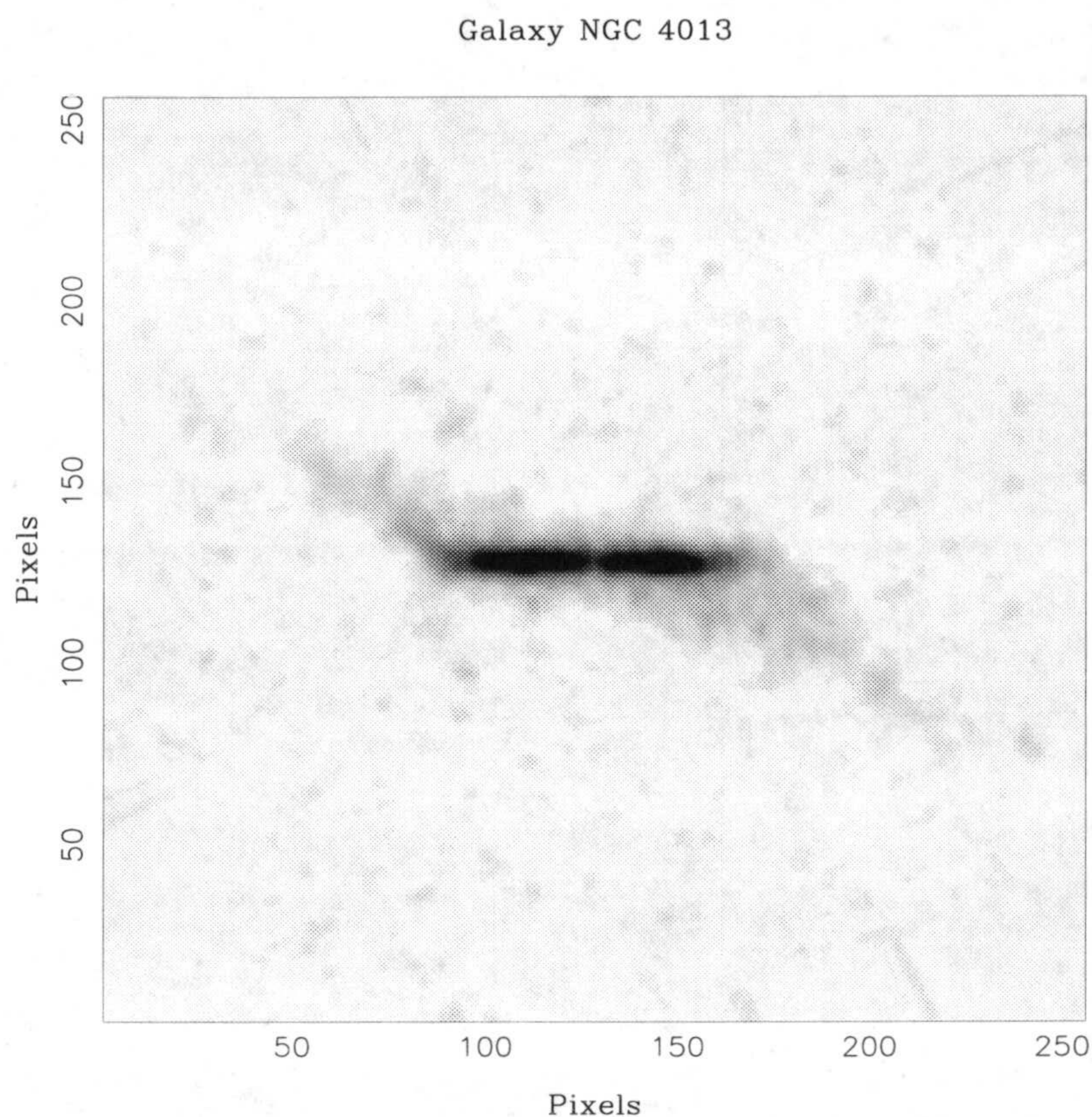


Figura 1.2.- NGC 4013 según las observaciones en HI de Bottema (1995)

y desechando de su muestra galaxias con baja inclinación, es decir, eliminando aquellas galaxias en que la línea de nodos no pueda determinarse con suficiente precisión, esquematizó una serie de reglas:

El alabeo comienza entre  $R_{25}$  y el radio de Homlberg,  $R_H$  (radios, en la banda B, en los cuales el brillo superficial alcanza  $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$  y  $26 \text{ mag arcsec}^{-2}$ , respectivamente).

La línea de nodos tiende a ser recta dentro de  $R_H$  y se curva fuera de este radio, avanzando en la dirección de la rotación galáctica.

El trabajo de Briggs corroboró la idea de que los discos HI están fuertemente alabeados más allá de su imagen óptica. Sorprendentemente nuestra galaxia posee



un disco que no presenta un comportamiento de acuerdo a las reglas anteriormente descritas. Si fuera vista de lejos sería un contraejemplo en la muestra de Briggs, pues la línea de nodos se encuentra levemente girada en su inicio y luego se estabiliza en una recta (figura 3.7).

Christodoulou, Tohlin y Steiman-Cameron (1993) también encontraron un giro en los alabeos aunque, como manifiestan, es difícil decir si el giro es de avance o de retroceso respecto a la rotación del disco. Realizan un estudio detallado de las galaxias espirales vistas de cara, con buenos datos observacionales y encuentran siete galaxias con la línea de nodos curvada, cinco de ellas avanzando en la dirección de rotación y dos retrocediendo. En el resto de la muestra, otras siete galaxias presentan un resultado ambiguo respecto al giro de la línea de nodos.

Los alabeos también pueden observarse en el óptico (van der Kruit y Searle, 1981; Sasaki, 1987; Hamabe et al., 1980; Florido et al. 1991 a, b y otros). Sánchez-Saavedra, Battaner y Florido (1990) presentaron un catálogo de todas las galaxias NGC vistas de perfil del Hemisferio Norte, analizando el cartografiado del observatorio de Monte Palomar. Su estudio estadístico les llevó a que 42 de 86 galaxias presentaban un alabeo detectable. Este hallazgo es importante pues, para que un alabeo sea ópticamente detectable, su línea de nodos debe estar cercana a la línea de visión. Consecuentemente, si la mitad de las galaxias espirales de perfil muestran alabeo, virtualmente casi todas las espirales deben ser alabeadas. La alta frecuencia de alabeos observados contradice la regla primera de Briggs (1990).

Actualmente, con el desarrollo de los detectores bidimensionales en infrarrojo, comienza a tenerse una amplia información de galaxias espirales en estas longitudes de onda, por ejemplo la galaxia de perfil NGC 4013 en la banda H (Barnaby, Thronson y Estep, 1994).

### 1.1.1 Observaciones en nuestra galaxia

Las observaciones en radio de la línea de 21 cm, suministran los primeros indicios del alabeo. Se han realizado muchas observaciones en esta longitud de onda desde los primeros trabajos de Westerhout (1957), Burke (1957) y Kerr (1957), teniéndose actualmente una descripción precisa de su distribución. (Henderson et al., 1982; Burton, 1988 )



El plano de máximo alabeo conecta el acimut galactocéntrico  $80^\circ$  (alabeo del Hemisferio Norte) y  $260^\circ$  (alabeo del Hemisferio Sur). El acimut galáctico se define en sentido contrario a las agujas del reloj, visto desde el Polo Norte galáctico, con  $180^\circ$  para la dirección solar. La línea de nodos, perpendicular a esta dirección ( $170^\circ - 350^\circ$ ), se encuentra próxima a la dirección Centro Galáctico-Sol y no se encuentra girada. El ángulo de máximo alabeo es del orden de  $10^\circ$  en el Hemisferio Norte y de sólo  $4^\circ$  en el Hemisferio Sur.

Las regiones HII (Fick y Blitz, 1982), Rayos  $\gamma$  (Mayer-Hasselwonder et al., 1982), polvo (Sodroski et al., 1992; Freudenreich et al., 1994), CO (Wouterloot et al., 1990) y otras componentes jóvenes de nuestra galaxia presentan una distribución similar a la del gas.

## 1.2 Modelos teóricos que explican el alabeo

El interés por este tipo de estructuras comenzó en 1956 cuando Westerhout observó el alabeo en la Vía Láctea. Desde entonces se ha realizado un considerable esfuerzo para comprender el fenómeno, pero aún no existe una clara interpretación del mismo. Esto se refleja en el número de modelos existentes.

El alabeo es un fenómeno periférico, donde se ponen de manifiesto efectos externos a la galaxia visible, gracias a que la gravedad disminuye en varios órdenes de magnitud. La información que se puede extraer depende del modelo que se adopte para su explicación. Algunos ejemplos son: el tamaño del núcleo del halo (Sparke y Casertano, 1988), algunos parámetros geométricos del halo (Christodoulou y Tohline, 1986), los procesos de formación galáctica (Ostriker y Binney, 1989) y sobre los campos magnéticos intergalácticos (Battaner et al., 1991).

Antes de comenzar con una breve revisión de los modelos más importantes, veamos los problemas de estabilidad que presentan estas estructuras.

En ausencia de fuerzas externas, los alabeos serían fenómenos transitorios debido a dos efectos:

- La autogravitación destruiría el alabeo. La fuerza recuperadora perpendicular al plano iría gradualmente suavizando la curvatura



del alabeo, a medida que el gas se acercase al plano galáctico. El tiempo característico es  $\tau \approx (G\rho)^{-\frac{1}{2}}$ , sin depender de la amplitud del alabeo.

En nuestra galaxia, a una distancia igual al radio solar, ese tiempo es del orden  $10^8$  años y sobre  $2 \times 10^9$  años en la zona alabeada.

- Se produce una precesión diferencial entre anillos contiguos que destruiría el alabeo, tal y como muestra Binney (1992).

Las nubes de gas y las estrellas se mueven siguiendo órbitas epicíclicas. Si la órbita está inclinada respecto al plano ecuatorial galáctico, su altura  $z$  sobre dicho plano oscilará armónicamente a una frecuencia angular dada por  $\nu = \sqrt{\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2}}$  siendo  $\Psi(R, z)$  el potencial axisimétrico gravitatorio debido al disco. Por otro lado la coordenada acimutal de la partícula, ya sea nube de gas o estrella, oscila con una frecuencia angular dada por  $\Omega = \sqrt{\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R}}$ . Ambas frecuencias no coinciden y su diferencia depende del potencial gravitatorio, que en la región del alabeo viene influenciado por el halo. Esta diferencia es por lo general dependiente del radio y por tanto el alabeo se enroscaría destruyéndose en un tiempo del orden de  $2 \times 10^9$  años según estimaciones de Rogstad, Lockhard y Wright (1974) y Binney (1992). Este proceso también tiene lugar si existe un halo esférico.

La alta frecuencia con que ocurre el fenómeno del alabeo hace sugerir que son distorsiones estacionarias o bien que si son fenómenos transitorios resultan excitados con cierta facilidad y frecuencia. Las teorías que brevemente vamos a comentar inciden en uno de las dos explicaciones anteriores.

Existe una gran variedad de teorías y su sistematización resulta difícil. Los primeros modelos pueden verse en una revisión que realizó Toomre (1983). Nos vamos a ceñir a tres modelos que actualmente parecen los más plausibles, siguiendo a Binney (1992), Combes (1994) y Battaner (1995) donde realiza una revisión completa de las teorías más actuales:

- Modelo de modos de oscilación discretos.



- Modelo de acreción de materia.
- Modelo de origen magnético.

Los dos primeros necesitan de un halo no esférico. La presencia de halos masivos ha sido cuestionada por Nelson (1988) y por Battaner et al. (1993) y Battaner y Florido (1995). El modelo de génesis magnética no necesita la existencia del halo masivo, aunque no es incompatible con él.

Atrás quedan quizá, como obsoletas las teorías que explicaban el alabeo como resultado de una interacción gravitatoria con una galaxia próxima (Kerr, 1957; Toomre y Toomre, 1972).

### 1.2.1 Modos normales discretos

La primera idea de que el alabeo puede ser un modo normal de oscilación en un disco aislado y autogravitante, proviene de Lyndell-Bell (1965) . Pronto Hunter y Toomre (1969) mostraron que este modo oscilatorio no puede presentarse en un disco aislado que tenga una terminación razonablemente suave. Estos discos pueden mantener ondas de corrugación propagándose en los mismos pero, como muestran los autores anteriores, no pueden superponerse ondas en sentidos opuestos, para producir una configuración estacionaria, en un marco semejante a como se construyen los modos normales de una cavidad resonante, a partir de ondas que se propagan en sentidos contrarios. El problema reside en que la onda de corrugación que se propaga hacia afuera sólo puede reflejarse si el disco aislado presenta una disminución brusca en su densidad hacia el borde; la onda se refleja si  $\int_0^\infty \frac{dR}{\sigma(R)}$  converge, donde  $\sigma(R)$  es la densidad superficial, lo cual no puede suceder para un disco exponencial (Hunter y Tomre 1969). En la realidad los discos no satisfacen este criterio con el resultado de que la energía que transporta la onda sirve para calentar la parte externa del disco, incrementándose la amplitud con el radio y convirtiéndose en un efecto no lineal y en un movimiento desordenado.

Las corrugaciones han sido observadas en NGC 4244 y NGC 5023 por Florido et al. (1991). En nuestra galaxia las corrugaciones han sido estudiadas por Varssavsky y Quiroga (1970), Quiroga (1974, 1977) y otros. Más recientemente han sido tratadas por Spicker y Feitzinger (1986) y por Alfaro, Cabrera-Caño y



Delgado (1991,1992)) que estudiaron la estructura vertical del disco estelar joven en las proximidades del sol.

Es posible que los alabeos sean simplemente corrugaciones muy amplificadas, fenómenos completamente transitorios excitados con la frecuencia en que lo son las corrugaciones (inestabilidades de Parker, explosiones de supernova, etc, Battaner 1995); la relación entre ambos fenómenos fue sugerida por Nelson y Matsuda (1980).

La idea de los modos de oscilación reaparece en el modelo de Sparke (1984) y Sparke y Casertano (1988) después que Dekel y Shlosman (1983) sugirieran que el alabeo es una estructura que puede mantenerse si el disco está inmerso en un halo oscuro aplanado. La fuerza restauradora necesaria para producir las ondas proviene de la gravedad del propio disco y de una fuerza externa que proviene del potencial gravitatorio del halo. En este modelo el disco debe estar inicialmente inclinado con respecto al plano de simetría del halo aplanado. El modo discreto no se disipará si el disco no es muy extenso y el halo no es demasiado aplanado. La precesión diferencial se elimina por los efectos cohesivos de la autogravedad cuando la forma del modo alabeado es apropiada.

Sparke y Casertano (19881) explicaron con éxito la forma de las galaxias de perfil NGC 4013 y NGC 4565. Una de las predicciones de este modelo es que la línea de nodos debe ser recta, comportamiento que no es general.

Hofner y Sparke (1994) han mejorado el modelo anterior, considerando el tiempo de evolución de un disco inclinado respecto al halo. El disco establece el modo discreto, desde el centro hacia la periferia, en tiempos similares al tiempo de Hubble. Obtienen que la línea de nodos es recta en el alabeo interno y girada en el externo. El giro es inicialmente una espiral arrastrada, pero después de  $3 \times 10^9$  años, el giro se convierte en una espiral adelantada. Por tanto, Hofner y Sparke interpretan el giro del alabeo como una evolución temporal. El estado final es un modo alabeado estacionario, que puede no alcanzarse en el tiempo de vida de la galaxia. El disco presenta corrugaciones en fases intermedias. La cuestión sobre la falta de alineamiento inicial entre el halo y el disco se considera en esta teoría como una hipótesis de trabajo. El origen del desalineamiento puede ser causas externas, como una acreción irregular o una "interacción de marea". El halo se considera como una distribución de materia que no sufre ninguna perturbación.



Binney (1992) argumentó en contra de esta teoría que si en un disco los procesos disipativos han sido eficientes para volver las órbitas circulares, los mismos mecanismos disipativos habrían conducido inicialmente al gas dentro del plano de simetría del halo. Gas y estrellas presentarían un comportamiento diferente frente a la gravedad del halo, pues la disipación no existe en el sistema estelar. En esta situación, los anillos inclinados del alabeo se podrían formar solamente si el gas en la parte externa de la galaxia está agrupado en nubes moleculares gigantes sin colisiones, mimetizando al sistema estelar no colisional (Quinn, 1991). Binney también argumenta la necesidad de completar el modelo para que explique la respuesta del halo y la respuesta del disco a grandes radios, donde se sabe que llegan a extenderse los alabeos.

Bosma (1991) puntualizó que las galaxias alabeadas siempre presentan un radio del halo mucho mayor que el radio del disco, en acuerdo con la teoría anterior. En la teoría que acabamos de exponer no se hace ninguna distinción entre las estrellas y el gas, de cara a su comportamiento gravitatorio, ya que la gravedad produce la misma aceleración sobre cualquiera de estos objetos.

### 1.2.2 Modelo de acreción

Este modelo ha sido desarrollado por Ostriker y Binney (1989) y Binney (1991,1992). El alabeo sería el resultado de una redistribución continua de momento angular en el halo, debido a una permanente acreción de materia. Los ejemplos de formación galáctica dentro del marco teórico del modelo Cosmológico de Materia Oscura y Fría de Ryden y Gunn (1987) y Ryden (1988) concluyen que existe un continuo crecimiento de masa galáctica y momento angular pues la formación galáctica no ha terminado aún. El momento angular del material caído recientemente en el halo es independiente del caído en el pasado. La mitad del momento angular total es debido al material que cayó en el último tercio del tiempo de Hubble. Si este escenario es correcto, no es difícil comprender que no todas las partes de la galaxia poseen su momento angular alineado.

Siguiendo a estos autores, el nuevo material, gas y cualquier tipo de materia oscura, cae dentro del halo con un momento angular oblicuo respecto al eje de giro del halo. La absorción de este momento angular inclinado causa una reorientación



en el eje de simetría del potencial gravitatorio. Esto genera una fuerza externa que actúa principalmente sobre la galaxia visible, y cuyo momento estaría contenido en el plano del disco y en la dirección de la línea de nodos, y es función del radio. Debido a la cohesión gravitatoria, el disco interno no se alabea, pero a radios más grandes la masa de los anillos disminuye y el disco se tuerce. La zona alabeada sería considerada como "dejada atrás" en el establecimiento del disco en su nuevo plano. El sistema no es estático y el fenómeno es transitorio aunque de muy larga duración. La respuesta del halo a la inclusión de nuevo momento angular es una cuestión muy complicada y asumen que el halo redistribuye el momento angular muy deprisa de forma que no modifica su eje de giro. El transporte de dicho momento angular al disco se realiza a través de un flujo másico (Corriente de Magallanes) o principalmente por el campo gravitatorio (como planteron en un primer momento Toomre 1983, y Dekel y Shlosman, 1983).

El procedimiento matemático para resolver el problema es tan brillante como el marco general de la teoría, usando Dinámica Lagrangiana de Medios Continuos, considerando un potencial global inclinado y el potencial local debido a la auto-gravedad.

Ostriker y Binney (1989) propusieron que su modelo podría explicar cómo la parte más interna del disco (3 kp) de nuestra galaxia está inclinada respecto a la parte externa del disco, sobre un eje coincidente con la línea de nodos del alabeo externo; de esta forma conectaría dos fenómenos separados en el espacio. Aducen que la gravitación anillo-anillo asegura que éstos giren en un plano común. Pero si la densidad disminuye bruscamente, faltando algún anillo, la cohesión gravitatoria anillo-anillo de corto alcance desaparece en ese punto. Como la densidad de HI y H<sub>2</sub>, en nuestra galaxia, posee un mínimo entre 2-3 kpc, asumen que este mínimo es el responsable del desalineamiento observado. Sin embargo la depresión del gas no corresponde a una depresión global de la densidad. Otras galaxias como M 31 poseen una distribución anular del gas con un corte interno abrupto, que no corresponde con una disminución de la distribución estelar (excepto estrellas OB). Por tanto no está claro que exista una mella en la fuerza cohesiva autogravitatoria.

Este modelo tiene mucho en común con una serie importante de trabajos en los cuales, cuando el gas se establece dentro del plano ecuatorial del halo oscuro, se desarrolla un alabeo. (Tohline, Simonson y Caldwell, 1982; Steiman-Cameron



y Durisen, 1984; Christodoulou y Tohline, 1986 ...)

### 1.2.3 Modelo de génesis magnética

Los campos magnéticos intergalácticos pueden ser los responsables del alabeo, cuando dicho campo presenta una orientación adecuada respecto al eje de rotación de la galaxia. ( Battaner, Florido y Sánchez-Saavedra, 1990; Battaner et al, 1991).

En la periferia de las galaxias, donde la gravedad disminuye en varios órdenes de magnitud, los campos magnéticos comienzan a ser importantes, tomando el relevo a los campos gravitatorios, como sucede en la periferia del Sol.

El alabeo se genera cuando la dirección del campo magnético intergaláctico  $\vec{b}$  no coincide con la dirección del momento angular de la galaxia ni está contenido en el plano de la misma, si  $\vec{b}$  forma  $45^\circ$  con las anteriores direcciones tenemos la dirección más eficiente para generar el alabeo. Naturalmente el campo intergaláctico ha de estar contenido en el plano del alabeo (plano que contiene las distorsiones mayores) y que es perpendicular al plano galáctico definido por las regiones mas internas no alabeadas.

En la fig 1.3 tenemos las posibles orientaciones. Si  $\vec{b}$  es paralelo al eje de rotación de la galaxia, se produce una fuerza magnética que ensancha el disco contribuyendo al efecto “pajarita” (“flaring”). Si  $\vec{b}$  es paralelo al plano se produce un ensanche de las órbitas circulares periféricas, la imagen de las isofotas de la galaxia asemeja entonces a un “huevo duro” (Battaner, Florido y Sánchez-Saavedra, 1990).

La fuerza de origen magnético es

$$\vec{F} = -\nabla \frac{\vec{b}^2}{8\pi} + \frac{1}{4\pi} \vec{b} \cdot \nabla \vec{b}$$

El primer término produce una distorsión similar en todos los puntos de la periferia, y es el segundo término el que puede producir fuerzas verticales opuestas, cuando las líneas de campo magnético no estan contenidas en el disco. Esta fuerza tiende a difundir el plasma de materia galáctica de la periferia del disco a lo largo de las líneas de campo, generando la llamativa morfología que estudiamos.



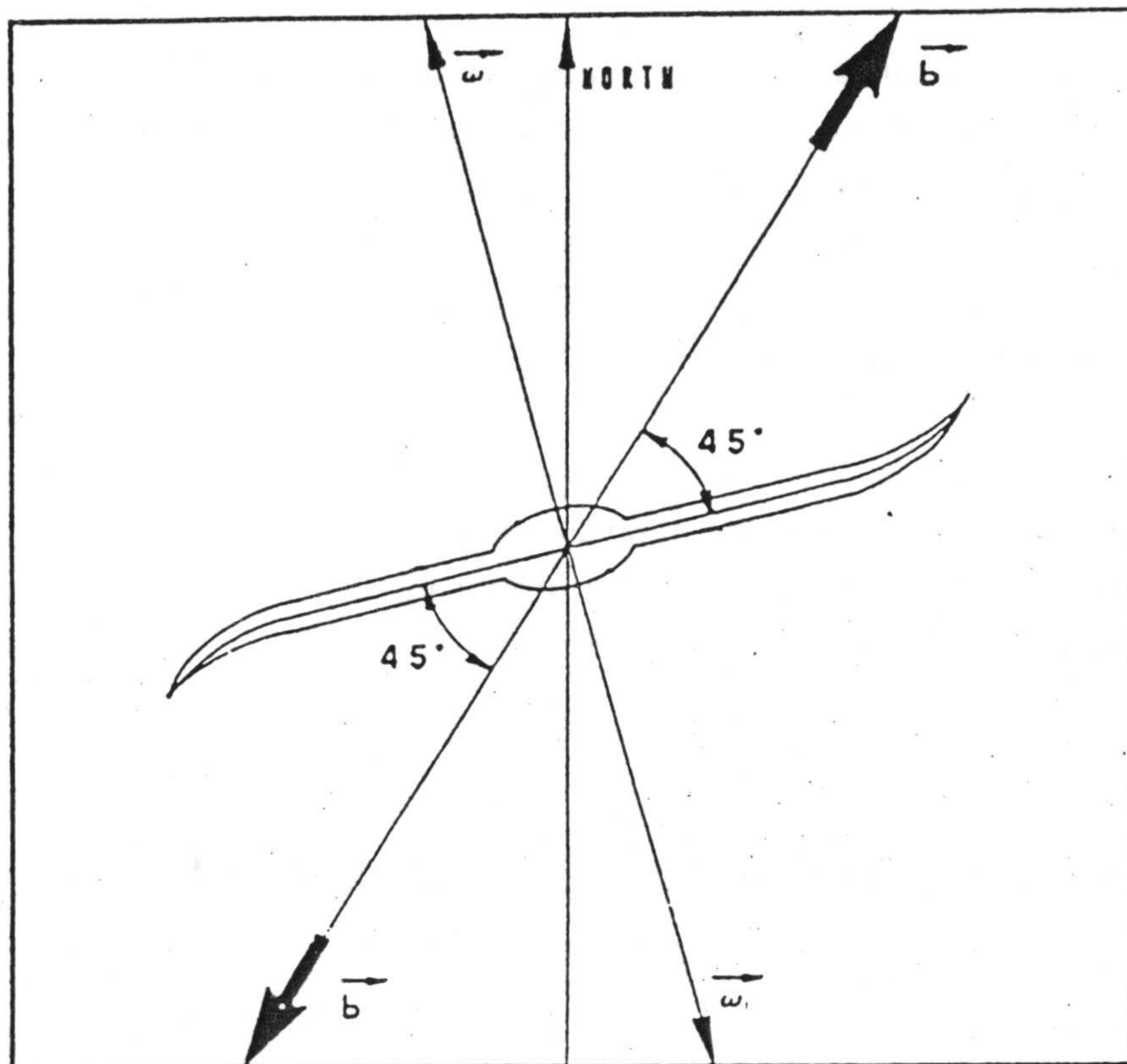


Figura 1.3: Orientación del campo  $\vec{b}$  para producir el máximo alabeo. Son posibles las dos orientaciones (Figura de Battaner et al., 1990)

El problema parecía residir en los valores del campo intergaláctico necesarios para generar estas distorsiones. Battaner et al. (1990) estiman un campo mayor de  $10^{-8} G$  puede ya producir el alabeo. Este valor mínimo ha sido estimado independientemente por Binney (1991) con un resultado más pesimista: un campo de  $10^{-8} G$  sólo puede inclinar el disco a una distancia de 40 kpc.

Ciertamente hace unos años el valor conocido del módulo del campo magnético intergaláctico se encontraba en un valor límite para generar los alabeos, pero actualmente dicho valor ha cambiado drásticamente. Kronberg (1994) ha publicado una excelente recopilación sobre la gran cantidad de datos obtenidos últimamente en relación a la determinación del campo magnético intergaláctico. Estos últimos datos demuestran la ubicuidad de valores altos del  $|\vec{b}|$ , del orden de  $1 \mu G$ .

Estos valores obtenidos resultan independientes de la localización, de forma que el módulo del campo es del mismo orden dentro de cúmulos que fuera de



ellos, a pesar de la densidad mucho mas baja en este último caso. Los valores que maneja Kronberg se aproximan significativamente a  $3 \mu G$ , valor del campo que iguala la densidad de energía magnética a la densidad de energía de la radiación de fondo de microondas. Los valores del campo magnético galáctico e intergaláctico se saturan al valor anterior salvo en algunos sistemas localizados como radiojets, lóbulos, nubes densas de formación estelar, etc., donde consigue valores mucho mas altos.

Si tuviéramos un campo magnético intergaláctico del orden de  $3 \mu G$  por doquier y en particular en el medio intercumular donde se forman las galaxias, está claro que debe ejercer una influencia decisiva en la morfología y evolución del disco periférico.

## 1.3 Predicciones y observaciones clave

Como se acaba de ver, existen diferentes explicaciones a la pregunta de qué es un alabeo. Por desgracia, con los datos de que se dispone actualmente no es posible inclinarse por una de ellas en detrimento de las demás, pues los modelos no tienen predicciones muy precisas y los datos tampoco son demasiado numerosos. Sin embargo, existen una serie de observaciones clave que podrían aclarar esta situación. Nos referiremos a continuación a dos de ellas que son de especial importancia.

### 1.3.1 Gradiente de color en el alabeo

Las teorías que explican el alabeo sobre una base gravitatoria, no hacen ninguna distinción entre las distintas poblaciones estelares o entre las estrellas y el gas, pues la gravedad produce la misma aceleración sobre cualquiera de ellas. Por tanto los modelos gravitacionales tales como los de Sparke y Casertano (1988), Ostriker y Binney (1991) y otros muchos, están formulados matemáticamente sin realizar ninguna distinción entre gas y estrellas, tratando anillos masivos, que contienen ambas componentes, y que interaccionan gravitatoriamente. Como afirma Ostriker (1991) su modelo busca una explicación al alabeo global, entendiendo por este concepto una distorsión semejante para el gas y cualquier tipo de estrellas.



Por contra, el modelo magnético produce alabeo sólo sobre el gas y no sobre las estrellas. Puesto que las estrellas nacen a partir del gas, es de esperar que las estrellas jóvenes presenten un alabeo similar al gas, mientras las estrellas viejas tendrán un alabeo menos pronunciado. Esta gradiente de color en el alabeo estelar puede servir para discernir sobre la validez de los modelos de origen gravitatorio o de origen magnético.

Florido et al. (1991 a) estudiaron las galaxias de perfil NGC 4013, NGC 4565 y NGC 6504 en los filtros  $H_\alpha$ , U, R, I. Encontraron que existe una clara separación entre las curvas de alabeo azul y rojo, siendo el orden de las mismas, de mayor a menor, "gas-azul-rojo". Analizaron a través de un modelo como afecta la extinción interna de las galaxias a este gradiente de color. El modelo supone la galaxia constituida por una región interna formada por una densidad uniforme de estrellas y gas, y una región externa constituida únicamente por gas. Concluyen que el resultado de esa extinción interna es separar la población estelar del alabeo gaseoso, separación que es mas efectiva al disminuir la longitud de onda. La diferencia de posiciones entre el alabeo real ( es decir, el existente para un observador propio de la galaxia) y el aparente, o presentado a un observador externo, aumenta al disminuir la longitud de onda. Supongamos que el orden del alabeo real es "gas-azul-rojo", siendo el rojo el menos pronunciado, entonces el efecto de la extinción interna sería acercar estos alabeos, reduciendo el gradiente de color. Por el contrario si tenemos un alabeo real donde el gradiente de color es nulo, como predicen las teorías gravitatorias, la extinción generaría un orden de amplitudes del alabeo "gas-rojo-azul", al verse la luz azul mas afectada por la extinción. Concluimos que si observamos un gradiente de color en el alabeo en el sentido "gas-azul-rojo", éste no puede ser atribuido a un efecto de la extinción, existiendo realmente esa separación.

Otro hecho interesante que mostraron estos autores es la observación del comportamiento de la línea de polvo en la galaxia NGC 4013. Dicha línea muestra una amplitud en el alabeo superior al definido por la población estelar. La línea de polvo corta el disco estelar con una inclinación superior en las regiones mas externas. El polvo es una componente joven de la galaxia, confirmando la dependencia del alabeo con la edad de la población considerada.

Sasaki (1987) llevó a cabo un detallado estudio de fotometría fotográfica de



la galaxia NGC 5907, observando una clara diferencia entre el alabeo del gas y en óptico, siendo mayor el primero. Explica esta diferencia como resultado de una combinación de varios efectos: una truncación rápida del disco óptico y la dirección oblicua del alabeo respecto a la línea de nodos. Todo esto suponiendo un modelo donde el disco estelar y el gas siguen la misma curva alabeada y donde el comportamiento de éstos viene explicado por el modelo geométrico de anillos inclinados adaptado en sus parámetros para NGC 5907 por Bosma (1981). Florido et al. (1992) también observaron esta galaxia con mayor resolución y fotometría CCD, observando un alabeo apenas perceptible, siendo su detección dudosa. Uno de los mejores ejemplos de alabeo en HI, resulta ser de los peores ejemplos en óptico.

Con referencia a nuestra galaxia, veremos en el siguiente capítulo que las estrellas jóvenes siguen la morfología del gas en su alabeo, ¿podemos decir lo mismo de las estrellas más evolucionadas?. Existen indicios de que estas estrellas se encuentran alabeadas pero con un amplitud muy inferior a la del alabeo de las estrellas jóvenes o el gas (Djorgovski et al. 1988; Freudenrich et al. 1994). Pero aún no hay trabajos concluyentes al respecto. Se impone una búsqueda del alabeo de estrellas viejas en la galaxia más cercana: La Vía Láctea.

### 1.3.2 Alineamiento coherente de alabeos

Otro efecto que puede ser clave a la hora de decidir la validez o no de alguno de los modelos teóricos anteriormente expuestos es el estudio del alineamiento coherente de alabeos. En los modelos gravitatorios que se han descrito, la formación del alabeo de una galaxia está absolutamente desligado del de otras, pero no así en el modelo magnético, donde el campo magnético de una región puede producir alabeos en varias galaxias a la vez (todas las que se encuentren bajo su dominio de influencia). Por tanto, en principio, es posible pensar que debe existir cierta correlación entre los alabeos de galaxias próximas si éstos están originados por la misma causa.

El campo magnético intergaláctico no debe tener una dirección común en todo el universo, pues ésto contradeciría el Principio Cosmológico, pero sí puede ser coherente a escalas cosmológicas. Es decir, existe una escala de longitud característica en la cual el campo magnético intergaláctico tiene una orientación común.



Si la escala de coherencia es tal que dentro de ella encontramos varias galaxias alabeadas, entonces estos alabeos deben presentar un alineamiento coherente que puede ser detectable. La descripción de este efecto y el primer intento de su detección fue llevado a cabo por Battaner et al. (1991). En su trabajo, encontraron que la desviación estándar de las orientaciones de los alabeos era bastante más pequeña que lo que cabría esperar si estos estuvieran dispuestos de forma aleatoria. Encontraron por ejemplo, que en el Supercúmulo de Virgo, la orientación de los alabeos es coherente. También lo es en un grupo adyacente. Los campos magnéticos intergalácticos de estos dos grupos forman un ángulo de aproximadamente  $120^\circ$ . Incluso en la muestra completa, la orientación parece no ser aleatoria, aunque en este caso la desviación estándar es mucho mayor. Así, Battaner et al. (1991) encontraron que en escalas del orden de 25 Mpc existe un ordenamiento apreciable del campo magnético, que se hace detectable incluso a escalas de 100 Mpc.

Recientemente Zurita y Battaner (1997) estudiaron las orientaciones relativas de los alabeos en M31, M33 y la Vía Láctea, usando los datos disponibles en HI. Encontraron que las tres galaxias mas grandes del grupo local poseen un alineamiento coherente de sus alabeos, especialmente significativo es el alineamiento entre M33 y la Vía Láctea, donde el vector que define la orientación del alabeo forma un ángulo de  $4^\circ$ . De nuevo, la confirmación de este efecto sería un importante elemento de juicio en el que fundamentar la comprensión del fenómeno de los alabeos galácticos. Para ello es necesario disponer de un catálogo lo más extenso posible de las galaxias alabeadas, de una parametrización del alabeo y de una determinación automática de los parámetros de todos los alabeos. Este trabajo actualmente se encuentra en marcha (Jiménez-Vicente et al., 1996).



## Capítulo 2

# Alabeo de estrellas jóvenes en la Vía Láctea

### 2.1 Alabeo de estrellas OB en el Hemisferio Norte

Miyamoto, Yoshizawa y Suzuki (1988) encontraron que las estrellas OB del Hemisferio Norte presentaban una estructura alabeada semejante al gas. Sus conclusiones se basaron en estudios cinemáticos de este tipo de estrellas. Sin embargo la distancia galactocéntrica máxima de las estrellas que analizaron es del orden de 11 kpc (con  $R_{\odot} = 8.5$  kpc), y a esa distancia el alabeo alcanza valores bajos.

### 2.2 Alabeo de estrellas OB en el Hemisferio Sur

Una búsqueda sistemática del alabeo estelar en el Hemisferio Sur fue realizado por Carney y Seitzer (1993) realizando un recuento estelar en distintas zonas, analizando mas de 27000 estrellas. Encontraron un número de estrellas más alto en la dirección donde se espera el alabeo, respecto a otras zonas no alabeadas que sirven de comparación. Las dificultades observacionales con esta técnica son tan importantes, como reconocen los propios autores, que la detección del alabeo estelar en el Hemisferio Sur no quedó perfectamente clara.

Por esta razón hemos pretendido una detección del alabeo usando únicamente estrellas OB que se encuentran con seguridad en la zona del alabeo del Hemisferio



Sur (Porcel y Battaner, 1995). Para este proceso se deben conocer el enrojecimiento y las magnitudes absolutas de un gran número de estrellas, con el fin de conocer cuáles están inequívocamente en el alabeo. Sólo un número reducido de estrellas jóvenes OB tienen estas características y muestran definitivamente el comportamiento del alabeo estelar joven en este hemisferio.

Nuestra muestra ha sido extraída del trabajo de Reed (1993). Este trabajo consiste en una recopilación de todas las estrellas del catálogo "Luminous Stars in the Southern Milky Way" de Stephenson y Sandaulek (1971) para las que existe fotometría completa  $UBV\beta$  y se encuentran a una distancia superior a 5 kpc del Sol. Reed analizó más de 202 fuentes diferentes. Es importante señalar que la lista preparada por Reed tiene un propósito muy distinto al perseguido en este estudio. El catálogo "Luminous Stars in the Southern Milky Way" constituye una guía completa ( hasta magnitud límite  $m_{\text{fot}} \approx 13 \text{ mag}$ ) de estrellas OB, gigantes A y F, y supergigantes dentro de  $10^\circ$  del plano galáctico y entre longitudes galácticas  $l=186^\circ - 381^\circ$ .

Nuestra muestra viene definida por las estrellas con acimut galactocéntrico comprendido entre  $240^\circ$  y  $275^\circ$ . Las estrellas con acimut inferior a  $240^\circ$  no se consideran para evitar el brazo de Carina pues, como muestra Reed (1993), este brazo se extiende hasta 10 kpc del Sol.

Junto a las estrellas del alabeo consideramos un grupo de estrellas OB con acimut galactocéntrico  $190^\circ < \theta < 210^\circ$ , cerca de la línea de nodos. Existe un trabajo anterior sobre la zona definida por este último conjunto de estrellas (ventana de Puppis) donde se muestra que la distribución de este tipo de estrellas es esencialmente coincidente con la distribución de HI: simétrica respecto al plano galáctico (Burns et al. 1983).

En la tabla 2.1 presentamos las estrellas indicando su nombre en el catálogo "Luminous Stars in the Southern Milky Way", la distancia heliocéntrica en kpc, la distancia galactocéntrica en kpc y sus coordenadas galácticas; estos valores han sido tomados del trabajo de Reed. También se acompaña su acimut galactocéntrico y su distancia al plano galáctico. La figura 2.1 presenta las posiciones de estas estrellas proyectadas sobre el plano galáctico.

Reed determina las distancias de estas estrellas únicamente con información fotométrica, sin suministrar sus errores. Es necesario realizar una estimación de



Tabla 2.1: Características de las estrellas utilizadas en la determinación del alabeo de estrellas OB en el Hemisferio Sur. Las columnas representan: (1) el nombre de la estrella en el catálogo "Luminous Stars in the Southern Milky Way" (Stephenson y Sandaulek, 1971), la columna (2) la distancia heliocéntrica en kpc, (3) la distancia galactocéntrica en kpc, la columna (4) y (5) las coordenadas galácticas, (6) el acimut galactocéntrico y (7) la distancia sobre el plano galáctico medio

LS	$r$ (kpc)	$R$ (kpc)	$l$	$b$	$\theta$	$z$ (kpc)
277	5.38	12.95	223.3	1.6	196.6	0.150
511	5.00	11.69	242.4	-4.3	202.1	-0.375
512	7.38	14.51	228.0	3.8	202.2	0.489
569	5.76	12.60	237.0	-0.6	202.6	-0.060
618	5.45	12.00	243.0	-3.0	203.9	-0.295
639	6.35	13.07	237.4	0.5	204.0	0.055
683	7.97	14.47	237.1	1.3	207.5	0.181
689	5.20	12.11	237.5	1.2	201.0	0.109
723	5.11	12.04	237.5	1.8	200.1	0.161
755	5.53	12.47	236.0	3.1	201.5	0.299
821	6.72	13.02	242.8	0.3	207.0	0.035
838	6.29	13.02	246.9	-1.8	207.4	-0.198
897	5.52	11.90	245.6	0.5	204.8	0.048
944	7.15	13.22	245.0	2.2	209.4	0.274
948	5.14	11.62	245.4	2.1	203.5	0.188
965	6.90	12.93	247.2	1.8	209.9	0.219
1329	14.64	15.50	280.7	-5.9	248.0	-1.505
1428	10.78	11.92	284.7	-4.5	241.1	-0.846
1774	11.42	12.08	287.0	-0.3	244.7	-0.06
1909	10.57	11.33	288.0	-0.9	242.5	-0.166
2419	13.23	12.13	296.5	-7.4	257.6	-1.704
2598	11.85	10.69	299.3	-7.8	255.3	-1.608
2645	14.5	12.35	299.9	-4.4	263.3	-1.505
3092	10.64	8.68	307.5	1.3	256.5	0.241
3376	7.89	4.60	327.7	3.5	246.5	0.482



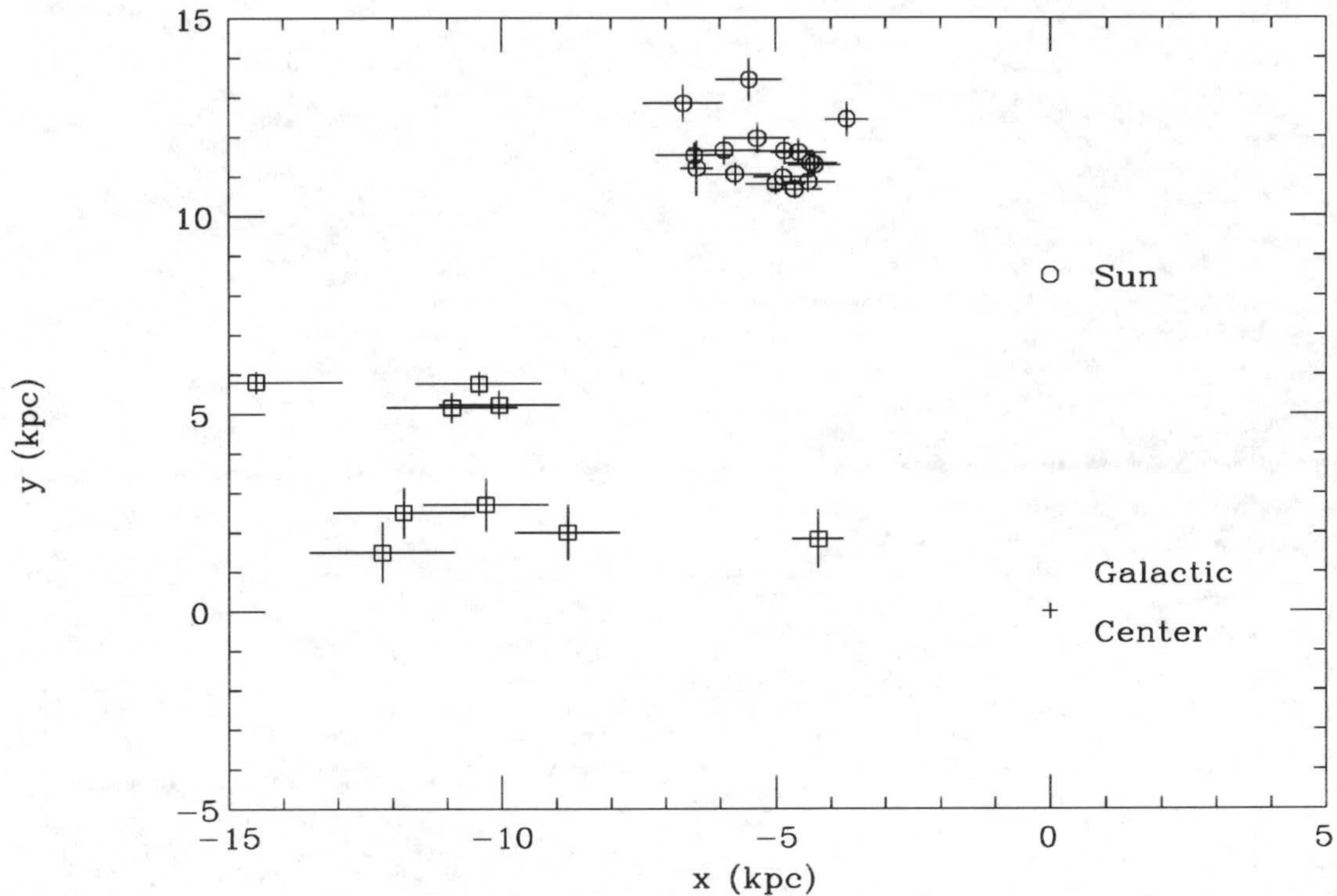


Figura 2.1: Localización de las estrellas de nuestra muestra, proyectadas sobre el plano galáctico. Las estrellas de la zona del alabeo se representan como cuadrados y las de la zona supuestamente no alabeada, zona de control, como círculos.

los errores involucrados en el proceso ya que pueden ser importantes.

La distancia al sol se obtiene a partir de la relación  $M_V = V + 5 - 5 \log r - A_V$ , donde  $M_V$  luego

$$r = 10^{0.2(V - M_V + 5 - A_V)} = e^{0.46(V - M_V + 5 - A_V)}$$

y el error en la distancia heliocéntrica es como sigue:

$$\Delta r = r [\Delta V + \Delta M_V + \Delta A_V] 0.46$$

donde  $\Delta V$  es el error en la determinación fotométrica de  $V$ ,  $\Delta M_V$  es el error en la magnitud absoluta de las estrellas (determinada a partir de su emisión en  $\beta$ ) y  $\Delta A_V$  es el error en la determinación de la absorción visual.



Los errores típicos de 0.02 mag en la fotometria UB<sub>V</sub> conducen a un error relativo del 10% en  $\Delta r/r$ . La fuente más importante de error proviene de la determinación de  $M_v$  a través de la ecuación

$$M_v = 2.0 - \exp[-7.331 \beta + 20.861]$$

usada por Reed (1993) en la determinación de la magnitud absoluta y que proviene de la calibración de la emisión  $H\beta$  (Egret 1978), válida para  $2.56 \leq \beta$  ( $-6 \leq M_v$ ).

Para  $\beta = 2.59$  con un valor típico para las estrellas que consideramos,  $\Delta\beta \approx 0.01$  mag, obtenemos que

$$\Delta M_v = [\exp[-7.331\beta + 20.861]] 7.331 \Delta\beta$$

suministrando un error relativo del 20% (Porcel y Battaner, 1995).

Existe un error de método que puede ser tan alto como el anterior para estrellas de luminosidad I. Reed obtiene el índice de color intrínseco  $(U - B)_0$  a partir de su relación con el parámetro libre de enrojecimiento  $Q = (U - B) - 0.72(B - V)$

$$(U - B)_0 = -0.0015 + 1.235Q$$

como se aprecia en la figura 2.2, esta relación lineal se cumple perfectamente para estrellas de luminosidad II o superiores; sin embargo, para un  $Q$  dado y para estrellas de luminosidad I, predice un índice de color  $(U - B)_0$  inferior al real. Esto conduce a una sobreestimación de la absorción visual  $A_v$  y por ende a una estimación de la distancia a la baja, siendo realmente su distancia verdadera superior.

Desafortunadamente no conocemos el tipo de luminosidad para las estrellas de nuestra muestra. Teniendo en cuenta todo lo anterior, se han estimado las barras de error para cada estrella de las gráficas anteriores.

La figura 2.3 muestra la elevación de las estrellas y el alabeo de HI extraído de los datos de Burton (1988). Estos últimos datos han sido modificados para adecuarlos a una distancia galactocéntrica del Sol de  $R_\odot = 8.5$  kpc. Esta figura ilustra como las estrellas OB presentan una distribución claramente alabeada.



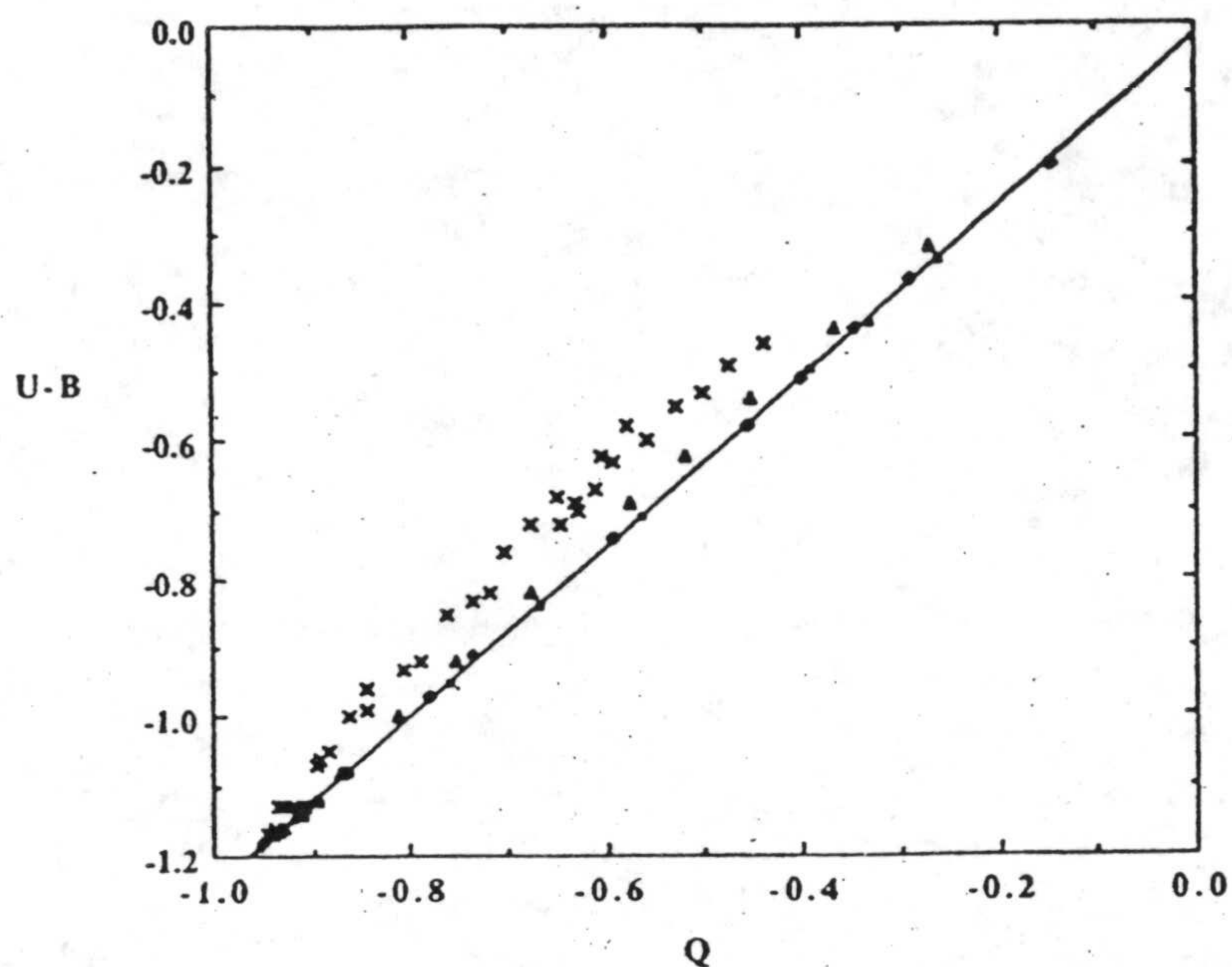


Figura 2.2: Relación entre el color intrínseco  $(U - B)_0$  frente a  $Q$ , para estrellas de luminosidad I (cruces), II (triángulos), III y IV (rombos) y V (cuadrados). Vemos que las estrellas de luminosidad I caen sistemáticamente por encima de la recta que determina la relación lineal entre  $(U - B)_0$  y  $Q$ . (Tomado de Reed, 1993)

Cuantitativamente, los resultados son más difíciles de interpretar. Sería esperable que el comportamiento del alabeo de las estrellas OB fuera semejante al alabeo del gas, pero no que las estrellas jóvenes se separasen más del plano que el gas, como muestra la figura 2.3. Interpretamos este efecto como resultado de la extinción. Las estrellas con baja latitud galáctica son más difíciles de observar, o incluso no se observan, y por consiguiente no están presentes en el catálogo de Reed (1993) del que partimos.

Vamos a realizar una estimación de la dependencia de la absorción con la latitud galáctica  $b$ , a partir de un modelo de distribución de polvo en la galaxia.

Asumimos que la relación polvo/gas es constante pudiendo estar el gas tanto en su forma atómica como molecular. Tomamos  $A_v = 3E(B - V)$ , con  $E(B - V) = N(\text{HI} + \text{H}_2)/58 \times 10^{20}$  (Bohlin et al., 1987) donde  $N(\text{HI} + \text{H}_2)$  es la columna de hidrógeno en  $\text{cm}^{-2}$ . Para HI consideramos una distribución gaussiana con



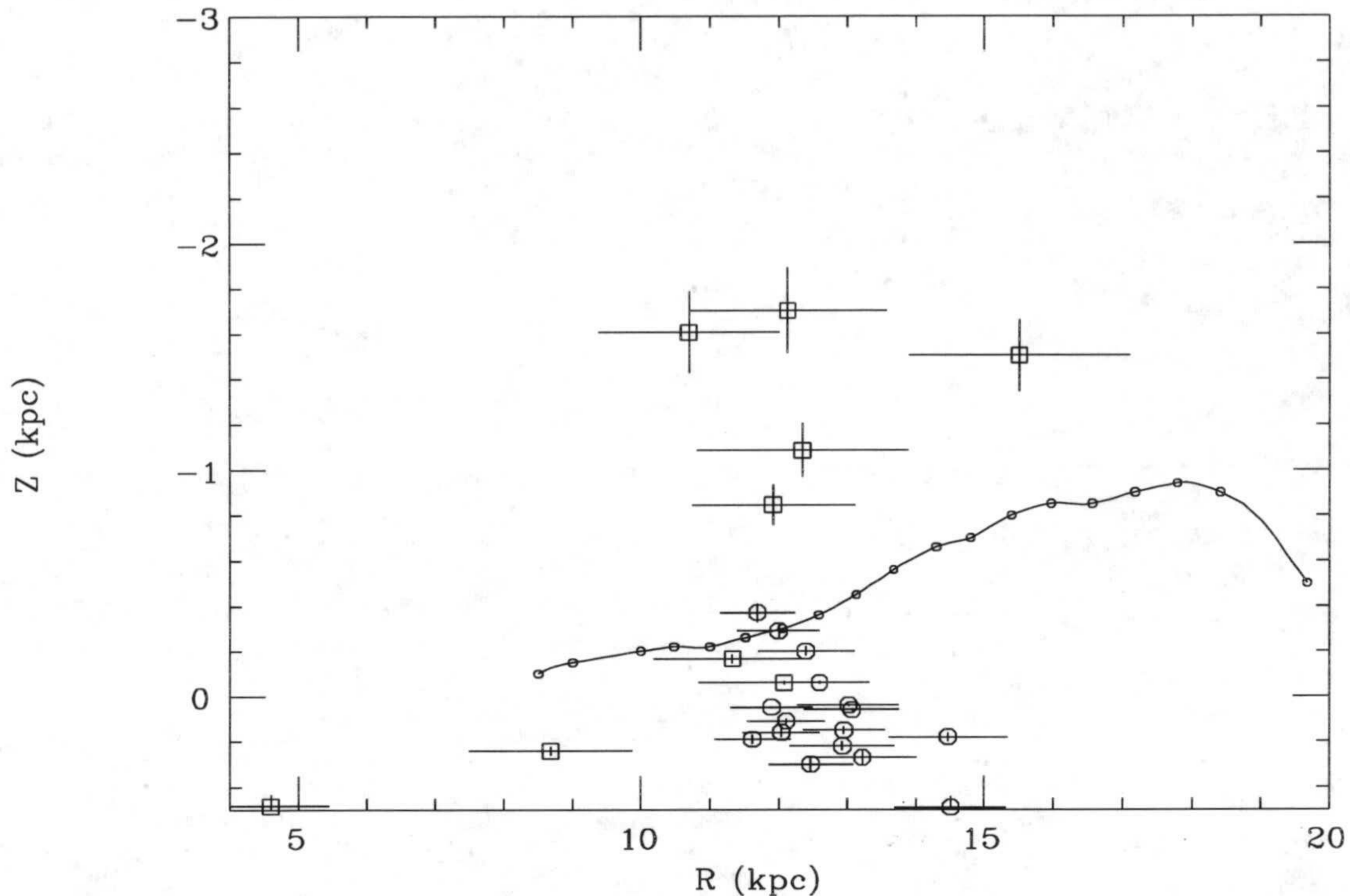


Figura 2.3: Diagrama  $(z,R)$  para las estrellas de la muestra. Para comparar mostramos el alabeo del gas según datos de Burton (1988). Las estrellas de la zona del alabeo se representan como cuadrados y los de la zona no alabeada como círculos.

$z_{1/2}=110$  pc (Dickey y Lockman, 1990) y una densidad superficial radial dada por Burton (1988). Para el  $H_2$  asumimos también una distribución gaussiana perpendicular al plano galáctico con  $z_{1/2}=60$  pc (Combes, 1991; Bronfman et al., 1988), siendo la densidad radial la dada por Bronfman et al. (1988) dentro del radio solar y la de Grabelsky et al. (1987) fuera del radio solar. Junto a estos parámetros del gas consideramos un ensanchamiento del disco (“flaring”) para el HI y el  $H_2$  tomados de Diplas y Savage (1991) y Grabelsky et al. (1987) respectivamente.

En un capítulo posterior ampliaremos las características de estas distribuciones para la estimación de la extinción en infrarrojo. La figura 2.4 muestra las consideraciones anteriores. Representa el aumento en magnitud  $m_v - M_v$  frente a la distancia heliocéntrica  $r$ , para distintas latitudes. Para las estrellas OB de



nuestra muestra tenemos  $M_v \approx -6$ ; así para una estrella con magnitud aparente  $m \approx 13$  mag (límite del catálogo de "Luminous Stars in the Southern Milky Way") no puede observarse más allá de 8 kpc si se encuentra a latitud  $|b| \leq 2^\circ$ . Claramente este efecto produce un sesgo en latitud. No podemos estimar cuantitativamente el valor del alabeo, para estrellas OB en el Hemisferio Sur, aunque parece tener un valor comparable al alabeo del gas. Observamos también que las estrellas de la llamada zona de control, no se encuentran alabeadas, lo que asegura la interpretación de la desviación de las estrellas OB como debida al alabeo en el acimut de alabeo y confirma que no existe un giro de la línea de nodos, como ya sabemos gracias a observaciones en otras longitudes de onda.

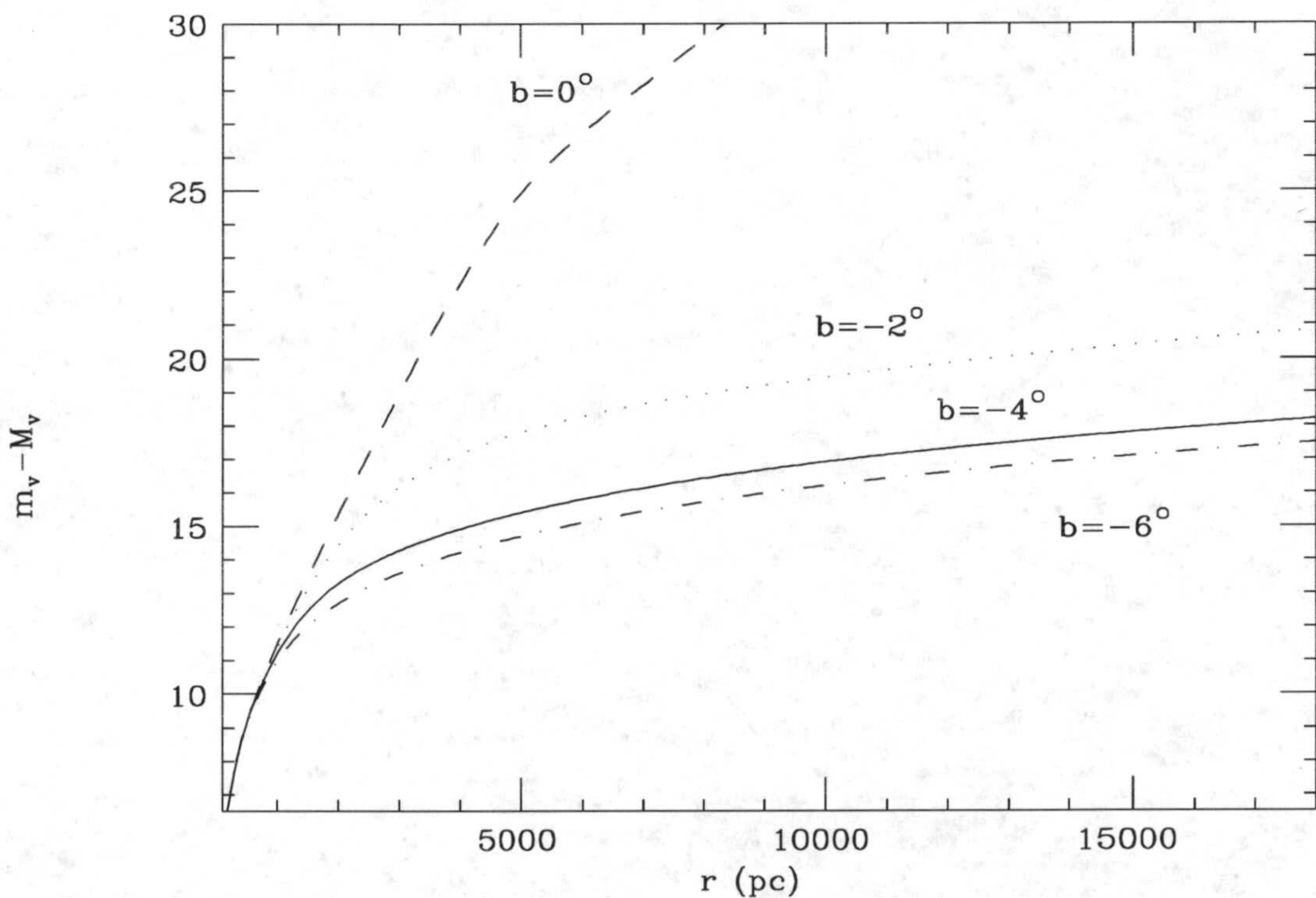


Figura 2.4: Incremento en magnitudes visuales en función de la distancia heliocéntrica y la latitud galáctica.



## Capítulo 3

# Alabeo del gas y modelo geométrico

El desarrollo de un modelo de emisión en infrarrojo, incorporando el alabeo estelar, requiere una descripción y parametrización del alabeo a partir de los datos conocidos. En este capítulo se analizan los datos existentes sobre el HI en 21 cm, referentes a la desviación sobre el plano medio galáctico, necesarios en la parametrización del mismo. Esto nos permite encontrar una función analítica que nos describe la superficie alabeada del disco estelar externo.

### 3.1 Parametrización del alabeo

Los datos observacionales los hemos tomado de Burton (1988) y Diplas y Savage (1991). La grafica 3.1 muestra la amplitud del alabeo en la dirección de máxima separación del plano galáctico medio, en función del radio galáctocéntrico  $R$ . Se aprecia la diferencia entre el alabeo del Hemisferio Norte y el Hemisferio Sur: hasta 16 kpc el comportamiento es análogo, a partir de 16 kpc el alabeo sur vuelve al plano mientras en el norte sigue aumentando hasta llegar al valor de 4 kpc sobre el plano a 25 kpc del centro galáctico.

El mapa de Henderson, Jackson y Kerr (1982) mostrado en la figura 3.2 es muy útil para tener una visión global del alabeo en nuestra galaxia. Se representan las líneas de contorno de igual altura  $z$ , con respecto al plano medio definido por el disco interno, del centroide de la distribución de HI en el disco externo. Se define el centroide como  $z_c(R, \theta) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \rho(R, \theta, z) z dz}{\sigma(R, \theta)}$  siendo  $\rho(R, \theta, z)$  la densidad



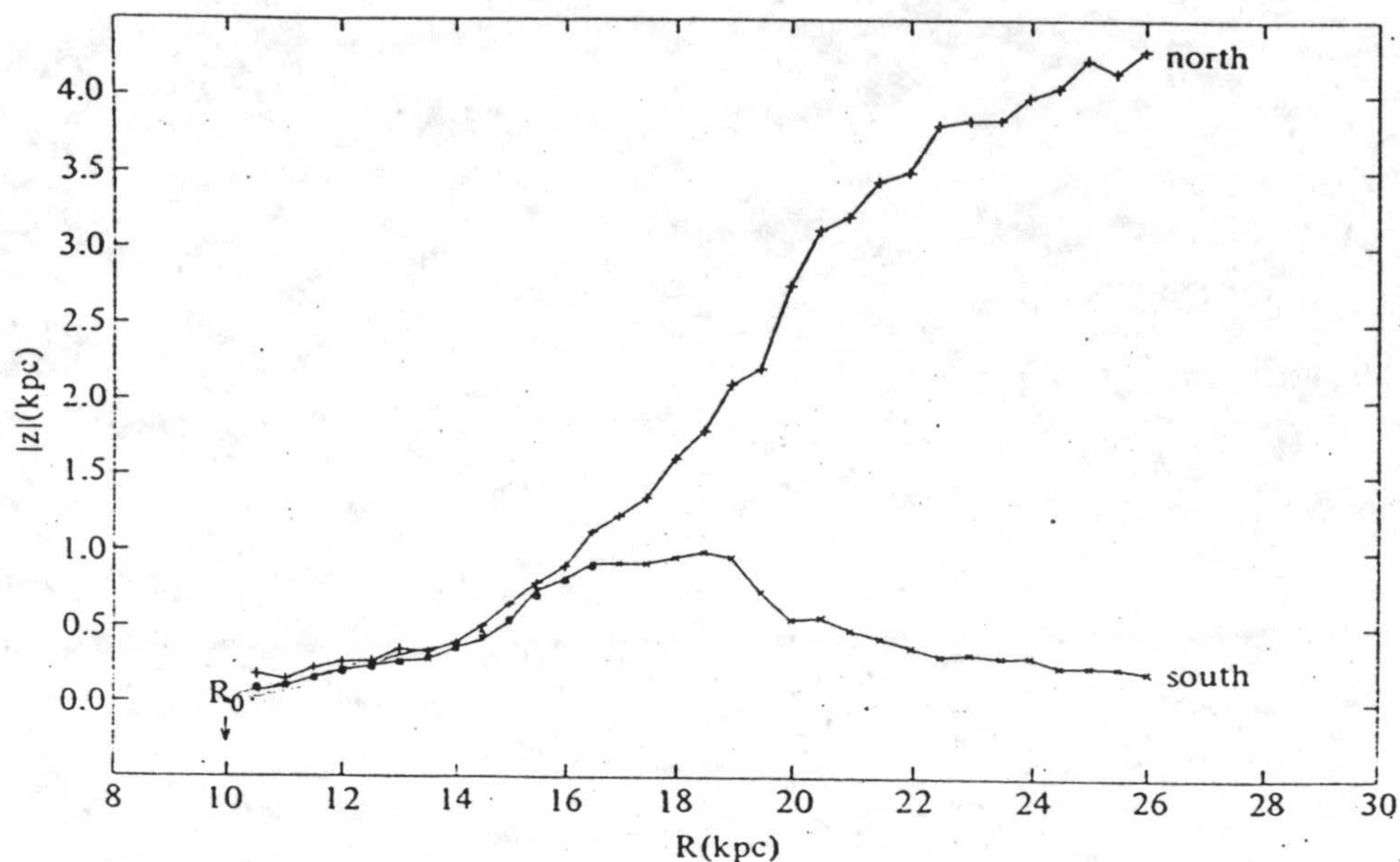


Figura 3.1: Dependencia de amplitud del alabeo con la distancia galactocéntrica  $R$ , para el Hemisferio Norte y Sur. Hasta 16 Kpc el comportamiento es similar; más allá de ese radio el alabeo se incrementa fuertemente en el Hemisferio Norte, mientras en el Sur decrece. ( $R_{\odot} = 10 \text{ kpc}$ ). Datos tomados de Burton (1988).

en el elemento de volumen definido por la distancia galactocéntrica  $R$ , el ángulo azimutal galactocéntrico  $\theta$ , y la altura sobre el plano de simetría del disco interno,  $z$ ;  $\sigma(R, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(R, \theta, z) dz$  es la densidad superficial de HI proyectada sobre el plano galáctico.

Junto a las isolíneas de igual  $z_c$  se representan circunferencias centradas en el Sol con radios  $R_{\odot}$ ,  $1.5R_{\odot}$  y  $2R_{\odot}$ . Los valores de este cartografiado son significativamente bajos, especialmente en la zona de máximo alabeo al encontrarse limitado a latitudes con  $|b| < 10^{\circ}$ , según afirman Diplás y Savage (1991).

Como podemos observar en la gráfica, la zona de máximo alabeo se encuentra, en el Hemisferio Norte, entre los azimuts galactocéntricos  $\theta = 60^{\circ}$  y  $110^{\circ}$ . Estas direcciones vienen dadas, desde una perspectiva solar, por las longitudes  $40^{\circ}$  y  $60^{\circ}$ . Esta zona tiene el inconveniente de que el alabeo se encuentra más distante. Para longitudes algo mayores ( $60^{\circ}$ - $90^{\circ}$ ) su observación resulta más fácil gracias a su proximidad, aunque la altura sobre el plano sea sensiblemente menor como muestran las isolíneas. También es importante observar la dirección de la línea



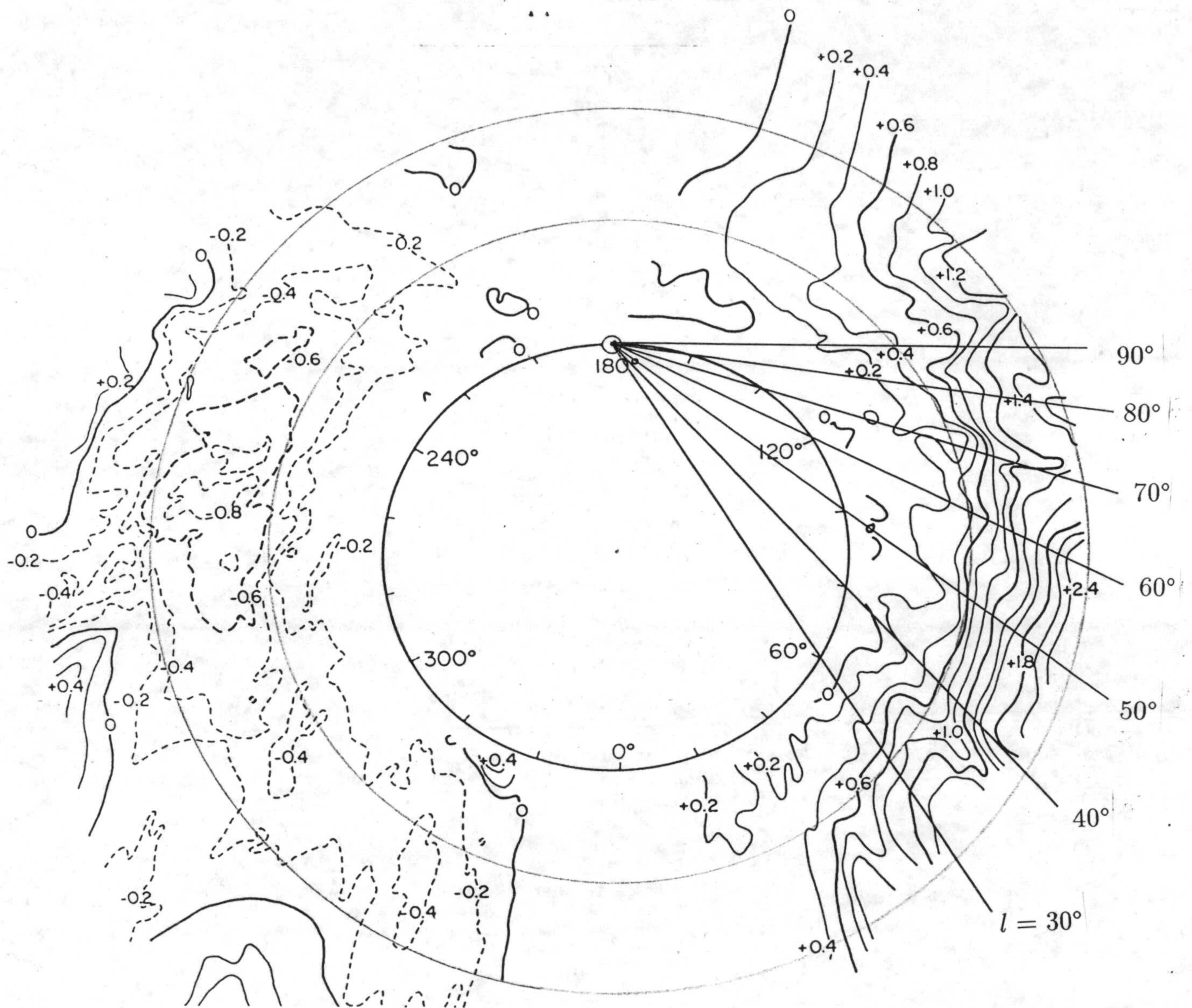


Figura 3.2: Mapa de Henderson et al.(1982) donde se representa , la distribución del centroide de hidrógeno neutro para el disco externo , con su elevación respecto al plano galáctico definido por el disco interno. Los valores de las curvas de nivel vienen dadas en kpc. En la misma gráfica se representan circunferencias centradas en el sol de radio  $R_{\odot}$ ,  $1.5R_{\odot}$  y  $2R_{\odot}$ , junto a distintas direcciones dadas por diferentes longitudes.



de nodos o zona donde el gas vuelve al plano galáctico con  $z=0$ , según el modelo geométrico de anillos inclinados.

Para obtener un ajuste del alabeo, vamos a considerar los datos de los autores anteriores. Hemos realizado la correspondiente recalibración al nuevo radio solar  $R_{\odot} = 8.5 \text{ kpc}$ . La figura 3.3 muestra los datos de Burton (1988) y los correspondientes de Diplas y Savage (1991) escalados al nuevo radio solar, junto con el ajuste de una parábola por mínimos cuadrados que pasa por el sol, cuya expresión es  $z = 3.8 \times 10^{-2} (R - R_{\odot})^2$ ,  $z$  y  $R$  vienen expresados en kpc. La parábola no se ajusta bien en la proximidad solar y en esa zona hemos considerado una dependencia lineal tal y como obtuvieron Baker y Burton (1975) de forma que el resultado final sea la función continua:

$$z_0 = \begin{cases} 0 & R < 8.5 \\ 0.12 (R - R_{\odot}) & 8.5 < R < 12 \\ 0.038 (R - R_{\odot})^2 & 12 < R \end{cases} \quad (3.1)$$

donde  $R$  y  $z_0$  vienen dados en kpc.

Spicker y Feitzinger (1986) realizaron un modelo numérico del alabeo. Tomaron los datos de los cartografiados de Berkeley (Weaver y Wilians, 1974) y Maryland-Green Bank (Westerhout y Wendlandt, 1982). Ajustan un polinomio de grado 6 como máximo, para 21 direcciones diferentes equiespaciadas y comprendidas entre  $\theta = 20^\circ$  y  $220^\circ$ . Obtienen, en la mayor parte de los casos, un ajuste con un polinomio de segundo grado.

## 3.2 Transformación de coordenadas

En el desarrollo de este trabajo utilizamos indistintamente las coordenadas heliocéntricas y las coordenadas galactocéntricas, necesitamos una transformación entre las mismas.

Sean las coordenadas esféricas heliocéntricas  $(r, l, b)$  siendo  $r$  la distancia al sol,  $l$  la longitud galáctica y  $b$  la latitud galáctica; las coordenadas cilíndricas galactocéntricas  $(R, \theta, z)$  siendo  $R$  la distancia al centro galáctico sobre el plano galáctico medio,  $\theta$  el acimut galáctocéntrico contado a partir de la dirección  $l = 0^\circ$



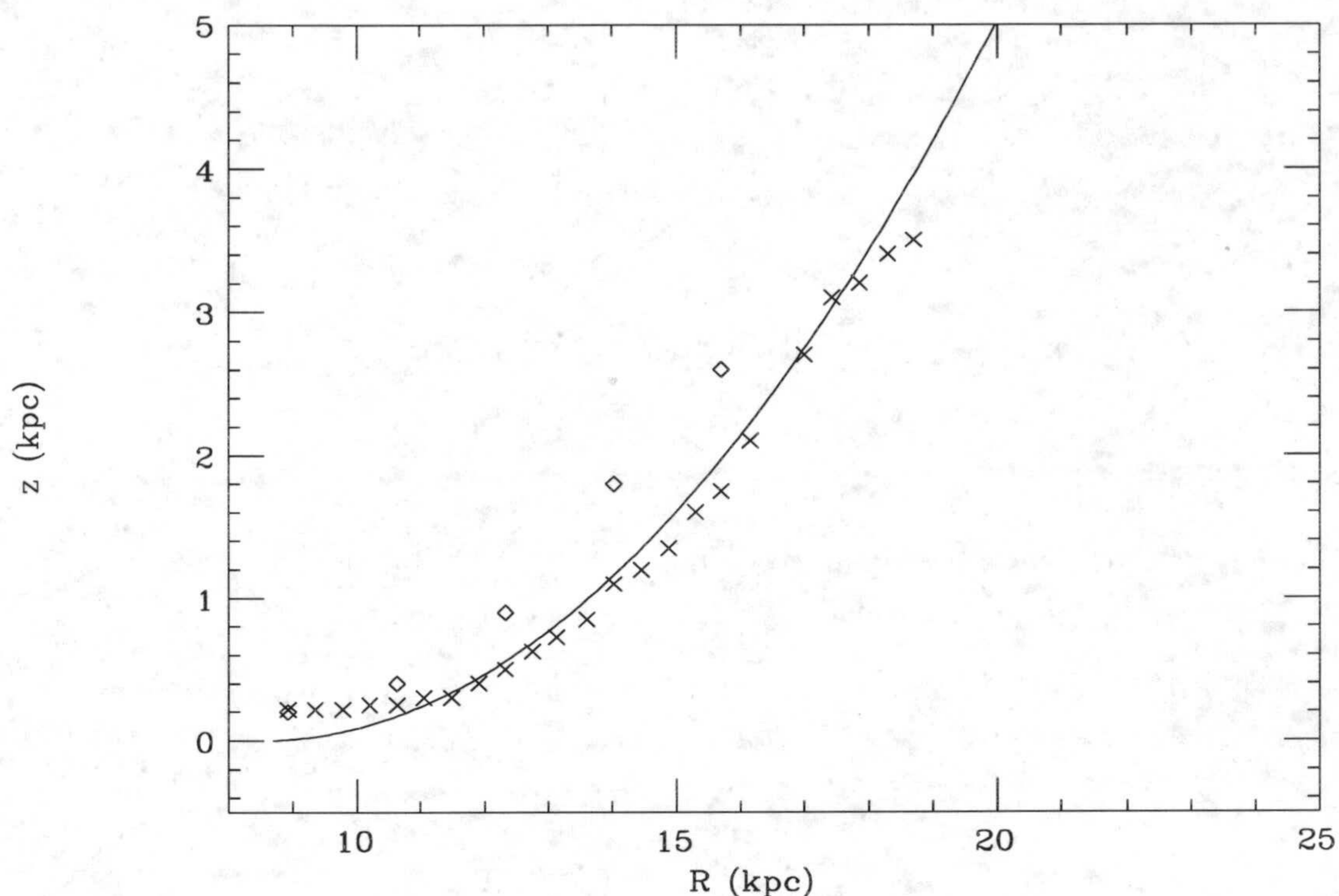


Figura 3.3: Ajuste de la parábola por mínimos cuadrados a los datos de Burton (1988) y Diplas y Savage(1991). Los datos se han escalado a las nuevas constantes galactocéntricas .

sobre el plano  $b = 0^\circ$  y con el mismo criterio de giro que  $l$ ; y  $z$  la altura sobre el plano  $b = 0^\circ$ .

La figura 3.4 muestra un elemento de volumen situado en la dirección  $(l,b)$  y a distancia  $r$  del sol junto a sus coordenadas galactocéntricas.

Las relaciones que nos permiten la transformación de coordenadas son:

$$R = \left[ (R_\odot - r \cos b \cos l)^2 + (r \cos b \sin l)^2 \right]^{1/2} = \left( R_\odot^2 + r^2 \cos^2 b - 2r R_\odot \cos b \cos l \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

$$\theta = \arctan \frac{r \cos b \sin l}{r \cos b \cos l - R_\odot}$$



$$z = r \sin b$$

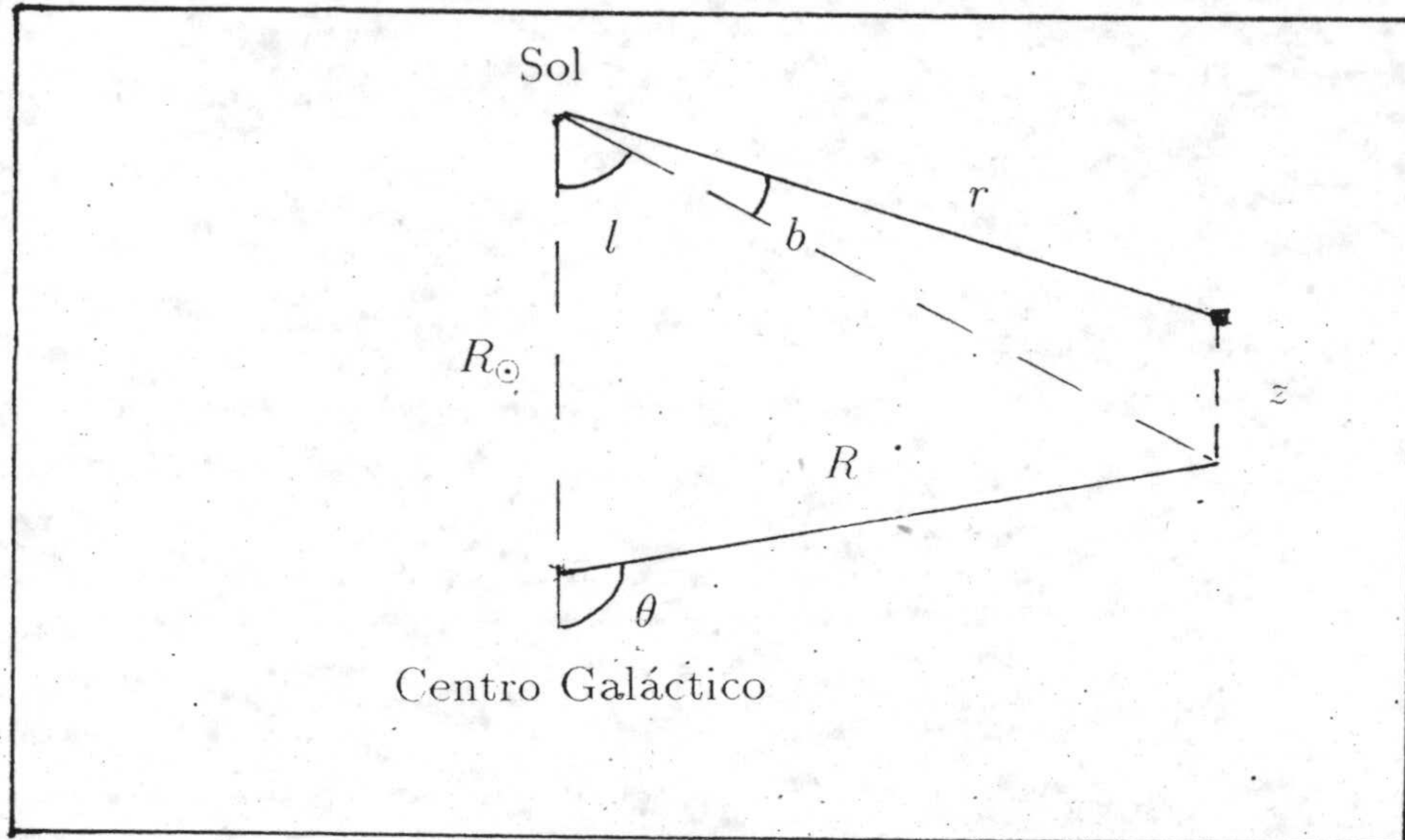


Figura 3.4: Relación entre las coordenadas heliocéntricas  $(r, l, b)$  y las coordenadas galactocéntricas  $(R, \theta, z)$ .

### 3.3 Modelo de anillos del alabeo

La ecuación del plano alabeado, es decir la dependencia de  $z$  con  $\theta$ , el acimut galactocéntrico, lo vamos a realizar a través del modelo geométrico de anillos

Supongamos trayectorias circulares para las partículas del gas. Estas órbitas circulares se encuentran levantadas sobre el plano galáctico medio en una dirección  $\theta_{max}$  un determinado ángulo (ángulo de alabeo), si la línea de nodos es recta,  $\theta_{max}$  será el mismo para todas las órbitas.

Nos fijamos en un determinado círculo de radio  $R_i$ , que forma un determinado ángulo  $\Psi_i$  con el plano galáctico (figura 3.5). Consideremos un punto  $P$  en el círculo y sea  $P'$  su proyección sobre el plano de máximo alabeo (perpendicular al



plano galáctico y que contiene la dirección de máximo alabeo). El punto P y P' poseen igual altura sobre el plano,  $z_w$ .

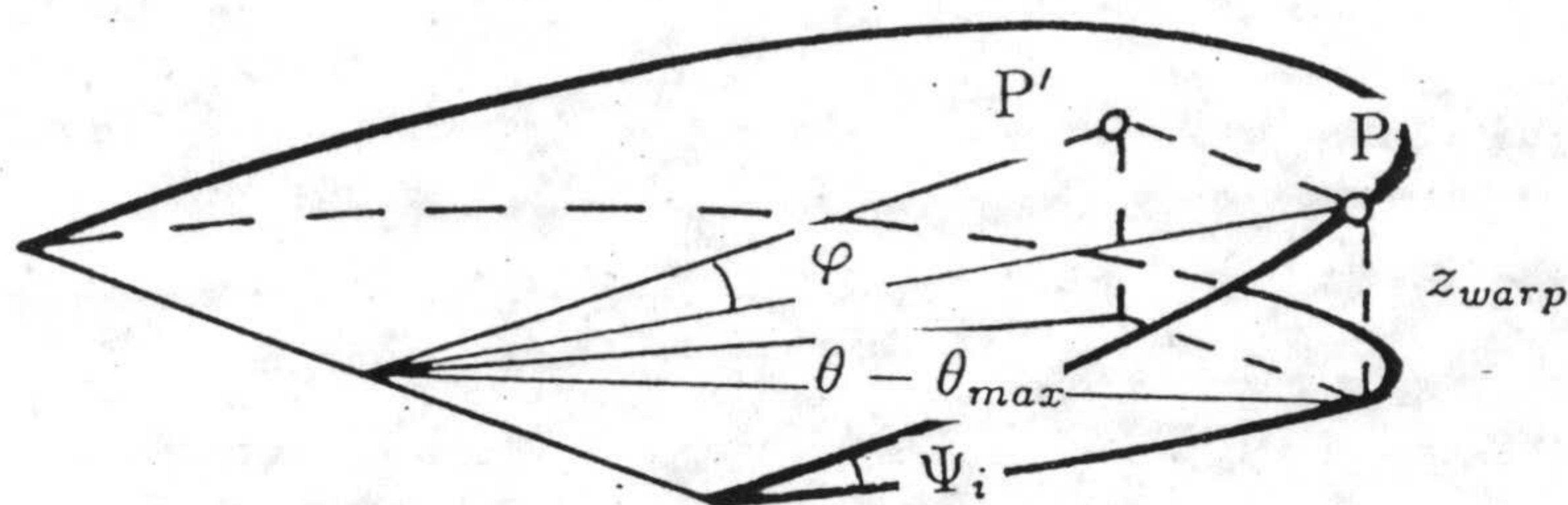


Figura 3.5: Anillo de radio  $R_i$  levantado un ángulo  $\Psi_i$  sobre el plano medio galáctico.

El punto P viene determinado por su acimut  $\varphi$  dentro del círculo de la órbita inclinada (contado a partir del plano de máximo alabeo) e igualmente por sus coordenadas galactocéntricas  $(R, \theta, z_w)$ .

De la figura 3.5 se tiene la siguiente relación:

$$\frac{R_i \cos \varphi}{R_i} = \frac{z_w}{z_o}$$

donde  $z_o$  es la altura máxima de la órbita o alabeo máximo. Por tanto:

$$z_w = R_i \sin \Psi_i \cos \varphi \quad (3.3)$$

Puesto que el ángulo  $\Psi_i$  es pequeño, el acimut sobre el círculo del punto P, puede igualarse al acimut galactocéntrico (sobre el plano galáctico) contado igualmente desde la dirección de máximo alabeo, es decir,  $\varphi \approx (\theta - \theta_{max})$ . La ecuación 3.3 queda

$$z_w = R_i \sin \Psi_i \cos (\theta - \theta_{max}) \quad (3.4)$$



Ahora bien, el punto P y P' tienen igual z luego  $R_i^2 = R^2 + z_w^2$  que junto a 3.4 nos da

$$z_w = \frac{R \sin \Psi \cos(\theta - \theta_{max})}{\sqrt{1 - \sin^2 \Psi \cos^2(\theta - \theta_{max})}} \quad (3.5)$$

Puesto que en la dirección de máximo alabeo tenemos ajustada una recta o una parábola

$$\tan \Psi \simeq \frac{z_c}{R} = \frac{a (R - R_o)^n}{R}$$

$n = 1$  si  $R < 12$  kpc y  $n = 2$  si  $R > 12$  kpc y como

$$\sin \Psi_i = \frac{\tan \Psi_i}{\sqrt{1 + \tan^2 \Psi_i}} = \frac{a (R - R_o)^n}{\sqrt{R^2 + a^2 (R - R_o)^{2n}}}$$

que introducido en 3.5 nos da:

$$z_w = \frac{a (R - R_o)^n R \cos(\theta - \theta_{max})}{\sqrt{R^2 + a^2 (R - R_o)^{2n} \sin^2(\theta - \theta_{max})}}$$

Si  $a^2 \ll 1$  entonces  $R^2 \gg a^2 (R - R_o)^{2n}$  y una buena aproximación será:

$$z_w = a (R - R_o)^n \cos(\theta - \theta_{max}) \quad (3.6)$$

Esta ecuación nos determina la nueva posición donde se localiza la densidad, tanto estelar como del HI.

Los datos observacionales corroboran esta dependencia: la gráfica 3.6 muestra la variación de la densidad volúmica de HI promediada en un cilindro de espesor 500 pc y centrado a  $R = 14$  kpc (Burton 1988) en función de la coordenada acimutal  $\theta$ , se aprecia que la variación acimutal del alabeo es aproximadamente sinusoidal. La simetría acimutal del disco se rompe, el disco galáctico se desvía del plano medio  $z=0$  (disco interno) según una estructura alabeada dada por la ecuación 3.6.

Otro parámetro importante es la dirección de máximo alabeo  $\theta_{max}$ . La figura 3.7 (Burton 1988) muestra para un R dado el acimut galactocéntrico al cual se consigue la máxima altura z positiva del plano (Hemisferio Norte),



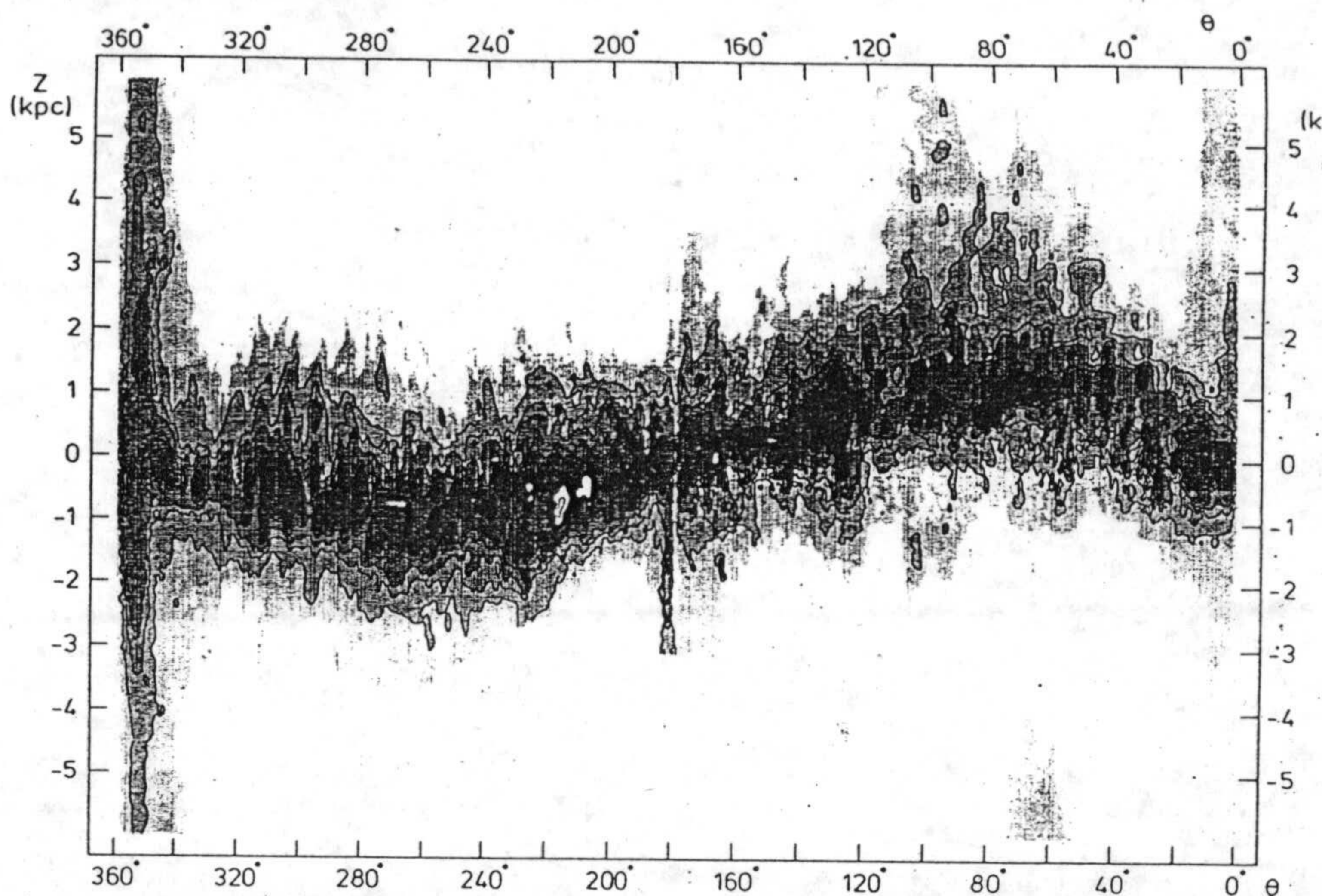


Figura 3.6: Esta figura ilustra la variación de la densidad de HI, promediada en un cilindro de espesor 0.5 kpc y centrado a  $R=14$  kpc, en función de la coordenada acimutal  $\theta$ . Se aprecia que la variación acimutal del alabeo es sinusoidal. Las divisiones de la escala de grises representan valores de 0.001, 0.004, 0.01, 0.02, 0.03, 0.05, 0.07, 0.16, 0.30, 0.45 y 0.60  $\text{atomos cm}^{-3}$  (Burton, 1988).

representado por el símbolo +; su máxima separación negativa (Hemisferio Sur, símbolo  $\times$ ) y las posiciones donde el gas atraviesa el plano galáctico (símbolos  $\uparrow$  y  $\downarrow$ ). Estas últimas posiciones, separadas  $180^\circ$ , nos determinan la dirección de la línea de nodos. Se aprecia cómo el acimut de la línea de nodos se mantiene constante a partir de 15 kpc. Para radios inferiores a 15 kpc la dirección de máximo alabeo se determina con mayor dificultad, debido a la menor separación del gas alabeado.

Diplas et al. (1991) obtienen en su análisis de las observaciones del HI que  $\theta_{max}$  se encuentra entre  $90^\circ$  y  $110^\circ$ . Un problema de todos estos datos es que los autores no indican el error con que vienen afectados. Puesto que la tendencia es que la línea de nodos sea recta, en el modelo vamos a considerar que  $\theta_{max} = \text{cte}$ .



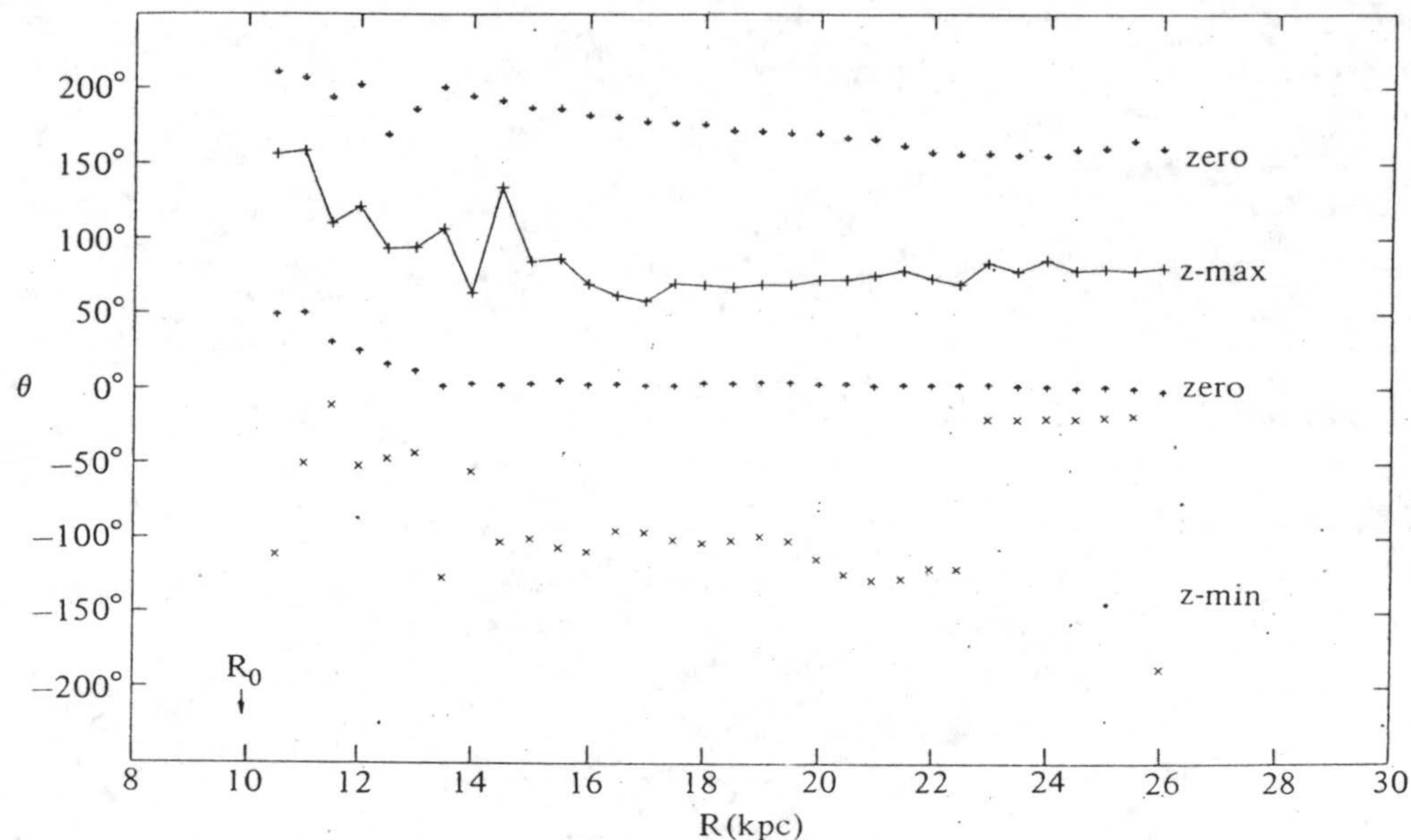


Figura 3.7: La figura (Burton 1988) muestra para un  $R$  dado el acimut galactocéntrico al cual se consigue la máxima separación del plano (Hemisferio Norte), representado por el símbolo +; su máxima separación negativa (Hemisferio Sur, símbolo  $\times$ ) y las posiciones donde el gas atraviesa el plano galáctico (símbolos  $\uparrow$  y  $\downarrow$ ). Estas últimas posiciones, separadas  $180^\circ$ , nos determinan la dirección de la línea de nodos. Se aprecia como el acimut de la línea de nodos varía poco con  $R$  a partir de 16 kpc.

### 3.4 Observaciones del alabeo desde una perspectiva solar

Vamos a realizar algunos cálculos para ver cómo afecta la modificación de  $\theta_{max}$  a la observación del alabeo desde una perspectiva solar. Consideremos un anillo de radio  $R$  tal y como se representa en la figura 3.5. Un punto  $P$  del mismo presentará una determinada altura sobre el plano dada por la ecuación 3.6; altura que para un observador solar tendrá una dirección  $(l,b)$ .

Si representamos las coordenadas galácticas  $(l,b)$  que presentan los puntos del anillo, obtenemos la gráfica 3.8, donde se han representado distintos anillos de radios  $R_i = 14, 16, 18$  y  $20$  kpc para diferentes  $\theta_{max}$ .

Podemos apreciar algunas diferencias importantes al variar el origen del sis-



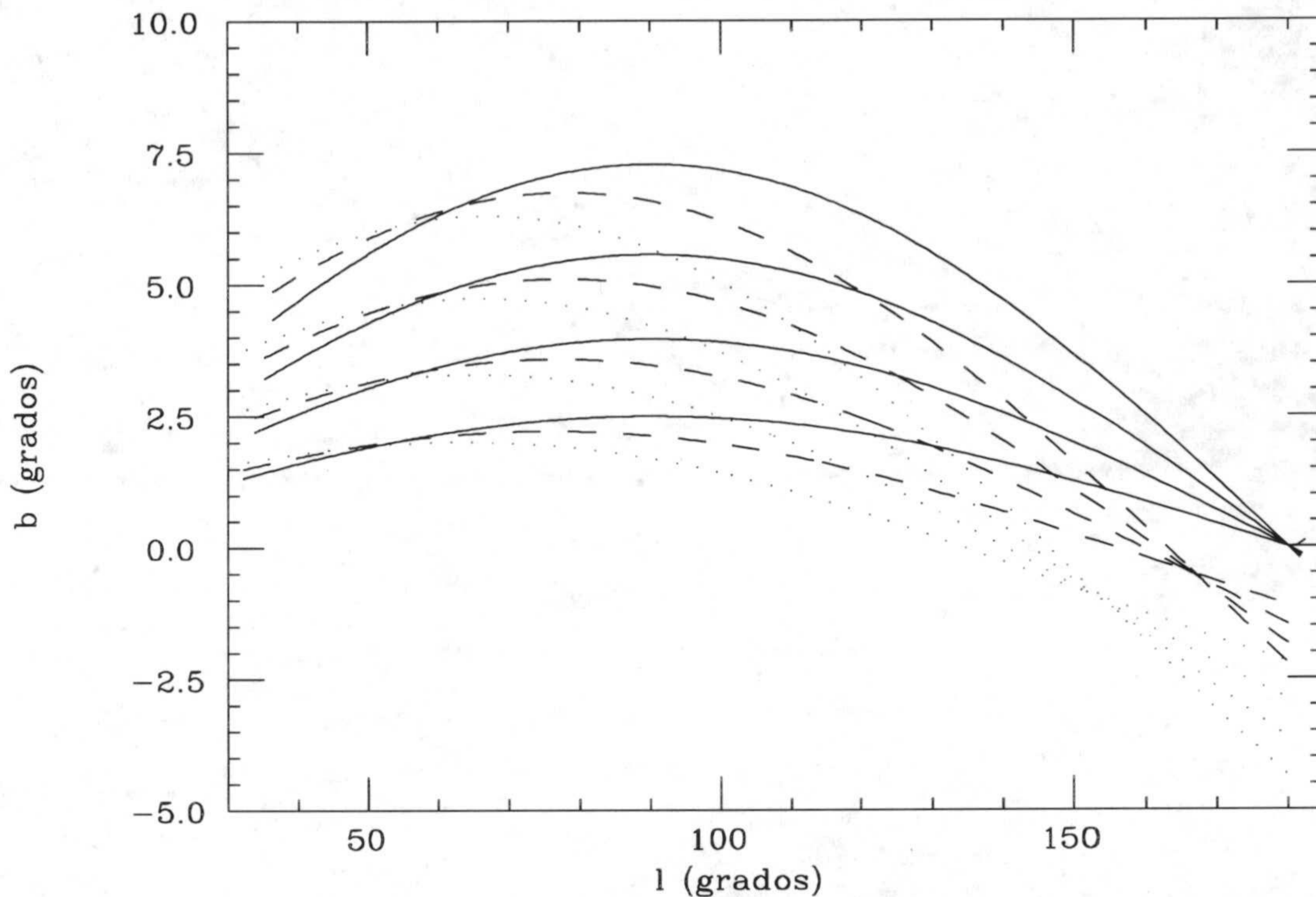


Figura 3.8: Direcciones heliocéntricas  $(l, b)$  que presentan los puntos de los anillos alabeados de radios  $R_i = 14, 16, 18, 20 \text{ kpc}$ , para distintas direcciones de máximo alabeo (al aumentar el radio del anillo, aumenta su elevación). En línea continua para  $\theta_{max} = 90^\circ$ , en discontinua para  $\theta_{max} = 80^\circ$  y en puntos para  $\theta_{max} = 70^\circ$ .

tema de referencia. Desde el Centro Galáctico todos los anillos cortan al plano galáctico en la línea de nodos, definida por una recta de acimut  $\theta = \theta_{max} + 90^\circ$ , sin embargo desde el sol cada anillo corta el plano medio a una longitud distinta, aumentando con el radio del anillo. Una situación especial se presenta cuando  $\theta_{max} = 90^\circ$ , pues el sol se encuentra en la línea de nodos y todas las órbitas cortan al plano en  $l = 180^\circ$ .

Para  $\theta_{max} < 90^\circ$  aparece una zona por debajo del plano galáctico donde se cortan todas las órbitas alabeadas, para un observador solar. Esa dirección singular debe representar una región donde la densidad total de la columna de HI adquiera un valor mas alto respecto a la zona circundante. Si  $\theta_{max} > 90^\circ$ , esa zona aparece por encima de  $b = 0^\circ$ .



Si consideramos la latitud en que la columna de HI obtiene su valor máximo en función de la longitud, tendremos la gráfica 4.6, datos obtenidos por Freudenreich et al. (1994), que analiza el cartografiado de Weaver y Willians (1973). Vemos en esa gráfica que el máximo en latitud entorno a  $180^\circ$  se alcanza debajo del plano  $b = 0^\circ$ . Esto nos indica que  $\theta_{max}$  no puede estar comprendido entre  $90^\circ$  y  $110^\circ$  como afirma Diplas et al. (1991).

Por último queremos indicar que desde una perspectiva solar, la latitud máxima (es decir, el ángulo de elevación máximo sobre el plano) se obtiene en una longitud paralela a la dirección de máximo alabeo, como se observa en la figura anterior. En la figura 3.9 el punto 1 se encuentra en el anillo de radio 20 kpc y en la dirección de máximo alabeo para un observador situado en el centro de la galaxia. Si consideramos que  $\theta_{max} = 80^\circ$ , ese punto posee  $R=20$  kpc,  $\theta = 80^\circ$ ,  $z=2300$  pc y sus coordenadas heliocéntricas serán  $l = 59^\circ$ ,  $b = 5.7^\circ$ ,  $r=23$  kpc, según la transformación de coordenadas. El punto 2 tendrá  $R= 20$  kpc,  $\theta = 105^\circ$  y  $z=2150$  pc, y  $l = 80^\circ$ ,  $b = 6.5^\circ$ ,  $r=19.5$  kpc; aunque el punto 2 presenta menos altura  $z$  sobre el plano, al estar más cerca, presentará un ángulo de elevación superior para un observador solar.

Tanto el punto 1 como el 2 se encuentran a la misma distancia galactocéntrica luego sus densidades estelares serán iguales, admitiendo una simetría azimutal en el disco. Sin embargo el flujo que proviene de 2, por estar más cerca y ser menor su extinción, es superior al que suministra 1.

Este efecto hay que considerarlo a la hora de elegir las direcciones de observación, como veremos en el capítulo que trata sobre la estrategia de las observaciones.



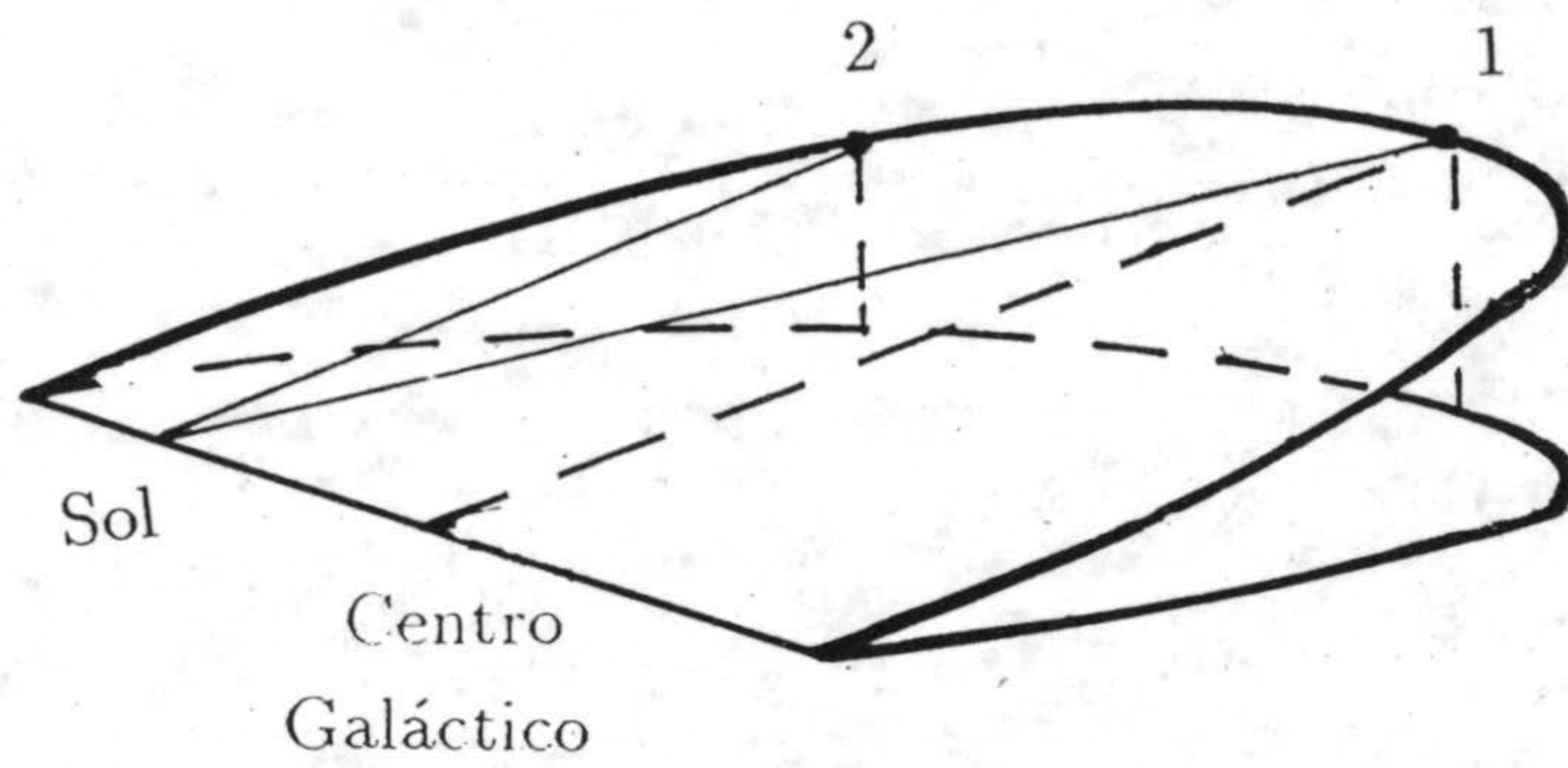


Figura 3.9: La figura muestra un anillo de radio 20 kpc. El punto 1 se encuentra en la dirección de máximo alabeo para un observador situado en el centro de la galaxia. El punto 2 presenta menos altura  $z$  sobre el plano que 1, al estar más cerca del observador solar, presentará para éste un ángulo  $b$  de elevación superior.



## Capítulo 4

# Distribución de hidrógeno en la Vía Láctea. Extinción

En este capítulo estudiaremos los datos observacionales que se conocen sobre la estructura del hidrógeno neutro, tanto en su forma atómica como molecular.

No estamos interesados en el carácter discreto de las nubes que constituyen el medio interestelar, cuya complejidad es bien conocida, tanto en las diversas fases que lo constituyen como en su topología. Buscamos una descripción global basada en las características esenciales de ambas distribuciones en la galaxia con una implicación: la determinación de la extinción en la misma.

El polvo responsable de la extinción se encuentra alabeado de forma análoga al gas, por consiguiente el modelo de extinción que se desarrolle debe tener en cuenta este hecho. Si las estrellas se separan del plano según el modelo de anillos inclinados desarrollado en el capítulo anterior y el polvo interestelar continúa en el plano sin modificar su geometría, podemos provocar un falso gradiente de color. Es pues necesario considerar una distribución de polvo lo más realista posible.

### 4.1 Observaciones en 21 cm del HI

El estudio a grandes distancias de la estructura del hidrógeno atómico se realiza gracias a la transición hiperfina en su estado fundamental que viene caracterizado por dos orientaciones relativas de los spines del electrón y el protón: cuando



los spines son paralelos la energía es ligeramente superior que cuando son anti-paralelos. La separación en energía entre ambos niveles corresponde a la emisión de un fotón de frecuencia natural 1420 MHz o bien una longitud de onda de 21 cm. Puesto que esta longitud de onda es muy superior al tamaño de las partículas que constituyen el medio interestelar ( $\approx 10^{-4}$  cm), esta radiación no sufrirá "scattering" interestelar; además como la probabilidad de transición entre ambos niveles es muy baja, la línea de emisión no se verá afectada por la autoabsorción.

Por tanto la emisión del hidrógeno en 21 cm del material situado muy lejos de nosotros, es perceptible y sirve para determinar características de la galaxia a grandes distancias, como la curva de rotación de la galaxia dentro del radio solar o sus brazos espirales.

Si asumimos que el hidrógeno neutro es ópticamente delgado ( su profundidad óptica es menor a la unidad ), la intensidad de la radiación en una dirección y a una frecuencia determinada es proporcional a la cantidad de átomos de hidrógeno en la columna observada. Más concretamente, de acuerdo con Kulkarni y Heiles (1988), la cantidad de átomos que radian a esa frecuencia es:

$$n_H(l, b, v) = 1.82 \times 10^{18} T_B(l, b, v)$$

Donde  $n_H(l, b, v)$  se define como el número de átomos con velocidad  $v$  en un cilindro de base  $1 \text{ cm}^2$  perpendicular a la línea de visión, expresando  $n_H$  en  $\text{átomos cm}^{-2} (\text{km/s})^{-1}$  y  $T_B$  es la temperatura de brillo.

El cambio en la frecuencia de emisión se debe al efecto Doppler producido por la velocidad radial que poseen las nubes de HI debido a la rotación diferencial. La conversión entre el cambio de frecuencia y la velocidad radial, es inmediata  $\Delta\nu_D = \frac{\nu_0 v}{c}$ , siendo  $\Delta\nu_D$  el cambio de frecuencia,  $v$  la velocidad de los átomos en la dirección de la línea de visión y  $\nu_0$  la frecuencia emitida por un átomo inmóvil.

Por tanto la relación entre el número total de átomos de hidrógeno en una columna de  $1 \text{ cm}^2$  de sección a lo largo de la línea de visión ( densidad proyectada o densidad de la columna integrada ) y la temperatura de brillo observada es como sigue :

$$N_H(l, b) = \int_0^\infty n_H(l, b, v) dv = 1.82 \times 10^{18} \int_0^\infty T_B(l, b, v) dv$$



donde la velocidad se mide en  $\text{Km s}^{-1}$  y la densidad proyectada viene dada en átomos  $\text{cm}^{-2}$

Para una dirección  $(l,b)$  determinada si cada velocidad radial puede asociarse de forma unívoca a una distancia  $r$  del sol, tendremos la siguiente relación entre la densidad volúmica y la densidad de la columna :

$$n = n_H(l, b, v) \left| \left( \frac{dv}{dr} \right) \right| \quad (4.1)$$

La mayor fuente de error de las medidas de densidad provienen de la adopción de un determinado campo de velocidades galáctico a la hora de determinar la conversión entre velocidad radial y distancia. Casi todos los mapas de densidad de HI, asumen que el gas se mueve en órbitas perfectamente circulares alrededor del centro galáctico con velocidades dadas por una curva de rotación conocida, que puede diferir poco de unos autores a otros y que por lo general se considera plana fuera del círculo solar.

Esto puede constituir un error de método importante ya que el movimiento del gas puede no ajustarse perfectamente a órbitas circulares .

De hecho existen desviaciones locales del orden de  $10 \text{ Km s}^{-1}$  respecto a la circularidad en toda la galaxia (Rickard,1968). Estas desviaciones de la velocidad de un elemento de gas respecto a la velocidad circular se traducen en un fuerte error en la coordenada de acimut galactocentrica  $\theta$ , que se asigna a ese elemento de volumen a través de la conversión cinemática de distancias, mientras la distancia galactocéntrica  $R$  se ve poco afectada por desviaciones respecto a la circularidad.

La situación puede mejorar sensiblemente si se intenta ajustar las predicciones de un modelo dinámico, que posee desviaciones respecto a la velocidad circular, a la distribución observada  $T_B(l, v)$  en el plano. Esto lo realiza Burton (1988) asumiendo órbitas circulares junto a movimientos locales debido a ondas de densidad dentro de un modelo de brazos espirales. Obtiene perfiles de temperatura de brillo teóricos ajustables a los experimentales. La figura 4.1 muestra un mapa  $T_B$  teórico y el correspondiente experimental.

Estas modificaciones en el campo de velocidades, el mejor conocimiento de la curva de rotación fuera del radio solar junto a mejores resoluciones experimentales, conducen a un mejor ajuste entre los datos en óptico y en radio; aunque



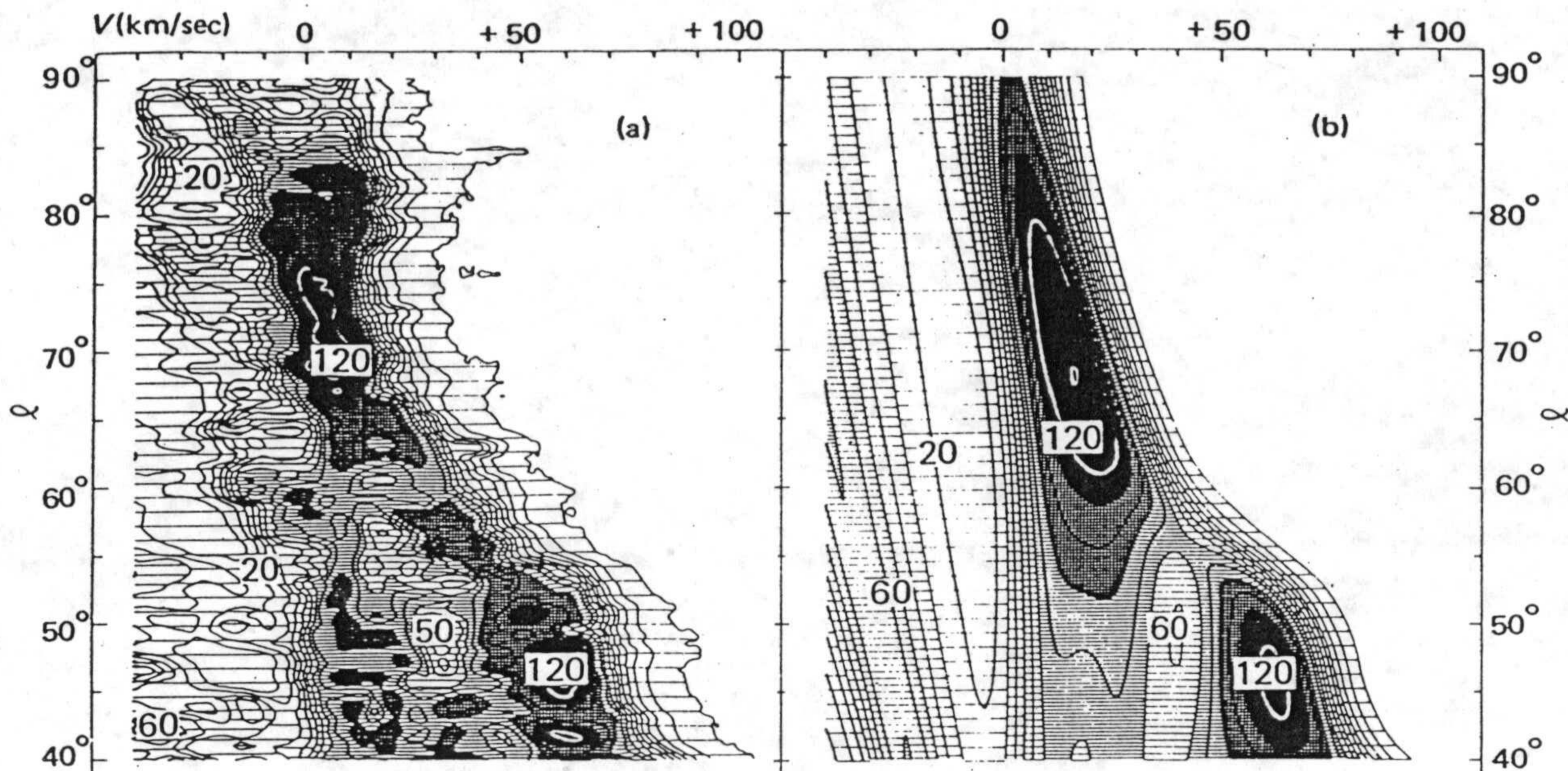


Figura 4.1: La figura (a) muestra los mapas de contorno ( $l, v$ ) de la temperatura de brillo debido a la emisión en 21 cm ( $40^\circ < l < 90^\circ$ ), cerca del plano galáctico. La figura (b) muestra el mapa de contorno de  $T_B$  teórico a partir de un modelo de ondas de densidad y de distribución de hidrógeno que mejor se ajusta a las observaciones.

el problema subyace: los mapas de HI (y los de  $H_2$  como veremos) vendrán siempre mediatizados por la exactitud del campo de velocidades considerado.

## 4.2 Perfil de densidad radial

Es difícil estimar correctamente el acimut galactocéntrico de un elemento de gas, mientras que su radio galactocéntrico  $R$ , posee menos error. Si se integra la densidad del gas en anillos alrededor del centro galáctico, para obtener la distribución de densidad radial, es de esperar que se promedien los errores en acimut.

Esto lo realizó Burton (1988) de donde tomamos el perfil de densidad radial hasta  $R=14$  kpc. Los datos de Burton consideran un  $R_\odot = 10$  kpc y una curva de rotación plana para  $R_\odot < R$  con  $V_\odot = 250 \text{ km s}^{-1}$ . Veamos ahora como se modifican los datos de la densidad con el cambio de las constantes galácticas a los nuevos valores recomendados por la IAU  $R_\odot = 8.5$  kpc y  $V_\odot = 220 \text{ km s}^{-1}$  (Kerr y Linden-Bell, 1986)



La fórmula que nos determina la velocidad radial en una determinada línea de visión en función de la rotación diferencial es (figura 4.2)

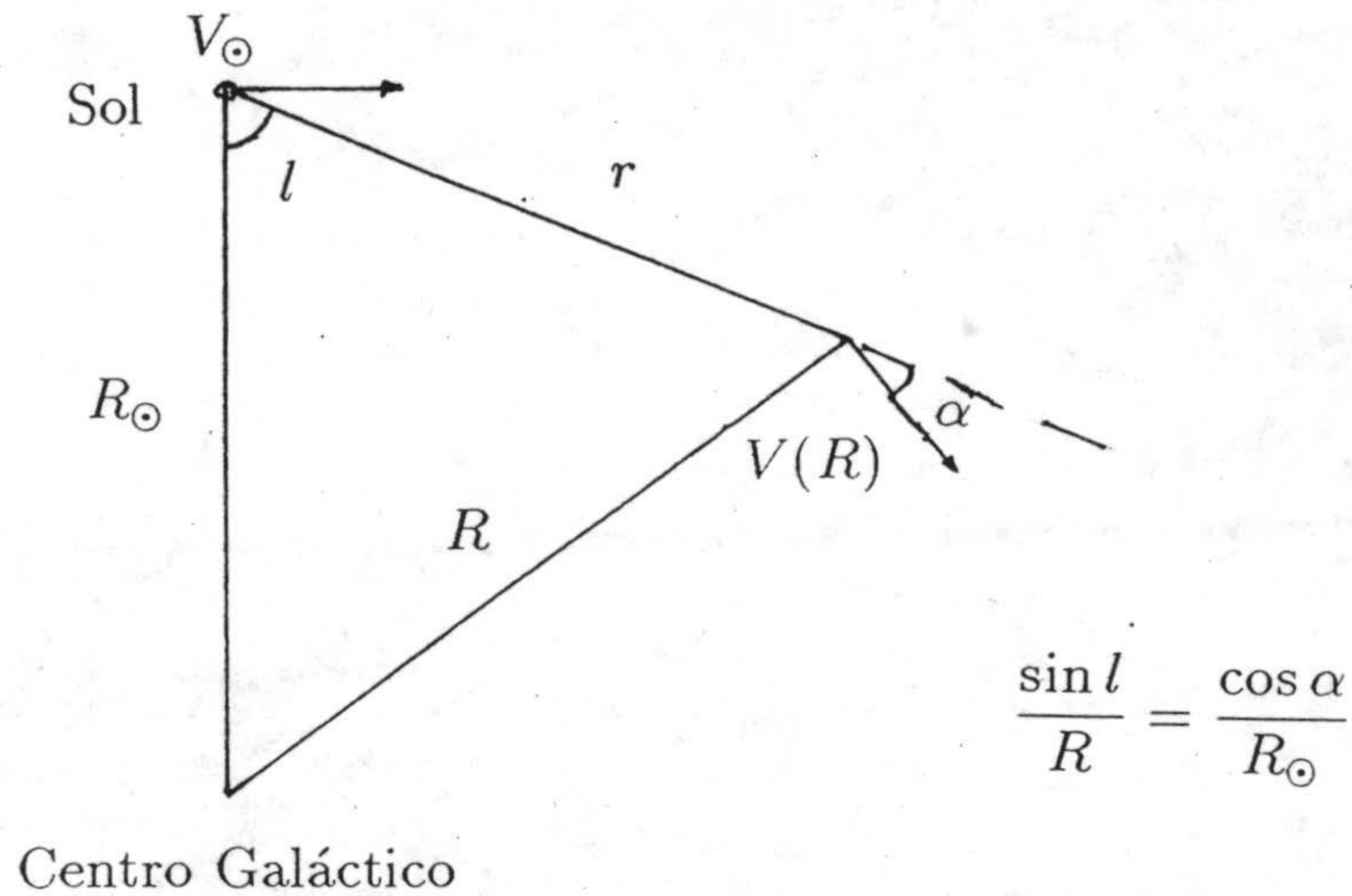


Figura 4.2.- Obtención de la velocidad radial.

$$v = \left[ \frac{V(R)}{R} - \frac{V_{\odot}}{R_{\odot}} \right] R_{\odot} \sin l \cos b \quad (4.2)$$

Si nos restringimos a zonas próximas al plano  $\cos b \simeq 1$  y tomamos una curva de rotación plana  $V(R) = V_{\odot}$  tendremos

$$R(l, v) = V_{\odot} \left[ \frac{v}{R_{\odot} \sin l} + \frac{1}{R_{\odot}} \right]^{-1} \quad (4.3)$$

Por otro lado la emisión a una  $v$  de la  $T_B(l, v)$  se atribuye al elemento de volumen situado a la distancia  $R$  dada por la fórmula 4.3. Si modificamos las constantes galácticas, tendremos:

$$R_{\odot} V_{\odot} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R_{\odot}} \right) = R'_{\odot} V'_{\odot} \left( \frac{1}{R'} - \frac{1}{R'_{\odot}} \right)$$

luego

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R'_{\odot}} + \frac{R_{\odot} V_{\odot}}{R'_{\odot} V'_{\odot}} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R_{\odot}} \right) \quad (4.4)$$



que nos permite obtener el nuevo radio galactocéntrico, siendo  $R'_\odot$  y  $V'_\odot$  las nuevas constantes galácticas.

La transformación de la densidad es como sigue, según la fórmula 4.1 que nos relaciona  $n$  con  $n_H(l, b, v)$  y tomando zonas próximas al plano junto con una curva de rotación plana tenemos:

$$\frac{dv}{dr} = \frac{dv}{dR} \frac{dR}{dr}$$

derivando en 4.2

$$\frac{dv}{dR} = R_\odot \sin l V_\odot \left( \frac{-1}{R^2} \right)$$

y derivando en la ecuación 3.2

$$\frac{dR}{dr} = \frac{r - R_\odot \cos l}{R}$$

ahora bien

$$R^2 - R_\odot^2 \sin^2 l = R_\odot^2 \cos^2 l + r^2 - 2rR_\odot \cos l$$

o bien

$$\left( R^2 - R_\odot^2 \sin^2 l \right)^{1/2} = (r - R_\odot \cos l)$$

el resultado final es

$$n = n_H(l, v) |\sin l| \frac{R_\odot V_\odot}{R^3} \left( R^2 - R_\odot^2 \sin^2 l \right)^{1/2}$$

$n_H(l, v)$  es la magnitud experimental e invariante en la transformación luego:

$$\frac{n'}{n} = \frac{R'_\odot V'_\odot}{R_\odot V_\odot} \left( \frac{R}{R'} \right)^3 \left( \frac{R'^2 - R_\odot'^2 \sin^2 l}{R^2 - R_\odot^2 \sin^2 l} \right)^{1/2} \quad (4.5)$$

que nos permite transformar las densidades conociendo previamente la relación entre  $R$  y  $R'$ .

Los datos de Burton, de donde extraemos la densidad llegan hasta 14 kpc. Para distancias superiores consideramos que la densidad tiene un perfil exponencial con una longitud de escala de 2.5 kpc, según datos de Wouterloot et al. (1990). Estos autores analizaron fuera del radio solar, con  $R_\odot = 8.5 \text{ kpc}$ , los cartografiados en HI de Weaver y Willians (1973) y Kerr (1986). (Figura 4.3)



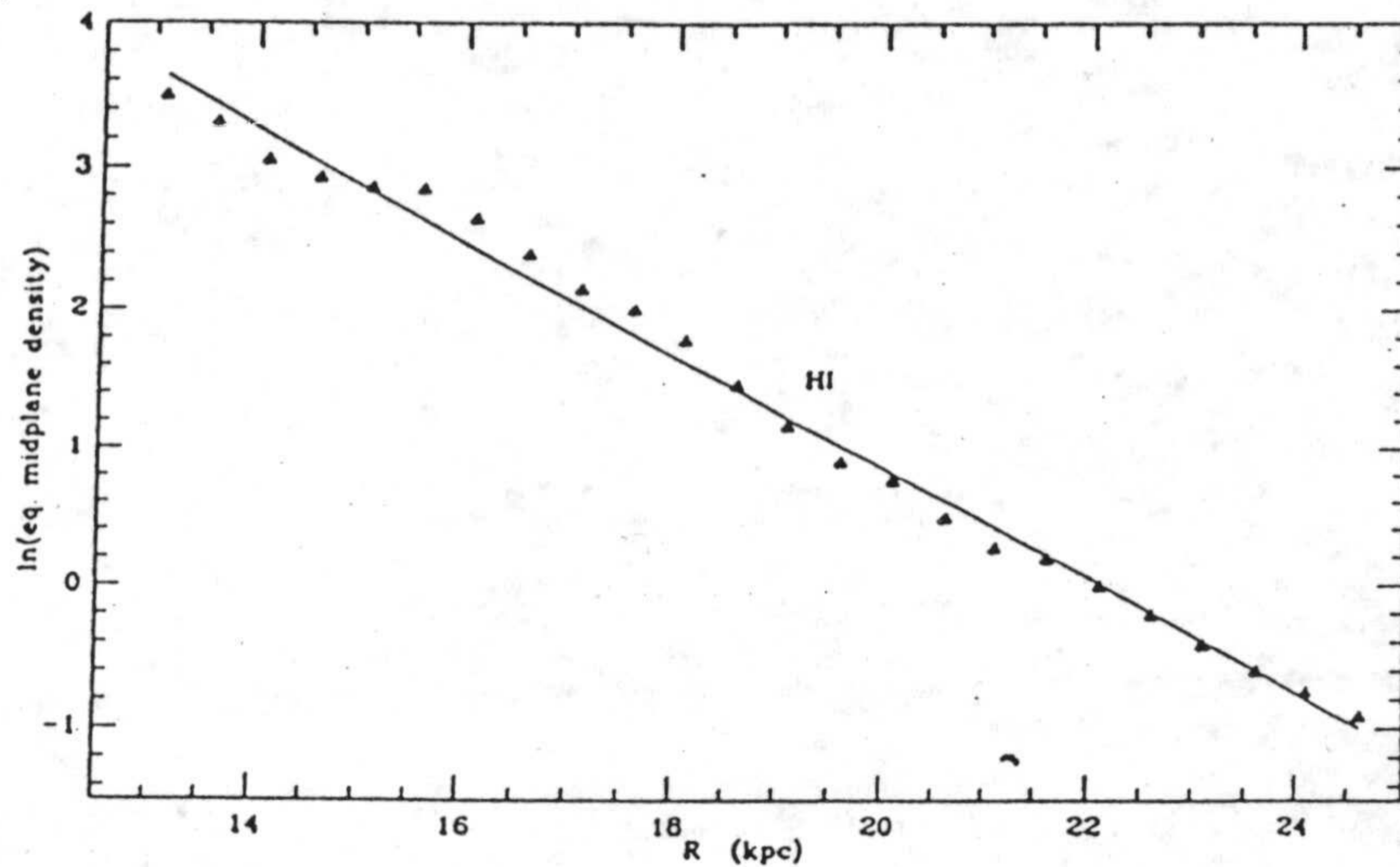


Figura 4.3: Variación con R de la densidad en el plano medio galáctico, fuera del radio solar, en escala logarítmica. (Wouterloot et al., 1990)

Bregman (1993) también modela la densidad de volumen en el plano medio tomando una longitud de escala de 4 Kpc. Wouterloot muestra que es la densidad superficial ( $\Sigma = \int n dz$ ) la que decrece según  $e^{-R/4}$  y que la densidad volúmica en el plano medio decrece, según  $e^{-R/2.5}$ , más rápidamente que la densidad superficial a causa del “flaring” de la capa de HI fuera del radio solar.

La figura 4.4 muestra el perfil de densidad radial tras las correcciones realizadas en esta sección.

### 4.3 Estructura vertical

Vamos a tomar un perfil en altura gaussiano para el HI (Lockman, 1984; Grabelsky, 1987; Dickey y Lockman, 1990) de forma que :

$$n(R, \theta, z) = n_o(R) e^{-(z-z_w)^2/2\sigma^2} \quad (4.6)$$

donde  $z_w(R, \theta)$  representa la altura sobre el plano galáctico del valor medio de la distribución (alabeo del gas) y  $\sigma(R)$  representa físicamente el ensanche de la distribución (“flaring”).  $z_w$  nos rompe la simetría acimutal, separando el gas del



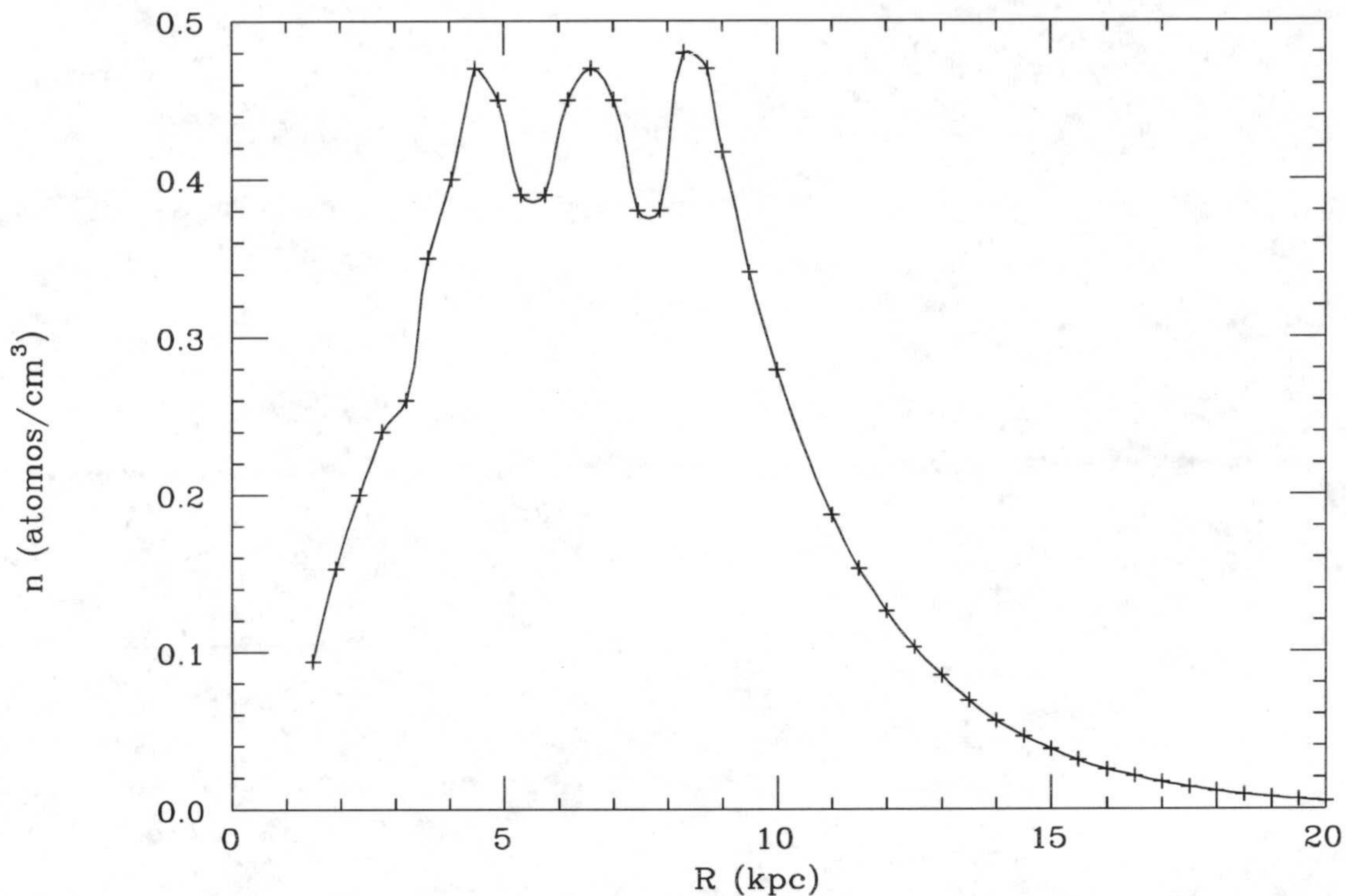


Figura 4.4: Distribución radial del HI, siendo R el radio galactocéntrico. La densidad viene expresada en ( $at\ cm^{-3}$ ).

plano medio en determinadas regiones del plano, con una expresión dada por la ecuación 3.6.

Diversos autores consideran plana la capa de hidrógeno neutro dentro del radio solar, existiendo un acuerdo generalizado en el valor de  $z_{1/2}$ . Lockman toma  $z_{1/2} = 115\ pc$ , Burton  $z_{1/2} = 110\ pc$ . ( $z_{1/2}$  representa el valor de  $z$  para el que se obtiene la mitad de la densidad máxima, y se relaciona con  $\sigma = \frac{z_{1/2}}{\sqrt{2 \ln 2}}$ ). Fuera del radio solar el comportamiento de  $z_{1/2}$  es lineal con R según muestran estos autores. La figura 4.5 de Kulkarni et al. (1982) nos muestra el comportamiento de  $z_{rms} = \sigma$  en función de R. En la zona de transición  $R = R_{\odot}$  la capa de HI es difícil de medir (Burton, 1988) y en esta zona tomamos los valores de Grabelsky et al. (1987). Los diversos valores han sido escalados linealmente con R, cuando ha sido necesario cambiar de constantes galácticas.

Por tanto  $z_{1/2}$  queda :



$$z_{1/2} = \begin{cases} 110 & R < 7 \\ 110 + 12(R - 7) & 7 < R < 10.5 \\ 152 + 70(R - 10.5) & R > 10.5 \end{cases} \quad (4.7)$$

Donde  $R$  viene expresado en kpc y  $z_{1/2}$  en pc.

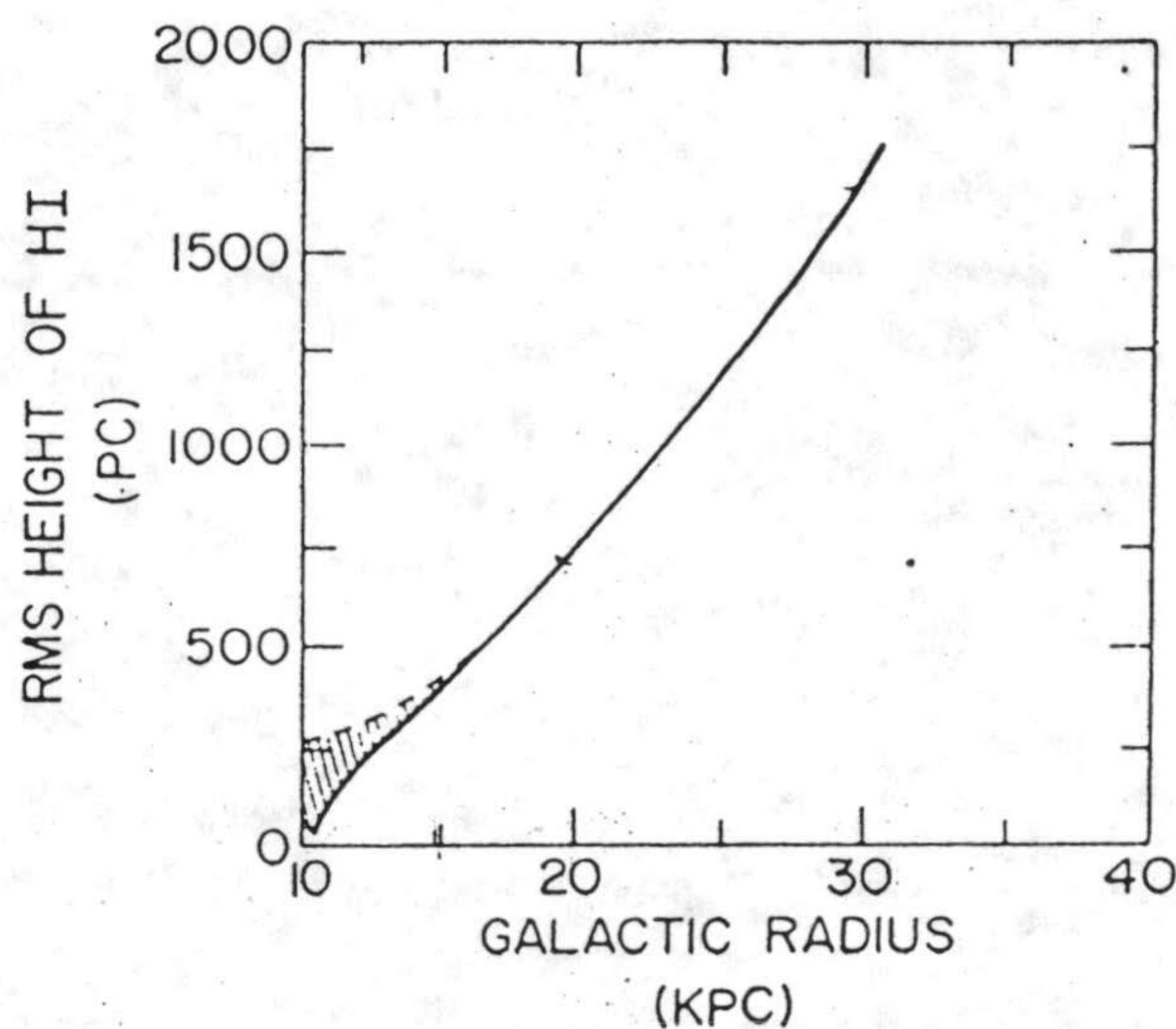


Figura 4.5: La figura muestra el comportamiento aproximadamente lineal del segundo momento de la distribución vertical de HI,  $z_{rms} = (\langle z^2 \rangle)^{1/2}$ ; promediado en  $\theta$  para un cartografiado entre  $90^\circ < l < 245^\circ$  ( $R_\odot = 10$  kpc). La zona rayada posee un error superior al 10 %. (Kulkarni et al., 1982)

#### 4.4 Cálculo de la columna de HI en cualquier dirección

Vamos a calcular la columna de átomos de HI a lo largo de toda la galaxia y en cualquier dirección  $(l, b)$ . Por tanto calculamos

$$N(\text{HI})(l, b) = \int_0^{r_{max}} n(r, l, b) dr \quad (4.8)$$

donde  $r$  es la distancia a lo largo de la línea de visión en la dirección  $(l, b)$  y  $n$  la densidad en el punto  $(r, l, b)$ . Sea  $P_i$  un punto arbitrario de la línea de visión



situado a distancia  $r_i$ , necesario para la integración numérica. Ese punto tendrá unas coordenadas galactocéntricas  $(z_i, R_i, \theta_i)$  dadas por la sección 3.2. Para el punto del plano galáctico determinado por  $R_i$  y  $\theta_i$ , el alabeo (determinado por el anillo de radio  $R_i$ ) vendrá dado por

$$z_w = a (R_i - R_\odot)^2 \cos(\theta_i - \theta_{max})$$

y por consiguiente la densidad del gas en el punto  $P_i$  será

$$n(R_i, \theta_i, z_i) = n_o(R_i) e^{-(z_i - z_w)^2 / 2\sigma^2}$$

La distancia máxima de integración se toma considerando la galaxia como un disco de  $R_{max} = 20$  kpc. Aunque existen medidas de HI más allá de este radio (Diplas y Savage, 1990; Wouterloot et al. 1990), sin embargo la contribución a la integral 4.8 de las distancias superiores a 20 kpc es pequeña, luego tomaremos el corte en 20 kpc, reduciendo el tiempo de computación.

Una vez obtenida la densidad de la columna a través de toda la galaxia y en cualquier longitud, consideramos su variación a longitud constante; es decir vemos el perfil  $N(b)$  a  $l=cte$ , para determinar el máximo en latitud para cada longitud. Este resultado se compara con la curva experimental obtenida por Freudenreich et al (1994), donde se representa también los máximos en latitud extraídos del cartografiado de Weaver y Willians (1973). La figura 4.6 muestra los datos observacionales junto a la predicción del modelo. La línea continua se obtiene considerando  $\theta_{max} = 90^\circ$ , la línea discontinua para  $\theta_{max} = 80^\circ$  y la línea de punto y raya para  $\theta_{max} = 100^\circ$

Se observa la buena concordancia de los datos aunque nuestra curva posee una pendiente superior para las longitudes donde la columna comienza a separarse del plano (inicio del alabeo) ( $l = 60^\circ - 70^\circ$ ) y el máximo es algo bajo para  $\theta_{max} = 90^\circ$ . La explicación de esta diferencia puede deberse a que el modelo supone la dirección de máximo alabeo constante para todos los anillos, es decir  $\theta_{max}=cte$ , y aunque esto es cierto a partir de un cierto radio, los primeros anillos, hasta 16 kpc, tienen una dirección de máximo alabeo distinta y algo superior como se aprecia en la figura 3.7. El ajuste para  $\theta_{max} = 90^\circ$  es aceptable y vamos a tomar ese valor en nuestro modelo, de forma que por simetría es fácil reproducir los datos del Hemisferio Sur.



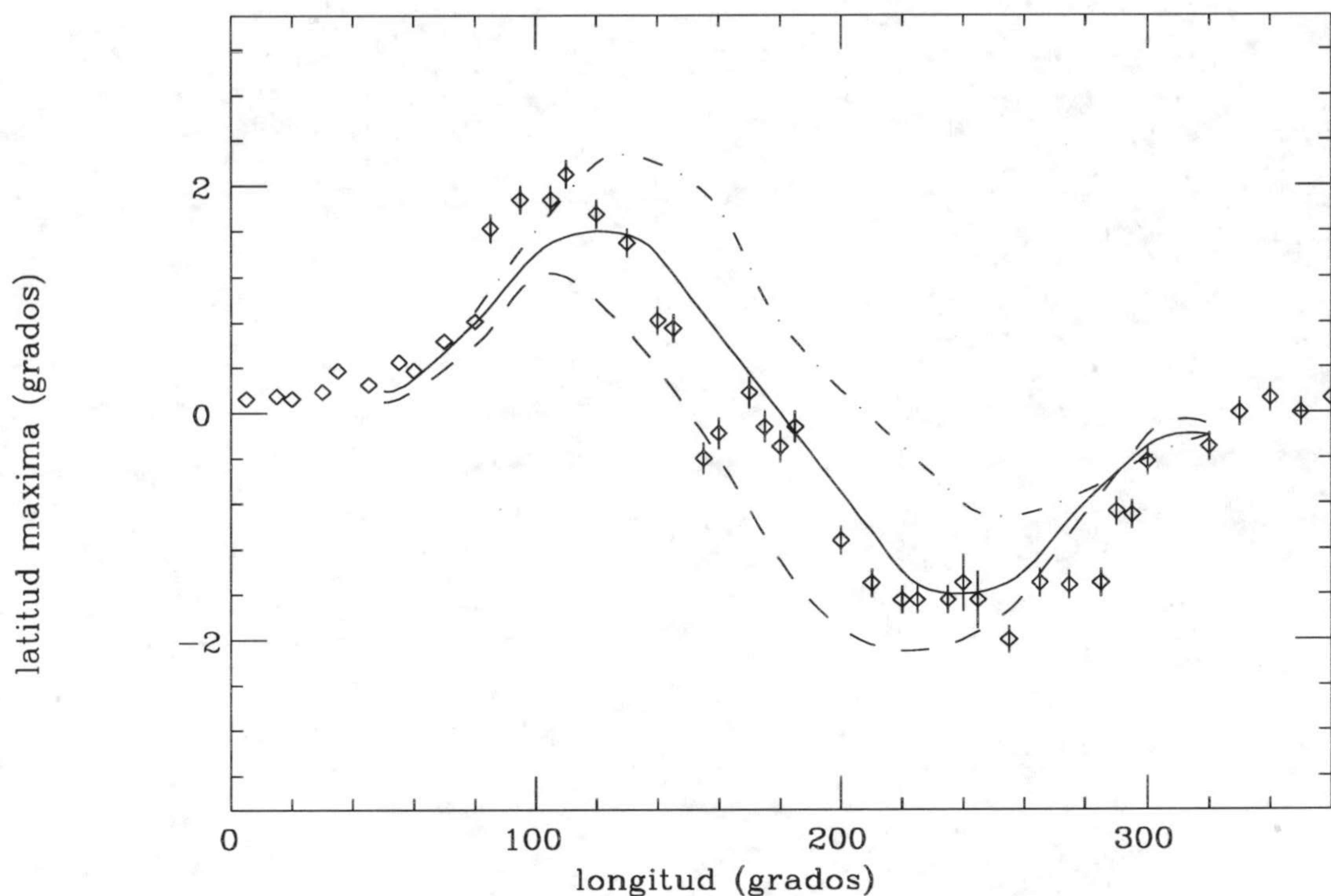


Figura 4.6: Se representa la densidad de la columna de HI en toda la Galaxia ( datos tomados de Freudenreich et al., 1994). La línea continua muestra la predicción de nuestro modelo considerando  $\theta_{max} = 90^\circ$ , la línea discontinua para  $\theta_{max} = 80^\circ$  y la línea de punto y raya para  $\theta_{max} = 100^\circ$ .

#### 4.4.1 Determinación de la columna de HI a través de medidas en UV.

Veamos cómo esta distribución de HI ajustada con este modelo, explica los datos de Bohlin, Savage y Drake (1978) obtenidos a partir de la absorción de la luz emitida por estrellas O-B, en la línea  $Ly\alpha$ , debido al medio interestelar existente entre las estrellas y nosotros. Estas observaciones se realizaron con el satélite Copernicus.

La tabla 4.4.1 muestra los datos suministrados por estos autores para algunas estrellas. Las columnas representan: el nombre en el catálogo HD, las coordenadas galácticas  $l, b$ ; distancia en pc, densidad de la columna integrada obtenida con



el modelo, densidad de la columna integrada experimental, error de la densidad columnal.

En la figura 4.7 se tienen un total de 45 estrellas repartidas por todo el cielo y con una distancia superior a 500 pc. Se observa que la densidad de la columna experimental muestra sistemáticamente valores algo superiores a los suministrados por el modelo. A la distancia media a la que se obtiene el  $N(\text{HI}) \approx 1 \text{ kpc}$ , el efecto del alabeo en la distribución de HI es inapreciable, luego esa sobreestimación no se debe al hecho de que el gas se encuentre alabeado.

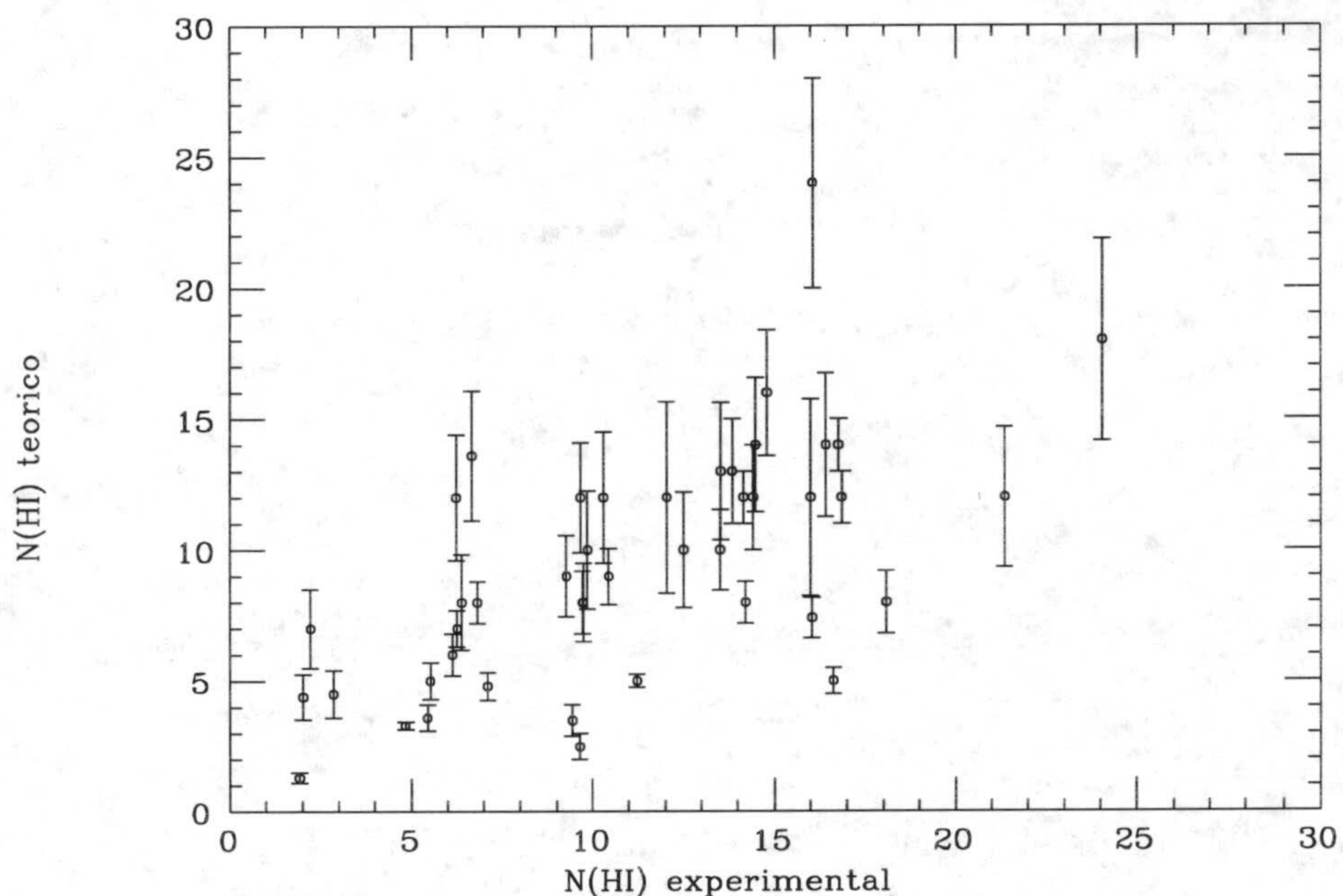


Figura 4.7: Se muestra la densidad de la columna de HI para 45 estrellas a partir de los datos de Bohlin, Savage y Drake(1978) obtenidos a partir de la absorción de la luz emitida por estrellas O-B, en la línea  $Ly\alpha$ , debido al hidrógeno existente entre las estrellas y nosotros (tabla 4.4.1). Los datos de las columnas proyectadas vienen multiplicadas por un factor  $10^{20}$ . También se muestra la densidad de columna que se obtiene a través del modelo, para las distancias a las que se encuentran las estrellas.



HD	$l$	$b$	$r$ (pc)	$N(\text{HI})_{\text{exp}} 10^{20} \text{cm}^{-2}$	$N(\text{HI})_{\text{modelo}} 10^{20} \text{cm}^{-2}$	Error (%)
2905	121.0	0.0	1009	14.8	16.0	30
14633	141.0	- 18.0	2042	5.43	3.6	30
24912	144.0	14.0	1164	6.82	8.0	20
30614	195.0	- 16.0	603	6.12	6.0	20
38711	215.0	- 19.0	520	4.83	3.3	10
40111	184.0	1.	1247	14.2	8.0	20
47129	206.0	0.0	752	10.3	12.0	50
47839	203.0	2.0	705	9.65	2.5	20
48099	206.0	1.0	1169	14.49	14.0	40
50896	235.0	- 10.0	1393	9.43	3.5	30
53975	226.0	- 2.0	1334	16.78	14.0	20
54662	224.0	- 1.0	1236	16.04	24.0	30
55879	225.0	0.0	1462	18.08	8.0	30
57060	238.0	- 5.0	1871	16.64	5.0	20
57061	238.0	- 6.0	933	11.23	5.0	10
57682	224.0	3.0	1614	16.04	7.4	20
92740	287.0	- 1.0	2780	38.12	16.0	30
93521	183.0	62.0	1778	1.92	1.30	30
112224	304.0	6.0	1854	14.16	12.0	20
113904	305.0	- 2.0	1276	16.86	12.0	20
149038	339.0	3.0	1122	13.52	10	20
149881	31.0	36.0	1614	2.85	4.5	40
150898	330.0	- 8.0	2323	10.45	9.0	20
151804	344.0	2.0	1795	21.36	12.0	30
152408	344.0	1.0	1888	24.06	18.0	30
157406	353.0	3.0	735	9.67	12.0	30
164402	335.0	- 11.0	689	7.11	4.8	20
165024	7.0	0.0	1738	6.66	13.0	20
167264	11.0	- 2	1349	6.23	12.0	30
184915	10.0	- 2.	1556	16.4	14.0	30
186996	32.0	- 13.0	630	6.38	8.0	30
188209	79.0	10.0	2355	9.72	8.0	40
193322	81.0	10.0	2014	9.74	8.0	30
199579	78.0	3.	608	16.0	12.0	40
203064	86.0	0.0	1086	12.04	12.0	40
204177	88.0	- 4.	893	12.5	10.0	30
209975	83.0	- 10.0	2118	9.86	10.0	30



## 4.5 Distribución de H<sub>2</sub>

Una parte importante del gas galáctico se concentra en nubes densas frías constituidas principalmente por moléculas y polvo. La molécula de H<sub>2</sub> no emite en el dominio de las radiofrecuencias debido a su simetría. Su detección se realiza de forma indirecta a través de la molécula de CO, siendo ésta la molécula más abundante después del H<sub>2</sub>. La emisión de CO se realiza en las longitudes de onda 1.3 mm y 2.6 mm que aparecen en las transiciones  $J = 2 \rightarrow 1$  y  $J = 1 \rightarrow 0$  en los estados rotacionales de la molécula. En el medio intergaláctico frío los estados rotacionales de la molécula de CO son excitados fundamentalmente por colisiones con H<sub>2</sub>, de ahí que la molécula de CO sea un buen trazador de la molécula de H<sub>2</sub> (Kulkarki y Heiles, 1988). Esa relación entre ambas moléculas se traduce en una proporcionalidad entre la intensidad integrada de la línea de CO,  $I(\text{CO})$  y la densidad de la columna de H<sub>2</sub>. ( $I(\text{CO}) = \int T_B dv$ , siendo  $T_B$  la temperatura de brillo de la emisión espectral y  $v$  la velocidad en la línea de visión). La determinación de  $X=I(\text{CO})/N(\text{H}_2)$  se ha realizado por varios métodos independientes coincidiendo los resultados.

En muchos aspectos la emisión milimétrica del CO y la emisión centimétrica del HI son similares, sirviendo ambas para una descripción de la estructura a gran escala de la galaxia. El paso de los mapas de observación de intensidad en función de  $(l,b,v)$  a densidad volúmica, requiere, al igual que ocurre con la emisión en 21 cm, de un modelo de rotación galáctica que nos permita la conversión cinemática de distancias. De esta forma para una determinada  $v$ , y una dirección dada  $(l,b)$  se puede saber la distancia respecto al sol de la nube emisora y por tanto su localización en el plano galáctico. Las limitaciones existentes sobre esta forma de trabajar ( la determinación de distancias mediante un modelo de rotación ) que se hicieron para el HI, son válidas para el H<sub>2</sub>. El perfil de densidad radial lo tomamos de Bronfman et al (1988) dentro del radio solar y de Grabelsky et al. (1987) fuera del radio solar. Los valores de estos autores se han escalado para las nuevas constantes galactocéntricas de forma análoga al HI. La grafica 4.8 nos representa el perfil de densidad radial.

Existen diferencias en la distribución radial del HI y el H<sub>2</sub>. La mayoría del material molecular ( $\approx 65\%$  del total) aparece concentrado en un anillo a una



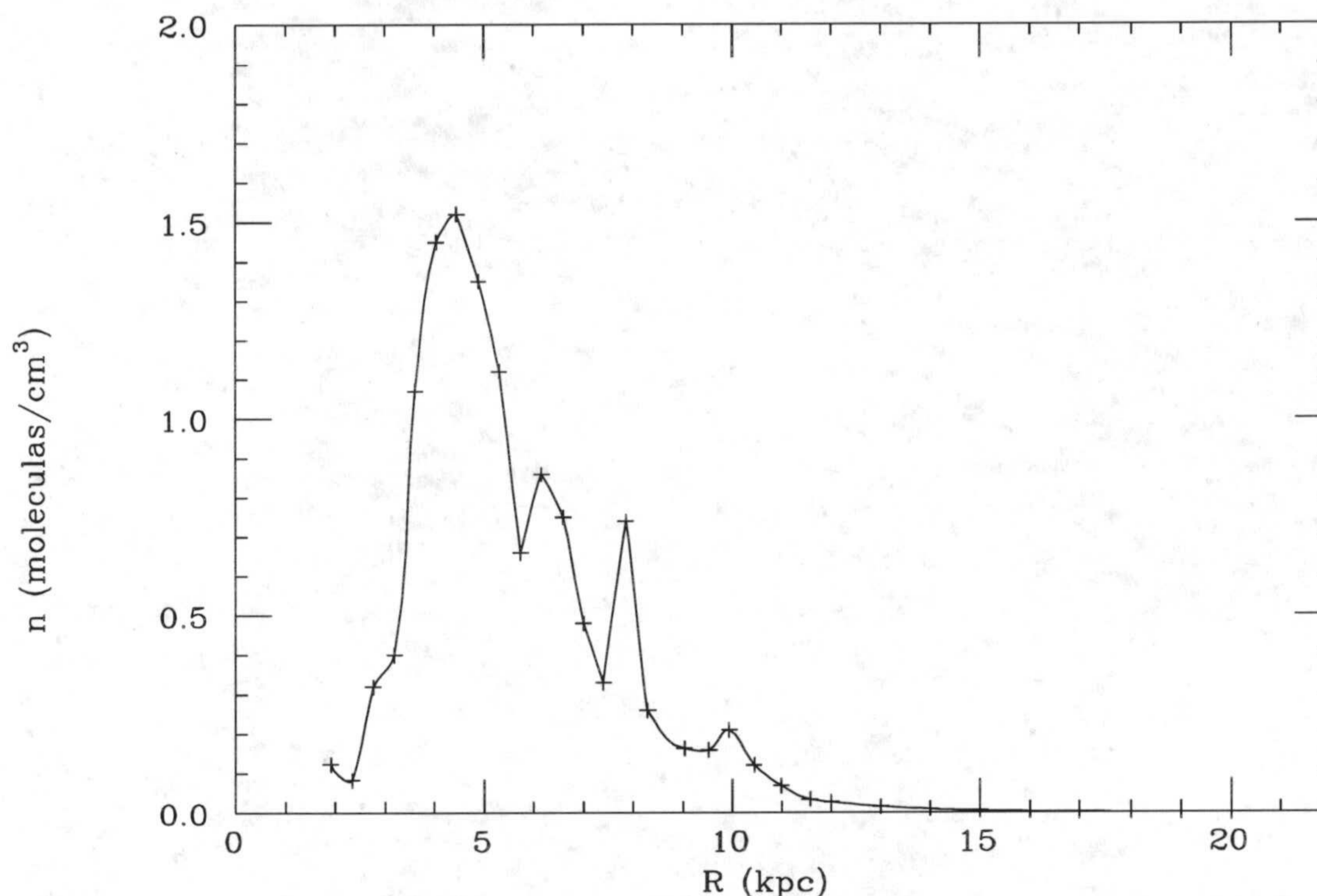


Figura 4.8: Distribución radial del  $H_2$ , siendo  $R$  el radio galactocéntrico. La densidad viene expresada en ( $moleculas\ cm^{-3}$ ).

distancia galactocéntrica media de 5 kpc y de anchura 3 kpc. Por otro lado, fuera del radio solar, la contribución del gas molecular es muy baja.

El disco molecular sigue una estructura semejante al disco atómico (Burton y Gordon, 1978; May, 1988; Wouterloot et al, 1990), con un espesor aproximadamente la mitad que el HI, plana dentro del radio solar y alabeándose y aumentando su espesor fuera del radio solar. La figura 4.9 muestra el comportamiento semejante de  $z_0$   $z_{1/2}$  para ambas distribuciones, tomadas de Grabelsky et al (1987). El radio solar se considera  $R_{\odot} = 10\ kpc$  en la figura.

La distribución vertical en  $z$  se ha tomado gaussiana, siguiendo la distribución de HI (ecuación 4.6).



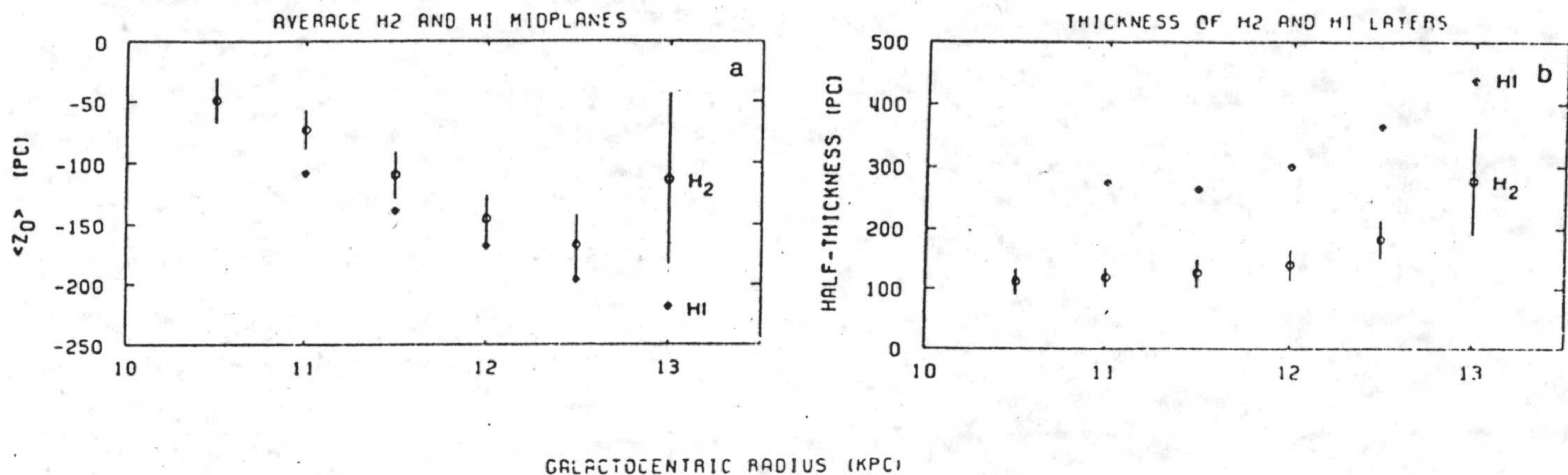


Figura 4.9: Parámetros  $z_0$  y  $z_{1/2}$ , de la distribución vertical de H<sub>2</sub> y HI para el Hemisferio Sur (Grabelsky et al., 1987).

El alabeo lo tomamos idéntico al HI y el flaring, lineal con igual crecimiento:

$$z_{1/2} = \begin{cases} 60 & R < 7 \\ 60 + 12(R - 7) & 7 < R < 10.5 \\ 102 + 70(R - 10.5) & R > 10.5 \end{cases} \quad (4.9)$$

donde  $z_{1/2}$  viene en pc y R en kpc.

## 4.6 Extinción en la Galaxia

Si pretendemos desarrollar un modelo estelar que nos determine el número de estrellas esperable en una zona determinada del cielo, o bien el flujo que presenta la galaxia en esa zona, necesitamos tener una estimación de la extinción interestelar.

El análisis de la estructura galáctica a partir de los recuentos estelares en visible, se vio desde un principio fuertemente limitada por el desconocimiento de la extinción: aquellos investigadores que la obviaron llegaron a resultados incorrectos, debido al error cometido en la estimación de las distancias y por ende de



la densidad estelar. Pronto se comprobó que las observaciones en visible se limitaban a varios kpc de nuestro entorno o a ventanas, donde la extinción era mas débil. El proceso inverso, construir los recuentos estelares a partir de un modelo de distribución estelar, también requiere de una estimación de la extinción. En el infrarrojo la extinción es 10 veces inferior a la existente en la banda V, pero en zonas próximas al plano galáctico donde se desarrolla la estructura que estamos estudiando, se hace necesaria también su estimación.

El efecto de la extinción se debe al polvo existente en el medio interestelar, al producir absorción y "scattering. Otro efecto que acompaña a la extinción es el enrojecimiento ya que la extinción es un proceso selectivo, es decir, no afecta por igual a todas las longitudes de onda. En el infrarrojo la extinción es débil y aumenta al disminuir la longitud de onda, siendo muy importante en el UV.

El modelo sencillo que desarrollamos de extinción se basa en la proporcionalidad entre la densidad del gas y la densidad del polvo: donde hay más gas hay más polvo, debido en parte a que el gas tiene mayor concentración cuando la temperatura es menor y las bajas temperaturas hacen que los granos de polvo no se destruyan. Por otro lado, el polvo reduce por absorción la radiación UV, causante de las disociaciones moleculares, y suministra el lugar de formación de la molécula de  $H_2$ . (Mathis, 1990)

En la figura 4.10 se representa el máximo en latitud correspondiente al brillo superficial en la emisión a  $240 \mu m$ , datos extraídos por Frenkenrich et al. (1994) del DIRBE (medidas en infrarrojo dentro del COBE), junto al máximo en latitud para la columna de HI (datos utilizados en la figura 4.6). La emisión en esta longitud de onda se debe fundamentalmente al polvo frío. El ajuste entre las dos curvas es aceptable y muestra como la capa de polvo galáctico se encuentra alabeada en una forma similar a la capa de hidrógeno atómico neutro.

La prueba experimental de esa relación es la ecuación empírica obtenida por Bohlin, Savage y Drake (1978) que relaciona la densidad de la columna de átomos de hidrógeno que debe atravesar la luz de una estrella, tanto en su forma molecular como atómica,  $N(HI+H_2) = N(HI) + 2 N(H_2)$  ( nos determina el número de átomos de hidrógeno en una columna de  $1 \text{ cm}^2$  ) y el exceso de color de la misma. La correlación gas-polvo es por tanto un claro hecho observacional, que se pone de manifiesto en la constante de proporcionalidad:



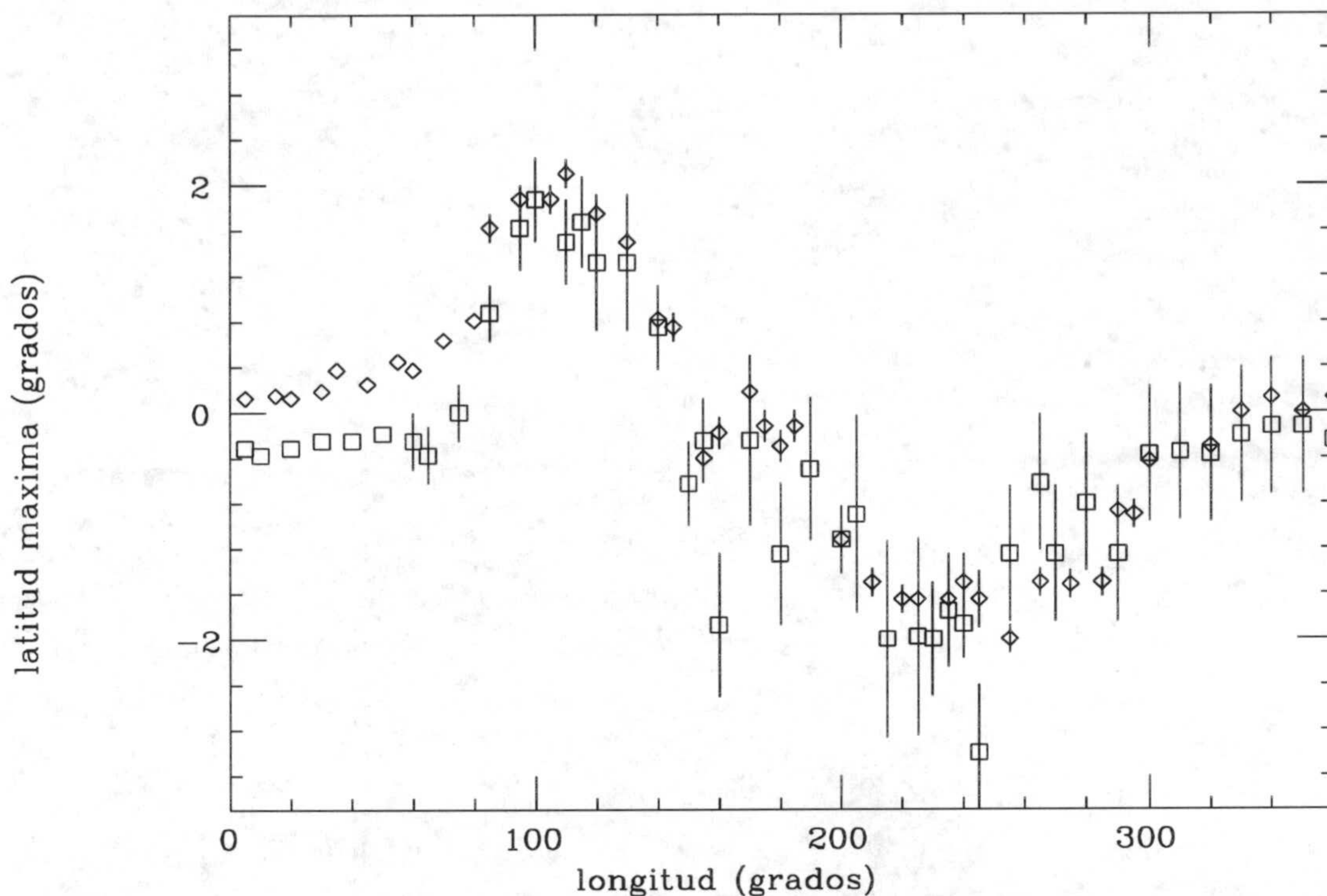


Figura 4.10: Máximo en latitud correspondiente al brillo superficial en la emisión a  $240 \mu\text{m}$ , datos extraídos de Freudenreich et al. (1994) del DIRBE (medidas en infrarrojo dentro del COBE), junto al máximo en latitud para la columna de HI .

$$\frac{N(\text{HI} + \text{H}_2)}{E(B - V)} = 5.81 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1} \quad (4.10)$$

El exceso de color se obtiene para estrellas relativamente próximas (a lo sumo varios kpc), de forma que la relación establecida en la ecuación 4.10 se refiere a la proximidad solar. Existen excepciones como la región  $\rho$  Oph (nube densa) donde esos autores encuentran que  $\frac{N(\text{HI} + \text{H}_2)}{E(B - V)} = 15.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$

A partir de esta correlación Battaner et al. (1986) dedujeron la relación existente entre el aumento en magnitudes debido a la extinción y el contenido en gas, para cada radio de una galaxia espiral.

Recientemente Diplas y Savage (1994) han determinado la densidad de la columna de HI frente a una estrella caliente mediante observación de la línea



$Ly\alpha$  del HI, al igual que hicieron Bohlin, Savage y Drake (1978) con el satélite Copernicus, a través del satélite IUE (International Ultraviolet Explorer). Las distancias son ahora mayores, llegando a 11 kpc, y concluyen que existe una buena correlación entre el gas y el polvo, siendo el valor de la constante en la ecuación 4.10 una buena indicación para el medio interestelar difuso, fuera de las nubes densas.

Sea  $A(\lambda)$  la extinción en magnitudes que sufre la luz de una estrella al atravesar el medio interestelar, en la longitud de onda  $\lambda$ . Diversos autores presentan valores de  $A(\lambda)$ , normalizada a la extinción a otra longitud de onda. Se prefiere la banda V, aunque algunos autores como Mathis (1990) normalizan respecto a la banda infrarroja J.

La tabla 4.1 nos muestra la ley de extinción en los distintos filtros (Rieke y Levenski, 1986)

Tabla 4.1.- Ley de extinción en los distintos filtros

Filtro	$\lambda$ ( $\mu m$ )	$A(\lambda)/A(V)$
U	0.365	1.531
B	0.44	1.324
V	0.55	1.000
R	0.7	0.748
I	0.88	0.482
J	1.25	0.282
K	2.2	0.112
L	3.4	0.058
M	5.0	0.023
N	10.4	0.052

Podemos determinar

$$\frac{A(\lambda)}{E(B-V)} = \frac{A(\lambda)/A(V)}{A(B)/A(V) - 1} = 3.086 \frac{A(\lambda)}{A(V)}. \quad (4.11)$$

Con esta ecuación la relación con la densidad de la columna de hidrógeno es inmediata:



$$\frac{E(B - V)}{N(HI + H_2)} \times \frac{A(\lambda)}{E(B - V)} = \frac{3.086}{5.81 \times 10^{21}} \frac{A(\lambda)}{A(V)} \quad (4.12)$$

Que nos permite obtener la extinción, en función de la densidad de la columna de hidrógeno, en cualquier filtro con el coeficiente  $A(\lambda)/A(V)$  extraído de la tabla 4.1. Así para la banda K resulta:

$$\frac{A(K)}{N(HI + H_2)} = 0.05937 \times 10^{-21} \text{ mag cm}^{-2} \quad (4.13)$$

y para la banda L ( $3.4 \mu\text{m}$ )

$$\frac{A(L)}{N(HI + H_2)} = 0.0308 \times 10^{-21} \text{ mag cm}^{-2} \quad (4.14)$$

Mathis (1990) obtiene la siguiente expresión empírica para la extinción en el infrarrojo cercano ( $0.9 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m}$ ):

$$\frac{A(\lambda)}{A(J)} = \left( \frac{\lambda}{1.25} \right)^\alpha \quad (4.15)$$

donde  $\alpha = 1.70 \pm 0.08$  y  $\lambda$  se mide en micras. Esta ecuación permite obtener la extinción fuera de los filtros del sistema Johnson. Así para  $\lambda = 2.4 \mu\text{m}$ , longitud de onda a la que se realizaron las observaciones del satélite Spacelab y los primeros globos, la extinción es  $A(K)/A(2.4) = 1.25$  y para el filtro K' ( $2.15 \mu\text{m}$ ),  $A(K)/A(2.15) = 0.96$ .

Utilizando la expresión 4.15 se obtiene para  $\frac{A(K)}{N(HI+H_2)}$  el valor  $0.0573 \times 10^{-21}$ . Este valor coincide dentro del margen de error con el valor obtenido anteriormente.

A la hora de obtener la extinción entre dos puntos ( $r_1, l, b$ ) y ( $r_2, l, b$ ) a lo largo de la línea de visión, tenemos:

$$A(\lambda) = C(\lambda) \int_{r_1}^{r_2} [n(HI) + 2 n(H_2)] dr \quad (4.16)$$

si denotamos  $\Delta(r_1, r_2)$  a la densidad de la columna de átomos de hidrógeno al expresar las densidades volúmicas en átomos  $\text{cm}^{-3}$  y  $r$  en pc, la extinción en la banda K resulta



$$A_K(r_1, r_2) = 5.73 \cdot 10^{-23} \times 3.085 \cdot 10^{18} \Delta(r_1, r_2) = 1.77 \times 10^{-4} \Delta(r_1, r_2)$$

donde se ha considerado el factor de conversión  $3.085 \cdot 10^{18}$  cm/pc y  $\Delta(r_1, r_2)$  viene expresado en (*atomos cm<sup>-3</sup> pc*)

Para la banda L, tendremos:

$$A_L(r_1, r_2) = 0.925 \times 10^{-4} \Delta(r_1, r_2)$$

Para la banda V, utilizando los datos de la tabla 4.1

$$A_V(r_1, r_2) = 1.64 \cdot 10^{-3} \Delta(r_1, r_2)$$

Luego  $A_V/A_K = 9.3$ , la extinción en la banda K es aproximadamente 10 veces menor que en la banda V.

Si tomamos dos puntos del plano en la dirección del centro galáctico, separados 1 kpc, podemos tomar una densidad media para el HI de  $n(\text{HI}) = 0.4$  *atomos cm<sup>-3</sup>* y para el  $H_2 = 0.3$  *moleculas cm<sup>-3</sup>* (figuras 4.4 y 4.8, por tanto  $n(\text{HI}) + 2n(\text{H}_2) = 1$  *atomos cm<sup>-3</sup>* y  $A_K(1 \text{ kpc}) = 1.77 \cdot 10^{-4} \times 10^3 = 0.177$  mag/kpc, valor medio obtenido en las primeras observaciones del centro galáctico. (Hayakawa et al., 1982)

Por último podemos representar en una gráfica la relación entre la magnitud absoluta de una estrella y la magnitud aparente que presenta para distintas latitudes y distancias pues

$$m_\lambda - M_\lambda = 5 \log r - 5 + A_\lambda(r)$$

Las graficas 2.4 y 4.11 nos muestran para las bandas V y K respectivamente la relación anterior.

En la banda K se observa que a partir de  $4^\circ$  la extinción es independiente de la latitud.



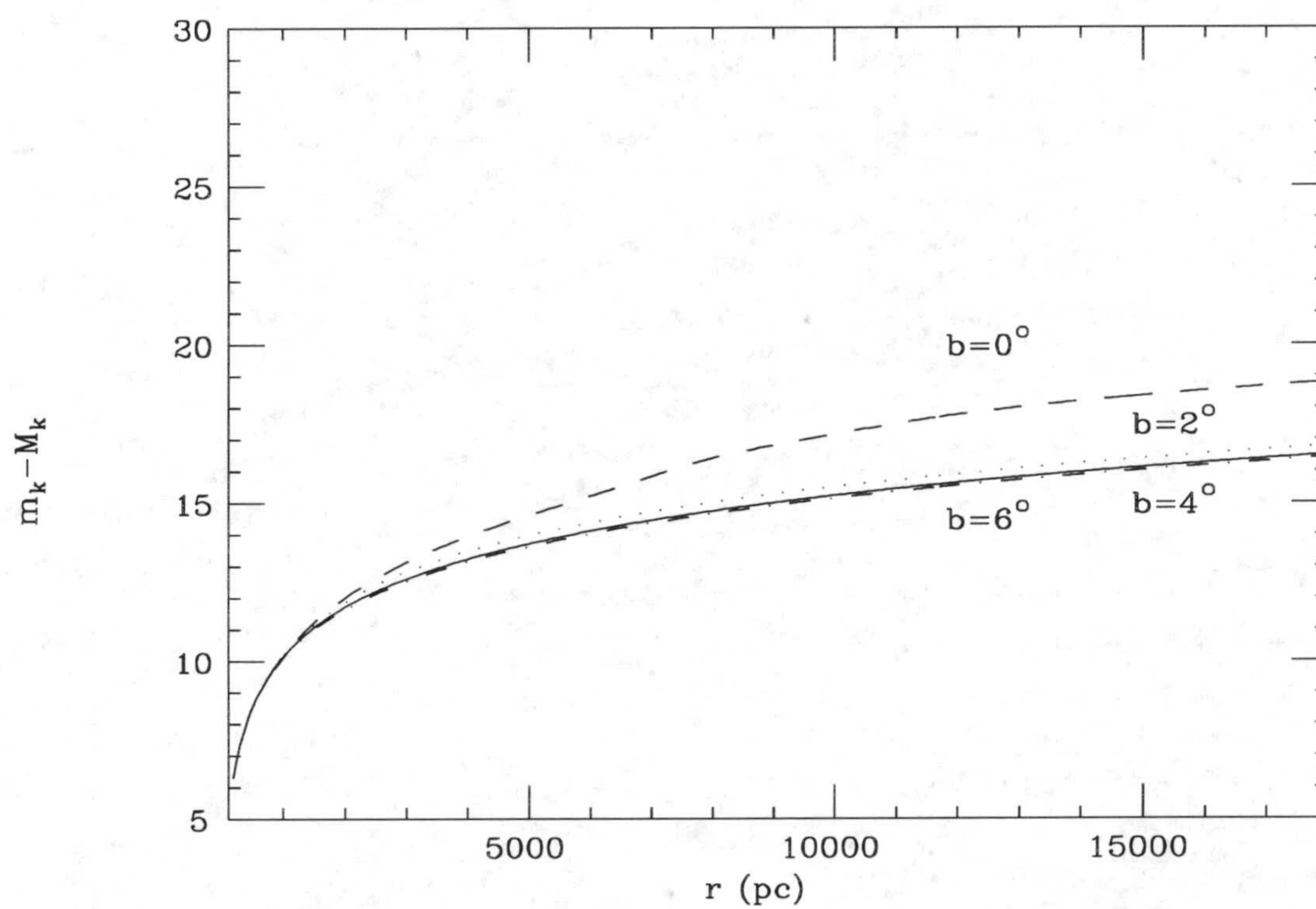


Figura 4.11: Esta gráfica nos permite obtener la diferencia entre la magnitud aparente y la absoluta en la banda K, para una estrella situada a una distancia  $r$  del sol, para distintas latitudes. Podemos observar que a partir de  $b = 4^\circ$ , la extinción es la misma independientemente de la latitud.



## Capítulo 5

# Elección de la banda de observación y cartografiados en IR

### 5.1 Elección de la banda de observación

Para realizar la búsqueda comentada en las secciones anteriores, escogemos la zona del infrarrojo cercano 1-5  $\mu m$  y en especial la banda K de 2.2  $\mu m$  por las siguientes razones:

- A estas longitudes de onda domina la radiación de la fotosfera estelar, para muchos tipos espectrales se observa en la cola de emisión Rayleigh-Jeans.

Para longitudes de onda intermedias dentro del IR, la emisión del polvo caliente que rodea a las estrellas, distorsionaría las medidas. Para las longitudes de onda largas, la radiación dominante proviene del polvo repartido por la galaxia; además mas allá de la banda K la radiación de fondo aumenta significativamente y se convierte en una fuente dominante de ruido, provocando una disminución en la sensibilidad de las medidas. A partir de 15  $\mu m$  las ventanas de observación son tan pobres, que se impone la observación desde satélites ( Soifer y Pipher, 1978).

- La extinción interestelar disminuye con la longitud de onda. Para la banda K la extinción es del orden de 10 veces menor que en



la banda V, para regiones situadas en el plano. Valores típicos en el plano son 0.17 mag/kpc en la banda K (Maihara et al., 1982) y 1.9 mag/kpc en V (Allen, 1973). En visible no podemos observar más allá de 3-4 kpc salvo en algunas ventanas o zonas de baja extinción. Podemos comparar las figuras 4.11 y 2.4 que nos determinan la extinción en la banda V y en la banda K. Para ilustrar lo anterior, consideremos una estrella de la secuencia principal que emite aproximadamente igual en ambas bandas con  $M_v = 0.2 \text{ mag}$  y  $M_k = 0.3 \text{ mag}$  (sería una estrella de tip A); situada a 10 kpc presenta las magnitudes aparentes mostradas en la tabla 5.1

- La mayoría de las estrellas detectadas en la banda K son gigantes tardías del disco, con una pequeña contribución de supergigantes M, al menos localmente( Kent et al., 1986; Jones et al., 1981), pues sus curvas de flujo resultan mas intensas en la banda de 2.2  $\mu\text{m}$ . Esta banda infrarroja es realmente un filtro selectivo para las estrellas que andamos buscando.

Tabla 5.1: Magnitud aparente que presenta una estrella que emite igual en las bandas V y K, situada a una distancia de 10 kpc del sol y a distintas latitudes.

latitud	magnitud en V	Magnitud en K
0°	38 mag	17 mag
2°	19 mag	15.5 mag
4°	16.5 mag	14.5 mag
6°	15.5 mag	14.5 mag

Podemos concluir que la banda K es ideal, si no la única vía, para la observación de las estrellas evolucionadas, a gran distancia, especialmente en el plano galáctico.. Antes de proyectar una campaña de observaciones, veamos qué se conoce de la distribución estelar en esta banda.



## 5.2 Cartografiados en infrarrojo

Price (1986) realizó una recopilación de los cartografiados realizados hasta la fecha, mostrando que la mayoría de los esfuerzos se centraron en la obtención de datos del centro galáctico. Nosotros nos vamos a referir a los cartografiados de la Vía Láctea que cubren el plano galáctico, en la zona del alabeo.

Existen dos formas de realizar cartografiados en la banda K :

- Medir el brillo superficial integrado, con un tamaño del haz suficientemente grande, para no detectar fuentes puntuales.
- Contar fuentes discretas infrarrojas, en una forma análoga a la forma tradicional en que se realizan los recuentos estelares en visible.

### 5.2.1 Cartografiados del brillo superficial en infrarrojo cercano

La fotometría infrarroja convencional desde tierra no es fácilmente utilizable a la hora de cartografiar el brillo superficial de nuestra galaxia. El mayor problema es la emisión del OH (“airglow”), originado en una capa a 80 km sobre la superficie de la Tierra. En la ventana del infrarrojo cercano 1-5  $\mu m$  esta luminiscencia nocturna es poco uniforme y muy variable, siendo la emisión comparable al brillo propio de la galaxia. Una solución a este problema es colocar el telescopio en globos a una altitud de 30 km. Aunque esta altura es inferior a la capa de OH, existe una ventana a 2.4  $\mu m$  con  $\Delta\lambda = 0.1 \mu m$  en el “airglow”. En esta ventana, la emisión del OH es 15 veces más débil que en 2.2  $\mu m$  permitiendo cartografiar la galaxia. En la tabla 5.2 se ilustran las características más importantes de este tipo de cartografiados.

La figura 5.1 muestra el primer mapa del flujo integrado correspondiente a la Universidad de Nagoya (Hayakawa et al., 1982), donde se observa por vez primera un pronunciado bulbo central. Hay que esperar hasta 1985 cuando se pone en órbita el Spacelab-2 (Melnick et al., 1989; Kent et al., 1991) para obtener datos del plano galáctico con longitudes mayores de  $l = 70^\circ$ . Este cartografiado



tiene 10 veces mas sensibilidad que los anteriores y sus resultados muestran una gran concordancia con los datos registrados desde los globos sonda.

La base de datos mas fiable por el momento, corresponde al DIRBE, acrónimo de "Diffuse Infrared Background Experiment", experimento realizado a bordo del satélite COBE "Cosmic Background Experiment" (Bogges, 1992). DIRBE mide con una resolución de  $0.7^\circ$  la radiación en 10 bandas. ( 1.25, 2.2, 3.5, 4.9, 12, 25, 60, 100, 140, 240  $\mu m$ ). Posteriormente analizaremos los datos del DIRBE, buscando asimetrías respecto al plano galáctico.

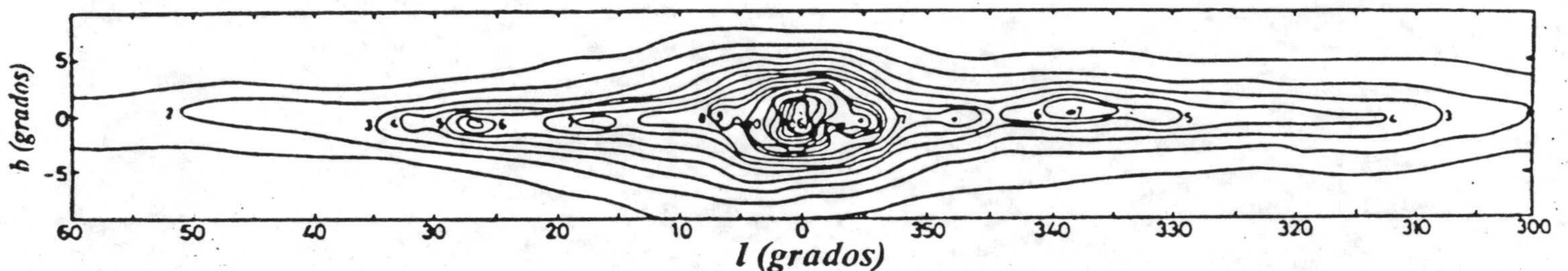


Figura 5.1: Primer mapa de brillo superficial en infrarrojo de nuestra galaxia. Se observa el pronunciado bulbo central. (Hayakawa et al., 1982)

### 5.2.2 Cartografiados infrarrojos de fuentes discretas

Mas alla de  $1\mu m$  no existe equivalente en IR a las placas fotográficas, pues la energia de los fotones es muy pequeña, y la opción del recuento estelar se tiene que realizar con fotometria directa, lo cual es un proceso lento. Por esto los cartografiados hasta la fecha se limitan a zonas de elevado interés como el bulbo galáctico o a la búsqueda de trazadores de los brazos espirales. Actualmente con el desarrollo de detectores infrarrojos bidimensionales, comparables a los CCD del óptico, los cartografiados en IR van a cubrir amplias zonas del cielo. (Proyecto DENIS y TMASS).



En la tabla 5.3 se indican las características de los cartografiados de fuentes puntuales.

El TMSS (“Two Micron Sky Survey”) cubrió el 72 % del cielo hasta una magnitud límite de 3.0 mag y con una resolución intermedia. El resultado fue un catálogo de 5612 fuentes infrarrojas. Grasdalen y Gaustaud (1971) compararon el catálogo anterior con el “Dearborn Catalog of Faint Red Stars” y concluyen que el 90 % de las estrellas eran gigantes tardías del tipo K 5 en adelante.

Los resultados del RAFGL (“Revised AFGL Infrared Sky Survey Catalog”) fueron analizados por Kleimman (1975) encontraron que el 71 % de las fuentes del RAFGL tenían su contrapartida en el TMSS. A esta misma conclusión llegaron Harris y Rowan-Robinson (1977): la mayoría de las fuentes detectadas son gigantes frías.

El IRSV (“Valinhos Infrared Survey”) completó el TMSS en el hemisferio sur, con una resolución similar (Eaton et al. 1985). Realizaron fotometría de seguimiento en J, H, K, L, M en el telescopio de 1 m del ESO. Alrededor de la mitad de esas fuentes, después de correlacionarlas con el IRAS, eran gigantes M tardías.

El IRAS (“Infrared Astronomical Satellite”) realizó un cartografiado de todo el cielo en 12, 25, 60 y 100  $\mu m$ . Junto a un catálogo de fuentes puntuales, de fuentes extensas de pequeño tamaño y de espectros de baja resolución, también realizó cartografiados del brillo superficial con resolución de 4-6 arcsec,  $1^\circ$  y mapas especiales de la región del plano para  $b \leq 10^\circ$  con un tamaño del campo de  $16.7^\circ \times 20^\circ$  en intervalos de  $15^\circ$  en longitud.

El proyecto más importante hasta la fecha, en este tipo de cartografiados es el TMGS (“Two Micron Galactic Survey”) (Garzón et al, 1993) desarrollado entre el IAC (Tenerife) y el “Imperial College of Science Technology and Medicine” (Londres). Con una resolución de 15 arcsec y una magnitud límite de 10.5 mag (Calvet, 1994) representa el único cartografiado que combina alta resolución espacial, alta sensibilidad y gran zona de observación. Anteriormente se habían muestreado algunas zonas de pequeña extensión en el centro galáctico, pero nunca en la zona del alabeo. El equipo que realiza el TMGS ha cartografiado hasta el momento 255 grados<sup>2</sup>, localizando más de 470,000 objetos. En el siguiente capítulo describiremos más ampliamente las características de este cartografiado, ya que en 1992



nos hemos incorporado a este proyecto para cartografiar la zona del alabeo.

Los dos últimos cartografiados de la tabla 5.3 surgen como consecuencia del desarrollo de cámaras bidimensionales infrarrojas. El proyecto DENIS ("Deep Near Infrared Survey") pretende realizar un cartografiado del Hemisferio Sur en las bandas I, J, K' ( $2.15 \mu m$ ) con una resolución de 1 arcsec para la banda I y 3 arcsec para las bandas infrarrojas. La magnitud límite de sensibilidad es de 14 mag en la banda K. Aunque este proyecto está avanzado en su ejecución y actualmente se toman datos, no se espera que los datos sean accesibles antes de 1998, si las cosas marchan dentro del calendario previsto. El proyecto americano 2MASS ("Two Micron All Sky Surveys") pretende realizar un cartografiado de todo el cielo en las bandas J,H,K'. Este proyecto esta mucho mas atrasado y no se espera que comience a medir antes de 1997 en el Hemisferio Norte y 1998 en el Hemisferio Sur.

Los recuentos estelares permiten analizar la distribución estelar en magnitudes, de forma que se puede extraer mas información que en los mapas de brillo superficial, donde se obtiene el flujo promediado sobre un área extensa del cielo sin realizar ninguna distinción sobre el origen de ese flujo promediado.

Concretamente ese reparto en magnitud supone una severa limitación a los modelos que se intentan ajustar al recuento estelar. El error en los parámetros de alguna componente de la galaxia, como por ejemplo los brazos espirales mal conocidos, conduce a un mal ajuste del modelo sobre el recuento estelar en determinadas zonas.

Los cartografiados en flujo son mas laxos a la hora de ajustar parámetros de los modelos ya que integran el flujo. Así el modelo de Kent et al. (1991) se ajusta bastante bien a los datos del Spacelab-2, sin hacer mención a los brazos espirales; sin embargo suministran información sobre extensas zonas de la galaxia, cosa que es inviable, por ahora, con los recuentos estelares.

En los capitulos siguientes describiremos como utilizar los datos del DIRBE, recientemente accesibles, para construir los mapas de brillo superficial y completaremos las observaciones del TMGS en una zona del alabeo. Esta forma de proceder permite obtener una visión mas amplia de la estructura del disco viejo de nuestra galaxia a largas distancias. Ambos tipos de cartografiados se complementan. Las observaciones de los recuentos estelares realizados por el TMGS



nos determinan en detalle la distribución estelar y la función de luminosidad en cortes estrechos y aproximadamente perpendiculares al plano galáctico, para un número concreto de longitudes galácticas bien seleccionadas. El DIRBE lo usaremos para interpolar la estructura galáctica entre esas “rendijas de alta resolución, obteniendo una información más completa.



Tabla 5.2: Características más importantes de los cartografiados en infrarrojo cercano, 1-5  $\mu m$ , en baja resolución espacial.

Cartografiado	Año de observación	Resolución	Sensibilidad $W cm^{-2} \mu m^{-1} sr^{-1}$	Zona del cielo observada
Univ. de Nagoya	76	3°	$0.5 \times 10^{-10}$	$23^\circ \leq l \leq 75^\circ$
Spacelab-2	85	$0.6^\circ \times 1.0^\circ$	$1.7 \times 10^{-11}$	$-10^\circ \leq l \leq 110^\circ$
Dirbe	94	0.7°	$0.5 \times 10^{-13}$	Todo el cielo

Tabla 5.3: Características más importantes de los cartografiados en infrarrojo cercano, 1-5  $\mu m$ , en alta resolución espacial.

Cartografiado	Año de observación	$\lambda$ en $\mu m$	Resolución	Sensibilidad	Zona del cielo observada
Univ. de Kyoto	78/79	1.61, 2.2, 3.5	60"	6.5 mag	$-11^\circ \leq l \leq 45^\circ$
TMSS	65	2.2	$3' \times 10'$	3.0	$-33^\circ \leq \delta \leq 88^\circ$
RAFGL	71-74	4.2, 11 19.8, 27.4	$3.4' \times 10.5'$	1.3 mag	90 % del cielo
Leicester	80-81	2.2	$26'' \times 7''$	9.5 mag	$l = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ $40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$
IRSV	82	2.2		5.5 mag	$249^\circ \leq l \leq 360^\circ$ $b \leq 5^\circ$
IRAS	83	12, 25 60, 100	2 - 6'		96 % del cielo
TMGS	desde 89	2.2	15"	10.5 mag	Centro y plano galactico
DENIS	1996 ?	1, 2.15, 3.4	3"	14 mag	Todo el cielo
2MASS	planeado				Todo el cielo



## Capítulo 6

### Observaciones

El equipo del Dr Garzón del IAC viene desarrollando un proyecto de observación e investigación del plano galactico desde 1989, conocido como TMGS, según vimos en el capítulo anterior ( Garzón et al., 1993; Calvet et al., 1994). Consiste en un cartografiado en la banda K, determinando la posición y magnitud de las fuentes encontradas. Con nuestra incorporación al proyecto en 1992, parte del tiempo de observación se dedicó a cartografiar la parte del plano correspondiente al alabeo.

En los siguientes apartados analizamos las características de las observaciones y las zonas observadas.

#### 6.1 Telescopio y lugar de observación

Las observaciones se han realizado en el Telescopio Carlos Sánchez del Observatorio de Izaña ( Tenerife ), perteneciente al Instituto de Astrofísica de Canarias funcionando desde sus inicios para medidas en infrarrojo.

Situado a 2400 m sobre el nivel del mar, su emplazamiento posee buenas condiciones de observación en IR, solo mejoradas por el observatorio de Maunakea Kea (Hawaii), ya que el aire tiene poca humedad al encontrarse atrapada bajo la capa de inversión. Las observaciones en IR son muy sensibles al vapor de agua pues la absorción de la atmósfera en  $2.2 \mu\text{m}$  se debe principalmente a esa molécula.

El telescopio es de tipo Cassegrain con un espejo primario elipsoidal con diámetro 1.5 m. El espejo secundario es esférico dando un foco Cassegrain resultante



de  $f/13.8$ . La montura es ecuatorial con un yugo inglés que restringe las declinaciones de observación entre  $-42^\circ < \delta < 66^\circ$ . ( Selby y Mampaso, 1991 )

## 6.2 Instrumentación

La instrumentación postfoco fue especialmente construida para realizar cartografiados estelares en la banda K ( Hepburn, 1991).

En esencia consiste en un sistema óptico que forma una imagen del cielo sobre 7 detectores cuadrados de InSb montados en línea. Tanto el sistema óptico como los detectores se encuentran encerrados en un criostato refrigerado con nitrógeno líquido. Esto es así para evitar el ruido de fondo en la señal, debido a la emisión de radiación infrarroja de los cuerpos a temperatura ambiente; la temperatura en el detector es por tanto de 62 K

Los detectores presentan un tamaño de  $15 \times 15$  arcsec con un espacio vacío o zona muerta de 2 arcsec (figura 6.1).

La señal eléctrica que proviene de los detectores es amplificada y digitalizada a través de sendos amplificadores y convertidores frecuencia-voltaje, independientes para cada detector. Todos estos dispositivos se encuentran en el telescopio, lo más próximos a los detectores, para evitar el ruido que se puede producir por efecto antena.

La frecuencia de muestreo de la señal es  $f = 9.361 \text{ Hz}$ , por tanto registramos la radiación incidente sobre cada detector cada  $1/9.361 \text{ s} \sim 0.1 \text{ s}$ . Toda la información es grabada para su posterior tratamiento. El sistema de adquisición de datos ha sido desarrollado por Peter Hammersley y Francisco Garzón. (Hammersley, 1989; Garzón et al., 1993).

## 6.3 Técnicas de medida

La radiación incidente sobre los detectores se mide de forma continua sin realizar la técnica habitual en fotometría infrarroja conocida como "chopping", que consiste en registrar la diferencia de flujo de dos regiones del cielo próximas entre sí que se miden alternativamente.



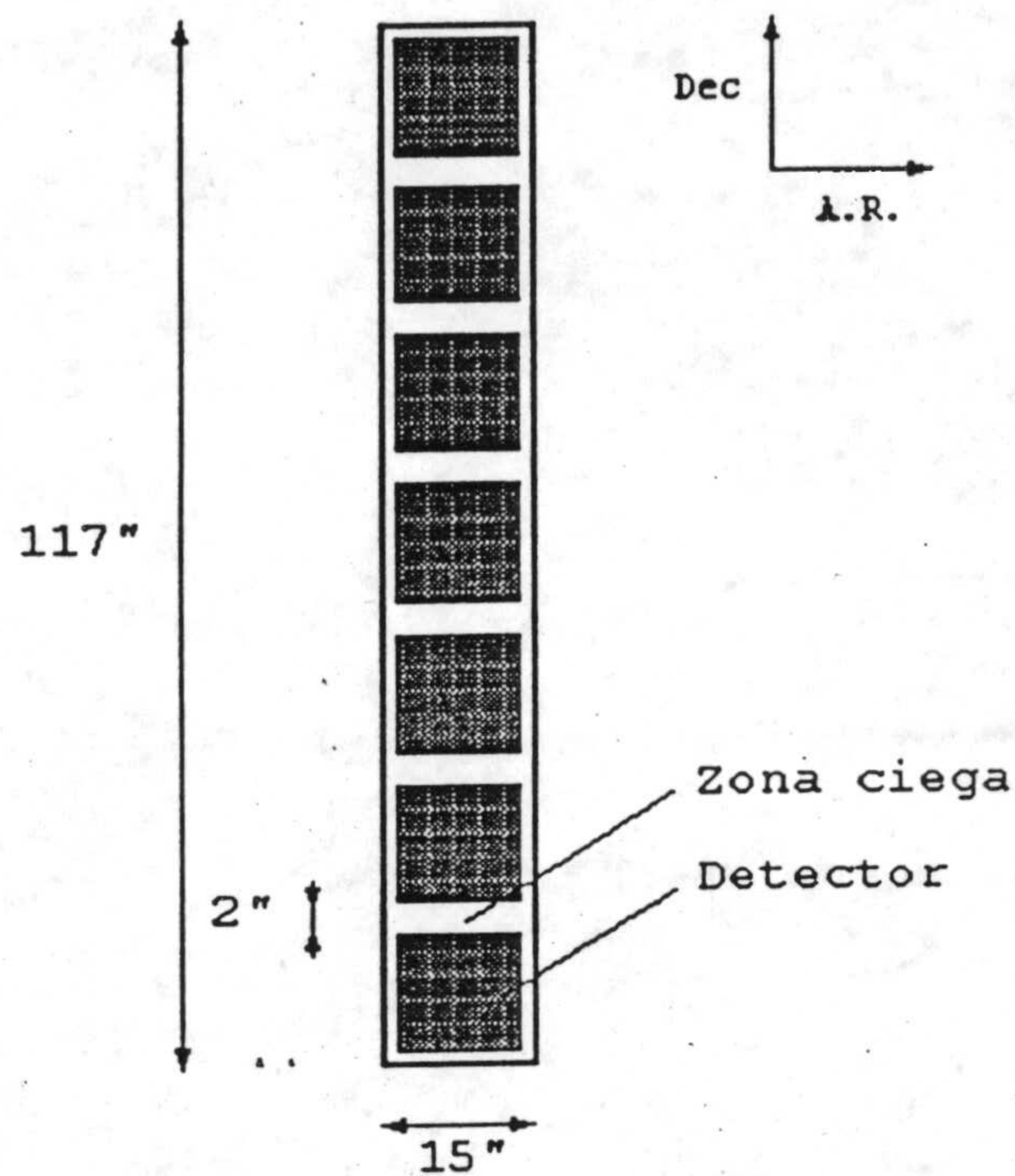


Figura 6.1: Configuración y tamaño de los 7 detectores. En la gráfica también se muestran las direcciones del movimiento de una estrella para las calibraciones en declinación y ascensión recta. (Calvet, 1994)

Se puede medir de forma continua pues los detectores son suficientemente estables. Esta estabilidad se consigue evitando fluctuaciones en la temperatura de los detectores, haciendo descender la temperatura del nitrógeno del criostato por debajo de su punto de ebullición hasta llegar a la del punto triple; así se consigue minimizar las variaciones de temperatura, gracias a la estabilidad del punto triple. Este descenso se obtiene conectando la bomba de vacío cada noche antes de las observaciones.

Las ventajas de las medidas en continua, sobre el otro método alternativo, radican en la simplificación posterior del tratamiento de la información y en la mejora de la resolución espacial así como en un mayor rendimiento en el tiempo de observación, detalle último de importancia en observaciones de larga duración. Como veremos posteriormente, una de las limitaciones del sistema de medida en continua es la ausencia de detección de fuentes extensas, que tengan una variación espacial relativamente suave, pues se interpretan como una variación más del nivel



de continua. Esto puede ser una ventaja al estar interesados sólo en la detección de estrellas.

La observación de las zonas de interés se realiza apuntando el telescopio a la posición de inicio del barrido, parando los motores de seguimiento del telescopio e iniciando la toma de datos. Este se mantiene fijo respecto a tierra, de forma que los detectores van variando su ascensión recta, manteniendo la declinación constante. El hecho de que la montura del telescopio sea ecuatorial, permite que los siete detectores estén alineados en declinación ; obteniendo como resultado final para cada barrido, siete franjas del cielo contiguas con declinación constante. La figura 6.2 representa un barrido típico de observación.

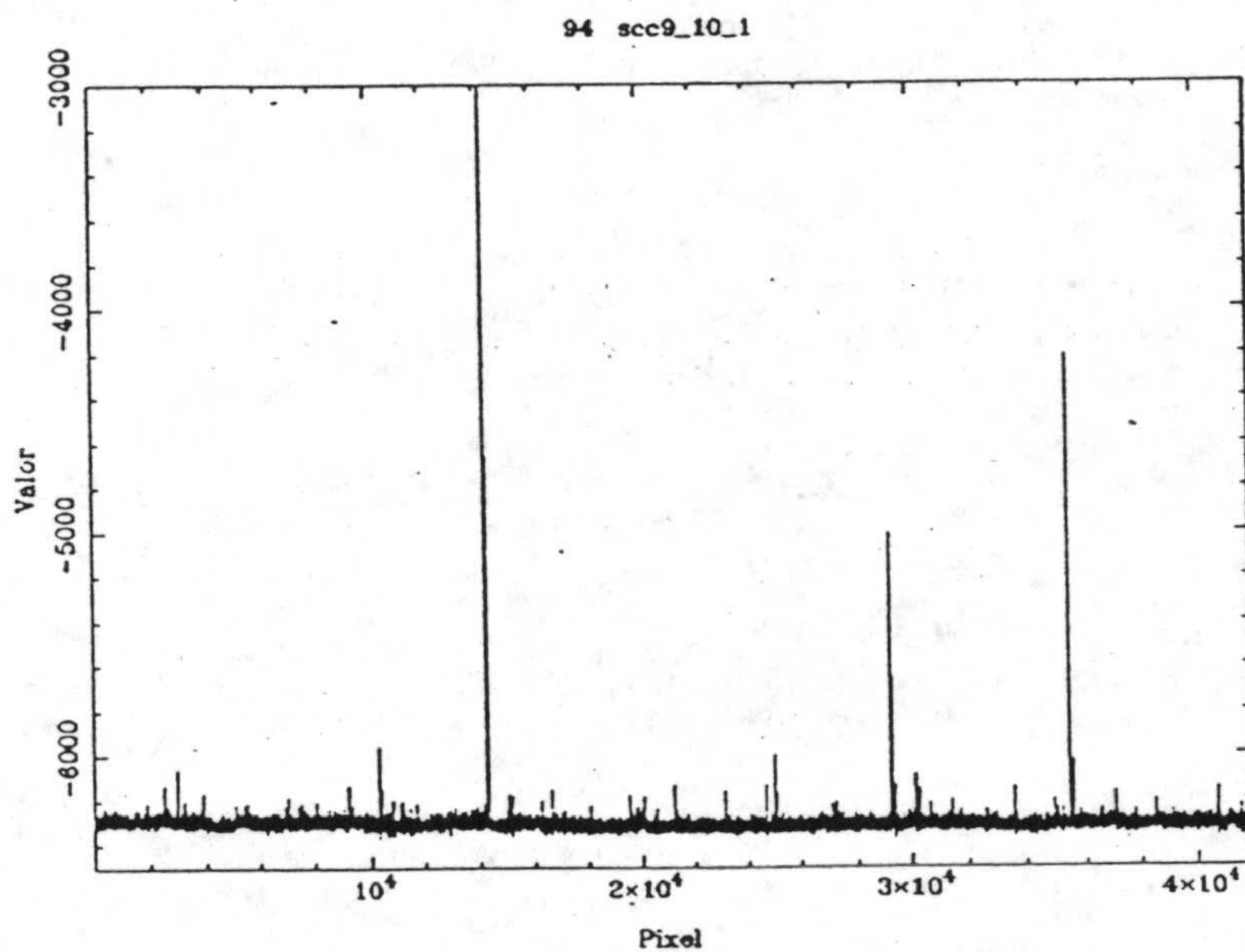


Figura 6.2: Barrido típico de observación. Cada pixel representa en tiempo  $t = 1/9.361 \approx 0.1s$  y en espacio  $s = vt = v_r \cos \delta \approx 1.5 \cos \delta \text{ arcsec}$ , pues la velocidad del telescopio parado es  $v = v_r \cos \delta$ , siendo  $v_r = 15 \text{ arcsecs}^{-1}$  la velocidad de rotación terrestre. Si llamamos  $D$  a la anchura de los detectores, una estrella se "presentará" delante de los detectores un tiempo  $T_D = D/v = D/v_r \cos \delta = (\cos \delta)^{-1}s$  ya que  $D = 15 \text{ arcsec}$ . Por tanto  $T_o \approx (1 - 1.3)s$  que corresponde a 10-15 pixeles. Una fuente puntual es fácilmente detectable.



La utilidad de trabajar a declinación constante es la siguiente:

- Al tener parados los motores, fijando la posición del telescopio en el cielo,  $\delta = cte$ , evitamos la imprecisión en el movimiento del telescopio sobre el cielo, conociendo de forma precisa la posición de las fuentes detectadas, sin más que saber su posición relativa en el barrido, la tasa de muestreo temporal (tiempo que representa cada pixel) y la declinación inicial del barrido.
- Todas las fuentes dentro de un mismo barrido habrán sido medidas con la misma masa de aire.
- Se evitan fluctuaciones en el nivel de tierra por interferencias del motor .

Existen barridos cortos que poseen una amplitud de  $\pm 5^\circ$  en latitud y otros de  $\pm 15^\circ$ , centrados sobre el plano galáctico, dependiendo su duración de la declinación que tengan.

En la figura 6.3 se observa la variación en longitud y latitud galáctica para este tipo de barridos con  $\delta$  constante. En esta figura podemos observar que los barridos no son perpendiculares al plano galáctico, incrementando su inclinación al aumentar la longitud . Como veremos, esto representa una dificultad adicional ya que buscamos asimetrías respecto al plano galáctico en los recuentos estelares.

En la figura 6.4 se observa la duración de los distintos barridos.

Una vez terminado un barrido, se posiciona el telescopio en una zona adyacente con una variación en  $\delta$  de  $115 \text{ arcsec}$  , iniciando un nuevo barrido; de esta forma registramos el cielo en bandas de  $115 \text{ arcsec}$  que se van solapando.

Para convertir la señal eléctrica digitalizada en magnitud astronómica, se realizan durante cada noche 4 o 5 calibraciones en ascensión recta. Consisten en registrar el paso de una estrella de calibración adecuada de una magnitud K conocida por el centro de cada uno de los detectores en las mismas condiciones que los barridos de observación, es decir, con el telescopio fijo respecto a tierra. A partir de esta información obtenemos la recta de Bouguer para esa noche y determinamos los parámetros que la definen : el coeficiente de extinción para esa noche y la constante del sistema para cada detector. (Calvet, 1994)



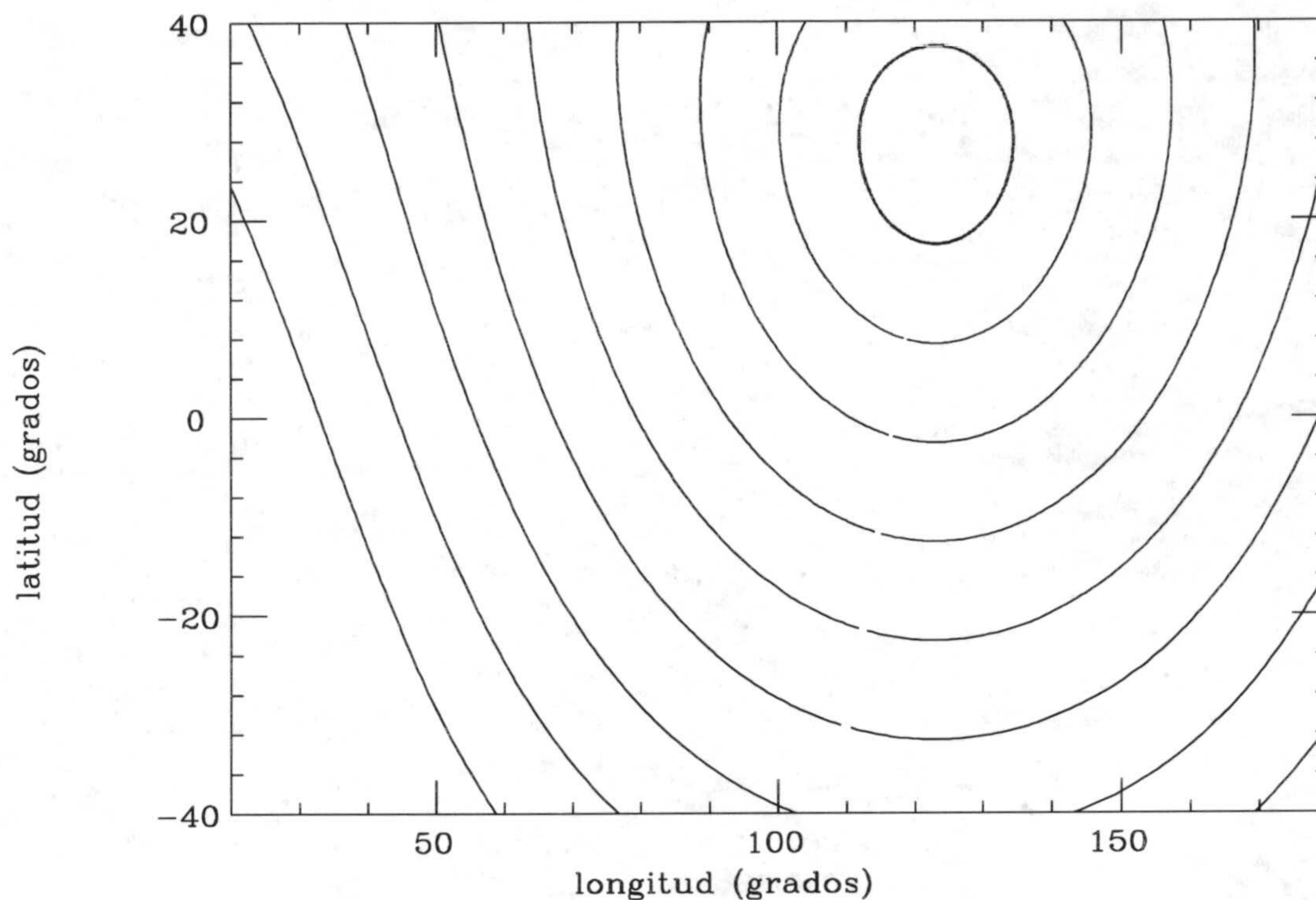


Figura 6.3: Trayectorias de los barridos de observación a  $\delta = cte$  en el plano longitud-latitud galáctica (l,b). Los valores de las declinaciones van desde  $0^\circ$  hasta  $80^\circ$  de  $10^\circ$  en  $10^\circ$ .

Por último se realiza cada noche 1 ó 2 calibraciones en declinación. Consisten en hacer pasar una estrella de calibración por el centro de cada detector manteniendo la ascensión recta constante y variando la declinación. La trayectoria seguida por la estrella es perpendicular a la seguida en la calibración en ascensión recta (fig 6.1), esto se realiza con los motores de seguimiento accionados.

Esta última calibración sirve para corregir los efectos de la zona ciega entre detectores, relacionando la señal que produce el paso de una estrella entre detectores contiguos.



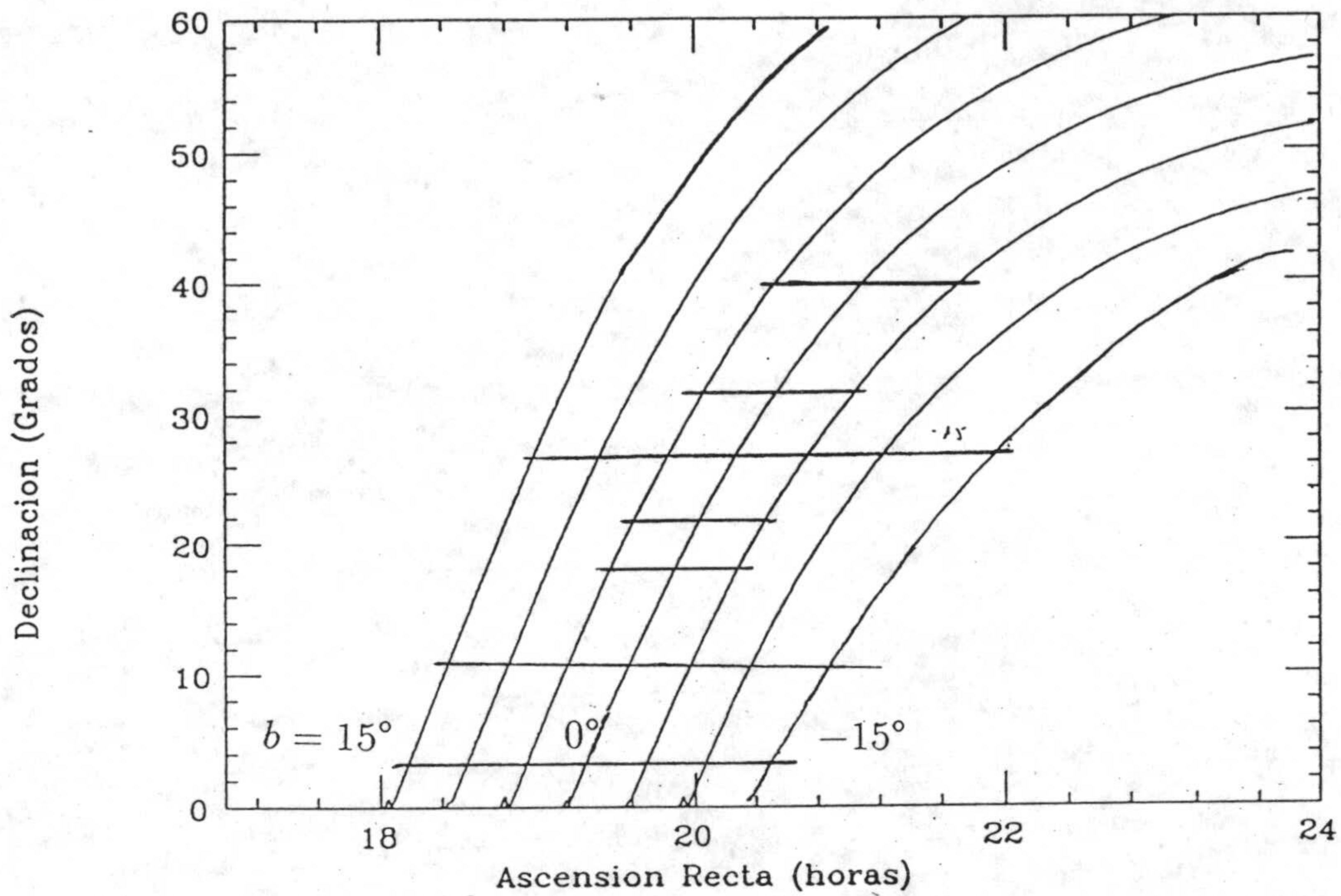


Figura 6.4: Duración en ascension recta. En el plano  $[\alpha, \delta]$  se representan los barridos a declinación constante. También representamos las curvas con latitud galáctica constante. Podemos apreciar que hay dos tipos de barridos, los que poseen un rango de  $\pm 15^\circ$  en latitud y cuya duración oscila entre 2-2.5 horas y los cortos de  $\pm 5^\circ$  con una duración aproximada de una hora.



## 6.4 Procesamiento de los datos

El resultado último de la reducción de los datos experimentales debe ser un catálogo de estrellas, con la posición y magnitud en la banda K; para su posterior tratamiento estadístico.

El análisis de la señal registrada en un detector sigue un tratamiento independiente del resto. De esta forma obtenemos un catálogo estelar para cada detector. Sólo al final del proceso, ayudados por la calibración en declinación, relacionamos los catálogos entre detectores contiguos para evitar la duplicidad que ocurre cuando una estrella pasa por la zona ciega, o próximo a ella.

Los procesos previos para la obtención de este catálogo son:

- Filtrado de la deriva en el nivel de continua.
- Mejora de la relación señal-ruido
- Identificación de las fuentes y obtención de su magnitud

En la figura 6.5 se aprecia el resultado de cada uno de estos procesos.

La variación del nivel de continua se debe a varias causas: variación en la emisión de radiación de la atmósfera terrestre (puede variar la propia intensidad del fondo del cielo) y la variación de los potenciales de la toma de tierra del equipo electrónico de toma de datos.

Para eliminar esta deriva se usa un filtro de mediana de un tamaño de 100 arcsec en ascensión recta ( Garzón 1987). En este proceso se pierde la información que proviene de fuentes extensas, pues la señal suministrada por éstas se interpreta como una variación más del nivel de continua. Por tanto el catálogo final tendrá sólo fuentes puntuales.

En esta etapa también se eliminan los picos agudos y altos debidos a los rayos cósmicos o a fluctuaciones bruscas en la toma de tierra. Estos picos poseen una anchura de 1 ó 2 píxeles , fáciles de identificar frente a las fuentes puntuales que poseen un tamaño de 15 ó 20 píxeles.

La relación señal-ruido puede mejorarse significativamente mediante la técnica mencionada, conocida como filtrado de correlación o “match filtering” (Garzón,



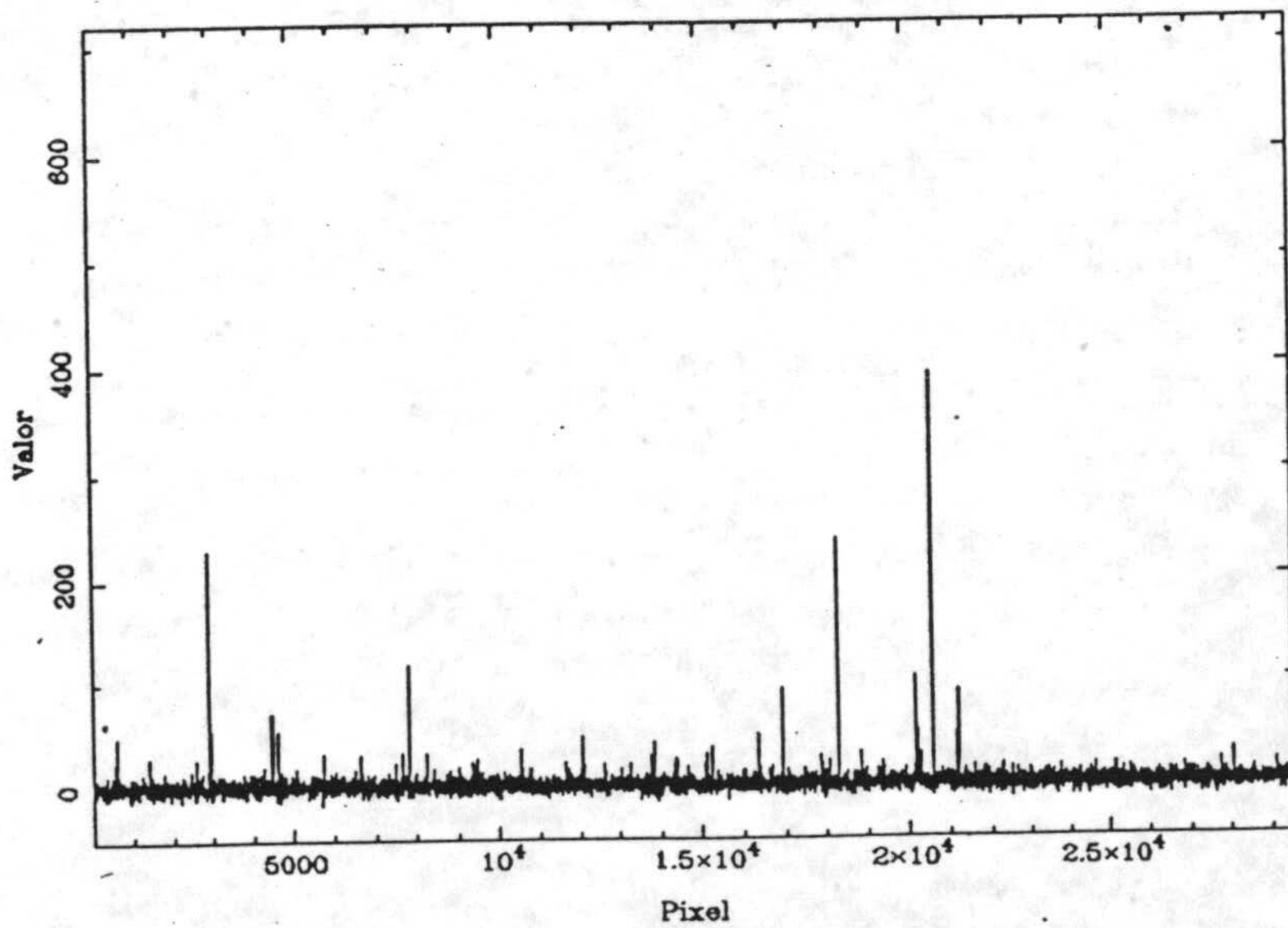
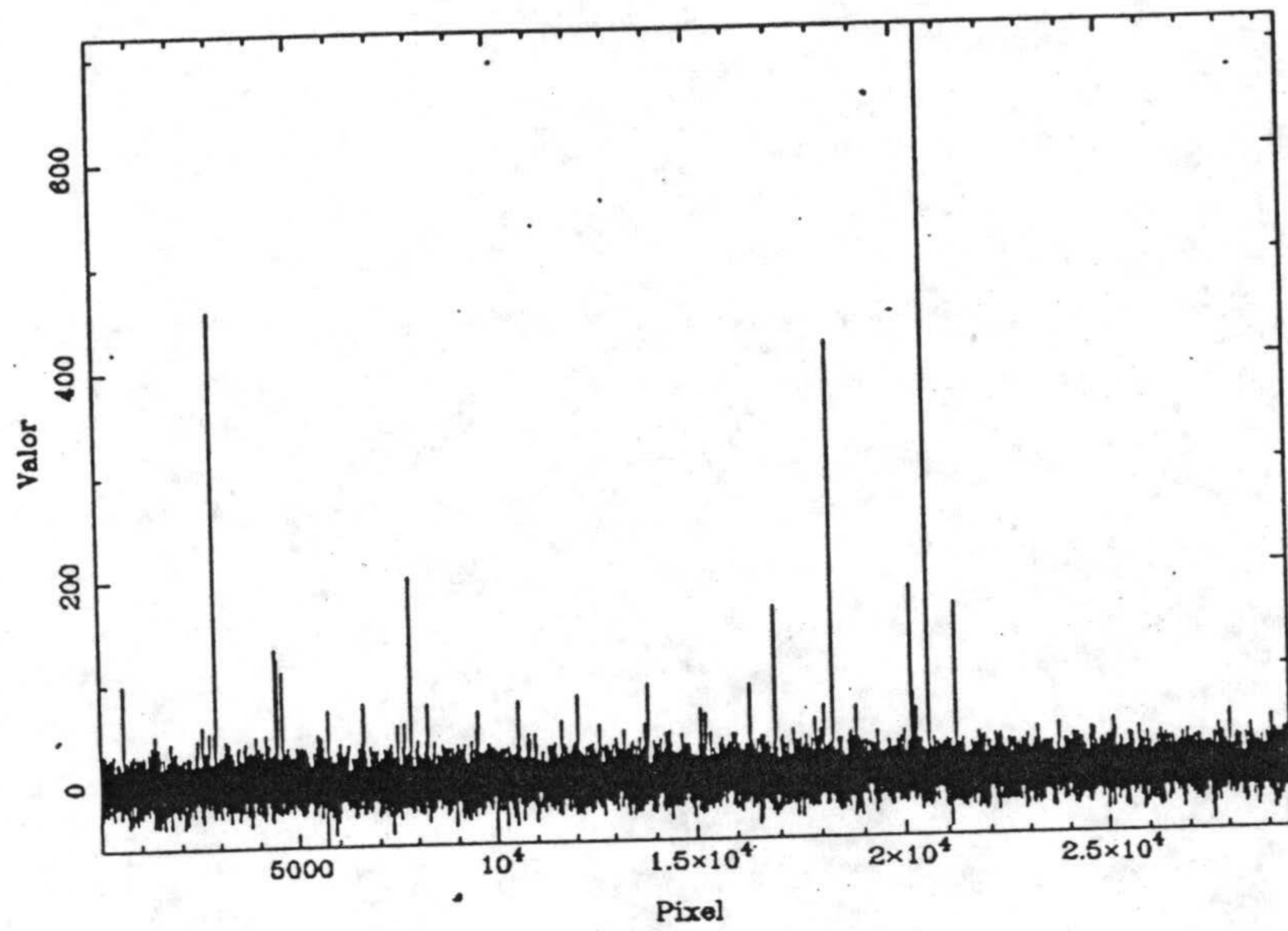
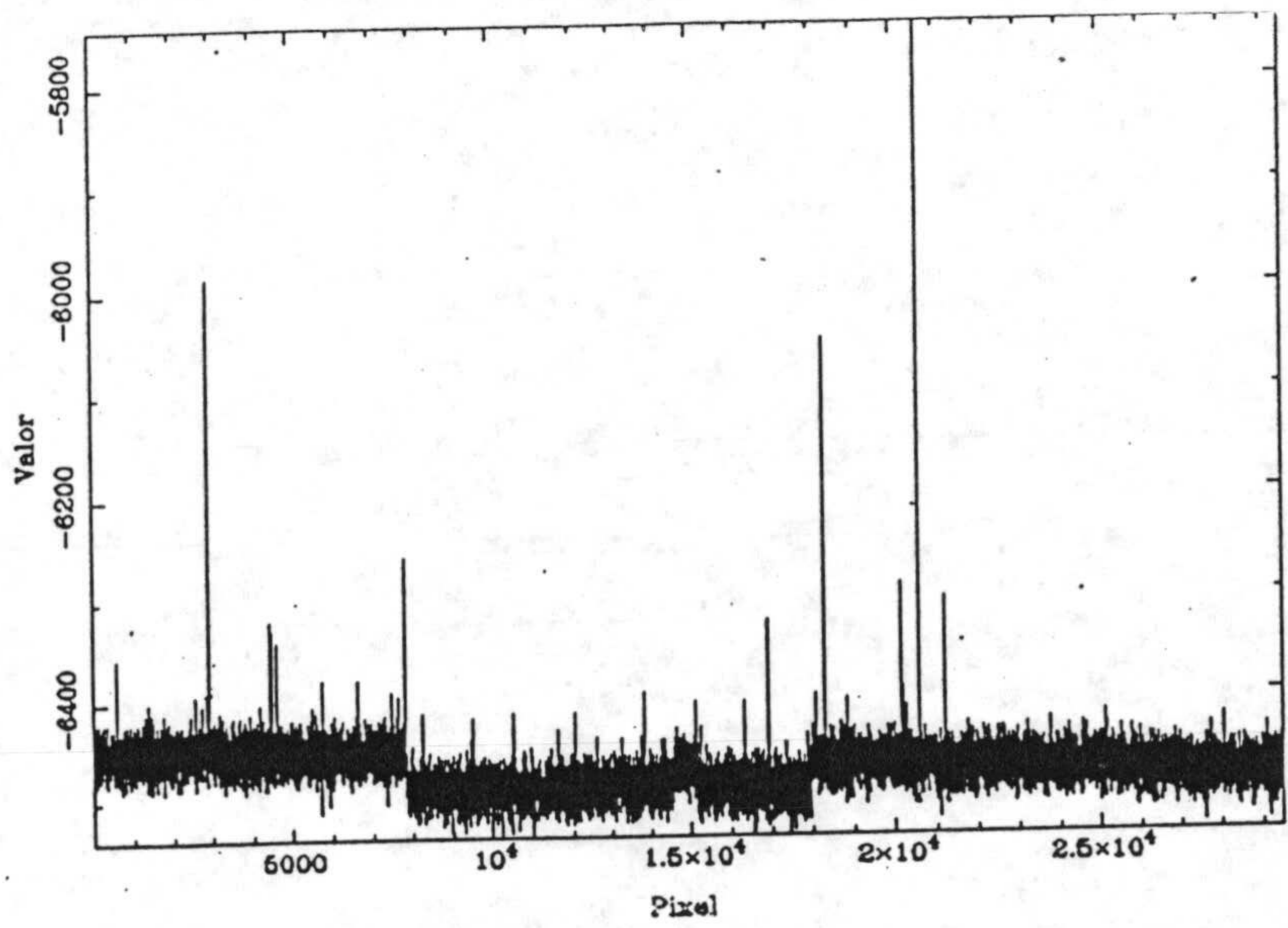


Figura 6.5: Procesos seguidos en el tratamiento de la información registrada por un detector. La figura superior muestra el barrido tal y como se obtiene directamente de los instrumentos del telescopio. En la figura central se representa el mismo barrido, después de someterlo a un filtro en mediana de  $100''$  y en la parte inferior del barrido se ha convolucionado con una gaussiana estándar, técnica que se conoce como "match filtering". Se observa la significativa disminución del ruido.



1987; Hammersley, 1989). Es probablemente el método más sensible para la detección de una señal de forma conocida en presencia de ruido. Todo el barrido se convoluciona con un perfil calibrado o respuesta de un detector al paso de una estrella aislada. De esta forma, se amplifica cualquier señal que tenga la forma del perfil calibrado, mejorando la relación señal-ruido. Este método tiene la desventaja, al ser una convolución, de que ensancha la altura de las fuentes, perdiendo resolución; por tanto, no se puede usar en zonas donde exista confusión de fuentes.

En las zonas del cielo donde existe una alta densidad estelar se puede presentar este fenómeno. Consiste en que para el ángulo sólido subtendido por un detector, existe una cierta probabilidad de que dos o más estrellas se encuentren distribuidas en el mismo ángulo sólido, de forma que el equipo lo tomaría como una sola fuente.

Para tener una idea de esta probabilidad vamos a estimar el número de estrellas esperables en ese ángulo sólido. Si tomamos la magnitud límite de detección del sistema como 10.5 mag y nos situamos en la zona a observar donde existe mayor densidad estelar ( $l = 40^\circ$  y  $b = 0^\circ$ ), zona donde el fenómeno se puede presentar más fácilmente, el modelo que posteriormente veremos nos indica un número de estrellas del orden de 3500 por grado cuadrado, esto representa 0.008 estrellas esperables con magnitud inferior a 10.5 en el área de  $15 \text{ arcsec} \times 15 \text{ arcsec}$  cubierta por un detector. Por tanto en la zona donde realizamos las observaciones no existe el problema de confusión de fuentes, sólo en zonas internas y próximas al plano galáctico existirá esa dificultad de confusión de fuentes.

La magnitud de la estrella se obtiene calculando el área encerrada bajo la curva intensidad-tiempo y comparando con los resultados de la calibración en ascensión recta. La obtención del área tiene menos error que si utilizamos el valor máximo.

La posición de las estrellas se obtiene, en primera aproximación, a partir de la posición inicial donde comenzó el barrido, del pixel donde fue detectada la fuente y de la frecuencia de toma de datos. Por tanto el conocimiento exacto de la posición inicial del barrido es esencial, pues de lo contrario existirá un error sistemático en todas las posiciones. La posición absoluta de cada barrido se determina correlacionando las estrellas más brillantes del mismo con las estrellas de los catálogos SAO (catálogo del "Smithsonian Astrophysical Observatory") y GSC ("Guide Star Catalogue). En cada barrido suele haber 5 ó 6 estrellas brillantes



SAO para las cuales se conoce su posición, magnitud visual y tipo espectral. A partir de estos dos últimos datos se obtiene su magnitud en  $K$ , se localizan en nuestro barrido y se determina el corrimiento que debe sufrir el barrido en su conjunto para que encaje en las estrellas SAO de referencia. Análogamente se realiza con las estrellas del GSC, especialmente cuando no se encuentran estrellas SAO.

## 6.5 Características del cartografiado

La magnitud límite de detección es aquella a partir de la cual no se detectan estrellas más débiles y se confunden con el ruido. Es una limitación física debida a la sensibilidad de los instrumentos de medida y a la capacidad colectora de fotones del telescopio. No depende de la zona que estemos observando, sino más bien de parámetros observacionales como las condiciones atmosféricas o instrumentales, reinantes en el momento de la observación. En el proceso de reducción de datos se toma como detección límite  $3\sigma$  del ruido. Esto nos determina una magnitud límite de 10.5 mag, aunque puede disminuir hasta 10 mag en casos desfavorables.

Otro concepto importante es el de completitud del catálogo; es decir, la magnitud a partir de la cual no estamos seguros de registrar la totalidad de las estrellas presentes en la zona que observamos. Esta magnitud será inferior a la magnitud límite de detección, debido a la confusión de fuentes. Además, en nuestras observaciones, si una estrella de magnitud igual a la magnitud límite pasa por la zona ciega de los detectores, no será identificada.

Para tener una estimación de este último parámetro, podemos usar el criterio dado por Kleimman et al. (1977) para evaluar la completitud de catálogos como el Bright Stars Catalogue y los primeros cartografiados de fuentes puntuales en infrarrojo como el TMSS ("Two Micron Sky Survey) y el AFGL ("Air Force Sky Surveys).

Si representamos  $\log N(m)$  ( número de estrellas más brillantes que una magnitud  $m$  por grado cuadrado ) frente a la magnitud  $m$ , consideraremos que el catálogo es completo hasta la magnitud  $m$  para la cual la anterior gráfica se separa de la linealidad. En la Figura 6.6 podemos observar que el cartografiado es



completo hasta magnitud 10, pudiendo disminuir un poco en zonas donde existe confusión de fuentes.

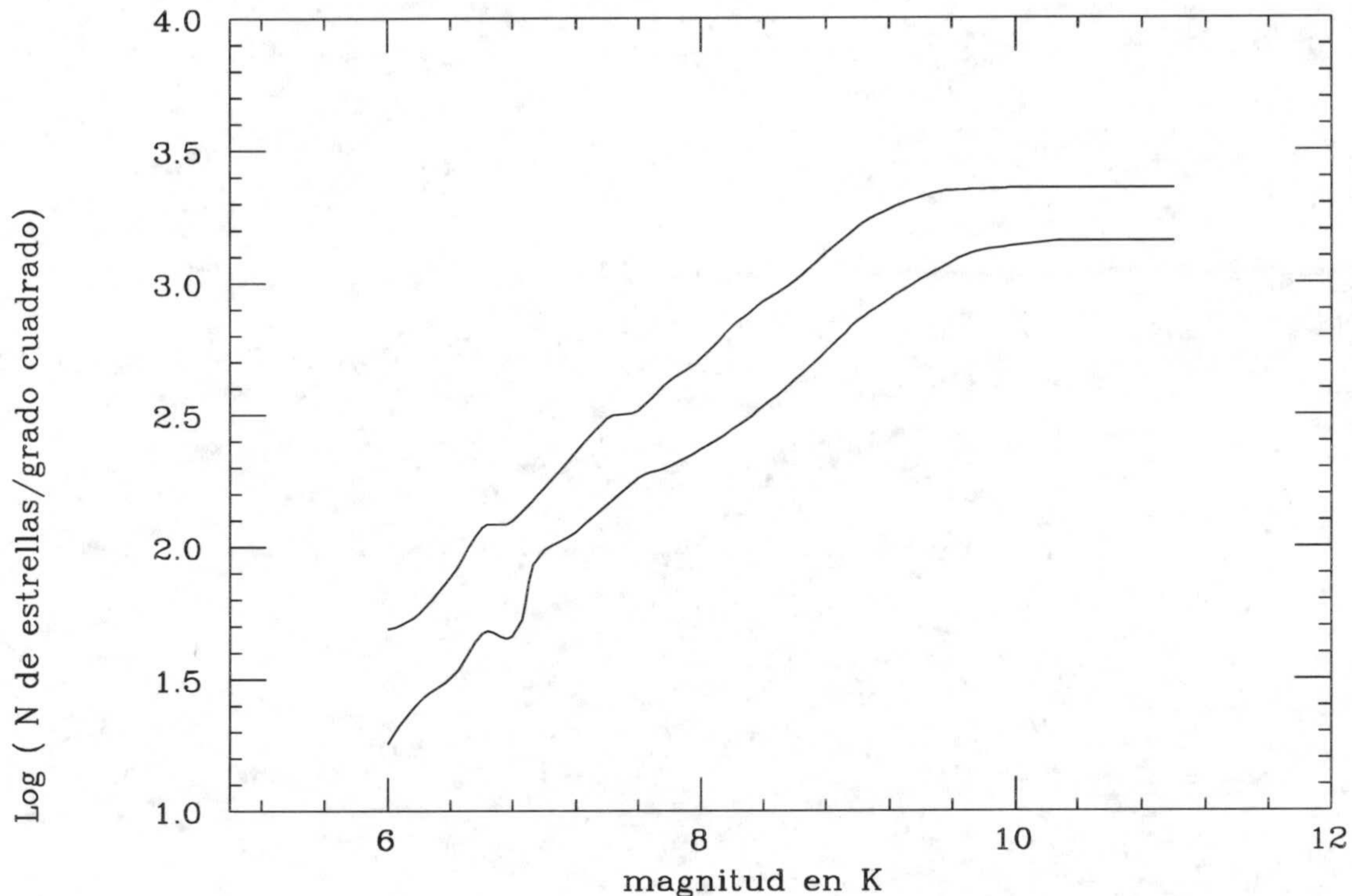


Figura 6.6: Cuentas de estrellas acumuladas para las zonas: línea inferior  $l = 76^\circ$  y  $b = 4.5^\circ$ ; línea superior  $l = 45.5^\circ$  y  $b = 0^\circ$ .

Para obtener las incertidumbres en posición y magnitud del cartografiado TMGS, el equipo del Dr. Garzón repitió los barridos en algunas zonas y se compararon las dispersiones existentes. Como comprobación adicional realizó fotometría infrarroja para algunos objetos del catálogo en el telescopio William Herschel de la Palma ( Garzón et al., 1993). El resultado es que el catálogo tiene un error de 0,15 magnitudes aumentando hasta 0,5 en zonas donde existe confusión de fuentes o magnitudes muy débiles próximas al límite de detección. Para las posiciones el error es del orden de 4 *arcsec* en declinación y algo menor en ascensión recta (Calvet, 1994).



## 6.6 Elección de la zona a observar

Existen varios factores que intervienen en la elección de la zona a observar:

- Distribución del alabeo desde una perspectiva solar, ya que es una estructura galactocéntrica.
- Distancia máxima de observación, que depende de la magnitud límite de observación, magnitud absoluta de la estrella y de la extinción.
- Características propias del método de observación, como el hecho de ser a declinación constante los barridos y del tiempo disponible de observación.

Vamos a cuantificar estos factores.

La relación entre la magnitud aparente, en el filtro K, que presenta una estrella, su magnitud absoluta y la distancia a la que se encuentra es:

$$m_K - M_K = 5 \log r - 5 + A_K(r)$$

donde  $A_K(r)$  es la extinción en magnitudes en la banda K. La gráfica 4.11 nos muestra la anterior relación.

Para tener una idea de la distancia máxima a la que puede observarse una estrella, calculamos la intersección de la gráfica anterior con la recta  $m_K - M_K = cte$  obteniendo la distancia máxima que buscamos.

Si tomamos como magnitud límite de detección del equipo de medida 10.5, una estrella gigante de tipo espectral K3 ( $M_K \approx -3 mag$ ), se observará hasta 5 kpc y una gigante de tipo espectral M3 ( $M_K \approx -5.5 mag$ ) se observará hasta 14-15 kpc para latitudes fuera del plano.

Cuantificar el rango de variación del alabeo en latitud y longitud es importante para un mejor aprovechamiento de las observaciones. En el capítulo 3 se ha desarrollado un modelo geométrico del alabeo. La gráfica 3.8 nos indica la zona óptima para las observaciones. La zona a observar estaría comprendida entre  $40^\circ \leq l \leq 100^\circ$  y  $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$ , para optimizar las observaciones.



Mas allá de  $l = 100^\circ$  los barridos van aumentando su inclinación respecto al plano galáctico  $b = 0^\circ$  (figura 6.3), siendo mas difícil la comparación entre la parte del plano  $b < 0^\circ$  y  $b > 0^\circ$ ; además, la duración de los barridos aumenta significativamente.

## 6.7 Zonas observadas

Una última cuestión a considerar es el área que hay que cubrir para tener un número significativo de estrellas de forma que los errores estadísticos sean aceptables.

En un estudio estadístico, como es el recuento estelar, extraemos una muestra (equivale a cubrir una zona determinada con los detectores en sucesivos barridos) a partir de la cual, estimamos los parámetros de la población que estudiamos. Concretamente estimamos el número de estrellas con magnitud en un determinado intervalo por grado cuadrado. Veamos qué área hay que cubrir para tener un número significativo de estrellas.

“La incertidumbre natural” (término introducido por Boj y Opic, 1937) en los recuentos estelares, es decir la dispersión alrededor del valor medio en un conjunto homogéneo de recuento estelar, sujeto a fluctuaciones aleatorias, es del orden de  $\sqrt{N_*}$  y el error relativo es de  $\frac{1}{\sqrt{N_*}}$  donde  $N_*$  es el número de estrellas halladas en el recuento. (Tumpler y Weaver 1967, Statistical Astronomy).

Como hipótesis de trabajo vamos a situarnos en la zona más alejada del centro galáctico y del plano dentro de nuestras observaciones, corresponde a  $l = 90^\circ$  y  $b = -5^\circ$ . Para tener un error relativo del 5% necesitamos cubrir un área donde tengamos un recuento del orden de  $\frac{1}{\sqrt{N_*}} = 0.05$  y por tanto  $N_* \simeq 400$ . El modelo que desarrollaremos en el capítulo siguiente, y al que nos hemos referido antes para realizar alguna estimación, nos indica que para  $l = 90^\circ$  y  $b = -5^\circ$ , se espera del orden de 1200 estrellas/grado<sup>2</sup>, con magnitud inferior a 10.5 mag, luego para tener 400 estrellas necesitamos cartografiar un área de 0.33 *grados*<sup>2</sup> para un  $l$  y  $b$  concretos. Cada barrido nos aporta un área de 0.035 *grados*<sup>2</sup> (1° en latitud y 117 *arcsec* -anchura de los siete detectores- en longitud), por consiguiente el número de barridos mínimo será de 9 ó 10. Este número nos permite asegurar que el error relativo máximo que se comete en el recuento acumulativo total es del



orden del 5 %, para  $b = \pm 5^\circ$ , aunque puede disminuir si nos acercamos al plano, donde el número de estrellas esperado es superior.

En la figura 6.7 tenemos las zonas observadas y en la tabla las características de cada zona: posición inicial, posición central, posición final, número de barridos y declinación media del conjunto de barridos de la zona. En cada campaña de observación se peinaban por lo general dos zonas, si los barridos eran de corta duración y uno, si oscilaba entre  $\pm 15^\circ$  en latitud.

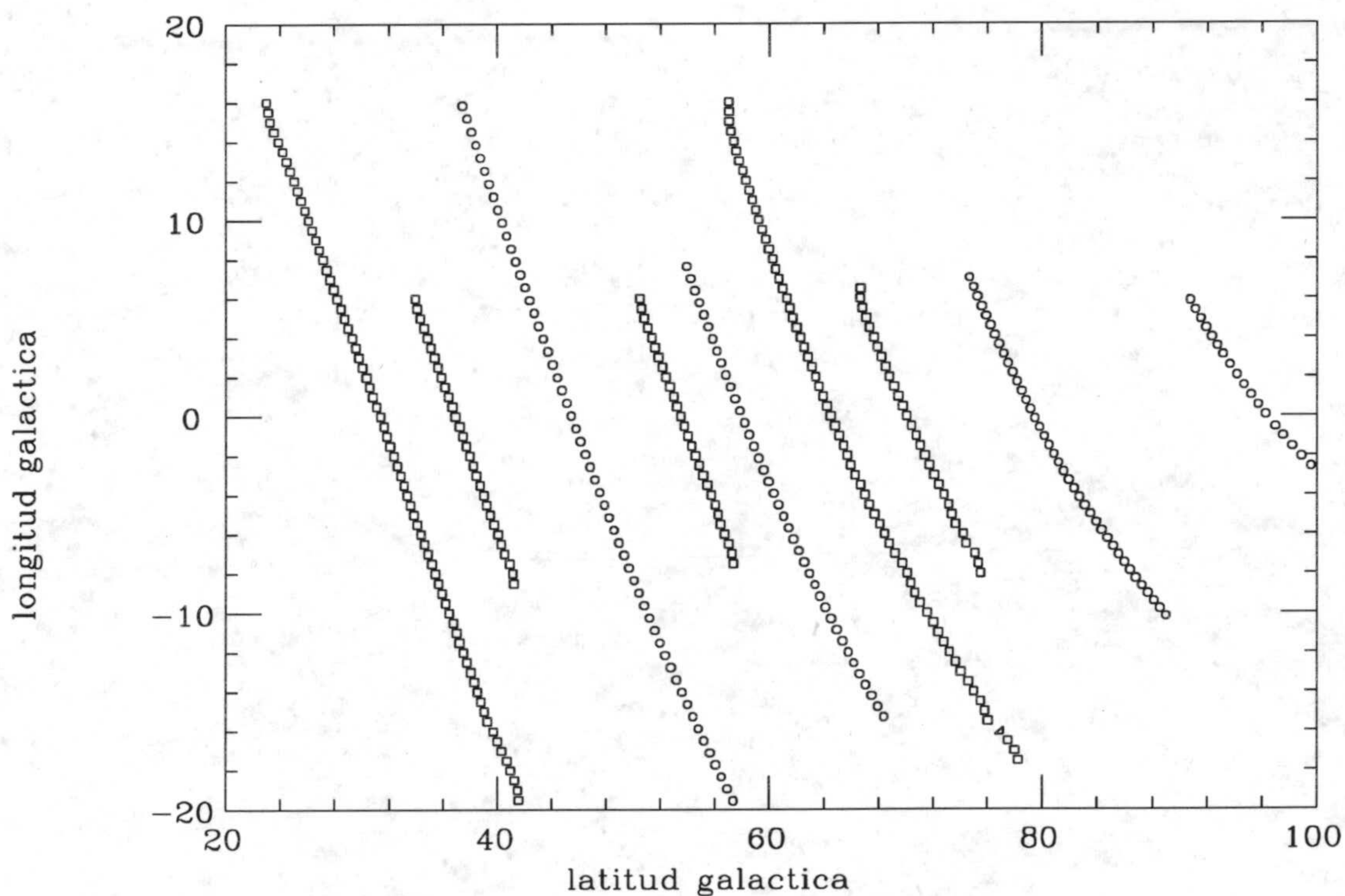


Figura 6.7: Zonas observadas. Con el símbolo  $\square$  representamos las observaciones del TMGS realizadas antes de 1993, con el símbolo  $\circ$  representamos las observaciones realizadas tras nuestra incorporación en 1992.



Tabla 6.1.- Parámetros de las zonas de observación

$(l, b)_{inicial}$	$(l, b)_{central}$	$(l, b)_{final}$	N° Barridos	Declinación
(22.8°, 15.6°)	(31.1°, 0°)	(39.0°, -15°)	46	-1°
(33.9°, 5.9°)	(36.9°, 0°)	(39.5°, -5°)	5	3.5°
(37.4°, 15.8°)	(45.4°, 0°)	(54.3°, -15.3°)	7	11°
(50.3°, 5.8°)	(53.5°, 0°)	(56.3°, -7°)	11	18.2°
(57.9°, 15.0°)	(65.0°, 0°)	(75.8°, -15.0°)	44	27°
(54.5°, 6.84°)	(57.9°, 0°)	(57.8°, -5°)	16	22°
(66.5°, 5.9°)	(70°, 0°)	(73.5°, -5°)	12	32.4°
(75.0°, 6.5°)	(79.2°, 0°)	(85.1°, -6.7°)	10	40°
(90.7°, 5.9°)	(96.34°, 0°)	(106.05°, -6.37°)	14	53°



## Capítulo 7

# Modelo de emisión y recuento estelar en la banda K

He creído conveniente introducir en este capítulo la conocida ecuación de los recuentos estelares, en aras de una mayor claridad. El desarrollo expositivo de conceptos conocidos nos sirve para introducir la nomenclatura que posteriormente vamos a utilizar en el capítulo en una doble vertiente, la determinación de la escala de longitud radial de la galaxia y la obtención del modelo de brillo superficial a partir de los recuentos.

También quiero indicar que he sucumbido a la tentación de realizar una brevísima introducción histórica sobre los recuentos estelares.

### 7.1 Introducción

El estudio de la estructura galáctica a partir de los recuentos estelares (número de estrellas que se observan en un área del cielo hasta una magnitud aparente determinada) se remonta a los primeros astrónomos: Herschel fue el primero. Más recientemente Kaptein utilizó placas fotográficas con este propósito. Los primeros investigadores en este campo como Kaptein, van Rhijn, Oort, etc, usaron los recuentos en un esfuerzo por determinar la estructura geométrica de la galaxia y la extinción existente. Intentaban invertir la ecuación fundamental de las cuentas de estrellas (ecuación 7.2) para inferir la estructura y parámetros de las distintas



poblaciones estelares. Estos esfuerzos tuvieron un éxito limitado debido a la naturaleza no uniforme de la extinción y a la escasez de datos bien calibrados. Además la inversión de la ecuación anterior es un método matemático inestable que puede producir datos poco fiables, cuando el número de estrellas es escaso y la precisión fotométrica es baja. Mihalas y Binney (1981) muestran una revisión moderna de esta técnica. Estos procedimientos se han aplicado recientemente para el visible (McCluskey, 1969; Gilmore y Reid, 1983) y por primera vez para observaciones en infrarrojo, Calvet et al., 1995.

Después de estar un cierto tiempo en desuso esta técnica, aparece un renovado interés por ella a partir de los años 80. Se debe al desarrollo de máquinas automáticas que digitalizan las placas con muy poca intervención humana y a las nuevas posibilidades de cálculo que permiten el desarrollo de modelos para la galaxia. Se asume una distribución geométrica de estrellas en nuestra Galaxia a partir de datos observados en otras galaxias del mismo tipo y en evidencias observacionales de nuestra propia Galaxia. El modelo dará unas predicciones para las cuentas de estrellas que se comparan posteriormente con las observaciones realizadas en áreas del cielo seleccionadas, modificándose los parámetros hasta que el ajuste es adecuado.

Bacall y Soneira (1980) realizaron el primer modelo con esta nueva forma de trabajar. Le siguieron otros como el de Pritche (1983), Reid y Gilmore (1983) todos ellos en visible y contrastando sus observaciones para latitudes mayores de  $20^\circ$  donde la extinción es sensiblemente menor que en el plano.

Tras los primeros cartografiados del flujo de la galaxia en IR, aparecen los primeros modelos que intentan explicar el flujo observado, son los de Kawara et al. (1982), Mikami (1982) y más recientemente el de Kent et al. (1989) sobre datos del Spacelab. Los recuentos estelares en  $2.2 \mu\text{m}$  han contribuido también al desarrollo de modelos más o menos simples de estructura galáctica como son los de Jones et al. (1981), Kawara et al. (1982), Eaton et al. (1984), Ruelas-Mayorga (1991 a,b), Habing (1988) y Waiscoat et al. (1992). Estos dos últimos intentan reproducir las cuentas de estrellas a partir de los datos IRAS.

Estos modelos consideran dos componentes básicas: el disco y la componente esferoidal, variando su composición de unos modelos a otros. Los modelos más completos consideran el disco constituido por un disco grueso, un disco delgado,



un anillo estelar (coincidiendo con el anillo molecular), y los brazos espirales. La componente esferoidal a su vez esta formada por el bulbo central y el halo.

Nosotros buscamos un modelo de emisión y recuento estelar en la zona del disco alabeado, por tanto la componente esferoidal no contribuye y sólo el disco delgado y los brazos espirales son las constituyentes fundamentales de la Galaxia para latitudes  $|b| < 10^\circ$  y longitudes  $l > 40^\circ$ . El modelo de emisión, o de brillo superficial de la galaxia, se obtiene inmediatamente a partir del modelo de cuentas de estrellas. Si sabemos el número de estrellas con magnitud aparente en el intervalo  $[m, m + dm]$  para un área determinada, sabremos el flujo que nos llega debido a las estrellas con esa magnitud aparente. Integrando a todas las magnitudes tendremos el flujo en esa área. Este paso de recuento estelar a flujo se puede realizar hasta longitudes de onda del infrarrojo cercano, pues en el infrarrojo medio el polvo caliente que rodea las estrellas y que existe en el medio interestelar tiene una emisión importante.

## 7.2 Ecuación fundamental de los recuentos estelares

Sea  $\mathcal{A}(m, l, b)$  la función de distribución de estrellas en magnitudes aparentes y por grado<sup>2</sup>.  $\mathcal{A}(m, l, b) dm$  nos determina el número de estrellas observadas en un ángulo sólido de un grado<sup>2</sup> en la dirección  $(l, b)$  y cuya magnitud se encuentra en el intervalo  $[m, m + dm]$ . En la bibliografía  $\mathcal{A}(m, l, b)$  se denomina función de recuento estelar diferencial ("Differential Star Counts Function"). Junto a  $\mathcal{A}(m, l, b)$  se usa el número de estrellas  $\mathcal{N}(m, l, b)$  mas brillantes que una magnitud dada  $m$ , por grado<sup>2</sup> (recuento acumulado).

$$\frac{d\mathcal{N}(m, l, b)}{dm} = \mathcal{A}(m, l, b)$$

$$\mathcal{N}(m, l, b) = \int_{-\infty}^m \mathcal{A}(m', l, b) dm'$$

Tanto  $\mathcal{N}(m, l, b)$  como  $\mathcal{A}(m, l, b)$  se obtienen observacionalmente. En la práctica  $\mathcal{A}(m, l, b)$  se obtiene contando el número de estrellas en el rango de



magnitudes  $[m - 1/2, m + 1/2]$ . Los conceptos anteriores se refieren al recuento global de estrellas sin hacer distinción sobre el tipo espectral. Se pueden obtener las mismas magnitudes físicas considerando el tipo espectral de forma que

$$\mathcal{A}(m, l, b) = \sum_S \mathcal{A}(m, l, b, S)$$

Si llamamos a  $\nu(r, l, b, M, S)$  la densidad de volumen de estrellas de tipo espectral  $S$  y con magnitud absoluta  $M$ , a distancia  $r$  del Sol en la dirección  $(l, b)$ , tendremos:

$$\mathcal{A}(m, l, b, S) = \int \nu(r, l, b, M, S) dV$$

La función  $\nu(r, l, b, M, S)$  se suele factorizar como:

$$\nu(r, l, b, M, S) = n_S(r, l, b) \phi_S(M)$$

$\phi_S(M)$  es la función de luminosidad, que nos determina el número de estrellas por  $pc^3$ , para el tipo espectral  $S$ , cuya magnitud absoluta se encuentra en el intervalo  $(M, M + dM)$ , en la vecindad solar,  $n_S(r, l, b)$  representa la densidad de volumen, para el tipo espectral  $S$ , normalizada a la correspondiente densidad en la vecindad solar, siendo independiente de la magnitud absoluta  $M$ . Esta factorización supone considerar la función de luminosidad constante en toda la galaxia, luego  $\phi_S(M)$  será independiente de la posición. Mas adelante trataremos sobre este asunto. En lo que sigue por simplicidad en la notación suprimiremos  $l$  y  $b$  teniendo presente la dependendencia con la dirección.

Si llamamos  $A(r)$  la absorción en magnitudes a lo largo de la línea de visión, tendremos que una estrella de magnitud absoluta  $M$  y a distancia  $r$  del Sol se nos presenta con magnitud aparente  $m$ :

$$m = M + 5 \log r - 5 + A(r) \quad (7.1)$$

Por tanto en el campo que subtiende el ángulo sólido  $\omega$ , las estrellas de magnitud  $M$ , en el elemento de volumen  $dV$  centrado a distancia  $r$ , y tipo espectral  $S$ , contribuirán a la función  $\mathcal{A}(m, S)$  como:

$$d\mathcal{A}(m, S) = \phi_S[m + 5 - 5 \log r - A(r)] n_S(r) \omega r^2 dr$$



A otra distancia  $r'$  contribuirán las estrellas de magnitud  $M'$  si la combinación  $r', M', m$  satisface la ecuación 7.1.

El número de estrellas proyectadas en el área determinada por el ángulo sólido  $\omega$  y con magnitud aparente  $m$  y tipo espectral  $S$  queda:

$$\mathcal{A}(m, S) = \omega \int_0^\infty \phi_S[m + 5 - 5 \log r - A(r)] n_S(r) r^2 dr \quad (7.2)$$

La ecuación anterior es conocida como la ecuación fundamental de los recuentos estelares.

Puesto que las observaciones que nosotros manejamos no poseen información sobre el tipo espectral, podemos poner simplemente que

$$\mathcal{A}(m) = \omega \int_0^\infty \phi(M) n(r) dr$$

donde  $\phi(M)$  representa la función de luminosidad general  $\phi(M) = \sum_S \phi_S(M)$  y  $n(r)$  la densidad total de estrellas a distancia  $r$ , normalizado al valor que toma en el Sol. No considerar el reparto espectral ahorra tiempo de computación al obtener resultados con el modelo, pero presenta dos problemas:

- Error de método, ya que agrupar todos los tipos espectrales supone que  $\phi(M)$ , en cualquier punto dentro del rango de observaciones, es idéntica a la existente en la vecindad solar. Esto significa que la proporción relativa entre los diversos tipos espectrales permanece constante en la Galaxia. Se ignoran pues cambios en la proporción como las que pueden existir en los brazos espirales (por ej. las estrellas OB se encuentran en una proporción muy alta en los brazos espirales). La función de luminosidad espectral posee mayor sentido físico pues las estrellas de un mismo tipo espectral poseen un mismo estado de evolución, emitiendo fundamentalmente en torno a un valor medio  $M_o$  bien conocido. No hay razón para suponer que  $\phi_S(M)$  varía en la galaxia.
- Si trabajamos con tipos espectrales, el modelo nos suministra más información ya que podemos saber que tipos espectrales contribuyen fundamentalmente a  $\mathcal{A}(m)$ .



### 7.3 Función de luminosidad en la banda K

Uno de los primeros intentos de obtener la función de luminosidad en infrarrojo, se debe a Mamon y Soneira (1982). Transformaron la función de luminosidad de la banda V a diversas bandas infrarrojas. Esta forma de trabajar, extrapolando resultados del visible al infrarrojo puede conducir a resultados erróneos ya que algunas poblaciones estelares son apenas perceptibles en el visible y sin embargo emiten considerablemente en el infrarrojo. Esas poblaciones estelares se encuentran en el límite de magnitudes débiles de la función de luminosidad que se conoce mal. La figura 7.1 muestra diversas funciones de luminosidad en la banda K, la de puntos es la de Mamon y Soneira. Como hemos indicado en la sección anterior, posee mayor interés la utilización de  $\phi_S(M)$ .

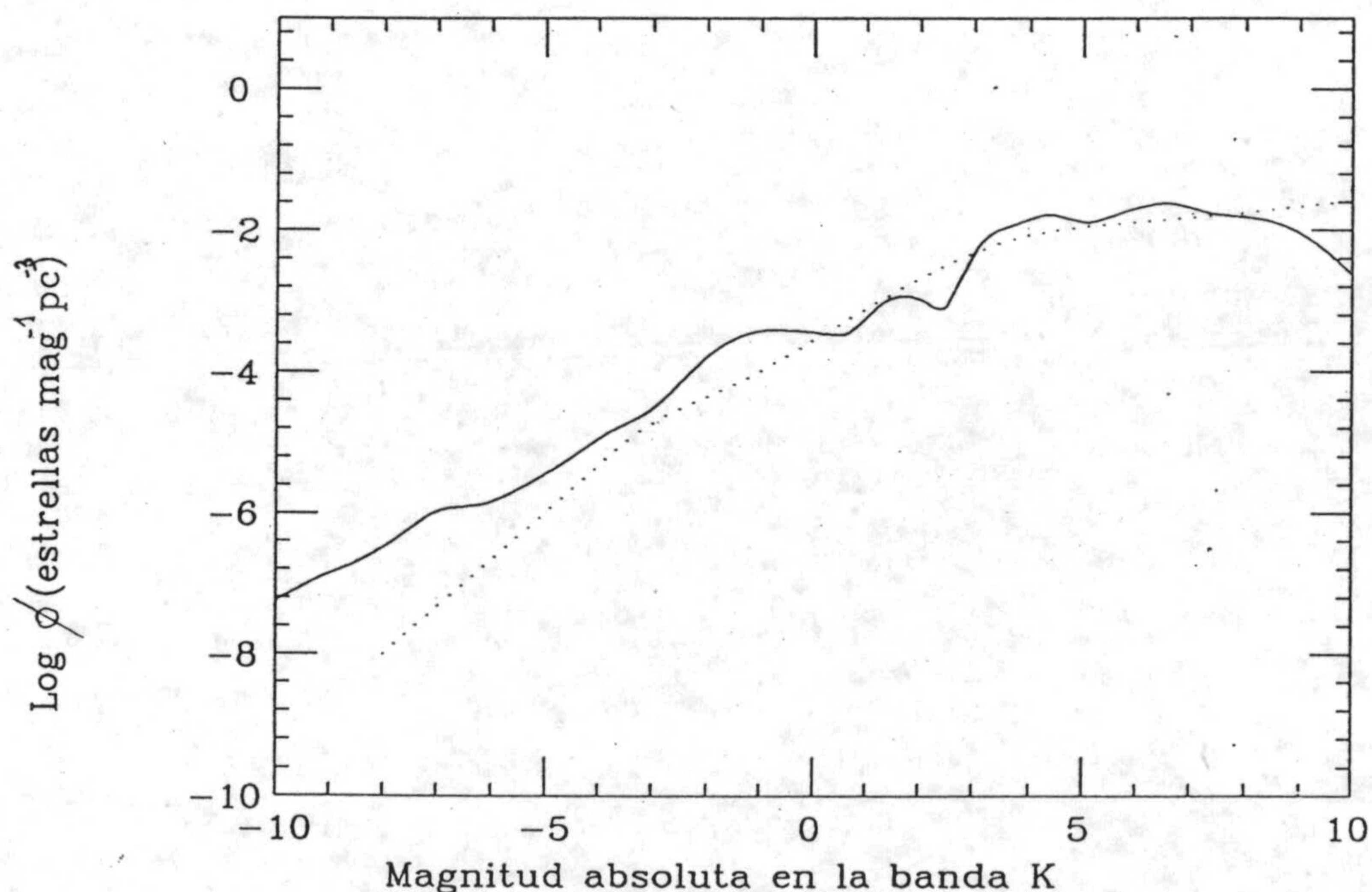


Figura 7.1: Función de luminosidad en la banda K. En la línea de puntos se representa la función de luminosidad de Mamon y Soneira (1982).

El estudio detallado de grupos individuales de estrellas de un mismo tipo espectral MK, muestran que es una buena aproximación (Trumpler y Weaver, 1954) considerar:



$$\phi_S(M) = \frac{\phi_0}{(2\pi)^{1/2}\sigma} e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (7.3)$$

es decir las estrellas de un mismo tipo espectral se concentran entorno a un valor central  $M_0$  según una distribución gaussiana de dispersión  $\sigma$ . El coeficiente  $\phi_0$  es el número de estrellas por  $pc^3$  para ese tipo espectral. Los valores de la distribución  $\phi_0(S)$ ,  $M_0(S)$  y  $\sigma(S)$  se obtiene de datos observacionales. La tabla 7.1 muestra los distintos tipos espectrales con los parámetros anteriores. Los datos se han tomado de Ruelas-Mayorga (1991 a,b) quien realizó una recopilación de datos existentes en visible o en infrarrojo cercano (Elias, 1978; McCuskey, 1965; Blauuw, 1965; Elvius, 1965; etc). Los valores de  $M_0$  los tomó de las calibraciones realizadas por Johnson (1966) para V-K en los distintos tipos espectrales. Junto a estos valores hemos añadido los datos de  $M_0$  para la banda L a partir del índice K-L, tomados de Koorneef (1988).

Eaton, Adams y Giles (1984) consideran una función de luminosidad basada en los mismos datos observacionales que analiza Ruelas-Mayorga, junto a datos específicos del cartografiado TMSS en infrarrojo (Ishida y Mikami, 1981). Estos autores muestran únicamente la distribución de luminosidad global, que coincide exactamente con la de Ruelas-Mayorga.

El modelo mas reciente es el de Wainscoat et al. (1992) que realiza leves modificaciones a la función de luminosidad de Ruelas-Mayorga en la banda K. Su modelo desarrolla distintas funciones de luminosidad para siete bandas que van desde el visible al infrarrojo medio, intentando explicar los recuentos del IRAS. Desglosa las estrellas M8+III de la tabla 7.1 en 42 AGB con parámetros obtenidos de un modelo de evolución estelar. Estas estrellas evolucionadas pierden masa por lo que se encuentran rodeadas de polvo en distintas proporciones y emiten fuertemente en el IR medio; su inclusión y tratamiento adecuado es fundamental para las longitudes medias del infrarrojo, no así para la banda K donde basta con un tratamiento global de todas las AGB. Por tanto utilizamos una función de luminosidad ampliamente contrastada por diversos autores. En la figura 7.1 se muestra la función de luminosidad utilizada en este trabajo junto a la de Mamon y Soneira.

Se aprecia una fuerte diferencia para las magnitudes mas brillantes. Esta diferencia se debe a que Mamon y Soneira no consideran adecuadamente las estrellas



M que emiten poco en visible.

## 7.4 Componentes del disco estelar

Para tener una descripción global trataremos todas las componentes del disco, con una descripción rápida del disco grueso y del anillo.

### 7.4.1 Disco grueso

Esta componente fue introducida por Gilmore y Reid (1983) para explicar las cuentas de estrellas en el Polo Sur Galáctico. Se extiende perpendicularmente al plano galáctico medio con una escala de altura ( $\approx 1350 pc$  muy superior al disco fino y una densidad en el plano 5 veces inferior. Su introducción vino acompañada de polémica pues Bahcall (1986) consideró que es parte del halo. Parece ser que existen confirmaciones fotométricas y cinemáticas de su existencia (Carney, Latrau y Laird, 1989) y es necesaria su inclusión para explicar las cuentas de estrellas del IRAS, Habing (1988). En cualquier caso su contribución al recuento estelar es sólo del 2 % para latitudes bajas. (Wainscoat et al., 1992) Esta baja contribución junto a la dificultad de encontrar una aceptable representación paramétrica, hace que en nuestro modelo no tengamos en cuenta el disco grueso.

### 7.4.2 Disco delgado

Vamos a considerar que la distribución estelar del disco delgado puede reproducirse matemáticamente como la suma de tres funciones correspondientes al anillo molecular, al disco exponencial y a los brazos espirales.

#### Anillo molecular

El anillo de gas se encuentra presente a una distancia galactocéntrica  $R \approx 0.45 R_{\odot}$ . Se puede apreciar en la gráfica 4.4 que nos da el perfil radial de densidad. Algunos autores incluyen un anillo estelar con la misma localización para explicar el máximo en brillo superficial ( Hayakawa et al., 1982; Kent et al. 1991 ) y en



Tabla 7.1.-

N°	Tipo espectral	$M_o$ Banda K	$M_o$ Banda L	Dispersión	$\log(N_i)$ kpc <sup>-3</sup>	$h_z$ pc
1	B0,1 V	-3.12	-2.98	0.5	2.95	40
2	B2,3 V	-1.33	-1.36	0.5	3.83	40
3	B5 V	0.53	-0.56	0.5	4.09	40
4	B8-A0 V	0.34	0.32	0.5	5.33	70
5	A2-5 V	1.33	1.36	0.54	5.54	100
6	F0-5 V	1.87	2.01	0.5	6.09	140
7	F8-G2 V	3.14	3.00	0.3	6.39	250
8	G5 V	3.51	3.57	0.3	6.50	300
9	G8-K3 V	4.15	4.03	0.5	7.0	350
10	K4-5 V	4.50	4.56	0.5	7.05	300
11	M0-1 V	5.00	5.49	0.5	7.15	300
12	M2-3 V	5.50	6.38	0.5	7.25	300
13	M4-5 V	6.50	7.27	1.0	7.35	300
14	F8-G2 III	0.45	0.39	1.0	4.65	500
15	G5 III	-0.08	-0.14	1.0	4.65	500
16	G8 III	-0.56	-0.63	0.8	5.20	250
17	K0,1 III	-0.80	-1.19	0.7	5.59	200
18	K2-3 III	-1.66	-1.79	0.7	5.23	200
19	K4-5 III	-3.36	-3.21	0.6	4.28	300
20	M0 III	-4.14	-4.26	0.6	3.48	300
21	M1 III	-4.40	-4.62	0.6	3.13	300
22	M2 III	-4.76	-4.89	0.6	3.13	300
23	M3 III	-5.23	-5.37	0.6	3.13	300
24	M4 III	-6.04	-6.21	0.6	3.00	300
25	M5 III	-6.90	-7.09	0.5	3.00	300
26	M6 III	-7.90	-8.15	0.5	2.45	300
27	M7 III	-8.90	-9.15	0.5	2.09	300
28	M8+ III	-9.90	-10.15		1.65	300
29	Jóvenes OB	-4.70	-4.65	1.2	2.61	50
30	A-G I-II	-7.00	-7.10	2.0	1.53	50
31	K-M2 I-II	-9.50	-9.65	1.0	1.49	50
32	M3-4 I-II	-11.00	-11.73	1.0	1.10	50



recuento estelar (Eaton et al, Ruelas-Mayorga ) que se obtiene a  $l = 30^\circ$ . La composición del anillo es semejante a la de los brazos espirales (fundamentalmente supergigantes y OB).

Realmente, el anillo forma parte del disco delgado, de la misma forma que los brazos espirales. Sólomente, con objeto de reproducir matemáticamente la distribución estelar tiene sentido considerar al anillo y a los brazos como componetes separadas de un disco exponencial.

Para nuestro modelo estelar de la zona alabeada ( $l > 50^\circ$ ) no es necesario considerar esta componente.

### Disco exponencial

Es la componente más importante del disco delgado casi todos los modelos, tanto en visible como en infrarrojo, hablan de un disco exponencial de forma que su dependencia con la distancia galactocéntrica  $R$  es  $n(R) = e^{-(R-R_\odot)/H}$ , tomando como unidad la densidad estelar en la vecindad del Sol. Este decrecimiento exponencial radial está parcialmente sustentado por observaciones del brillo superficial en los discos de galaxias espirales, (ver por ejemplo de Vaucoulers, 1959; Freeman, 1970; Van der Kruit, 1981). Aunque el decrecimiento exponencial está relativamente aceptado, no lo está el valor de  $H$ , la escala de longitud del disco en nuestra galaxia.

Kent, Dame y Fanzio (1991) analizaron los distintos valores de  $H$  que aparecen en la bibliografía, existiendo un amplio rango de variación entre 1-5.5 kpc. Ellos obtienen un valor intermedio de 3 kpc. Los valores mas bajos de  $H$  se deben a observaciones en IR, Mikami y Ishida (1981) obtienen un valor  $H=1$  kpc, analizando los datos del cartografiado TMSS, cuya magnitud límite es de 3 mag en la banda K y que por tanto observa en la vecindad solar. Otros valores de  $H$  son 2 Kpc (Maihara et al., Jones et al., 1981,) y 3 kpc (Eaton et al.). Todos ellos debidos a cuentas de estrellas en el IR.

En la sección siguiente realizamos una estimación de  $H$  en base a nuestras observaciones, dadas las fuertes discrepancias existentes.

Con referencia a la variación del disco en la dirección perpendicular al plano galáctico, no existe unanimidad respecto a la función que nos determina la den-



sidad. van der Kruit y Searle (1981) analizaron el perfil de luz perpendicular al disco en galaxias vistas de perfil y concluyen que el comportamiento sigue una ley  $\text{sech}^2 z/z_0$  donde  $z_0$  es el parámetro de escala vertical. Wainscoat, Freeman y Hyland (1989) encontraron, a través de fotometría infrarroja en la galaxia IC 2531 que una función exponencial se adapta mejor al perfil de luz perpendicular, aunque esta dependencia exponencial con la altura presenta problemas teóricos debido a la discontinuidad de la densidad en el plano  $z=0$ . Igualmente sucede con observaciones realizadas por Aoki et al. (1991) en IR cercano en la galaxia NGC 891. Con referencia a nuestra galaxia, Gilmore y Reid (1983), Pritchett (1983) y Bahcall y Soneira (1982) concluyen una distribución estelar vertical exponencial a partir de cuentas estelares. Ambas situaciones coinciden a partir de un determinado valor de  $z$  sobre el plano pues:

$$\text{sech}^2(z/z_0) \approx 4 e^{-2z/z_0} \text{ para } z \geq z_0$$

Nosotros estamos interesados en la descripción próxima al plano galáctico y vamos a tomar una dependencia exponencial siguiendo a Wainscoat et al. (1992) donde cada tipo espectral posee una escala de altura  $h_z$ . En la tabla 7.1 se muestran los valores.

Por tanto la densidad normalizada para cada tipo espectral queda:

$$n_s(R, z) = e^{-\frac{(R-R_\odot)}{H} - \frac{|z|}{h_z(S)}} \quad (7.4)$$

### Brazos espirales

Un modelo estelar que reproduzca los recuentos estelares en el plano galáctico debe incluir los brazos espirales como estructura importante de la galaxia. Wainscoat et al. (1992), Ortiz et al. (1993) mostraron en sus modelos que se obtiene una interpretación más correcta si se introducen los brazos espirales en los recuentos estelares. Su inclusión explica los máximos que aparecen a ciertas longitudes en los cartografiados, interpretándose como máximos en flujo o recuento estelar para direcciones tangentes a los brazos.

El diseño de los brazos espirales presenta el inconveniente de ser un tema abierto donde cuestiones tan básicas como el número de brazos o si presentan una



estructura continua (modelo continuo de brazo logarítmico) o brazo fragmentado, no están aún zanjadas.

Vallée (1995) ha realizado una recopilación de los datos existentes hasta el momento sobre los trazadores clásicos de los brazos, introduciendo la estructura del campo magnético galáctico como un nuevo trazador de los brazos. Concluye con un diseño a gran escala con 4 brazos y según el modelo de espiral logarítmica.

Junto a estos brazos vamos a incluir el brazo local que pasa muy próximo al sol. La geometría la vamos a considerar análoga a los otros brazos pero con una extensión menor como se aprecia en la figura 7.2. Posteriormente veremos la importancia de este brazo local en los recuentos estelares de nuestro cartografiado, pues su localización cae justo en la zona del alabeo.

Por consiguiente la ecuación que nos determina la posición de los brazos en el plano es:

$$R(\theta) = R_{min} e^{(\theta - \theta_{min}) \tan(i)} \quad (7.5)$$

Siendo  $R$  el radio galactocéntrico y  $\theta$  el ángulo acimutal e  $i$  el ángulo de “enrollamiento de la espiral.  $R_{min}, \theta_{min}$  nos determina el punto a partir del cual comienza la espiral. El ángulo de enrollamiento posee un amplio rango entre  $7^\circ$  y  $21^\circ$  dependiendo del trazador que se considere para su determinación. Alfaro et al. (1992) y Vallée (1995) poseen una recopilación sobre el rango de valores. Nosotros vamos a tomar el valor determinado por Vallé,  $12^\circ \pm 1^\circ$ , obtenido por comparación con galaxias externas y por análisis estadístico del rango de valores.  $(R_{min}, \theta_{min})$  han sido tomados de Wainscoat et al. (1992) para cada brazo según se muestra en la tabla 7.3.

Puesto que las observaciones se han realizado en el primer cuadrante, nos interesan los brazos de Scutum, Carina-Sagitario y especialmente el brazo local, dada su proximidad al sol.

La función de luminosidad para los brazos espirales ha de ser muy distinta a la del disco. En los brazos espirales se encuentran fundamentalmente estrellas jóvenes de la secuencia principal y supergigantes. La función de luminosidad que vamos a tomar es la obtenida por Calvet et al. (1995) basada en la de Wainscoat et



Tabla 7.2.-

brazo	ángulo de enrollamiento	$R_{min}$ (kpc)	$\theta_{min}$ (radianes)	Nombre
1	12°	3.48	$\pi$	Norma
1'	12°	3.48	0	Carina-Sagitario
2	12°	4.90	5.66	Perseo o Externo
2'	12°	4.9	2.52	Scutum
local	12°	8.9	2.45	local o Cygnus

al. (1992) y añadiendo una población de estrellas de  $M_K \approx -7.6 \text{ mag}$ , probablemente supergigantes, con densidad del orden de  $n = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ */pc}^{-3}$ , encontrada al estudiar el brazo de Scutum.

La distribución en el plano la consideramos gaussiana centrada en la posición dada por la ecuación 7.5 y con un FWHM de 400 pc (Hammersley et al. 1994, Calvet et al. 1995) y un perfil gaussiano en altura con un FWHM de 90 pc. La contribucion relativa de cada uno de los brazos se muestra en la figura 7.3

En la gráfica 7.3, donde la elevación nos indica el flujo normalizado, se observa que el brazo local tiene un rango de acción entre 75° y 110° siendo su contribución muy inferior a los brazos interiores. La contribución de los brazos se encuentra acotada entre  $\pm 3^\circ$  en latitud. Hay que considerar que no se ha tenido en cuenta la extinción debida al propio brazo y que puede ser alta por ser zonas ricas en polvo interestelar.

## 7.5 Determinación de la escala de longitud

Como hipótesis de trabajo consideremos  $H=3 \text{ kpc}$ . Si realizamos un cómputo del recuento estelar  $\mathcal{A}(m)$  que nos determina el modelo para la dirección  $l = 60^\circ$  y  $b = 5^\circ$  y estrellas con magnitud aparente 9.5 mag (comprendidas en el intervalo de magnitud 9-10) obtenemos el diagrama de la figura 7.4, donde se representa la contribución porcentual de los 32 tipos espectrales que constituyen el modelo. Esa distribución relativa se mantiene si cambiamos el valor de  $H$  o si nos situamos a otra longitud donde la componente predominante en el flujo sea el disco delgado, manteniendo la latitud de  $5^\circ$ . Como se puede apreciar casi toda la contribución



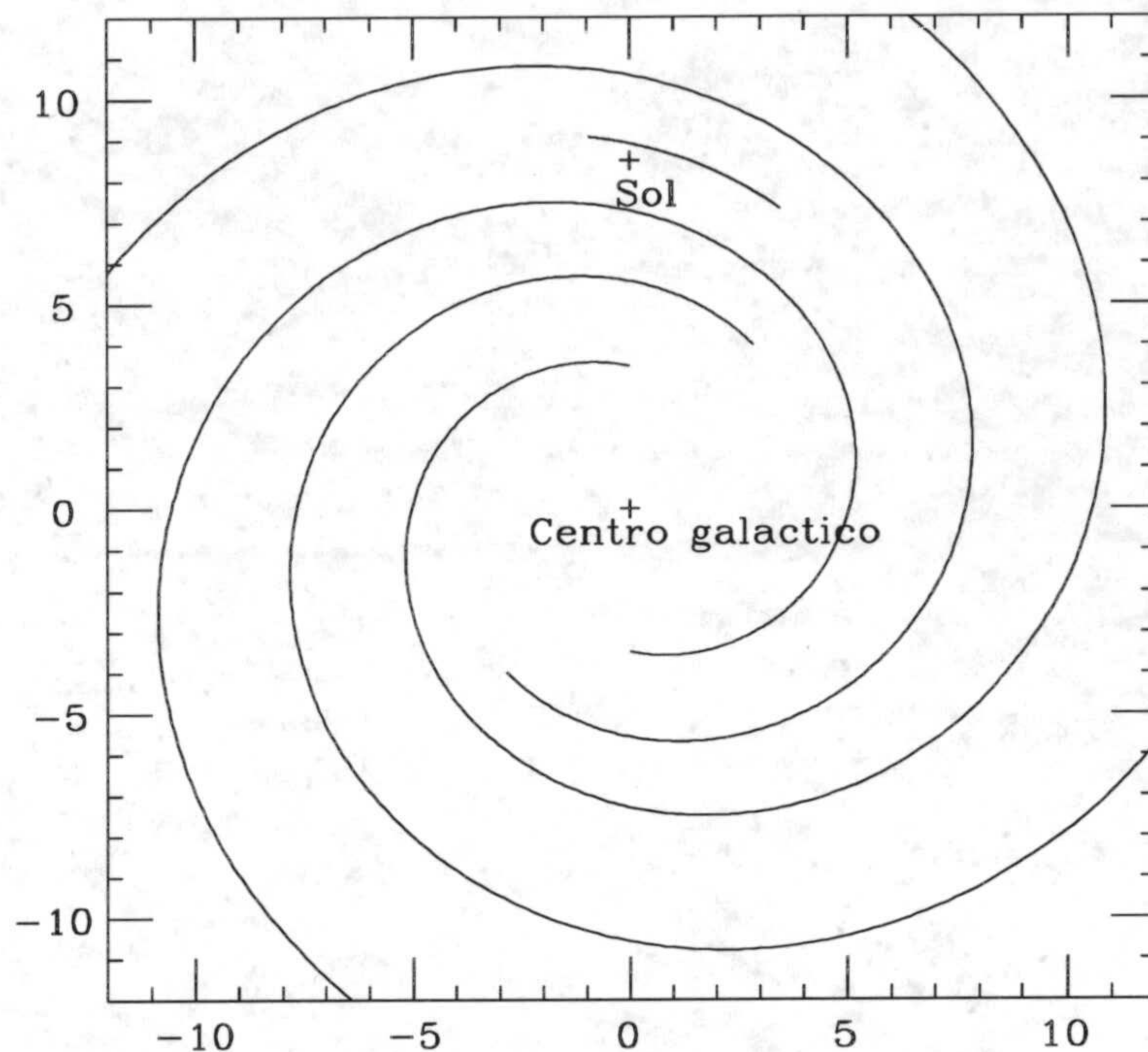


Figura 7.2.- Brazos espirales. También se representa el brazo local

se debe a las estrellas de tipo espectral K2,3 III y K4,5 III con valor medio de su magnitud absoluta  $-2.5$  mag.

Vamos a considerar de nuestras observaciones las zonas lo suficientemente separadas del plano medio para que la extinción sea despreciable y para evitar en lo posible la influencia de los brazos espirales, mucho mas pegados al plano medio; pero a una latitud no demasiado alta de forma que el número de estrellas sea significativo para que los errores estadísticos tengan poca significación. La restricción respecto a la longitud se debe a la contribución de la componente esferoidal. La latitud elegida es  $b = 5^\circ$  y la longitud  $l > 30^\circ$  y  $l < 80^\circ$  ya que como veremos en el capítulo que analiza los recuentos estelares, el brazo local posee una gran influencia en la zona  $l \approx 80^\circ$ . La tabla 7.3 muestra las direcciones y las cuentas de estrellas con magnitud 9.5 mag.



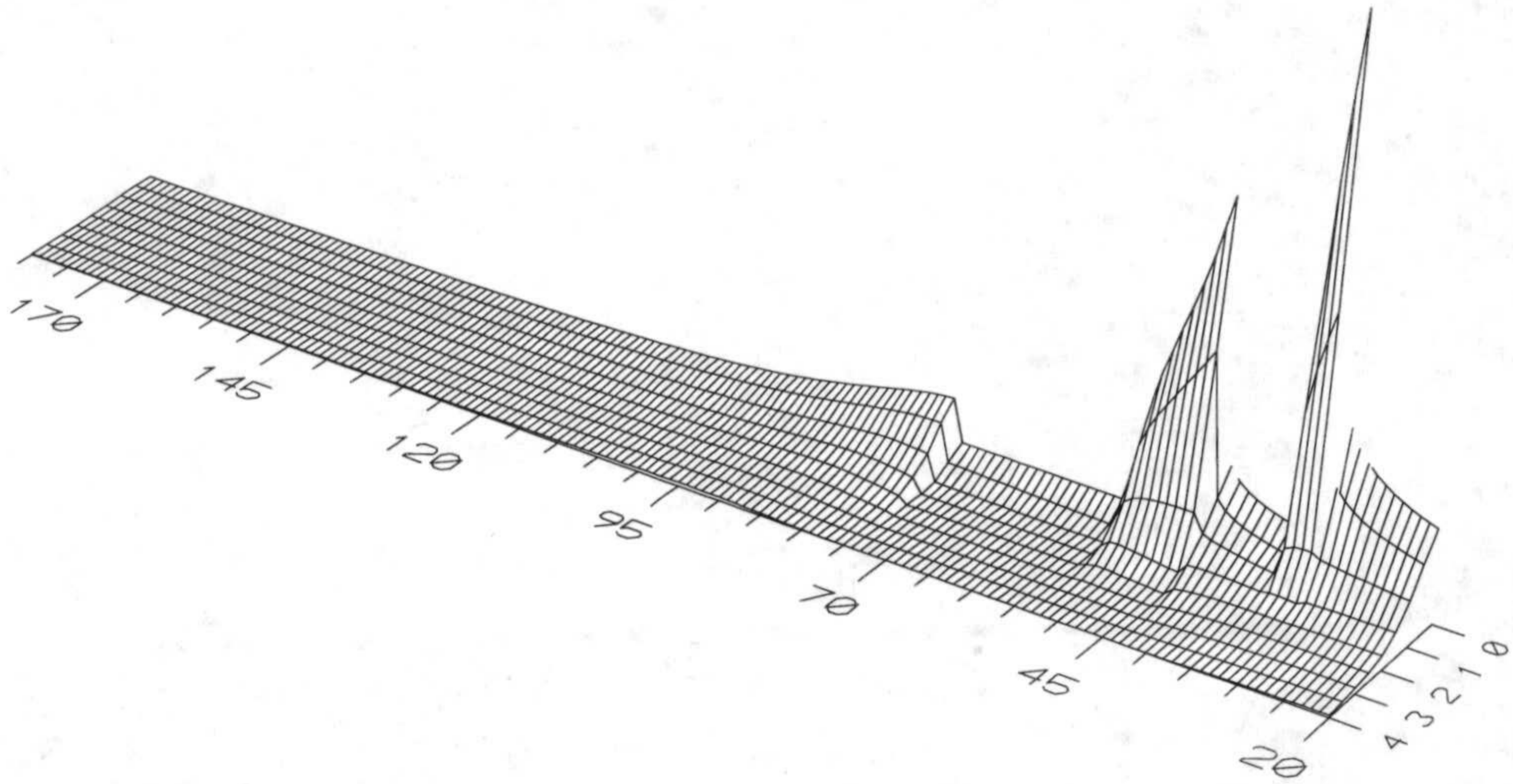


Figura 7.3: Contribución relativa de los brazos espirales del hemisferio norte. La altura representa el flujo normalizado. Se ha representado los valores para latitudes positivas pues la grafica es simetrica respecto a  $b=0^\circ$

Según la ecuación 7.2

$$\mathcal{A}(9.5) = \sum_{S=1}^{32} \omega \int_9^{10} dm \int_0^\infty \phi_S(M) n_s(r) r^2 dr \quad (7.6)$$

puesto que la contribución se debe casi en exclusiva a esos dos tipos espectrales ( $n^\circ$  18-19 de la tabla 7.1) realicemos la aproximación de considerar la función de luminosidad para este tipo espectral como una  $\delta$  de Dirac. Supongamos que  $\phi(M) = C \delta(M - M_o)$

$$\mathcal{A}(9.5) = \omega \int_9^{10} dm \int_0^\infty C \delta(M - M_o) e^{-\frac{(R-R_\odot)}{H} - \frac{|z|}{h_z}} r^2 dr \quad (7.7)$$

Puesto que  $M = m - 5 \log r + 5$  (realizamos la aproximación de no considerar la extinción al estar separados del plano), el cambio de variable en la  $\delta$  de Dirac considerando la ecuación

$$\delta[h(x)] = \sum_{\text{ceros } x_j \text{ de } h(x)} \frac{\delta(x - x_j)}{|h'(x_j)|} \quad (7.8)$$



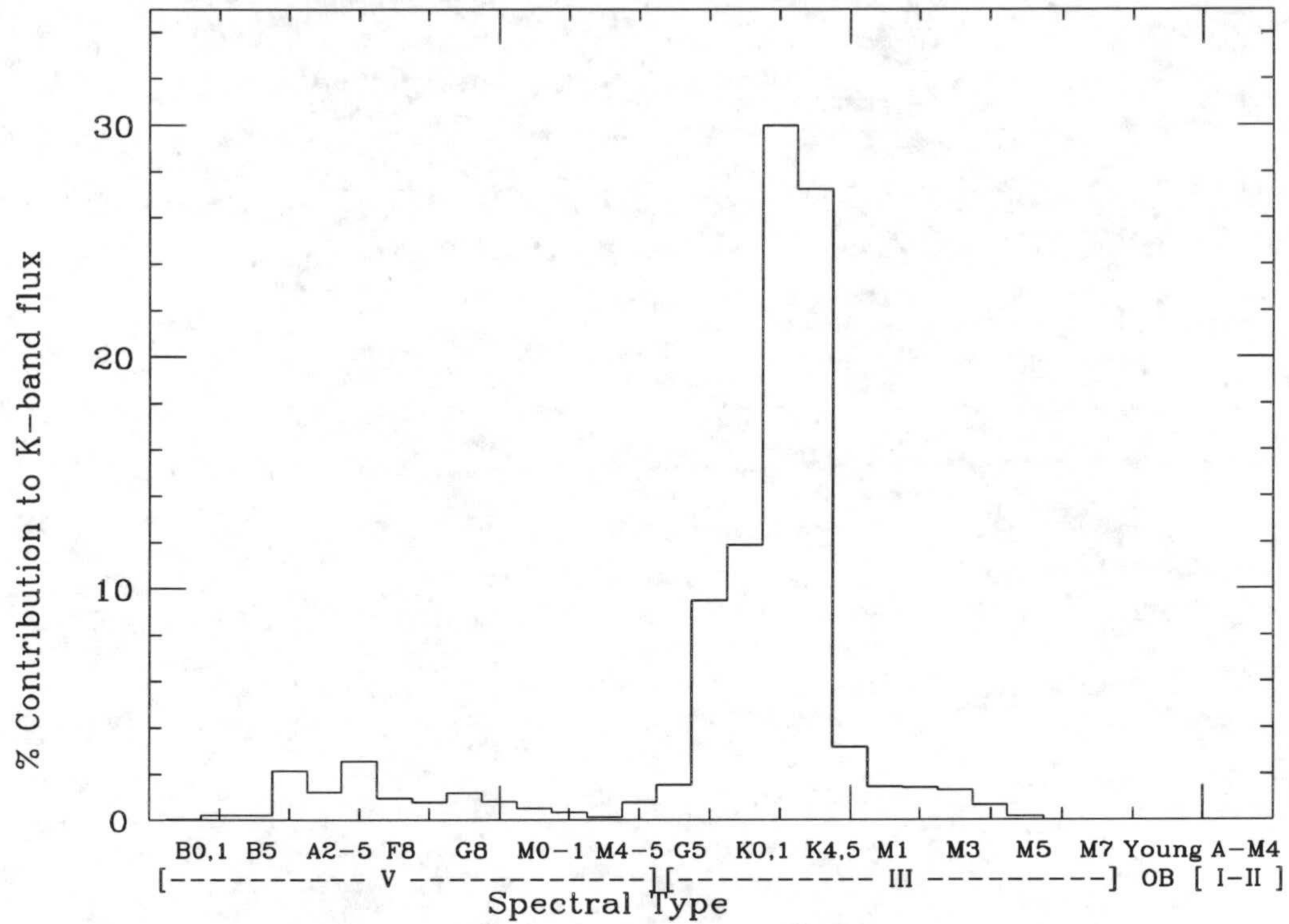


Figura 7.4: Contribución porcentual de los 32 tipos espectrales al recuento diferencial para estrellas comprendidas en el intervalo 9-10 mag.

resulta:

$$\delta(M - M_o) = r_o \frac{\delta(r - r_o)}{|5 \log e|}$$

donde  $r_o = 10^{\frac{m - M_o + 5}{5}} = 2.5 \text{ Kpc}$  luego

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(9.5) &= C_1 \int_9^{10} dm \int_0^\infty \delta(r - r_o) e^{-\frac{[(R_\odot - r \cos b \cos l)^2 + (r \cos b \sin l)^2]^{1/2} - R_\odot}{H}} e^{-\frac{|r \sin b|}{h_z}} r_o r^2 dr = \\ &= C_2 e^{(R_\odot - R_o)/H} e^{-|r_o \sin b|/h_z} r_o^3 \end{aligned} \quad (7.9)$$

siendo

$$R_o = (R_\odot^2 + r_o^2 \cos^2 b - 2R_\odot r_o \cos b \cos l)^{1/2}$$

como todos los valores poseen igual  $b$  resulta  $\mathcal{A}(9.5) = C_3 e^{(R_\odot - R_o)/H}$ , donde  $R_o$  depende de la longitud considerada. La gráfica 7.5 muestra la representación



Tabla 7.3.-

longitud	latitud	$\mathcal{A}(9.5)$	Error	$R_o(kpc)$
28.74°	5°	595	20	6.42
34.32°	5°	553	60	6.59
43.00°	5°	471	40	6.89
50.78°	5°	456	50	7.19
55.20°	5°	390	30	7.37
61.70°	5°	310	40	7.64

de  $\ln \mathcal{A}(m)$  frente a  $R_o$ , del ajuste de regresión lineal obtenemos un valor de la pendiente de  $0.48 \pm 0.06 \text{ Kpc}^{-1}$  dando como resultado un valor de la escala de longitud de  $H = (2100 \pm 300) \text{ pc}$  Para tener una idea del error de método, si suponemos que  $M_o = -2 \text{ mag}$  se obtiene  $H=1900 \text{ pc}$ .

## 7.6 Mapas de flujo de la galaxia

La contribución de las estrellas en el intervalo  $[m, m + dm]$  al brillo superficial de la galaxia en la dirección  $l, b$  es

$$d\mathcal{F} = \sum_{S=1}^{32} \mathcal{A}(m, l, b, S) f_\nu(m) dm \quad (7.10)$$

siendo  $f_\nu(m)$  el flujo de una estrella de magnitud aparente  $m$  en la banda que estemos considerando.

El flujo puede expresarse como  $f_\nu(m) = 10^{-0.4m} f_\nu(0)$ , donde  $f_\nu(0) = 6.65 \times 10^{-24} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 6.65 \times 10^{-4} \text{ MJy}$  en la banda K y  $f_\nu(0) = 2.27 \times 10^{-4} \text{ MJy}$  en la banda L (Koorneef, 1988). De esta forma es fácil comparar con los datos del experimento DIRBE que vienen en  $\text{MJy}/sr$ .

La ecuación 7.10 puede reescribirse considerando las ecuaciones 7.2, 7.3, 7.4 como sigue



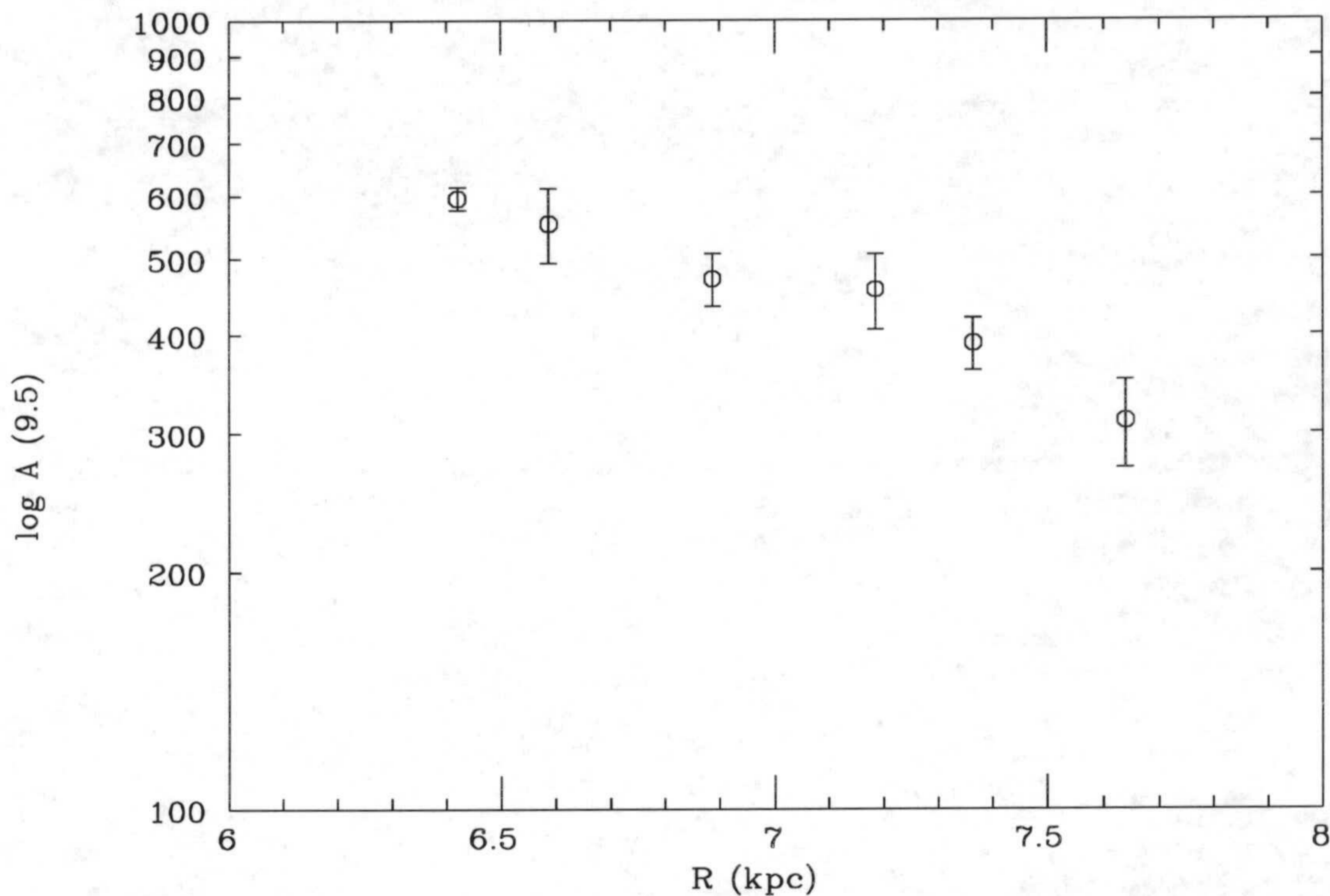


Figura 7.5: Representación logarítmica del número de estrellas del intervalo (9-10) mag, frente a  $R_o$ , para las direcciones dadas en la tabla 1.2

$$\mathcal{F} = \sum_{S=1}^{32} \int_0^{m_{max}} \int_0^{r_{max}} 10^{-0.4m_K} f_\nu(0) \frac{\phi_o}{(2\pi)^{1/2}\sigma} e^{-\frac{(m-M_o-5\log r+5-A(r))^2}{2\sigma^2}} e^{-\frac{(R-R_\odot)}{H}-\frac{|z|}{h_z(S)}} r^2 dm dr \quad (7.11)$$

Aunque formalmente la integral se extiende hasta infinito, para cada tipo espectral existe una distancia máxima a partir de la cual su contribución a la integral es prácticamente nula, puesto que las magnitudes absolutas para cada tipo espectral, poseen una pequeña dispersión entorno a  $M_o$ .

La función  $f(r) = e^{-\frac{(M-M_o)^2}{2\sigma^2}} r^2 = e^{-\frac{(m-5\log r+5-M_o)^2}{2\sigma^2}} e^{-\frac{(R-R_\odot)}{H}-\frac{|r \sin b|}{h_z(S)}} r^2$  para  $b = 0^\circ$  y  $l = 60^\circ$ , con  $m=10.5$  mag se encuentra representada en la figura 7.6, para distintos tipos espectrales, donde el máximo de la función para cada tipo



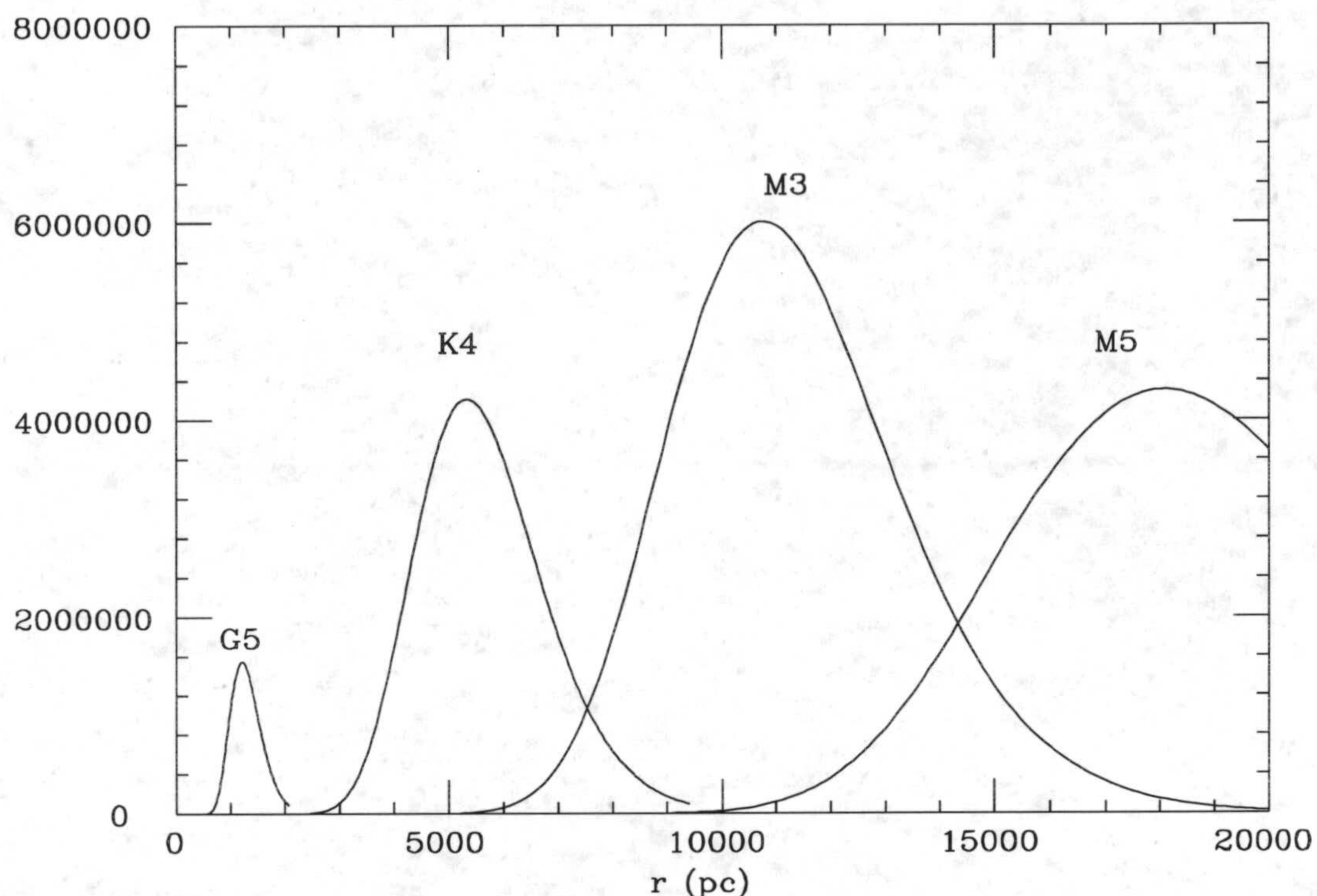


Figura 7.6: Representación de la función  $f(r) = e^{-\frac{(R-R_{\odot})}{H} - \frac{|r \sin b|}{h_z(S)}} r^2$  para los distintos tipos de estrellas gigantes indicadas en la figura. Los tipos espectrales K4 III, y M3 III se han normalizado para poder compararlas en una misma escala

espectral se obtiene a  $r = 10^{0.2(m-M_{\odot}+5)}$  se aprecia que un  $r_{max}$  de integración de 20 Kpc da sobrada cuenta de la contribución de todos los tipos espectrales, todo esto sin considerar la extinción que hace disminuir el  $r_{max}$ .

Con respecto a la magnitud aparente máxima de integración en los mapas de flujo, hemos considerado  $m=15$  mag, valor a partir del cual la integral 7.6 no se modifica.

Si calculamos para una dirección determinada (l,b) la contribución relativa de cada tipo espectral al flujo, sabremos el tipo espectral que contribuye esencialmente al flujo en la Galaxia en el infrarrojo cercano.

Vamos a considerar dos direcciones con igual longitud, una dirección en el plano con  $b = 0^{\circ}$  y otra con  $b = 5^{\circ}$ , para comparar los resultados.



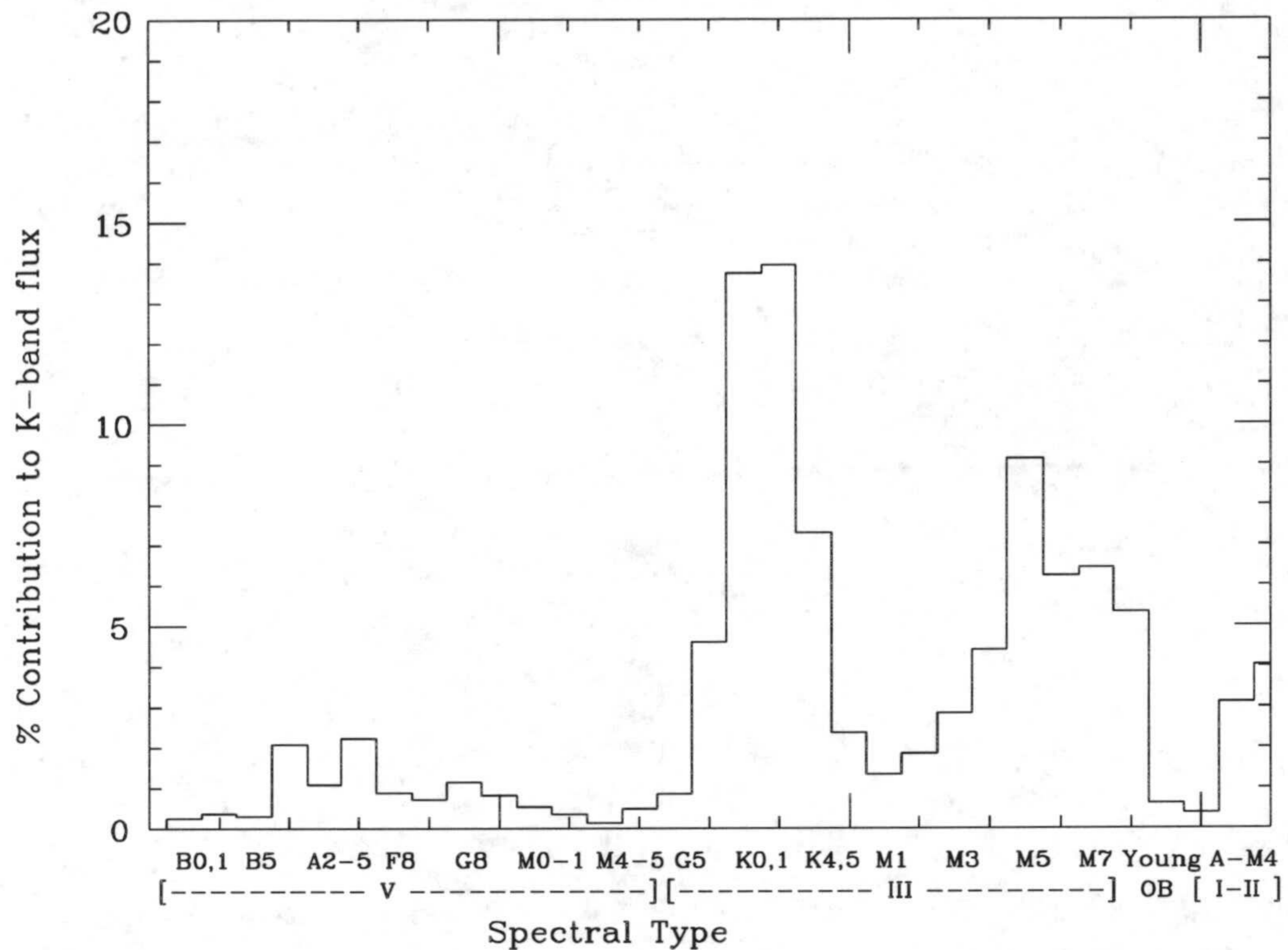


Figura 7.7: Contribución al flujo para cada tipo espectral según el modelo desarrollado en el texto para  $l = 60^\circ$  y  $b = 0^\circ$ .

Las gráficas 7.7 y 7.8 muestran la contribución de cada tipo espectral al flujo en la banda K para la longitud de  $60^\circ$  y con las latitudes mencionadas anteriormente. Se ha escogido esa longitud pues en ella la aportación al flujo se debe en exclusiva al disco delgado.

Fundamentalmente son las estrellas gigantes K/M las que contribuyen al flujo con una pequeña aportación de estrellas jóvenes OB y supergigantes. Esta última aportación se pierde al levantarnos sobre el plano debido a la menor escala de altura de las estrellas jóvenes y supergigantes.

Arendt et al. (1994) analizando las bandas del infrarrojo cercano del DIRBE, encuentra que la luz de la Galaxia a esas longitudes de onda presenta un color similar al de las gigantes K tardías y gigantes M.



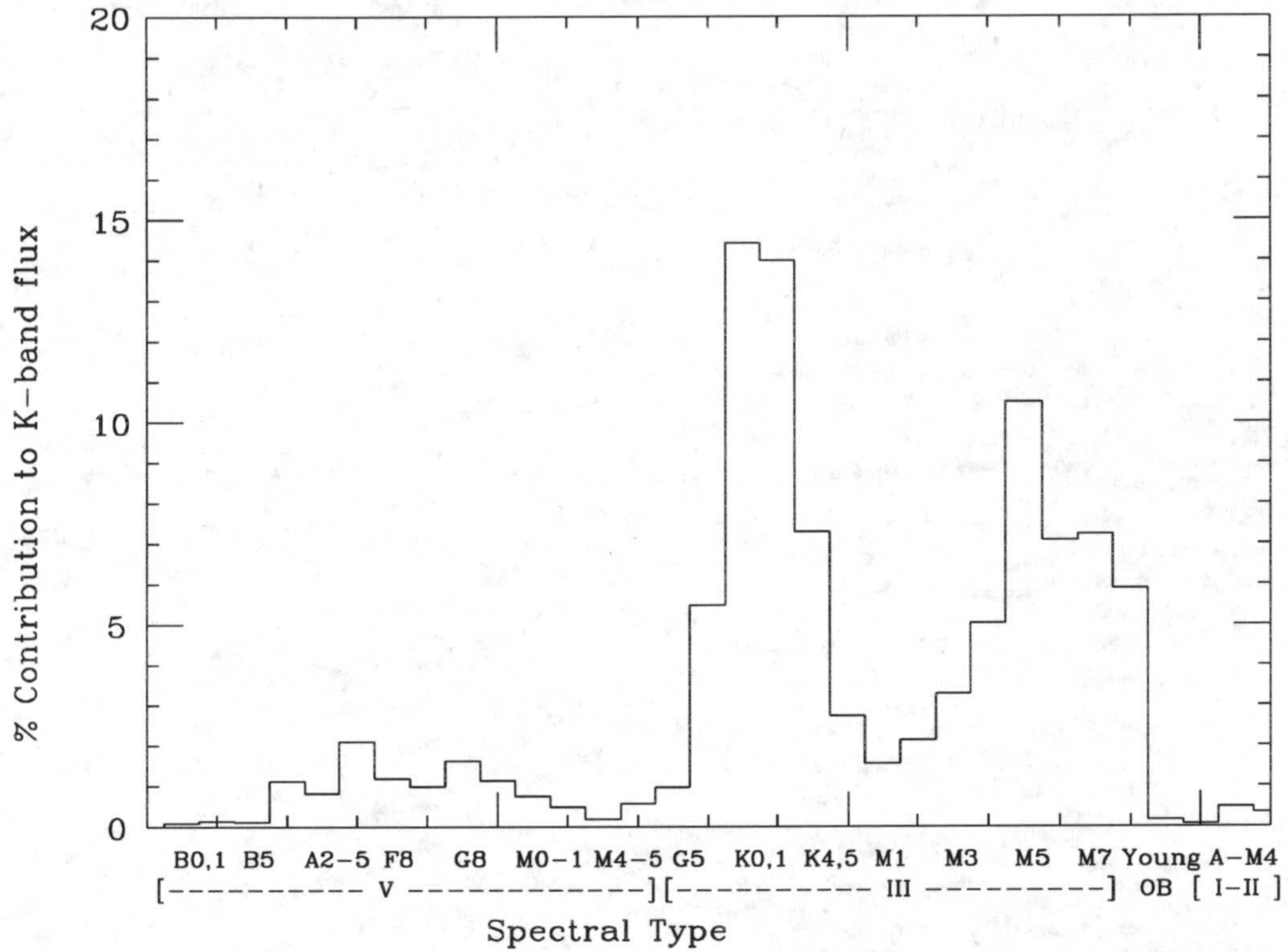


Figura 7.8: Contribución al flujo para cada tipo espectral según el modelo desarrollado en el texto para  $l = 60^\circ$  y  $b = 5^\circ$ .

### 7.6.1 Flujo con alabeo

El modelo de emisión en IR debe tener en cuenta el posible alabeo estelar. Veamos que asimetría introduce un disco estelar alabeado en el modelo.

Vamos a considerar que las estrellas tienen una distribución semejante al gas, cuyo comportamiento ha sido estudiado en el capítulo 3. De esta forma si consideramos una dirección perpendicular al plano galáctico, la densidad estelar de un determinado tipo espectral queda como:

$$n_s(z) = e^{-\frac{|z-z_w|}{h_z(S)}} \quad (7.12)$$

con  $z_w = z_w(r, \theta)$  donde el alabeo viene dado por la ecuación 3.6. Este alabeo rompe la simetría acimutal.



Introducido este efecto en la ecuación 7.6 obtenemos la gráfica 7.9 que nos determina las curvas de nivel en  $MJy/sr$ .

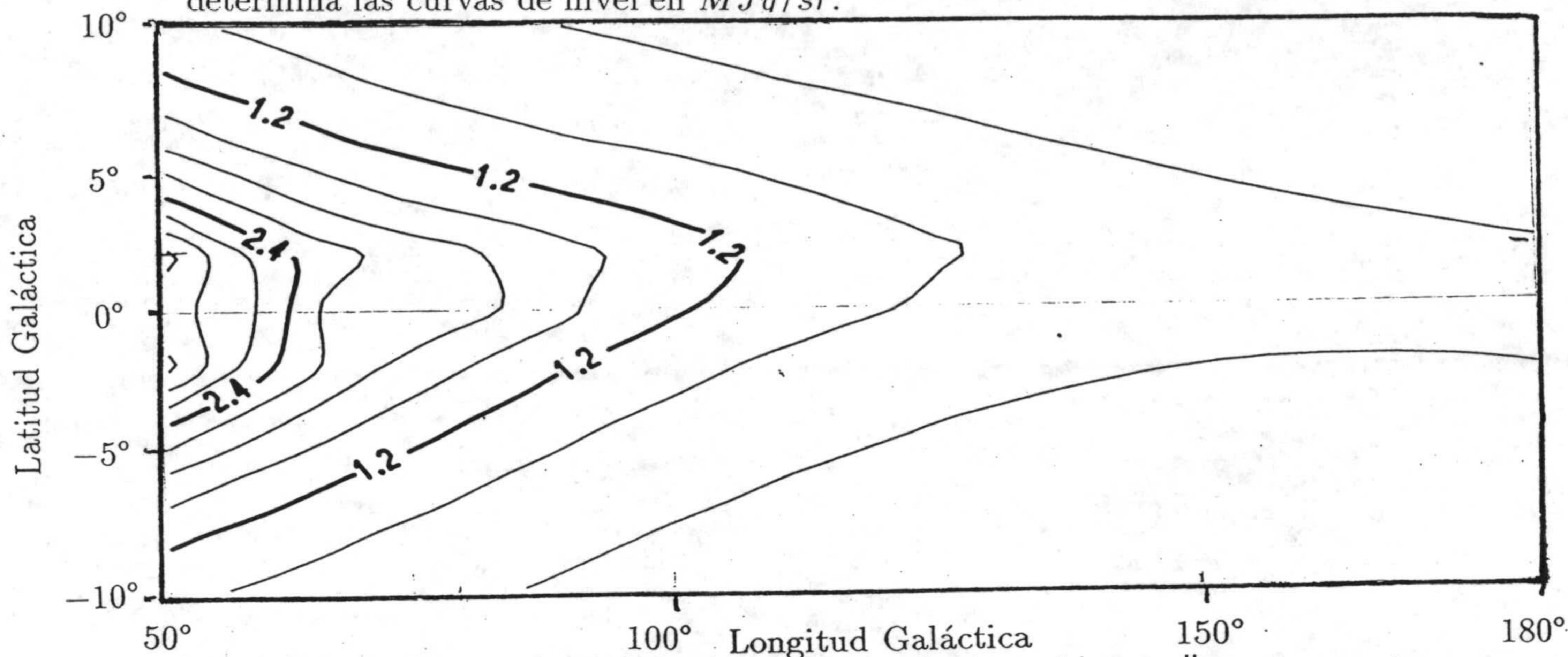


Figura 7.9: Brillo superficial de la galaxia suponiendo que las estrellas se encuentran alabeadas. Las curvas de nivel vienen dadas en  $MJy/sr$ .

## 7.7 Distribución espectral

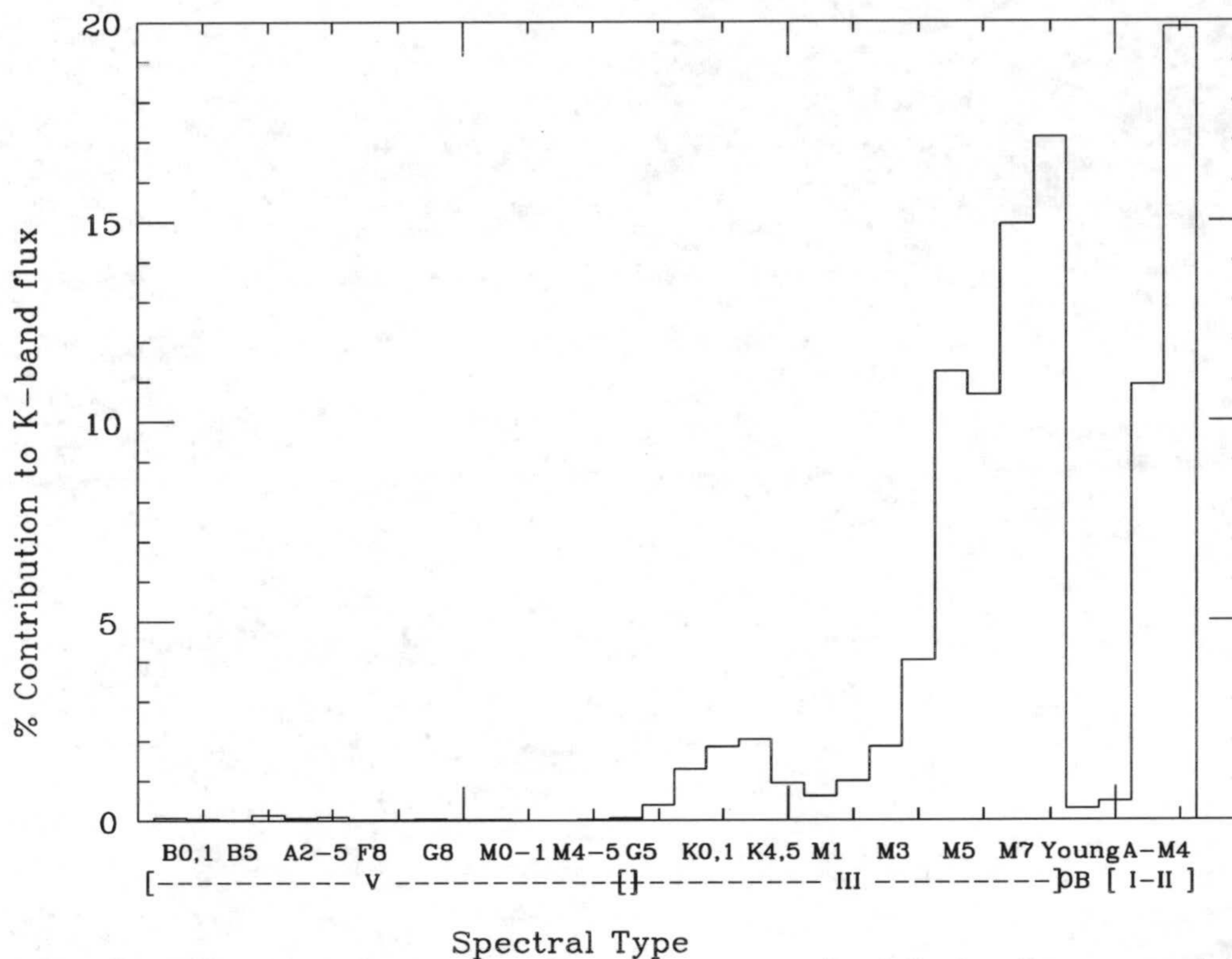
Hemos visto que la contribución al flujo en el disco se debe fundamentalmente a estrellas gigantes K/M. Para los recuentos estelares esta contribución depende de la magnitud límite de observación.

El catálogo infrarrojo IRC que proviene del cartografiado TMSS cubre casi 3/4 partes de la esfera celeste en la banda K, detectando estrellas hasta magnitud 3.

La mayoría de los objetos del IRC del Hemisferio Norte han sido identificados como estrellas cuyo tipo espectral es conocido gracias a la comparación con catálogos anteriores (Yale Bright Star Catalogue y con el Dearborn Catalogue of Faint Red Stars). La mayoría de los objetos del IRC corresponden a gigantes de tipo tardío y supergigantes (Grasdalen y Gaustaud, 1971; Ishida y Mikami, 1982)

Si en el modelo que nos determina el recuento estelar hasta un magnitud límite determinada, realizamos la contribución de los distintos tipos espectrales,







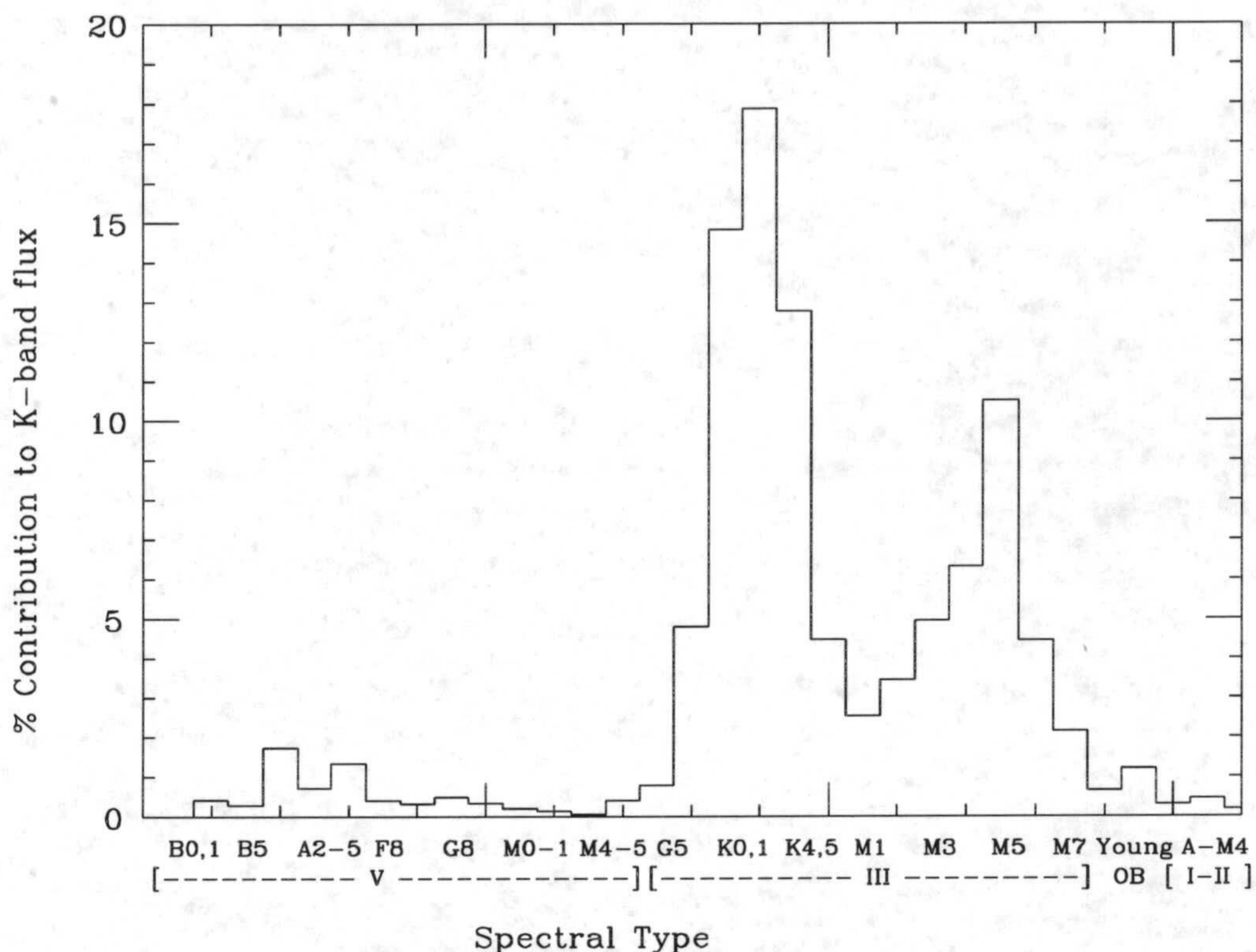


Figura 7.11: Contribución al recuento hasta magnitud límite 10.5, para cada tipo espectral según el modelo desarrollado en el texto para  $l = 60^\circ$  y  $b = 0^\circ$ .

en comparación con el número de estrellas próximas intrínsecamente débiles que aparecen.

Si consideramos la magnitud límite 14 mag y realizamos la contribución al recuento obtenemos la gráfica de la figura 7.12. Se observa que las estrellas de la secuencia principal aportan una contribución importante al recuento acumulado hasta la magnitud 14.

De hecho esto es lo que observa el proyecto DENIS, donde la contribución de las estrellas próximas e intrínsecamente débiles es importante.

Por tanto la magnitud límite de 10 mag, se presenta como una sensibilidad intermedia donde la mayoría de las estrellas son del tipo gigantes K/M y donde las estrellas de la secuencia principal próximas al Sol aún no tienen contribución.



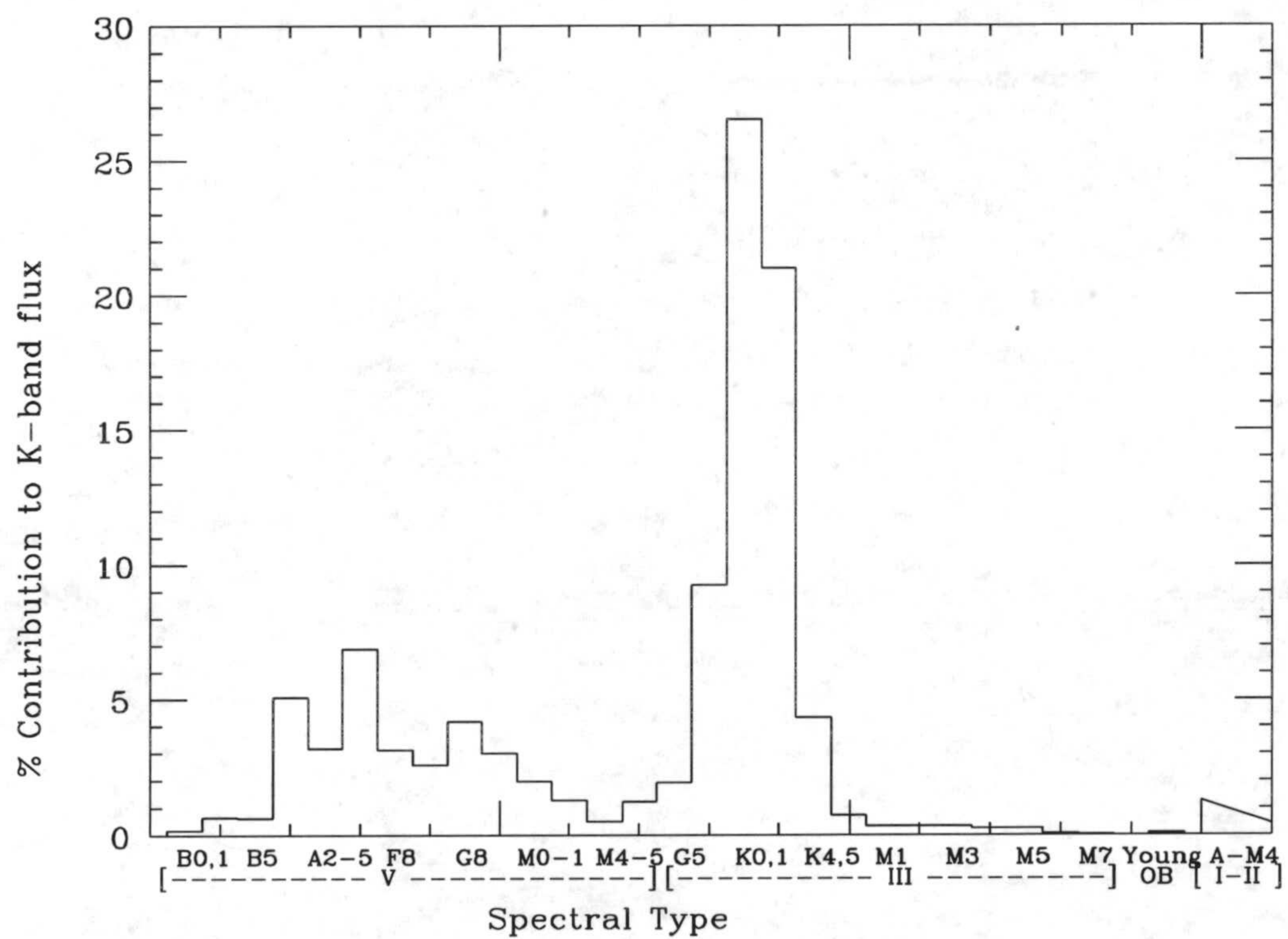


Figura 7.12: Contribución al recuento para una magnitud límite 14, para cada tipo espectral según el modelo desarrollado en el texto para  $l = 60^\circ$  y  $b = 0^\circ$ .



## Capítulo 8

# Comparación en flujo entre el modelo y las observaciones

### 8.1 Introducción

En el capítulo anterior se ha desarrollado un modelo de distribución estelar y flujo superficial en el infrarrojo, en el que las estrellas del disco poseen una geometría análoga al gas. Por tanto el disco estelar se separa del plano formal  $b = 0^\circ$  para seguir el alabeo del HI fuera del radio solar.

Vamos a comparar los resultados que suministra este modelo de flujo con los datos observacionales del DIRBE, para contrastar las hipótesis del modelo y en especial el hecho de considerar una geometría análoga para el disco y el gas.

Puesto que el estudio de la Galaxia con los datos del DIRBE permite una visión global de la misma con una resolución intermedia y ya que pretendemos estudiar un fenómeno a gran escala como es el alabeo, no vamos a considerar aspectos locales del plano como los brazos espirales que pueden producir un aumento sensible del flujo en direcciones tangentes a los mismos. Por tanto el modelo de flujo que tratamos en este capítulo no considera los brazos en aras de una simplificación debido al menor número de parámetros; además si el brazo se encuentra situado simétricamente respecto a  $b = 0^\circ$  o bien no cae en la zona alabeada del disco, su influencia es nula a la hora de determinar las gráficas  $[l, < b >]$  que se desarrollan en el capítulo.



En el desarrollo del capítulo se realizan modificaciones sobre el modelo tales como cambiar la posición del sistema de observación, es decir, elevar el Sol sobre el plano; o realizar un truncamiento del disco estelar a determinados radios galactocéntricos. Podemos modificar arbitrariamente el grado de alabeo estelar o incluso prescindir de él completamente, para determinar qué geometría del alabeo se adapta mejor a las observaciones.

## 8.2 Datos observacionales del DIRBE

La base de datos mas completa hasta el momento sobre el brillo superficial de la galaxia es la suministrada por el DIRBE que presenta el brillo superficial de la galaxia en MJy/sr para latitudes  $|b| < 10^\circ$ .

El DIRBE es un mal detector de fuentes puntuales comparado con otros cartografiados como el IRAS, debido a su mayor tamaño del campo de visión ( $0.7^\circ \times 0.7^\circ$ ), sin embargo cubre casi todo el cielo, posee numerosas bandas repartidas por todo el espectro infrarrojo y la estabilidad en la respuesta de sus detectores es excelente. Por todo lo anterior es una base de datos idónea para el estudio del alabeo.

La figura 8.1 corresponde a la zona del cielo muestreada por el DIRBE. Existen tres zonas sin datos debido a la presencia de los planetas, una región de  $5^\circ$  en radio debido a Júpiter y 2 regiones de  $1^\circ$  debido a Urano y Neptuno, las direcciones con huecos son :

zona de exclusion de Júpiter  $l=187^\circ$ ,  $b=2^\circ$

zona de exclusion de Urano  $l=11^\circ$ ,  $b=-8.5^\circ$

zona de exclusion de Neptuno  $l=14^\circ$ ,  $b=-12^\circ$

Unicamente la zona de exclusión de Júpiter puede intervenir en el estudio que realizamos, pero está justo en la línea de nodos del alabeo, donde el gas y las estrellas se encuentran en el plano.

Los datos del DIRBE se suministran a través de 'FTP anónimo' a la comunidad científica en formato 'fits-table' para direcciones  $(l,b)$  mostradas en los puntos de la figura 8.1. Se ha realizado una interpolación con idea de obtener



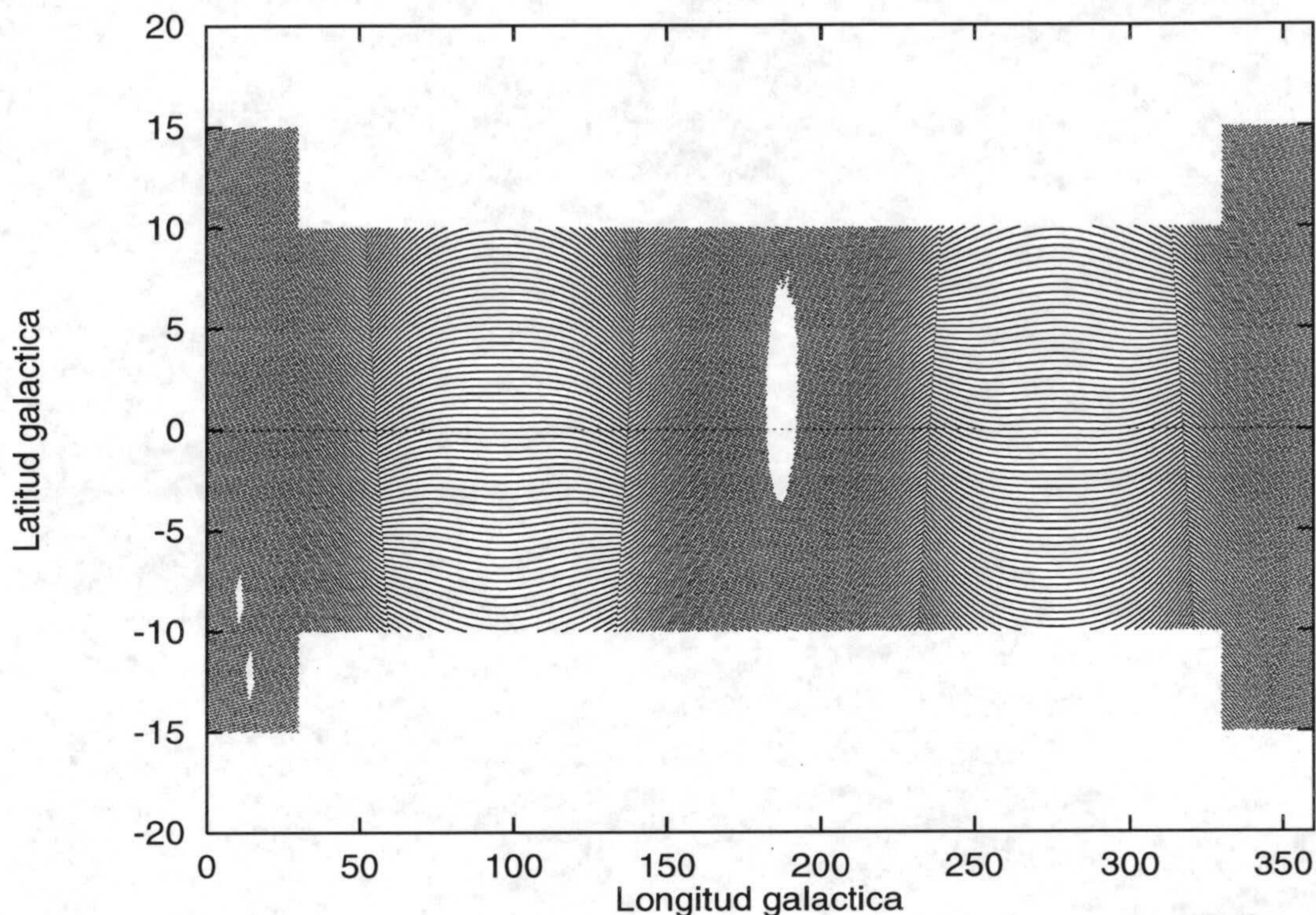


Figura 8.1.- Zona del cielo muestreada por el DIRBE.

un equiespaciado en longitud y latitud de forma que todo el cartografiado pueda tratarse mediante paquetes como IRAF ( Image Reduction and Analysis Facility ).

Para reducir el efecto de las fuentes puntuales que resuelve el DIRBE se ha realizado un filtro en mediana de  $4^\circ$  en longitud. Estas fuentes puntuales se encuentran dentro de 1 ó 2 Kpc del Sol ( Freudenreich et al . 1994) y únicamente añaden confusión en el estudio de la estructura de la galaxia a gran escala. El flujo para los filtros  $1.25 \mu m$ ,  $2.2 \mu m$ ,  $3.5 \mu m$  y  $12 \mu m$  promediado entre  $-1^\circ < b < 1^\circ$  en función de la longitud galáctica se muestra en las figuras 8.2, 8.3.

Las isofotas en la banda K para el Hemisferio Norte y Sur se muestran en la figura 8.4.

En estas curvas de nivel se observa la separación de la superficie de máxima emisión respecto al plano  $b = 0^\circ$ . Vamos a cuantificar esa separación y su relación con el alabeo.



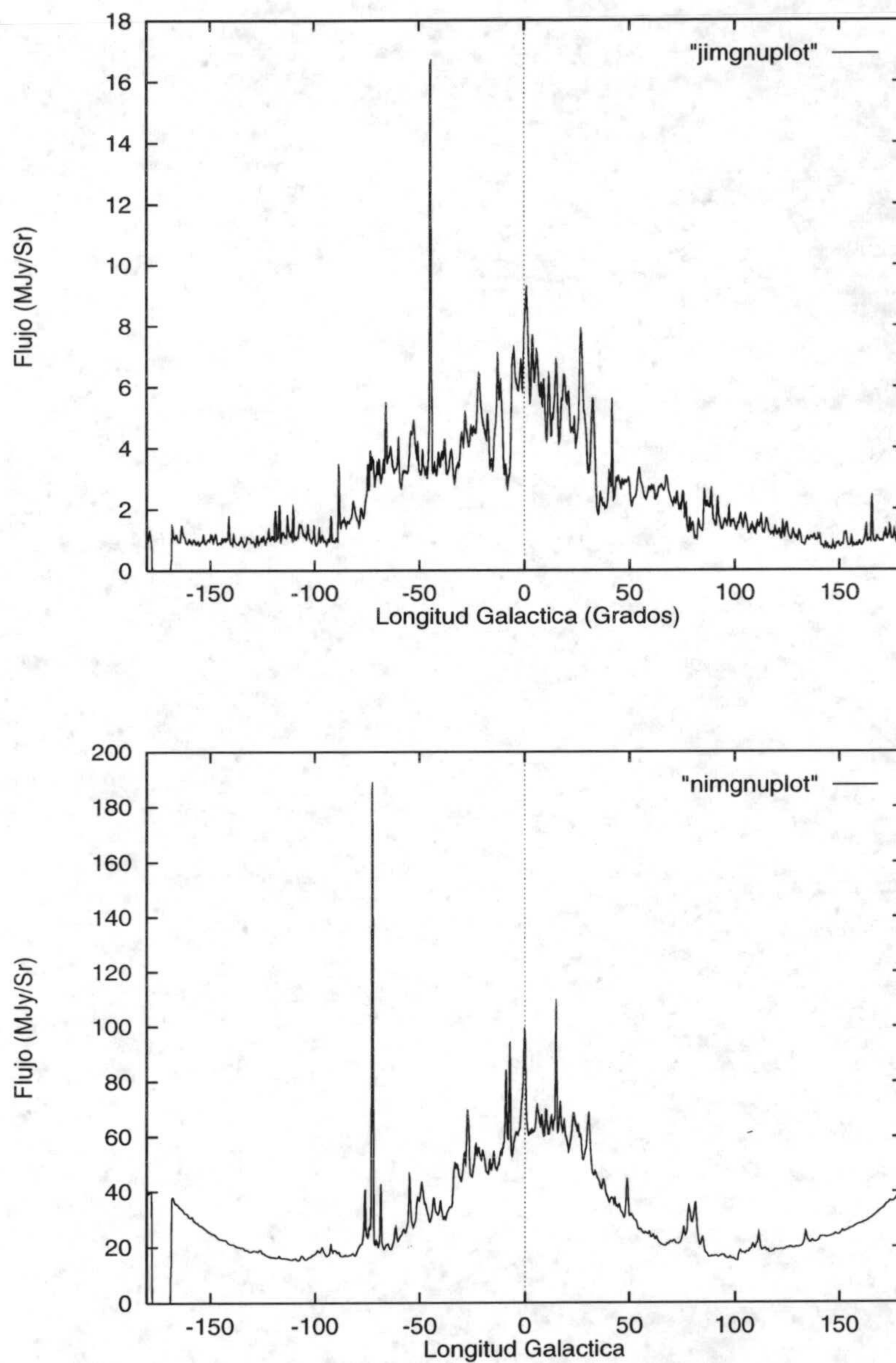


Figura 8.2: Flujo promediado entre  $-1^\circ < b < 1^\circ$  en función de la longitud galáctica. En la parte superior para  $1.25 \mu m$  y en la inferior para  $12 \mu m$



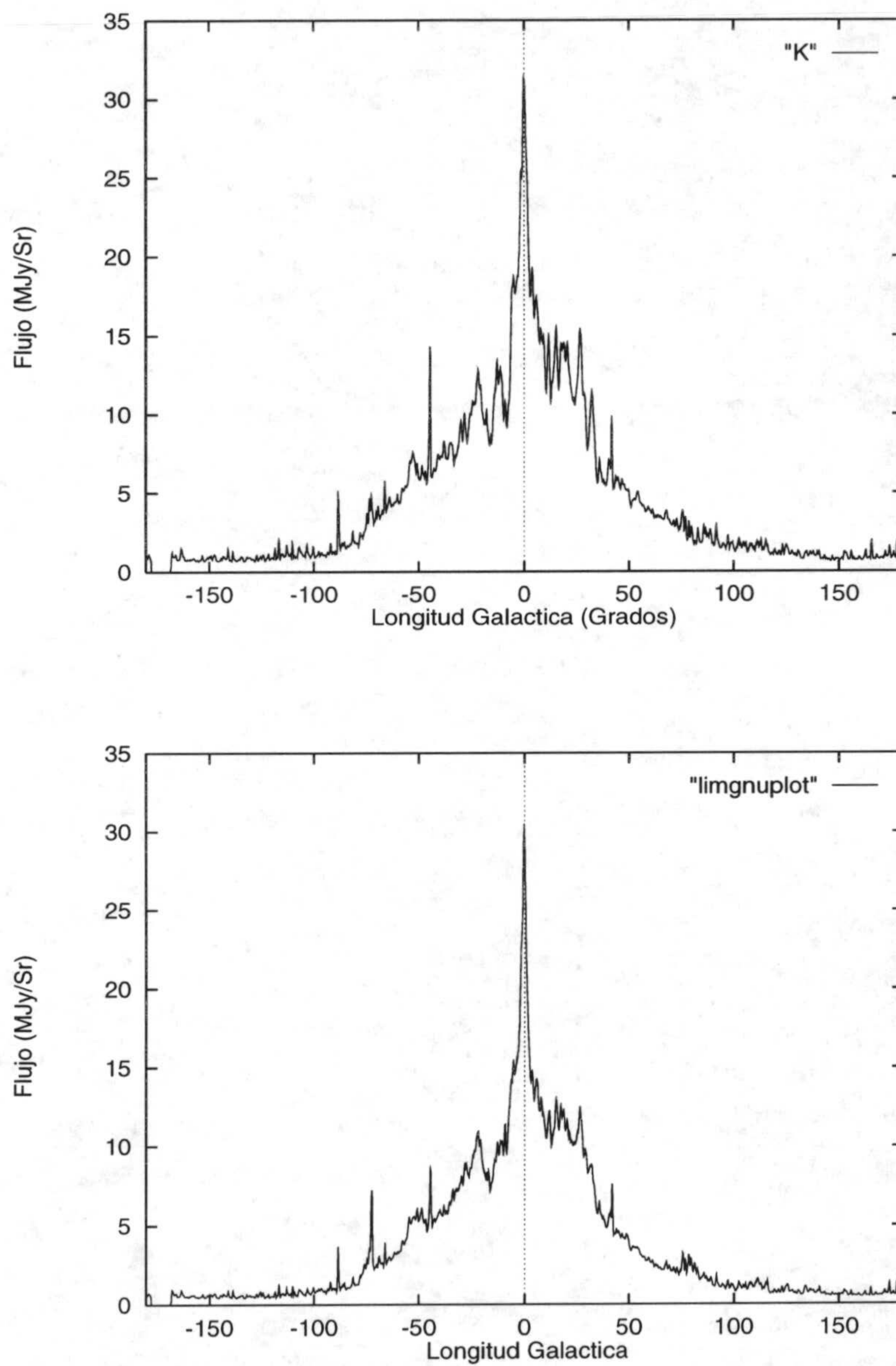


Figura 8.3: Flujo promediado entre  $-1^\circ < b < 1^\circ$  en función de la longitud galáctica. En la parte superior para  $2.2 \mu m$  y en la inferior para  $3.5 \mu m$ .



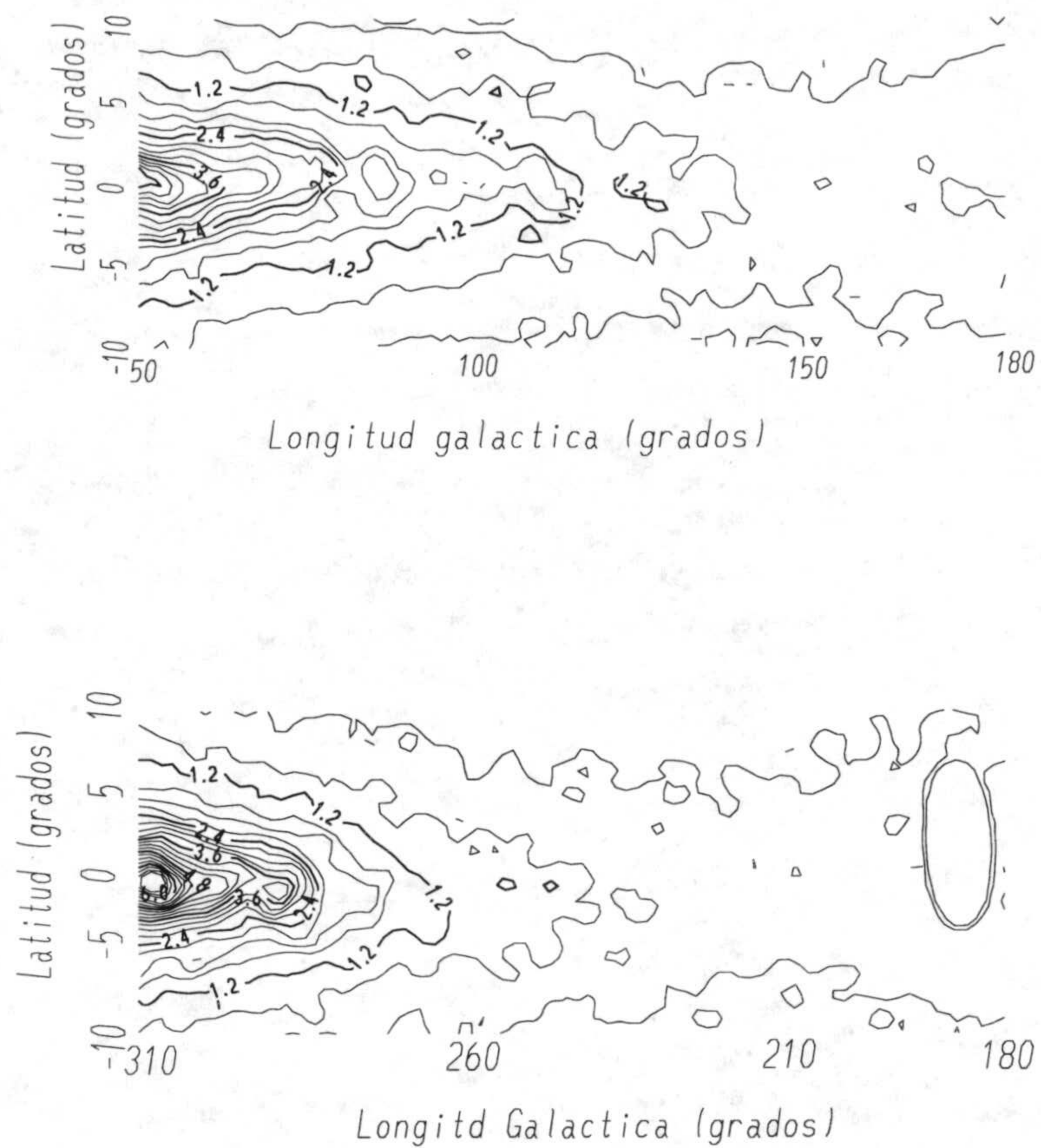


Figura 8.4: Isofotas para la banda  $2.2 \mu\text{m}$ . En la parte superior para el Hemisferio Norte y en la inferior para el Hemisferio Sur.



### 8.3 Estimador del desplazamiento medio del disco

La elección de un estimador del plano medio galáctico no es una labor sencilla ya que un sólo número no puede representar satisfactoriamente un perfil o una distribución de flujo que se extiende en un determinado rango de latitudes. De ahí se impone, para conocer mejor la distribución, determinar los diversos momentos de la distribución que nos dan información sobre la anchura y asimetría de la misma.

Un ejemplo de los perfiles a los que se les va a aplicar los distintos estimadores del plano galáctico medio se muestran en la figura 8.5. Se muestran en línea continua el flujo en latitud para  $l = 90^\circ$  y  $l = 120^\circ$  suministrado por el DIRBE para la banda K. En línea discontinua el resultado del modelo para las mismas longitudes.

Puesto que se trata de encontrar un sólo parámetro que nos dé una visión lo mas completa de ese desplazamiento, vamos a considerar tanto el valor medio como la latitud a la que se consigue el flujo máximo como estimadores de áquel, analizando sus ventajas e inconvenientes. La latitud media promediada en flujo dentro de  $|b| \leq 10^\circ$  resulta ser,

$$\langle b \rangle = \frac{\int_{-10}^{10} \mathcal{F}(l, b) b db}{\int_{-10}^{10} \mathcal{F}(l, b) db} \quad (8.1)$$

Puesto que el intervalo de integración es finito y centrado entorno a  $b = 0^\circ$ , un perfil del flujo en latitud cuyo máximo se encuentre desplazado de  $b = 0^\circ$ , presenta un valor medio de  $b$  donde el peso de las colas para  $b > 0^\circ$  y para  $b < 0^\circ$  es diferente. Esto genera un sesgo en el cálculo de  $\langle b \rangle$ , mayor cuanto mayor es la separación del perfil del plano  $b = 0^\circ$ , por cuanto aumenta la asimetría entre las colas. Para los perfiles que se muestran en la figura 8.5, correspondientes al alabeo del Hemisferio Norte,  $\langle b \rangle$  queda infravalorado debido a esa asimetría en el intervalo de integración respecto al máximo. Junto al problema anterior esta la presencia de picos locales en el perfil experimental, atenuados por el filtro en mediana, y que pueden distorsionar también el valor de  $\langle b \rangle$ .



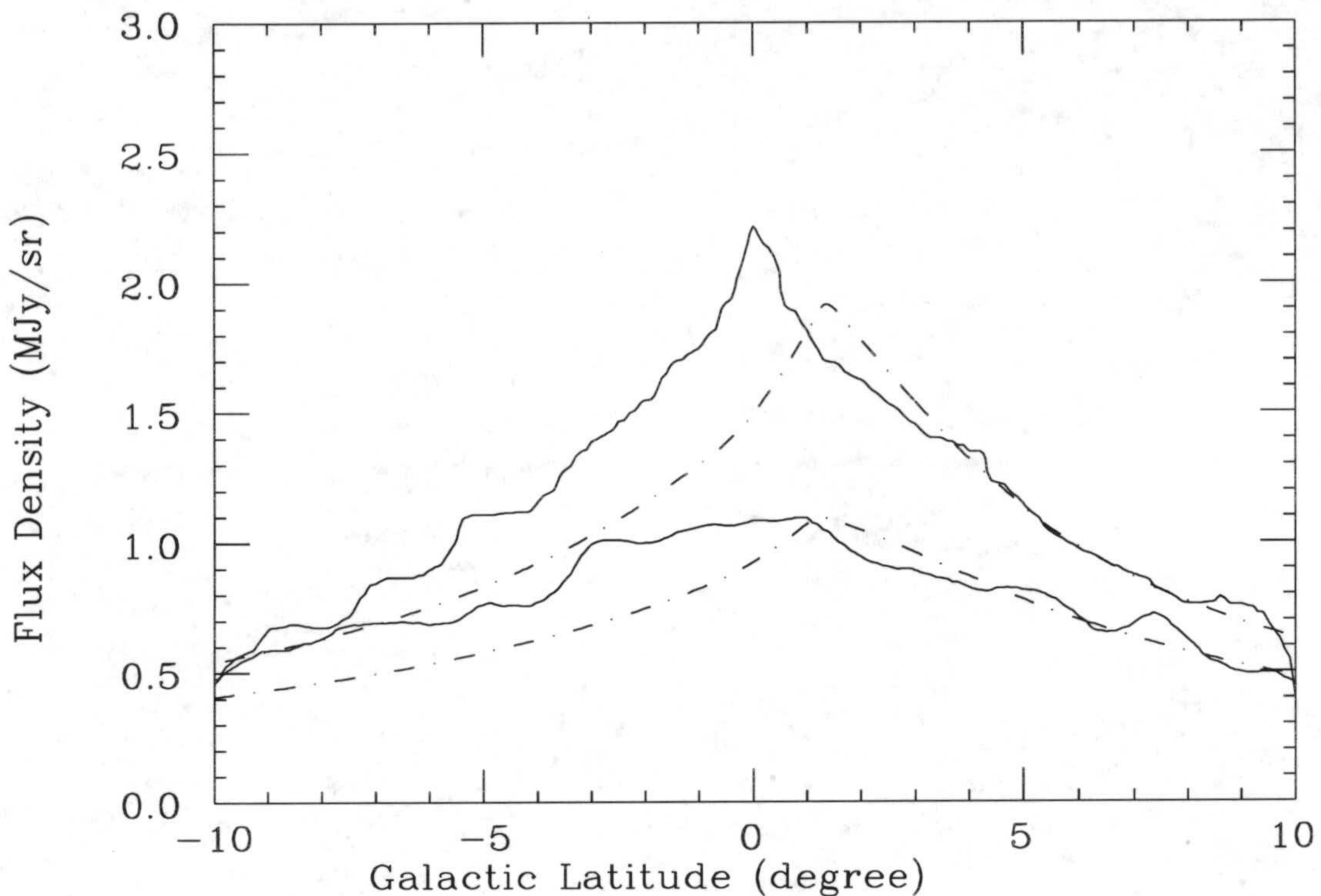


Figura 8.5: Perfil del flujo en latitud para  $l = 90^\circ$  y  $l = 120^\circ$  suministrado por el DIRBE para la banda K. En línea discontinua el resultado del modelo para las mismas longitudes.

Para evitar este inconveniente, se puede acudir a un nuevo estimador como es la latitud a la que se consigue el flujo máximo, fácil de determinar en los perfiles que suministra el modelo pero difícil de determinar en los datos experimentales cuando existen fluctuaciones entorno al máximo o cuando el máximo no queda destacado presentándose un rango en latitud con flujo constante entorno al mismo; (ver el perfil experimental para  $l=120^\circ$  en la gráfica 8.5).

Freudenreich et al. (1994) soslayan este problema ajustando una función del tipo  $A_0 + A_1 \exp(-A_2(b - b_0)^2 - A_4|b - b_0|)$  a los perfiles experimentales y considerando como estimador del desplazamiento medio del disco a  $b_0$ . Esto presenta el problema de tener que realizar hipótesis de trabajo innecesarias como el hecho de suponer que los perfiles en latitud son simétricos.

Nosotros vamos a trabajar con el primer momento de la distribución de flujo



como estimador del desplazamiento medio buscado, conscientes de sus limitaciones, pues posee mayor significado físico que la moda o el máximo y no necesita de hipótesis de trabajo adicionales.

Lo que interesa es la comparación entre los datos observacionales y el modelo, que debe hacerse con el mismo estimador, ya sea el valor medio o el máximo y en cualquier caso esa diferencia y las conclusiones que se deriven no se verán afectadas por la bondad del estimador. Puesto que en la bibliografía se usan otros estimadores, compararemos los resultados entre ellos.

## 8.4 Curva de alabeo experimental

Si calculamos la latitud media según se ha definido en 8.1 para cada longitud, obtenemos la curva  $[l, \langle b \rangle]$  mostrada en las figuras 8.6 y 8.7 para las bandas K y L.

Se ha promediado en 10 grados en longitud y la barra de error corresponde a la  $\sigma$  de los datos en esos 10 grados.

En ambas gráficas se observa una desviación del plano de máxima emisión con respecto al plano medio de la Galaxia, siendo  $l \sim 90^\circ - 100^\circ$  y  $l \sim 240^\circ - 250^\circ$  las longitudes correspondientes a la máxima desviación en el Hemisferio Norte y Sur respectivamente. Estas desviaciones coinciden en longitud con las que aparecen en las gráficas análogas, correspondiente a la columna de HI y al polvo en  $240 \mu\text{m}$  (figura 4.10) y que en una primera inspección se deben al alabeo del disco estelar.

En la banda L donde la extinción es menor y donde la emisión se debe aún a las estrellas, se aprecia mejor la desviación máxima y sus longitudes correspondientes.

Como se observa en las gráficas, la zona correspondiente al alabeo del Hemisferio Norte ( $l < 180^\circ$ ) presenta una amplitud inferior y un mayor ruido. Este alabeo se encuentra en la misma dirección que el brazo local o brazo de Cygnus (entre  $\sim 70^\circ - 100^\circ$ , especialmente a  $80^\circ$ ). Si nos fijamos en la grafica 8.2 para esa zona del brazo local, existe una anticorrelación entre las bandas J y N. La emisión en  $12 \mu\text{m}$  se debe al polvo calentado por las estrellas jóvenes del brazo, mientras la absorción en  $1.25 \mu\text{m}$  se debe a la extinción de ese polvo presente en el brazo local. La extinción es muy alta en esa zona y la emisión debida a estrellas jóvenes debe ser también elevada. Aunque la presencia de este brazo imposibilita



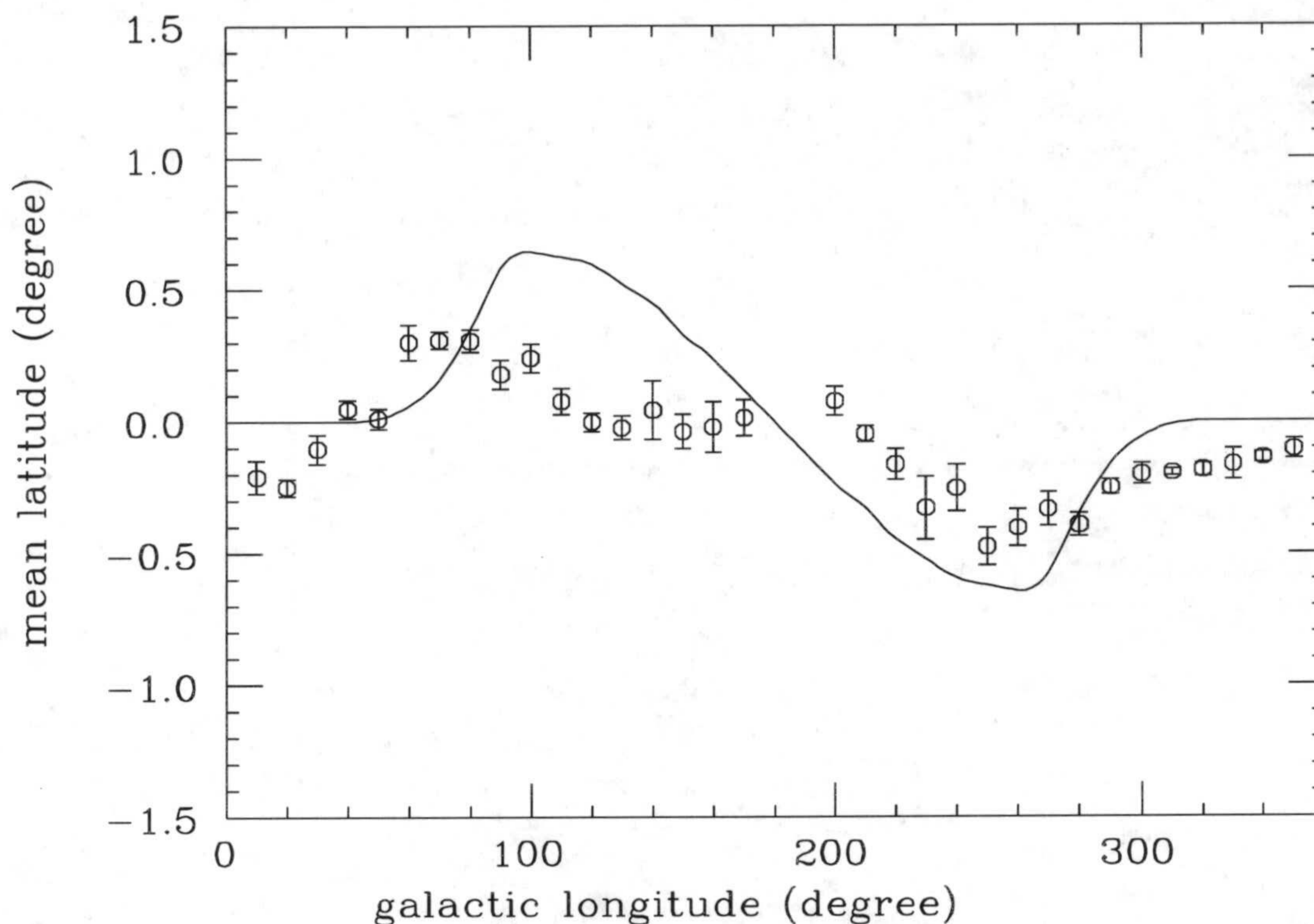


Figura 8.6: Latitud media, promediada en flujo, para los datos del DIRBE en la banda K. En línea continua la predicción del modelo.

la observación clara del alabeo norte, su extensión del orden de  $30^\circ$  es pequeña cuando se estudia un fenómeno de gran escala como es el alabeo. Por otro lado la observación del alabeo sur no viene afectado por ningún brazo. Las aglomeraciones de las nubes moleculares y la presencia del brazo local debe introducir ruido en la curva observacional ( $[l, < b >]$ ), pero la variación a gran escala debido al alabeo u otros efectos macroscopicos es apreciable en dicha grafica.

Vamos a considerar otros fenómenos de media escala que pueden influir en la curva  $[l, b]$  así como el efecto de la extinción.

#### 8.4.1 Extinción

La columna de HI que nos suministra el modelo sobreestima ligeramente su valor según vimos en la sección 4.7, donde se compara con el valor experimental obteni-



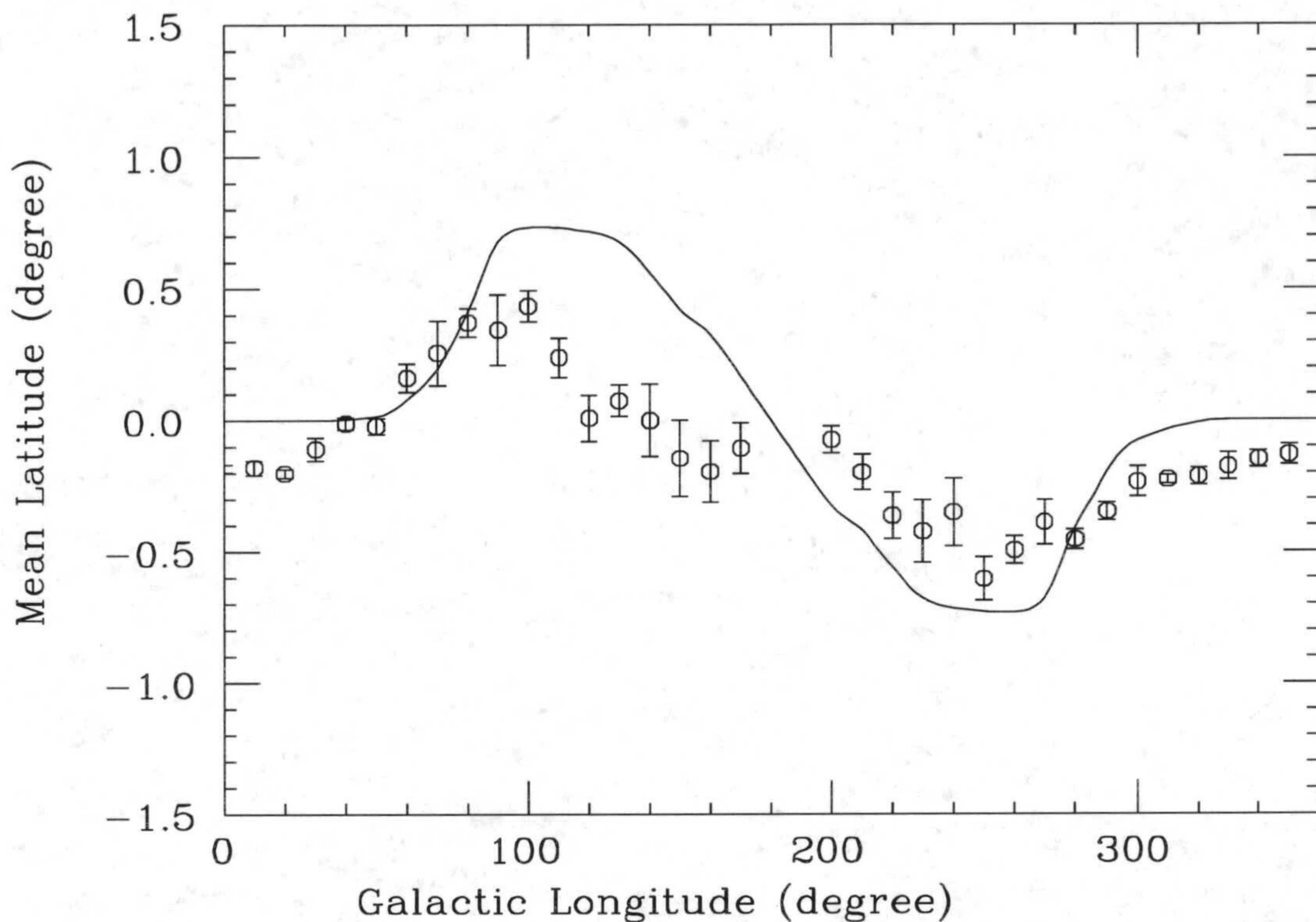


Figura 8.7: Latitud media, promediada en flujo, para los datos del DIRBE en la banda L. En línea continua la predicción del modelo.

do a partir de la absorción en la línea  $\text{Ly}\alpha$ . Esto conduce por término medio a una sobreestimación de la extinción. De hecho Kent et al. (1990) que desarrollan un modelo de emisión de flujo para la Galaxia, disminuyen la extinción en un factor 1.4, argumentando exclusivamente un mejor ajuste en los perfiles de flujo entre los datos observacionales y el modelo que desarrollan. Su cálculo de la extinción considera igualmente la linealidad entre la columna de hidrógeno y la extinción dada por la relación de Bohlin, Drake y Savage (1978).

Vamos a considerar el caso límite en que la extinción es nula. Nos preguntamos: ¿cuál sería la nueva curva  $[l, \langle b \rangle]$  ?.

Indudablemente los valores de flujo han aumentado ya que el coeficiente de extinción se ha hecho nulo.

La gráfica ?? muestra el perfil en latitud para la longitud  $l = 100^\circ$  con la



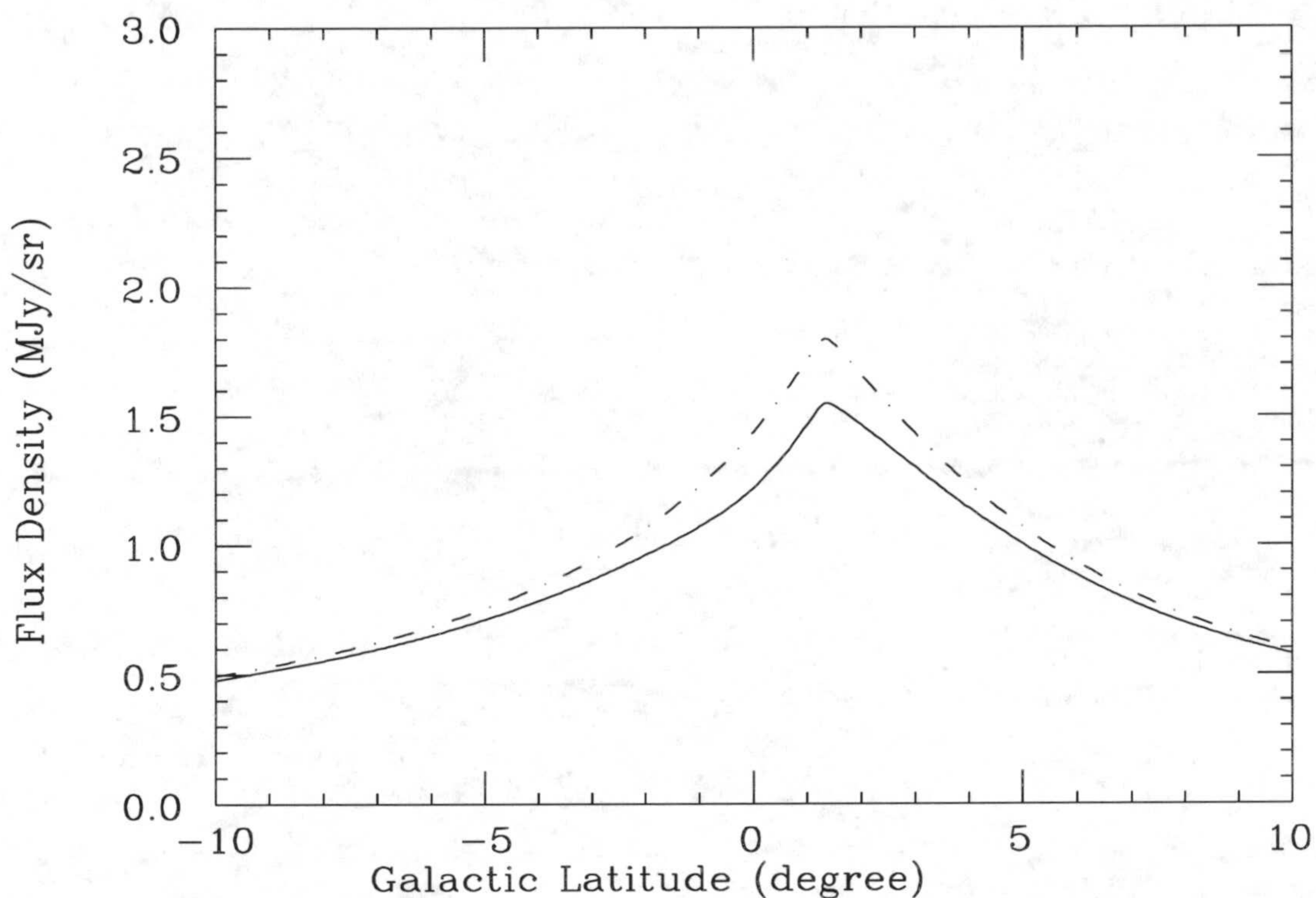


Figura 8.8: En línea continua se muestra el perfil de flujo dado por el modelo para el caso en que exista extinción. En línea discontinua cuando no existe extinción. En ambos casos la longitud fue de  $l = 100^\circ$

extinción normal y sin extinción. se observa que el máximo se obtiene aproximadamente a la misma latitud. El flujo ha aumentado en todas las latitudes, sin embargo la posición media del perfil no ha cambiado. El peso de las colas a izquierda y derecha del máximo sigue siendo el mismo.

La gráfica 8.9 nos muestra  $[l, \langle b \rangle]$  para ambos casos. Vemos que los valores máximos y las longitudes a las que se obtienen los máximos varían poco. Por tanto la extinción tiene poca influencia a la hora de determinar el plano medio galáctico.



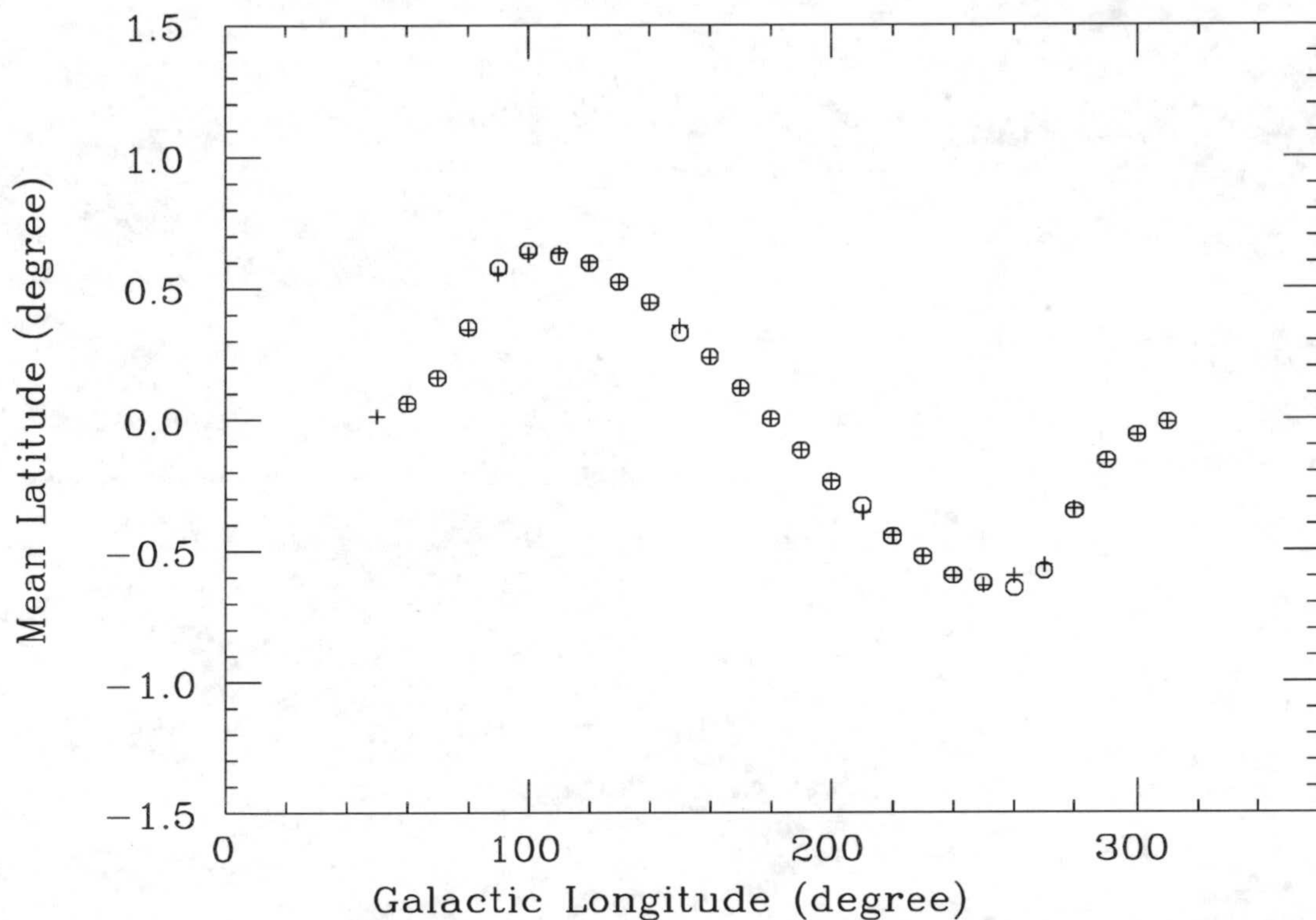


Figura 8.9: Latitud media, promediada en flujo, para los datos suministrados por el modelo con y sin extinción. Los círculos corresponden al modelo sin extinción; las cruces al modelo con extinción

#### 8.4.2 Cinturón de Gould

El Cinturón de Gould debido a su proximidad y a su contenido en estrellas brillantes OB puede producir un efecto semejante a la curva sinusoidal de las gráficas  $[l, < b >]$  ya que no se encuentra situado en el plano galáctico medio. El Cinturón de Gould se encuentra levantado sobre el plano galáctico (latitudes positivas) en el primer cuadrante de forma que el anillo vuelve al plano galáctico en las direcciones  $l=100^\circ$  y  $280^\circ$ , produciendo un efecto contrario al alabeo del disco estelar. Se encuentra levantado aproximadamente  $18^\circ$  sobre el plano galáctico y a una distancia de 1 kpc del sol (Taylor, Dickman y Scoville, 1987).

Por otro lado el filtro en mediana elimina la contribución al flujo de las estrellas brillantes próximas del Cinturón de Gould. Esto se puede comprobar si elimin-



amos las regiones más ricas en estrellas pertenecientes al Cinturón de Gould y que más contribuyen a la gráfica  $[l, < b >]$  por su elevada emisión y situación fuera del plano. Si la integración de la ecuación 8.1 se realiza entre  $-7^\circ$  y  $7^\circ$  para eliminar las región de Orión ( $200^\circ < l < 220^\circ$ ,  $-21^\circ < b < -6^\circ$ ) y la región de Cassiopeia-Taurus ( $100^\circ < l < 180^\circ$ ,  $-20^\circ < b < -5^\circ$ ) (Comeron 1992), las gráficas 8.6 y 8.7 no sufren ninguna modificación.

Una vez descartados los efectos locales, las curvas de las figuras 8.6 y 8.7 son el reflejo de un disco estelar alabeado.

La cuestión que se plantea ahora es cuantificar ese alabeo.

## 8.5 Curva de alabeo del modelo

El modelo desarrollado en el capítulo anterior nos permite obtener las curvas sintéticas  $[l, < b >]$  y su posterior comparación con las curvas observacionales. En dicho modelo se considera en primer lugar que el disco se encuentra alabeado en la misma proporción que el gas siguiendo una geometría idéntica.

La curva  $[l, < b >]$  para los filtros K y L se representan en las graficas 8.6 y 8.7, junto a los datos observacionales.

Claramente se observa que la amplitud pico a pico en la banda K para los datos del DIRBE es  $\sim 0.7^\circ$  mientras que el modelo de disco alabeado nos suministra un valor de  $1.3^\circ$  para la misma magnitud. En la banda L el valor observacional es  $\sim 0.9^\circ$  y el suministrado por el modelo  $1.3^\circ$ . En ambos casos el modelo predice una amplitud de alabeo superior al observado experimentalmente.

Como hemos indicado en la seccion 8.3 el valor medio en latitud no es un estimador totalmente satisfactorio del desplazamiento medio, por tanto vamos a completar el estudio analizando el máximo.

Si determinamos  $b_0$  ajustando la función que define Freudenreich et al. (1994) en la seccion 8.3 a los perfiles teóricos obtenemos la gráfica 8.10. El ajuste no lineal de los 5 parámetros se realiza mediante el algoritmo de Levenberg-Marquardt que minimiza la  $\chi^2$ . En esa gráfica también se muestra el ajuste realizado por Freudenreich et al. (1994) a los datos experimentales.

Claramente se observan dos cuestiones:



a) el valor medio en latitud y la latitud a la que se alcanza el flujo máximo difieren casi en un factor 2.

b) la diferencia entre la predicción del modelo y los datos observacionales se mantiene.

Por consiguiente es análogo plantear la discusión en base a cualquiera de los dos estimadores del plano medio.

Por tanto un disco estelar alabeado en la misma proporción que el gas suministra una curva  $[l, < b >]$  cuya amplitud es muy superior a la que resulta observacionalmente.

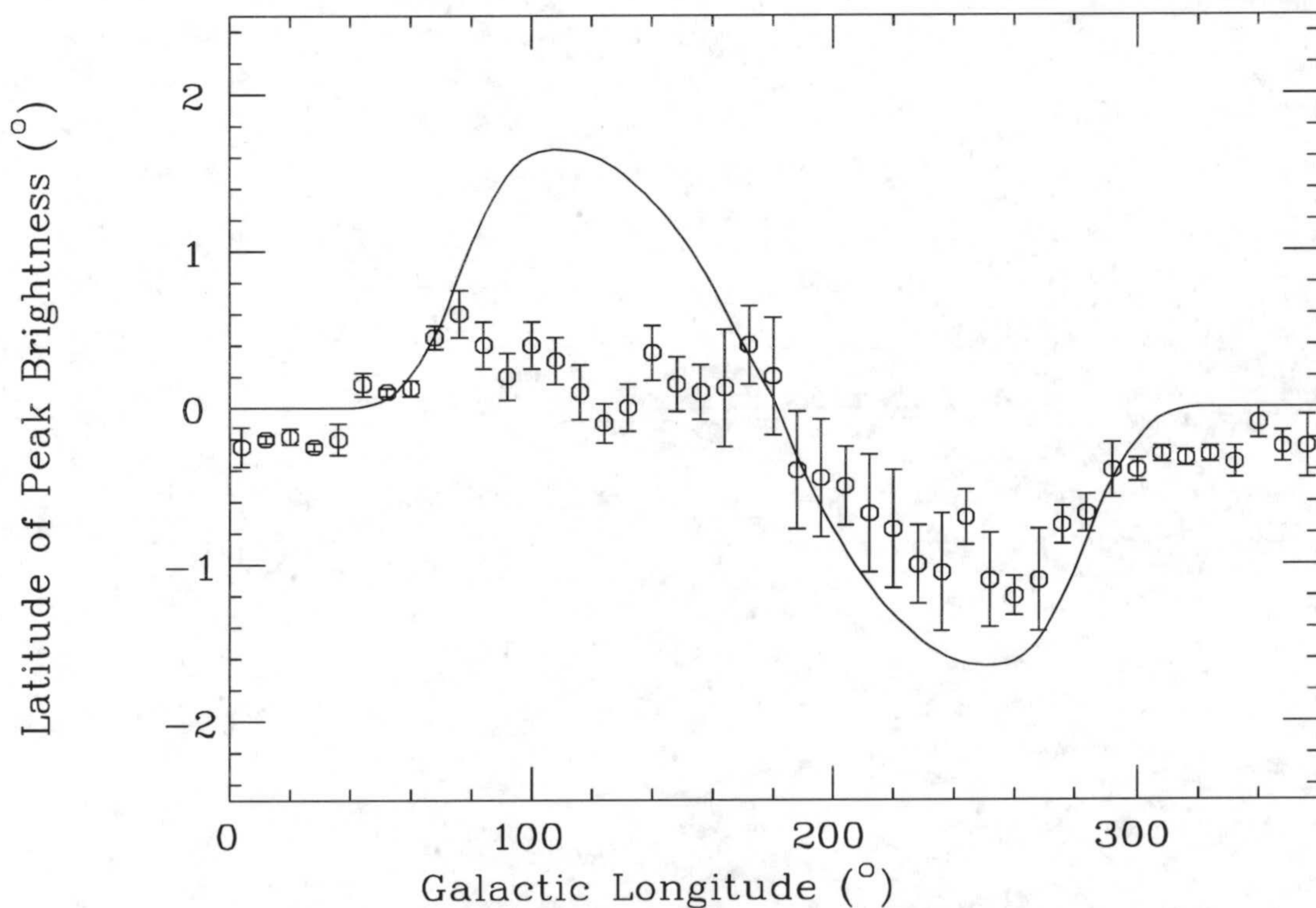


Figura 8.10: Latitud en que se obtiene el flujo máximo en función de la longitud. Los datos experimentales han sido tomados de Freudenreich et al. (1994). La línea continua es la predicción del modelo.

Esto nos inclina a pensar que el disco estelar se encuentra alabeado en menor cantidad que el gas.



Junto a la anterior posibilidad de un alabeo estelar inferior al del gas, otros efectos macroscópicos pueden explicar la forma de la curva [ $l, < b >$ ]:

- a) Un desplazamiento del Sol con respecto al plano de simetría del disco,  $z_{\odot}$ .
- b) Una truncación del disco estelar.

### 8.5.1 Desplazamiento del Sol

El sistema de coordenadas galáctico actual ( $l^{\text{II}}, b^{\text{II}}$ ) se basa esencialmente en el análisis del HI del disco interno (Blaauw 1960, Gunn y Pawsey 1960) donde el plano ecuatorial ( $b = 0^{\circ}$ ) pasa por definición por el Sol, según se adoptó en la asamblea general del IAU en 1958.

Desde mediados de siglo se sabe que existe una pequeña asimetría en el recuento de estrellas pertenecientes al Polo Norte Galáctico y el Polo Sur Galáctico. Esta asimetría es atribuible a una localización del Sol fuera del plano ecuatorial.

Por tanto el Sol no está justo en el centro del disco galáctico, sino desplazado una cantidad  $z_{\odot}$ . Desde la primera estimación de  $13.5 \pm 1.9$  pc realizada por Van Tulder en 1942, se han realizado numerosas determinaciones que van desde 4 a 40 pc según las poblaciones empleadas en su determinación. La tabla 8.5.1 muestra los valores obtenidos por diversos autores así como la fuente empleada en su determinación.

Los valores más altos corresponden a recuentos estelares clásicos y difieren significativamente de los estudios basados en poblaciones más jóvenes (polvo, estrellas OB, nubes moleculares). Recientemente Humphreys y Larsen (1995) obtuvieron un valor inferior de  $20.5 \pm 3.5$  pc con estudios de recuentos ópticos.

Pandey et al. (1988) analizaron la distribución de cúmulos abiertos, estrellas Wolf-Rayet y remanentes de supernova, para estudiar la estructura de la galaxia a gran escala. Ajustando un plano por mínimos cuadrados a las coordenadas de su muestra encontraron que la altura del Sol sobre el plano de simetría posee un "offset" de  $z_{\odot} = -20 \pm 5$  pc para los cúmulos abiertos, y  $z_{\odot} = -40 \pm 20$  pc para WR con una distancia límite de 10 kpc.

El hecho de que el plano de simetría se encuentre por debajo del plano formal  $b = 0^{\circ}$  se atribuye a una elevación del Sol sobre dicho plano.



Curiosamente del análisis de la distribución de remanentes de supernova se deduce un plano de simetría con  $z_{\odot} = 40 \pm 17$  pc; esto implica un descenso del sol sobre el plano medio galactico.

Autor	$z_{\odot}$ (pc)	Fuente
Stothers y Frogel (1974)	$24 \pm 3$	Estrellas OB
Caldwell y Coulson (1987)	$37 \pm 7$	Cefeidas variables
Stobie y Ishida (1987)	$42 \pm 13$	Recuentos en óptico
Pandey y Mahra (1987)	$10 \pm 4$	Polvo interestelar
Pandey et al. (1988)	$28 \pm 5$	Cumulos abiertos
Conti y Vacca (1990)	15	Estrellas WR
Hammersley et al. (1995)	$15.5 \pm 3$	COBE, IRAS, TMGS
Cohen (1995)	$15.5 \pm 0.7$	IRAS
Humphreys y Larsen (1995)	$20.5 \pm 3.5$	Recuentos en óptico

Hammersley et al. (1995) determinaron  $z_{\odot}$  en base a la débil diferencia existente en los recuentos del TMGS por encima y por debajo del plano galactico, así como del estudio de los datos del COBE y del IRAS.

Cohen (1995) aplicando el modelo SKY de recuentos estelares al IRAS, determinó un valor de  $z_{\odot} = 15.5 \pm 0.7$  pc.

Puesto que el valor mas plausible se encuentra entorno a 15-20 pc, vamos a introducir estas dos elevaciones en el modelo. En una primera etapa veamos el efecto que produce sobre los perfiles de flujo y sobre el desplazamiento del plano medio galáctico ese  $z_{\odot}$  sin considerar el alabeo estelar. Si incluimos  $z_{\odot}$  en la densidad normalizada, tendremos

$$n_s(R, z) = e^{-\frac{(R-R_{\odot})}{H} - \frac{|z+z_{\odot}|}{h_z(S)}}$$

que introducida en la ecuación 7.6 nos da el flujo en cualquier dirección.

Vamos a considerar los dos casos en que  $z_{\odot}$  valga 15 y 20 pc. En estas situaciones la obtención del flujo y su posterior promedio nos conduce a la gráfica que se muestra en la figura 8.11. Claramente se observa un desplazamiento del orden de  $-0.2^{\circ}$  en el valor medio .



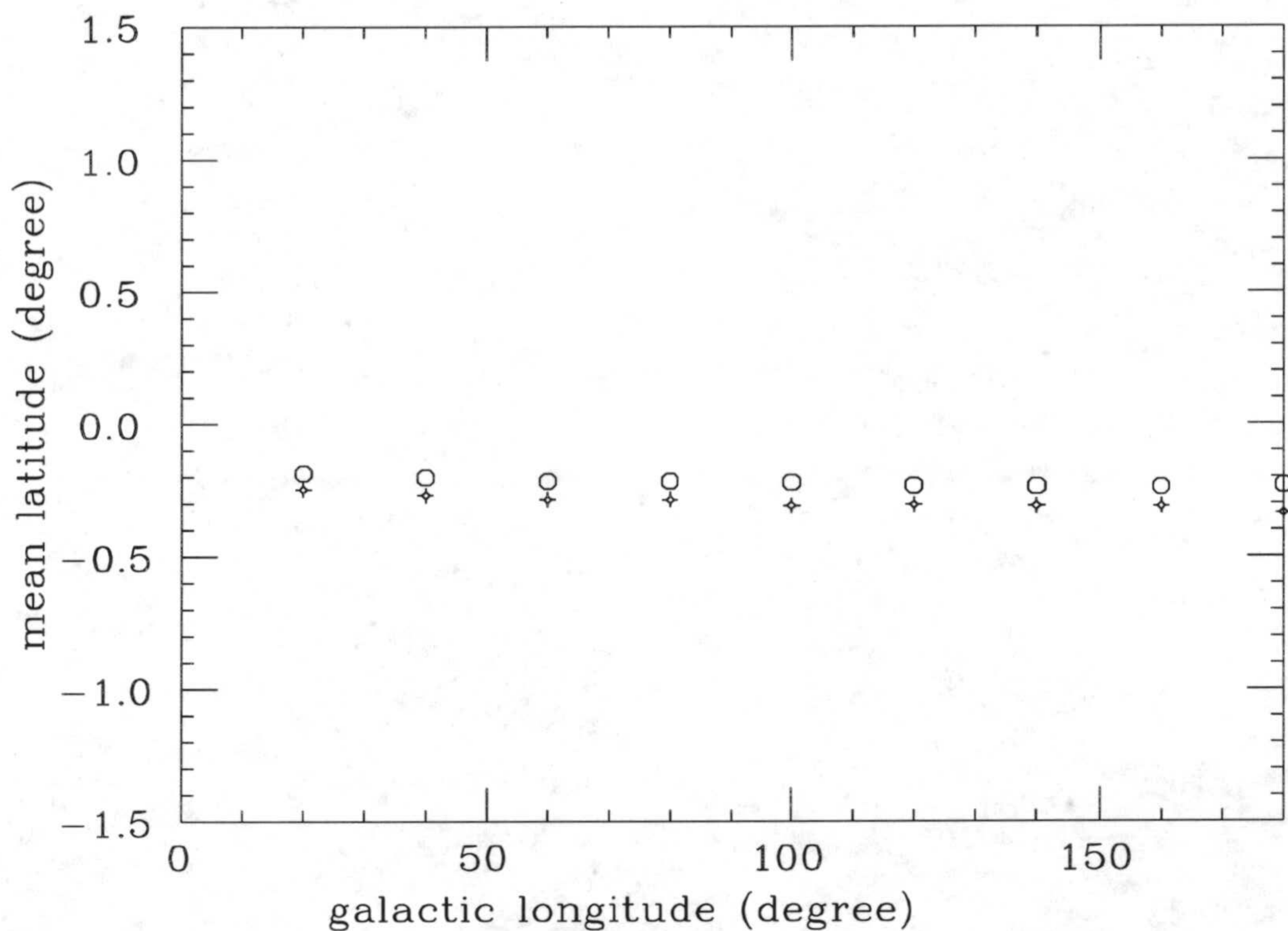


Figura 8.11: Latitud media en el caso de un desplazamiento del sol sobre el plano galáctico medio con  $z_{\odot} = 15$  pc (círculos) y  $z_{\odot} = 20$  pc. Se representa para el Hemisferio Norte.

Introduciendo el alabeo del disco estelar y superponiendo el efecto del desplazamiento del Sol, obtenemos la grafica 8.12 (Porcel, Battaner y Jiménez-Vicente, 1996).

Djorgovski y Sosin (1989) utilizando el catálogo de fuentes puntuales del IRAS encontraron que el plano galáctico medio definido por su muestra está  $0.1^{\circ} - 0.15^{\circ}$  por debajo de  $b = 0^{\circ}$ , en concordancia con nuestros resultados. Cualitativamente estos autores atribuyen este descenso a una posible elevación del Sol sobre el plano  $b = 0^{\circ}$ , pero sin realizar ningún cálculo.

Claramente este desplazamiento produce un  $z_{\odot}$  en los mapas y no explica la menor amplitud de las gráficas observacionales. Podemos por tanto, concluir que el efecto de un alabeo menor en el disco estelar no es atribuible a una separación de la posición del Sol, con respecto al plano de simetría de la galaxia.



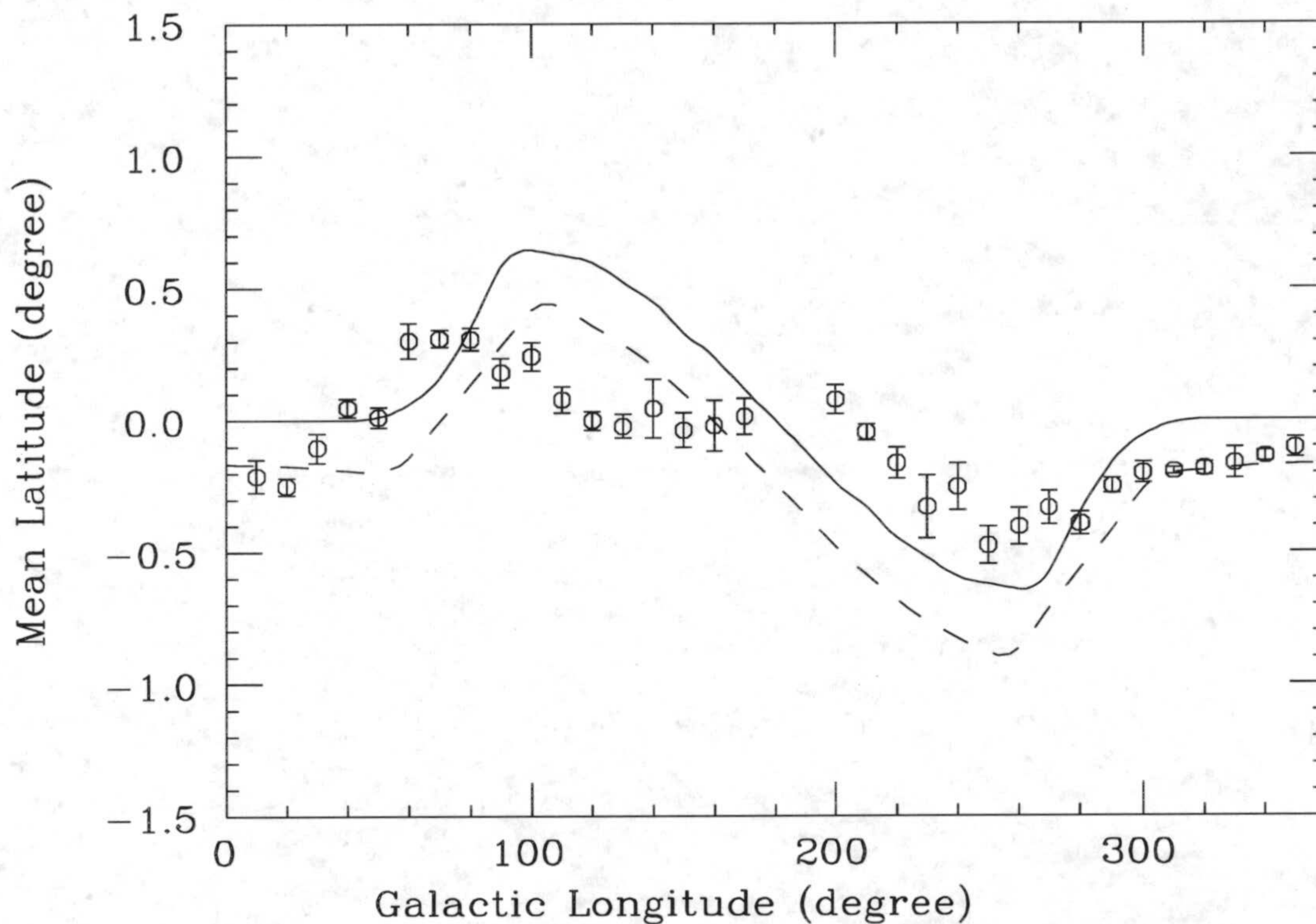


Figura 8.12: Latitud media, promediada en flujo, para los datos del DIRBE en la banda K. En línea continua la predicción del modelo con el Sol en el plano ecuatorial galáctico. En línea discontinua se muestra la localización del plano medio suponiendo una elevación del sol de  $z_{\odot}=20$  pc.

### 8.5.2 Truncamiento del disco

Un truncamiento del disco estelar puede explicar “a priori una menor amplitud de la grafica  $[l, \langle b \rangle]$ , admitiendo una geometría semejante para el disco estelar y el gas alabeado, tal y como se ha desarrollado en el capítulo anterior.

Vamos a cortar el disco estelar bruscamente a distintos radios galactocéntricos, es decir, la densidad estelar normalizada al valor en la vecindad solar y para cada tipo espectral será:

$$n_s(R, z) = \begin{cases} e^{-\frac{(R-R_{\odot})}{H}} e^{-\frac{|z-z_w|}{h_z(S)}} & R < R_{max} \\ 0 & R > R_{max} \end{cases} \quad (8.2)$$



Una vez obtenido el flujo para cada dirección (1,b) realizamos el valor medio en latitud para cada perfil de flujo en función de la longitud como ya es habitual, para los radios de corte galactocéntricos  $R_{max} = 12, 14$  y  $16$  kpc. Esto se muestra en la figura 8.13.

Claramente se observa que para  $R_{max} > 16$  kpc el efecto del truncamiento es despreciable.

Esto también ocurre para el HI. Sabemos que el alabeo en el Hemisferio Sur decrece a partir de  $16$  kpc mientras en el Hemisferio Norte mantiene el crecimiento (Grafica 3.1).

La grafica 8.14 muestra la latitud media de la columna de HI para cada longitud. Se observa que existe una simetría entre el valor máximo alcanzado para el Hemisferio Norte y el Hemisferio Sur; esto indica que el gas que se encuentra más allá de  $16$  kpc contribuye muy poco a la columna.

Vemos que se necesita un radio de truncamiento del disco inferior a  $13-14$  kpc para que el modelo explique satisfactoriamente el comportamiento de los datos experimentales.

Vamos a estudiar qué se conoce sobre un posible truncamiento o "cutoff" en nuestra galaxia.

Robin et al. (1992a,1992b) encontraron un radio de truncamiento del disco óptico de nuestra galaxia entorno a  $14-15$  kpc. Realizaron fotometría profunda CCD en las bandas UBV en una zona de baja extinción en la dirección del anti-centro, llegando hasta una magnitud límite de  $V=20$  mag. Las estrellas observadas pertenecían principalmente a la secuencia principal.

Parte de estos autores (Ruphy et al. 1996) analizaron el recuento estelar que suministra el DENIS. Son recuentos preliminares para las direcciones  $l = 217^\circ$  y  $l = 239^\circ$ , obteniendo un radio de truncamiento de  $R_{max} = 15 \pm 2$  kpc y una longitud de escala de  $H = 2.3 \pm 0.1$  kpc.

Habing (1988) analizando el catálogo de fuentes puntuales IRAS encontró un corte en el disco del orden de  $1-2$  kpc del Sol. En todas estas determinaciones existe una dependencia entre ambos parámetros: el radio de truncamiento y la escala de longitud. La escala de longitud que usa Habing es del orden de  $4.5$  kpc;



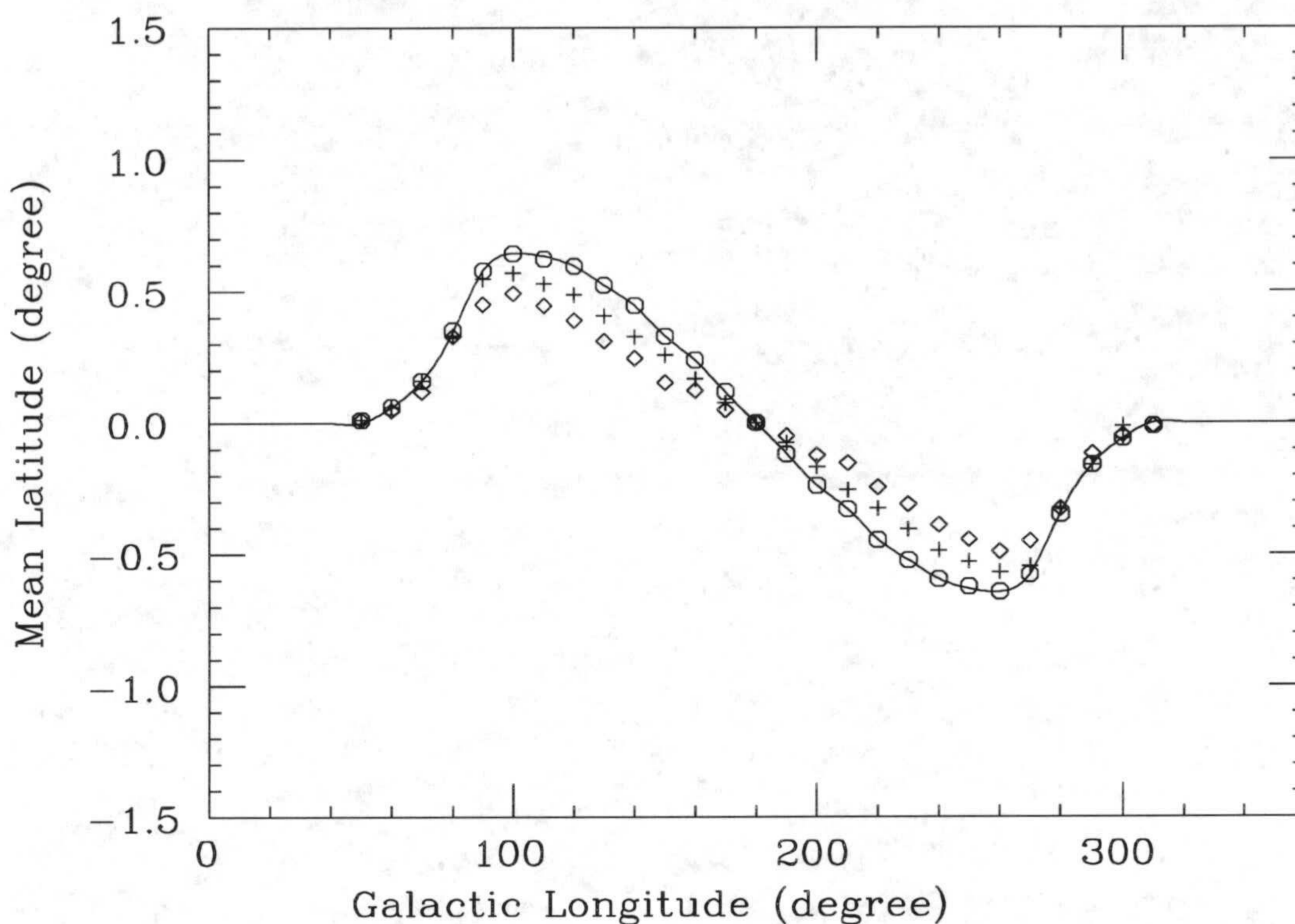


Figura 8.13: Efecto de un truncamiento del disco estelar en  $2.2 \mu m$ . La línea continua muestra la contribución de un disco de 25 kpc de radio. Los círculos muestran la contribución para un disco truncado a 16 kpc, las cruces para un truncamiento de 14 kpc y los rombos para un truncamiento de 12 kpc.

probablemente con un valor más bajo para la población vieja del disco se obtenga un “cutoff” más distante y compatible con los datos del DENIS.

¿ Qué se sabe de un posible truncamiento en otras galaxias ?

Van der Kruit y Searle (1981) analizaron el perfil de luz radial para galaxias de perfil. Obtienen que a partir de un radio igual a 4-5 la longitud de escala  $H$  de la galaxia, la luz decae fuertemente. Este truncamiento no se entiende como un corte abrupto, sino más bien como una zona de transición en donde el perfil de luz posee una nueva longitud de escala de 1 kpc o incluso inferior.

Wewers et al. (1986) y van der Kruit (1988) analizan el comportamiento de 20 galaxias de cara y muestran que la relación entre  $R_{max}/H$  es de  $4.5 \pm 1.0$  para 16



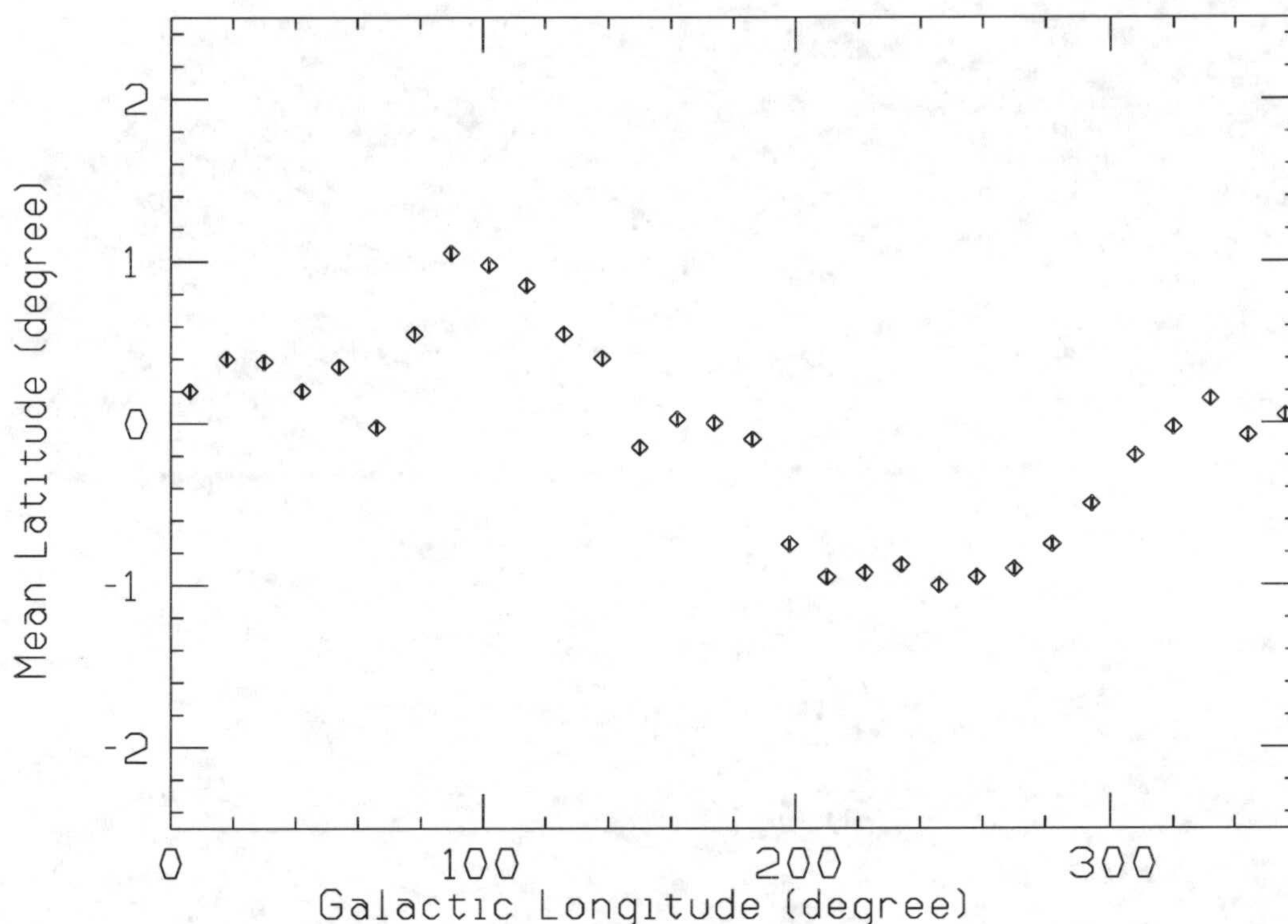


Figura 8.14: El centroide que resulta de la integración en velocidad para el mapa de HI (Freudenreich et al 1993).

galaxias de la muestra y un valor algo superior a 6 para las restantes 4 galaxias.

Si en nuestra galaxia  $H \sim 2 - 2.5$  kpc y consideramos un  $R_{max}$  de 15 kpc, la relación de ambas magnitudes es de 6-7, valor un poco alto si se compara con valores de galaxias externas. Hay que hacer notar que Knappen y van der Kruit (1991) muestran que el error en la determinación de la longitud de escala en galaxias externas puede llegar a ser de un factor 2. Una truncación abrupta hay que compatibilizarlo con el hecho de que más allá de 15 kpc del centro galáctico se encuentren estrellas OB (Reed, 1984 ; Porcel y Battaner, 1995 ) y regiones HII (Fick y Blitz, 1982).

Vemos en las gráficas precedentes que sólo un truncamiento del orden de 12-13 kpc y con una geometría análoga para el gas y el disco se puede explicar las curvas  $[l, < b >]$ . Dicho truncamiento es poco probable.



Puede existir una última posibilidad que explique las curvas experimentales  $[l, < b >]$  manteniendo la geometría: un decaimiento radial de la densidad más rápida que la que hemos supuesto a partir de un determinado radio galactocéntrico. Esto haría que el alabeo del disco quedase infravalorado debido a una menor contribución al brillo superficial de las regiones más distantes por su menor densidad aunque el desplazamiento del disco sea mayor para esas regiones.

Ese sobredecaimiento del perfil radial de densidad tendría que ocurrir dentro de los 16 kpc para que tuviera efectos sobre la curva  $[l, < b >]$ . No parece que existan indicios de esto. Los cartografiados profundos como el DENIS o TMASS arrojarán luz sobre este tema.

Como concluyen Porcel, Battaner y Jiménez-Vicente (1997), por tanto, la diferencia entre los datos observacionales y el modelo que considera un alabeo estelar igual al alabeo gaseoso, no puede explicarse por una elevación  $z_{\odot}$  del Sol sobre el plano de simetría. No puede descartarse que se deba a una truncación del disco estelar; en este caso, la constatación de un comportamiento dinámico de los sistemas estelar y gaseoso en la región del alabeo no podría estudiarse, debido a la no comparecencia de uno de los dos sistemas: el estelar. La explicación más sencilla es, sin embargo, la consistente en que el sistema estelar está mucho menos alabeado que el gas, en consonancia y reforzando la hipótesis magnética del alabeo.

Para ser más explícito, los datos del COBE son explicables con el modelo magnético, o al menos, caso de existir una cercanísima truncación, no son incompatibles con él.

## 8.6 Ajuste de los parámetros del alabeo

Podemos obtener la geometría del disco estelar que mejor se ajusta a los datos observacionales, variando los parámetros del modelo que hemos desarrollado. Los parámetros que vamos a ajustar son  $z_{\odot}$ , el desplazamiento del Sol sobre el plano de simetría;  $\theta_{max}$ , la dirección de máximo alabeo y un coeficiente  $\kappa$  que nos indica la proporcionalidad entre el alabeo del disco gaseoso y el alabeo del disco estelar, por tanto  $z_w(gas) = \kappa z_w(estelar)$ .

No hay argumentos a favor de que  $\kappa$  dependa de  $R$ . El ajuste para el caso en que  $\kappa = \kappa(R)$  es mucho más complejo, pues realizamos un ajuste no lineal, la



solución no es unívoca y perderíamos la simplicidad que supone un sólo parámetro que nos indica la proporcionalidad entre ambos alabeos.

Realizando el ajuste paramétrico entre el modelo y los datos observacionales en la banda L, donde la extinción inferior, obtenemos los valores de  $z_{\odot} = 10 pc$ ,  $\theta_{max} = 90^{\circ}$  y  $\kappa = 0.6$ . Esto indica que el alabeo estelar es el 60 % del alabeo gaseoso. La gráfica 8.15 muestra la latitud media en la banda L, promediada en flujo, para los parámetros antes expuestos y que mejor se ajustan a los datos observacionales.

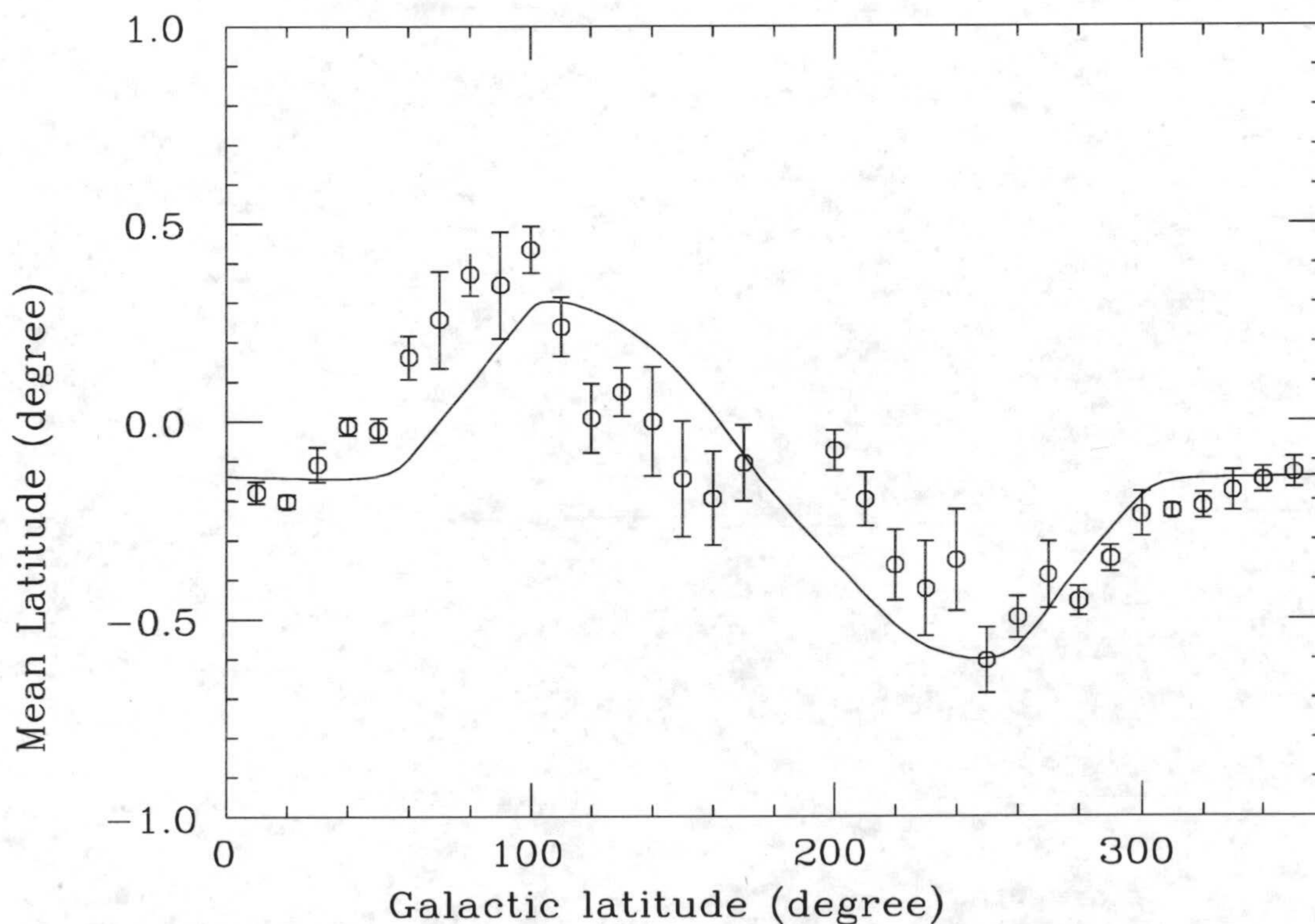


Figura 8.15: Latitud media, promediada en flujo, para los datos del DIRBE en la banda L. En línea continua la predicción del modelo con los valores de los parámetros que mejor se ajustan.



## Capítulo 9

# Análisis de los recuentos estelares

En este capítulo vamos a buscar las asimetrías respecto al plano ecuatorial galáctico debidas a los recuentos estelares. Analizaremos las causas que pueden producir tales asimetrías.

### 9.1 Determinación experimental del plano medio

El resultado final de las observaciones es un catálogo de estrellas con su magnitud aparente y su posición. Dicho catálogo es completo hasta magnitud 10. El cielo se encuentra muestreado entre  $40^\circ$  y  $100^\circ$  en longitud, en nueve zonas aproximadamente perpendiculares al plano galáctico, según se aprecia en la figura 9.1.

Los datos observacionales que vamos a utilizar son los recuentos acumulados hasta una magnitud determinada para esas zonas. Vamos a interpolar en el plano  $[l,b]$ , para obtener una malla regularmente equiespaciada en longitud y latitud, que nos permita obtener los recuentos estelares en cualquier punto de la red. Esto nos permite tener un mapa de contorno que por simple inspección nos dé idea de las asimetrías que aparecen y por otro lado conseguir el perfil de recuentos en latitud para una longitud dada de la red, evitando la deriva en longitud que presentan cada uno de las nueve zonas muestreadas ya que las mismas no se realizan a longitud constante.

Las direcciones donde se obtienen los valores por interpolación corresponden a los puntos de la malla mostrada en la figura 9.1. El intervalo en  $l$  es de  $2^\circ$  y en



$b$  de  $0.5^\circ$ . Nos vamos a limitar a la zona  $-6^\circ < b < 6^\circ$  pues fuera de esa zona no hay suficientes datos para que la interpolación sea realista .

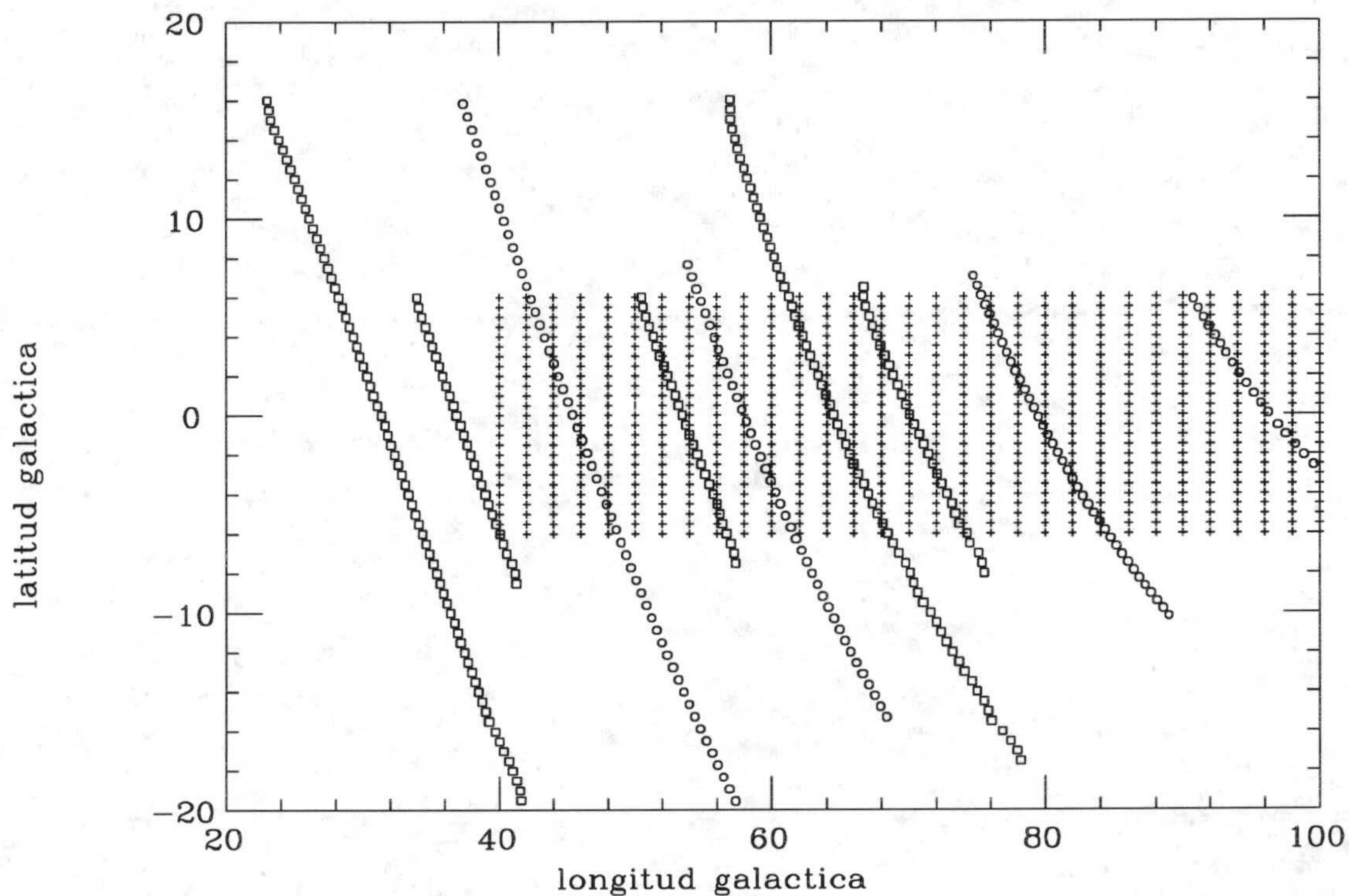


Figura 9.1: Zona del plano galáctico muestreada. Se observa las 9 zonas barridas juntos a los puntos donde se ha interpolado: una malla equiespaciada  $0.5^\circ$  en latitud y  $2^\circ$  en longitud.

El algoritmo de interpolación es tal que el peso de los puntos próximos al punto de la red donde se quiere obtener la interpolación, debe decaer con la distancia al mismo.

Si llamamos a  $N(l,b)$  el número de estrellas/grado<sup>2</sup> tendremos que

$$N(l, b) = \frac{\sum_{i=1}^n N_i / d_i^2}{\sum_{i=1}^n 1 / d_i^2}$$

Puesto que los puntos experimentales no están distribuidos al azar, pues en ciertas direcciones perpendiculares al plano existe un sobremuestreo, vamos a



obligar que los puntos experimentales elegidos en el cálculo de un punto de la malla, se encuentren distribuidos radialmente. Concretamente para estimar un elemento de la malla se divide el espacio que rodea el punto en cuestión en 8 octantes iguales y tomamos los 4 puntos mas próximos de cada uno de los octantes.

La gráfica 9.2 muestra el mapa de contorno con las líneas de igual densidad proyectada (*estrellas/grado<sup>2</sup>*) hasta magnitud 11, que es la magnitud límite del cartografiado.

Claramente se observa que la zona  $l = 70^\circ - 80^\circ$  presenta una fuerte asimetría entre los recuentos para  $b > 0^\circ$  y  $b < 0^\circ$ .

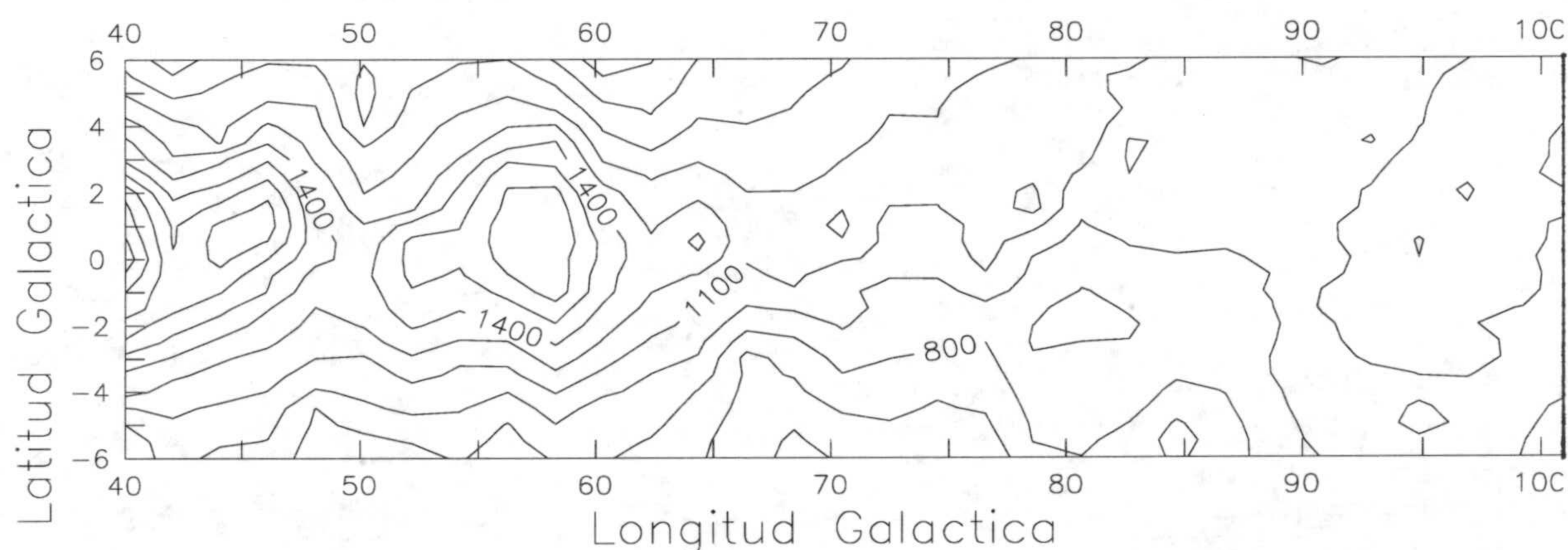


Figura 9.2: Mapa de contorno de las cuentas de estrellas hasta magnitud 11. El espaciado entre las isocintas de igual densidad proyectada es de 150 estrellas/grado<sup>2</sup>.

Si tomamos los valores en latitud interpolados para una misma longitud y calculamos su valor medio promediado según el recuento estelar, obtendremos una estimación del plano medio debido a los recuentos estelares. Este  $\langle b \rangle$  se representa en la gráfica 9.3.

Vemos que la zona entre  $l = [70^\circ - 90^\circ]$  presenta su plano medio por encima de  $b=0$ . En principio esta separación del plano ecuatorial, puede deberse a un posible alabeo del disco estelar.

Una elevación del sol sobre el plano no explica esta asimetría, ya que si el sol se encontrase por encima de  $b = 0^\circ$  daría un mayor recuento para  $b < 0^\circ$  como se analizó con el flujo (8.5.1).



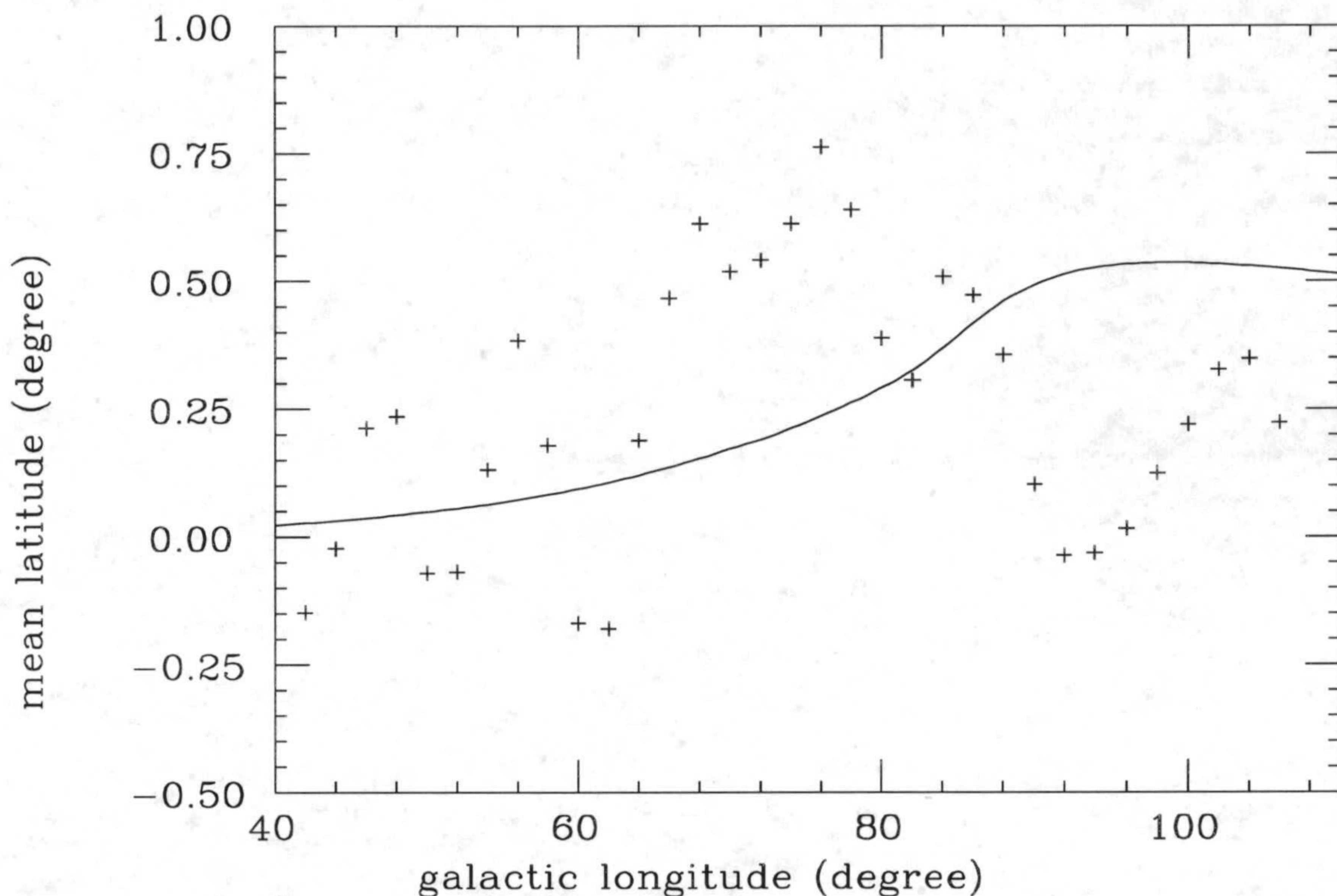


Figura 9.3: Latitud media, promediada según las cuentas de estrellas hasta magnitud 11, en función de la longitud. Con una cruz se representan los datos observacionales en la zona del plano galáctico muestreado. Con línea continua la aportación del modelo de recuentos estelares.

## 9.2 Ajuste del modelo

El modelo de recuentos estelares desarrollado en el capítulo 7 con el gas y las estrellas levantadas sobre el plano nos suministra un valor medio representado junto al valor experimental en la gráfica 9.3. Este modelo considera también la aportación de los brazos espirales.

Claramente se observa que la asimetría en los recuentos para  $b > 0^\circ$  y  $b < 0^\circ$ , no puede explicarse mediante un disco estelar alabeado según la geometría mostrada en los capítulos anteriores; debe existir otra estructura que no se encuentra bien reflejada en el modelo y que distorsiona los recuentos.

Veamos que tal se ajustan los perfiles en latitud entre el modelo y los datos



observacionales. Consideramos las 5 longitudes últimas en las que los barridos cortan al eje  $b = 0^\circ$  ( $l = 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ ).

La figura 9.5 muestra en línea continua el perfil en latitud para las anteriores longitudes según los datos observacionales y en línea discontinua el perfil que se obtiene aplicando el modelo.

Vemos que para la longitud  $60^\circ$ , el ajuste del modelo es satisfactorio. A medida que aumentamos la longitud el modelo se va separando de los datos observacionales: el brazo local distorsiona los recuentos al no estar localizado en el plano ecuatorial galáctico.

### 9.3 Brazo local

Del recuento estelar hasta magnitud 11 podemos eliminar estrellas del disco y quedarnos con una submuestra donde la proporción de estrellas del brazo aumente. Si consideramos que las estrellas del brazo son fundamentalmente estrellas jóvenes OB con  $M_K \simeq -4.7$  y puesto que no se encuentran distantes más allá de 1-2 kpc, presentarán una magnitud más brillante de 8 mag. Si tomamos las estrellas más brillantes que esa magnitud y realizamos el proceso seguido con el recuento acumulado hasta magnitud 11, es decir, realizamos la interpolación y luego calculamos el valor medio para los perfiles en latitud, obtenemos la gráfica de la figura 9.6. Se observa claramente que existe una mayor separación del plano galáctico medio. Esto es atribuible a la presencia del brazo local.

Los mapas de flujo del DIRBE corroboran la existencia de ese brazo local y su posición levantada sobre el  $b = 0^\circ$ . De hecho en la figura 8.2 donde se muestra el flujo promediado para la zona  $-1^\circ < b < 1^\circ$ , se observa la anticorrelación entre la emisión para la longitud  $80^\circ$  en las bandas J ( $1.2 \mu\text{m}$ ) y para  $12 \mu\text{m}$ . En la banda J se observa una fuerte absorción de la emisión estelar debido al polvo existente en el brazo, mientras en la banda L se observa la emisión del polvo caliente debido a las estrellas jóvenes del brazo.

Las isofotas para las bandas J,K,L y para  $12 \mu\text{m}$  en la zona donde tenemos los recuentos, se observan en las figuras 9.7-9.8-9.9-9.10

En estos mapas de contorno se observa que el brazo no se encuentra localizado en el plano galáctico medio. Además la presencia de polvo y por tanto la extinción



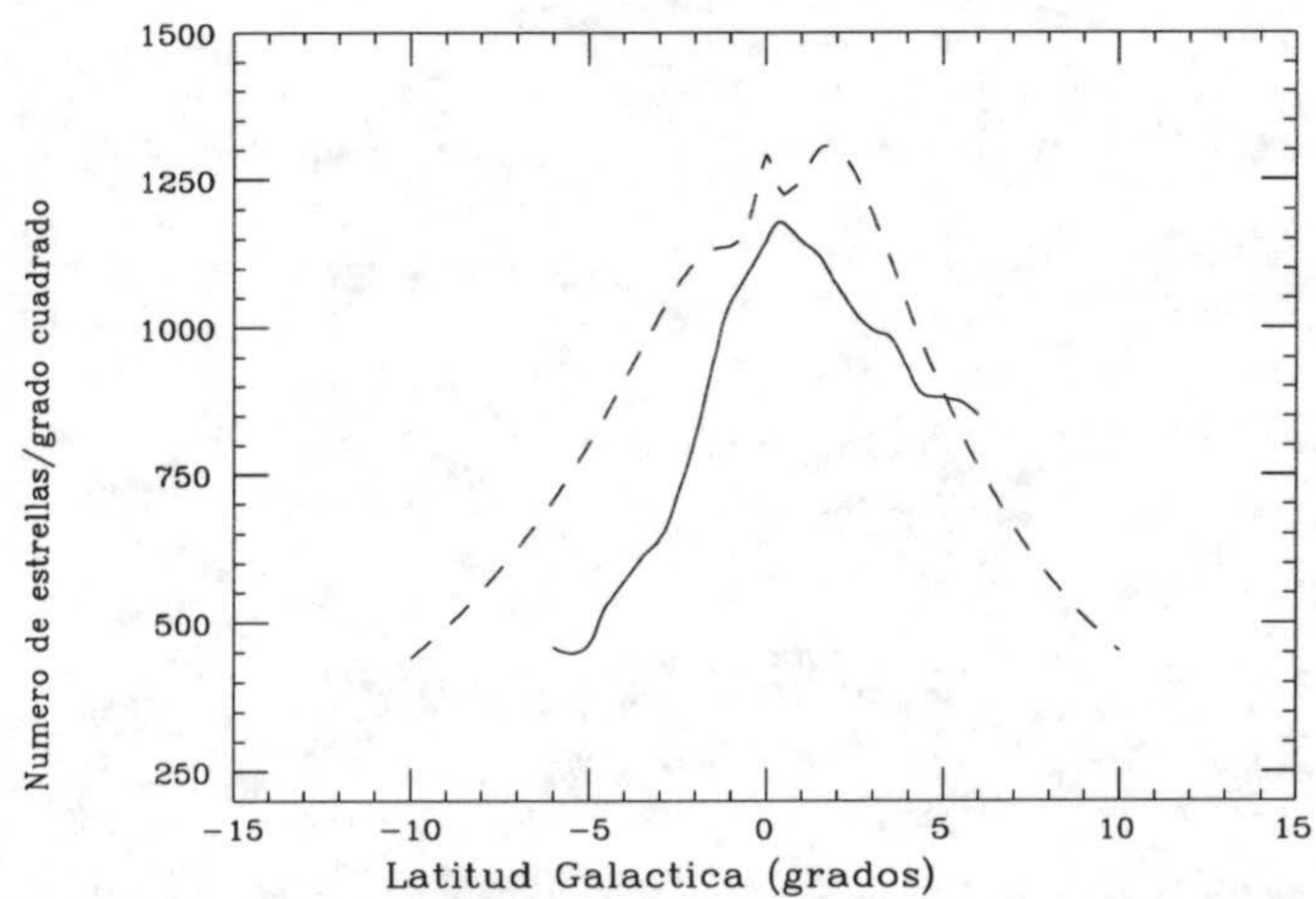
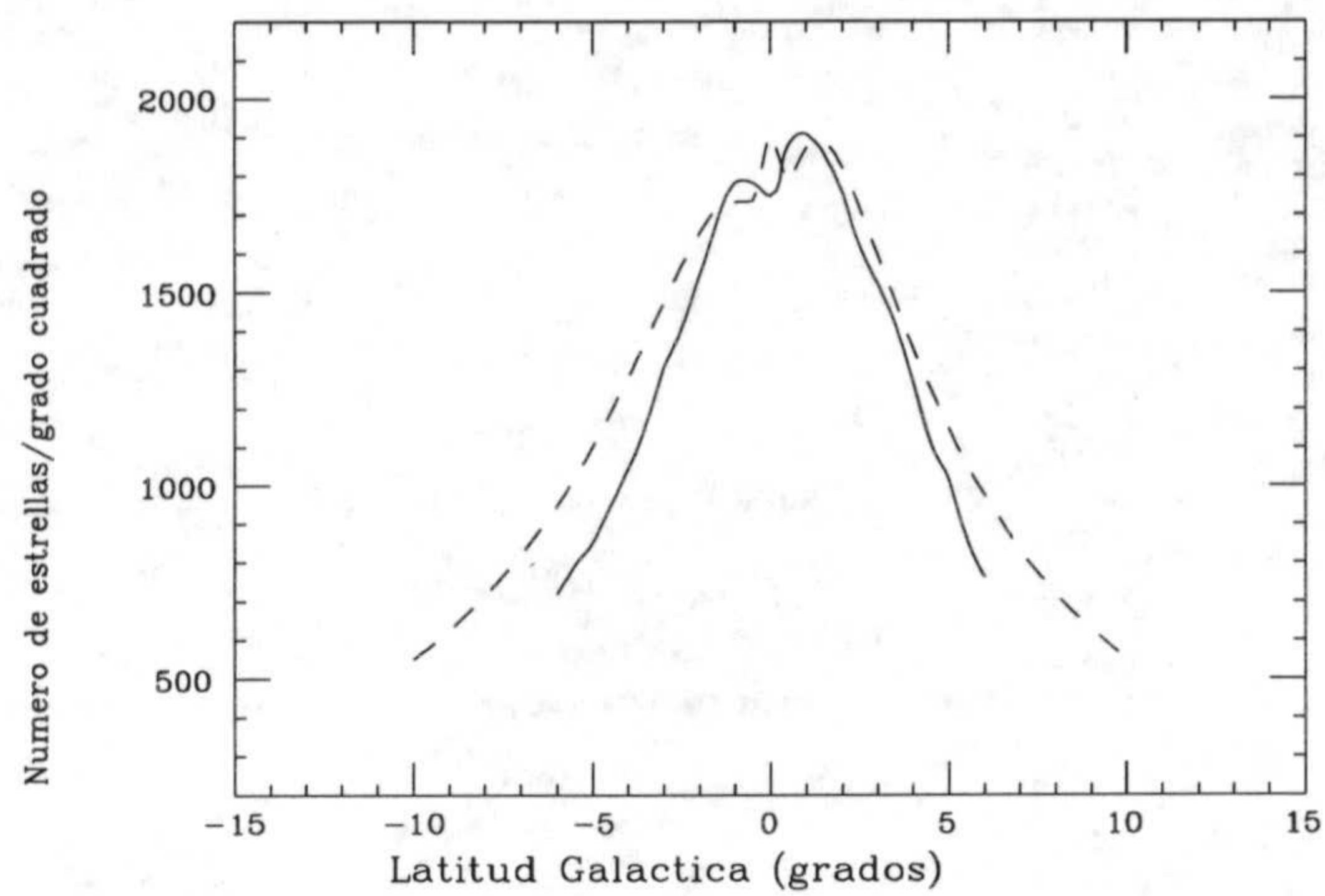


Figura 9.4: Perfil en latitud de las cuentas de estrellas hasta magnitud 11. En línea continua los datos observacionales y en discontinua el resultado de aplicar el modelo desarrollado en el capítulo 7. En la parte superior para  $l = 60^\circ$  y en la inferior para  $l = 70^\circ$ .



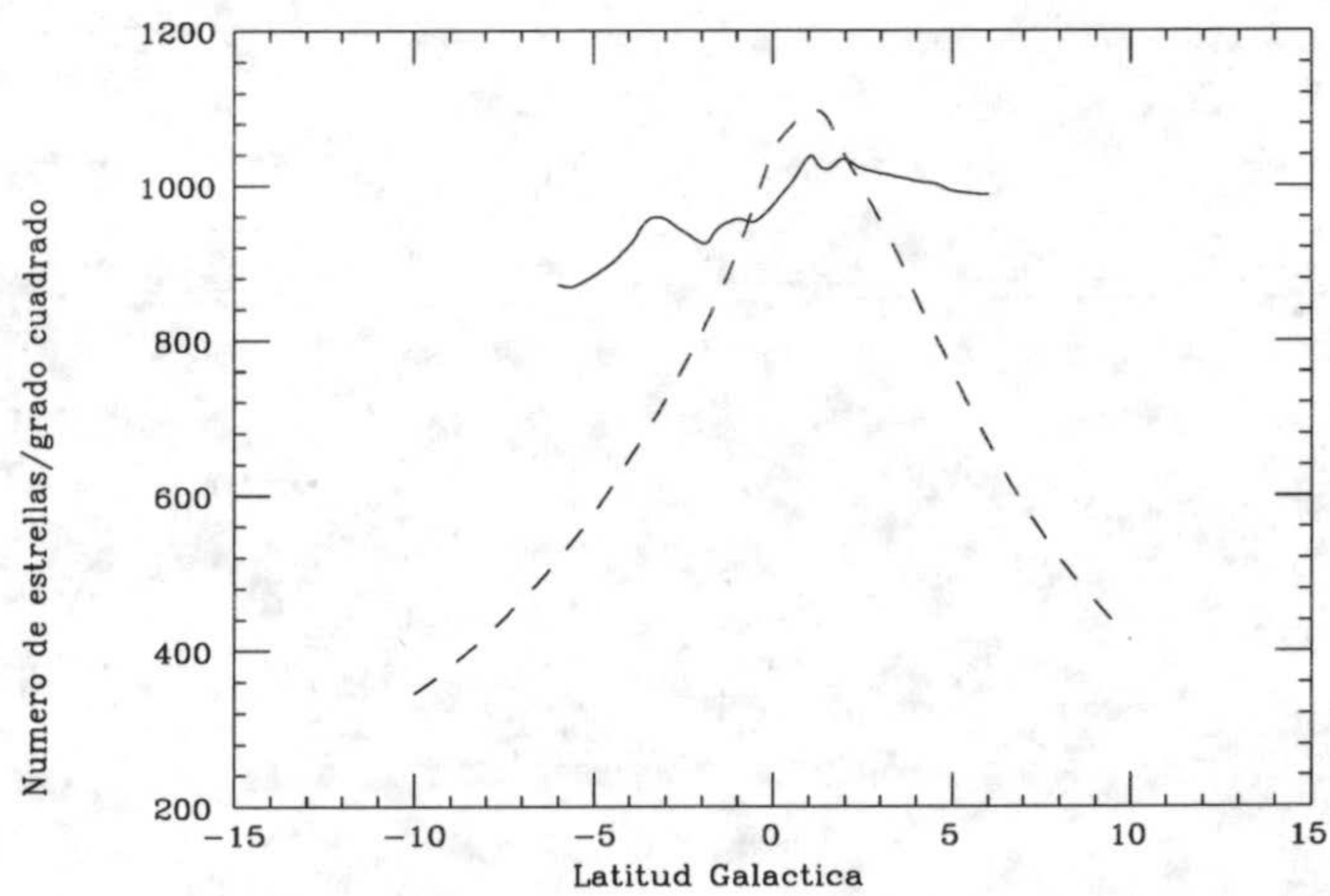
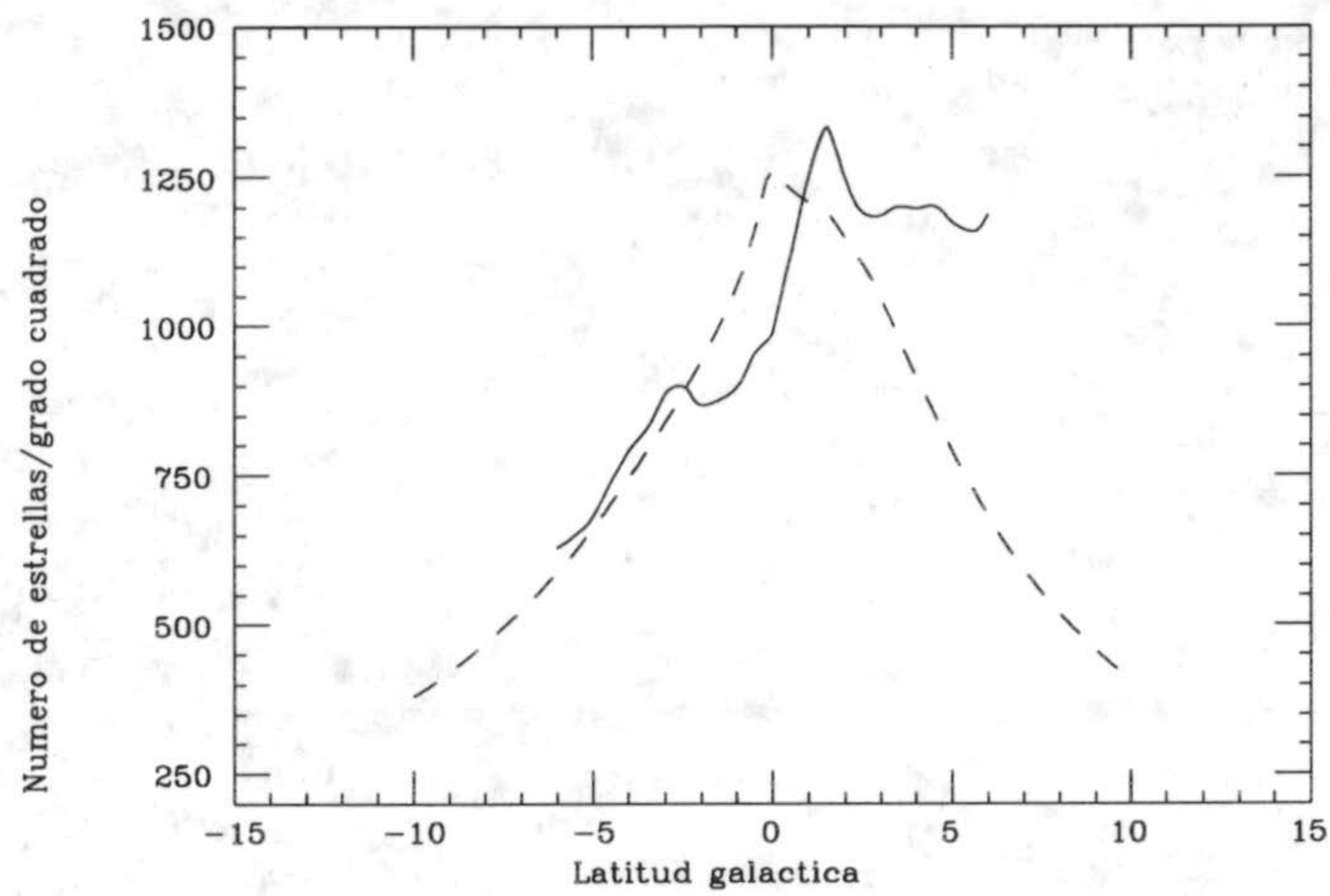


Figura 9.5: Perfil en latitud de las cuentas de estrellas hasta magnitud 11. En línea continua los datos observacionales y en discontinua el resultado de aplicar el modelo desarrollado en el capítulo 7. En la parte superior para  $l = 80^\circ$  y en la inferior para  $l = 90^\circ$ .



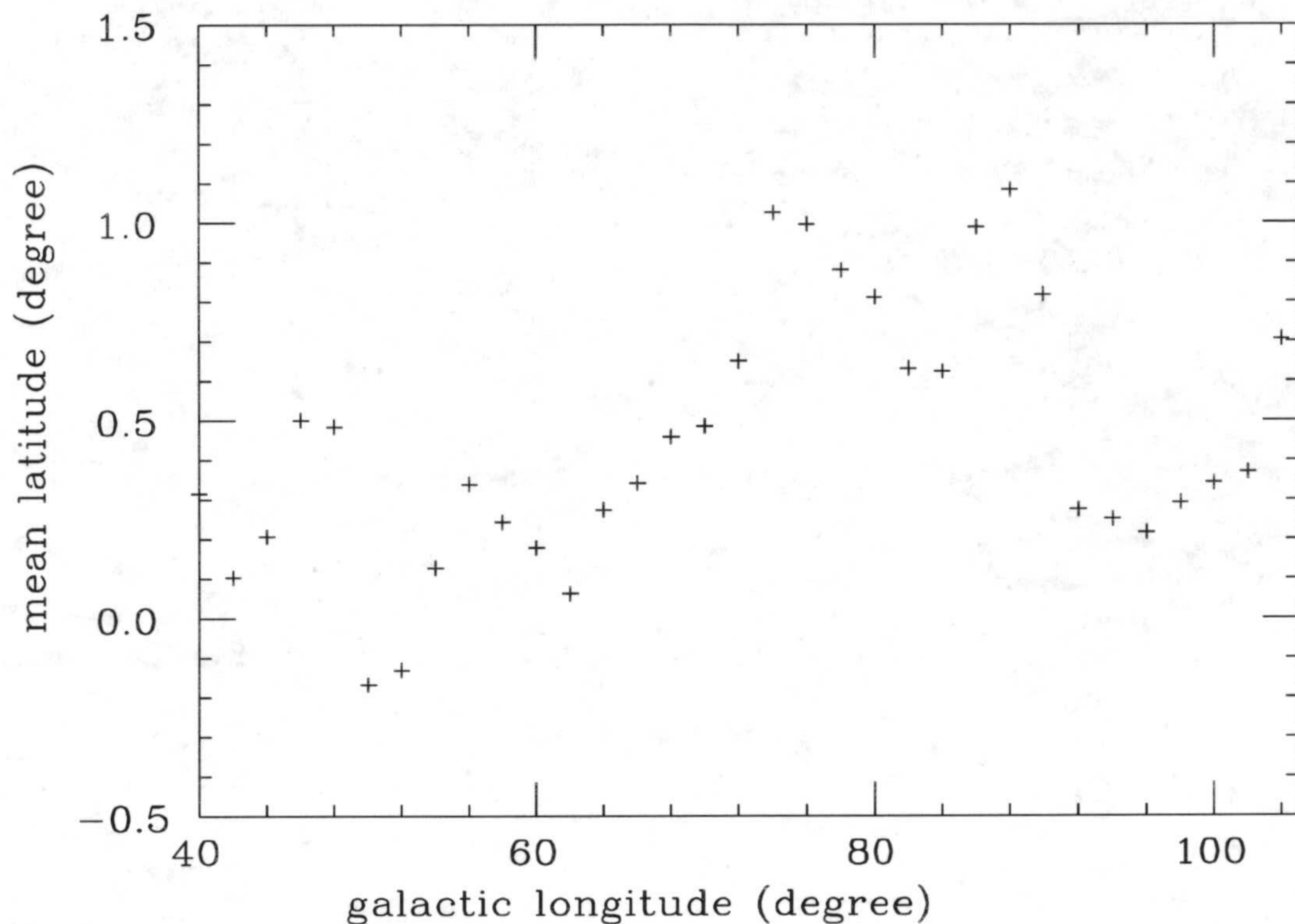


Figura 9.6: Latitud media, promediada según los recuentos estelares hasta magnitud 8, en función de la longitud.

es muy importante dentro del propio brazo.

Otros autores han estudiado la topografía del plano galáctico en las proximidades del sol. Kolesnik y Vedenicheva (1978) estudiaron las posiciones de 1900 estrellas OB próximas al plano con  $b < 7^\circ$  con el fin de encontrar la localización de los brazos espirales con respecto al plano ecuatorial medio de la Galaxia. Estos autores representan la separación del plano en función de la longitud obteniendo un diagrama  $z=z(l)$  tal y como muestra la figura 9.12. Se muestran dos gráficas, la primera para estrellas situadas dentro de 1 kpc y la segunda para estrellas situadas entre 1 y 2 kpc.

En estas gráficas la línea horizontal nos indica la distancia promedio  $z$  para las estrellas situadas en intervalos de  $5^\circ$  en longitud, mientras las líneas verticales indican el número de estrellas OB en esos  $5^\circ$ .



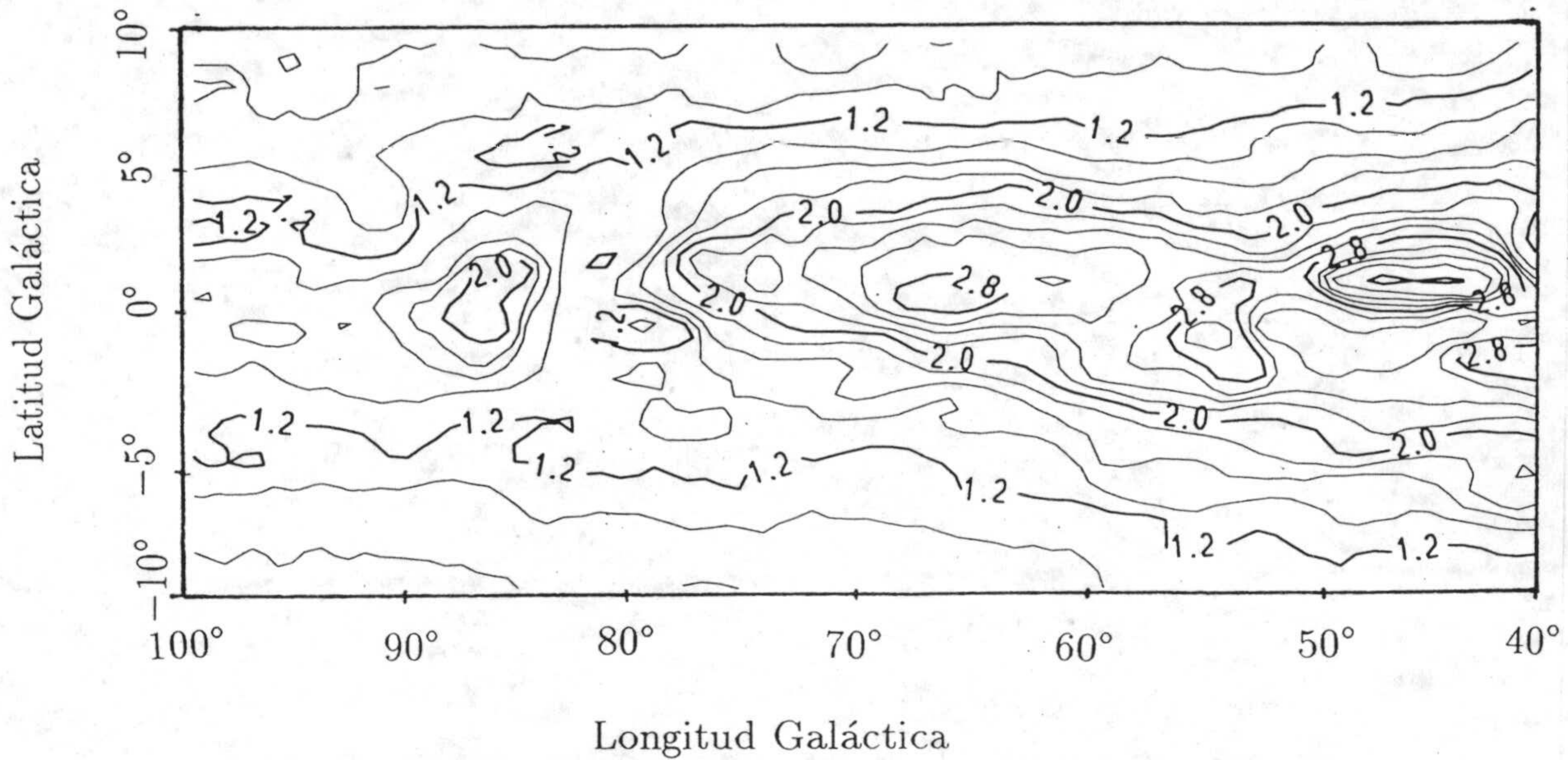


Figura 9.7: Mapa de contorno del flujo emitido por la Galaxia en la banda J entre las longitudes 40° y 100°. Las isofotas vienen dadas en MJy/sr y su espaciado es de 0.2 MJy/sr.

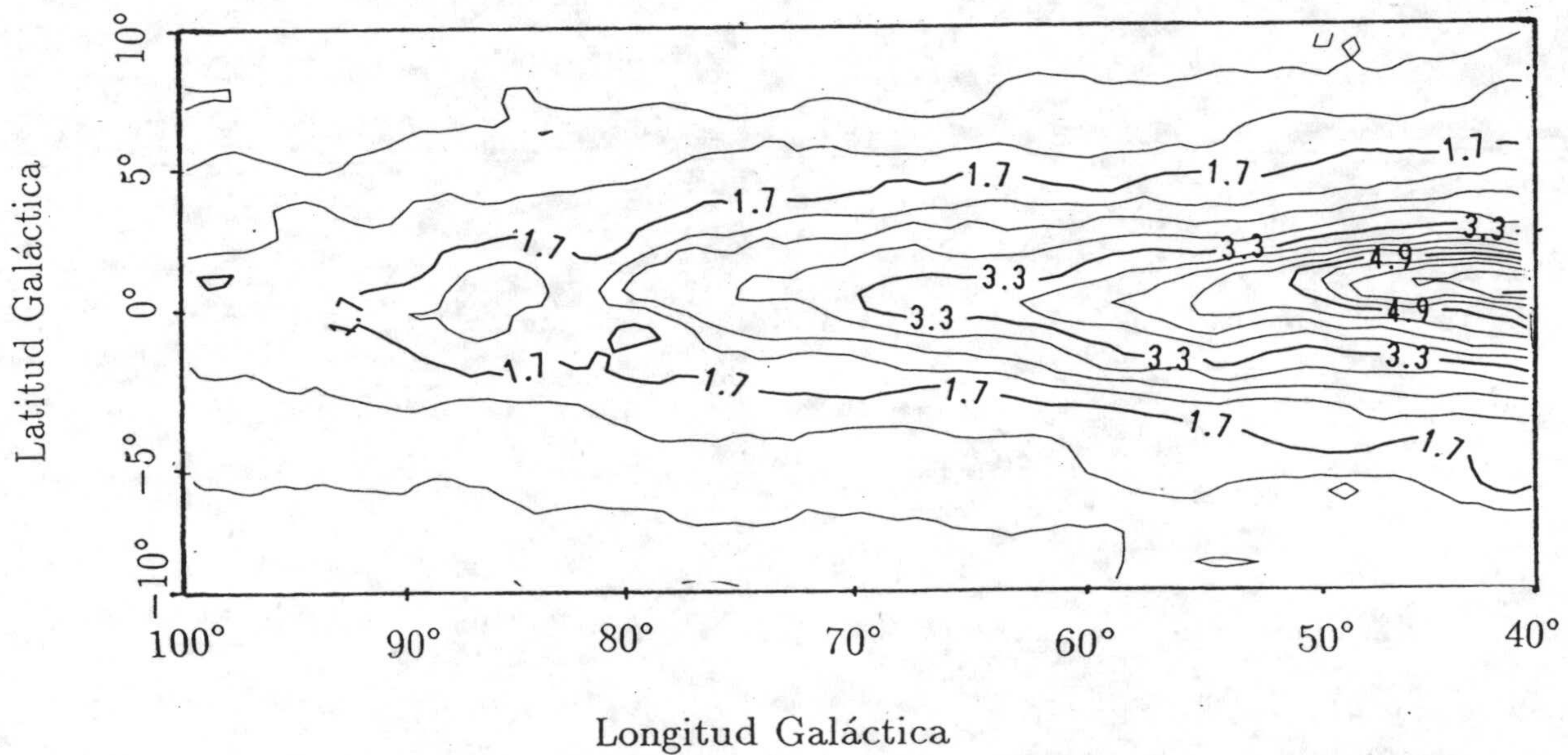


Figura 9.8: Mapa de contorno del flujo emitido por la Galaxia en la banda K entre las longitudes 40° y 100°. Las isofotas vienen dadas en MJy/sr y su espaciado es de 0.4 MJy/sr.



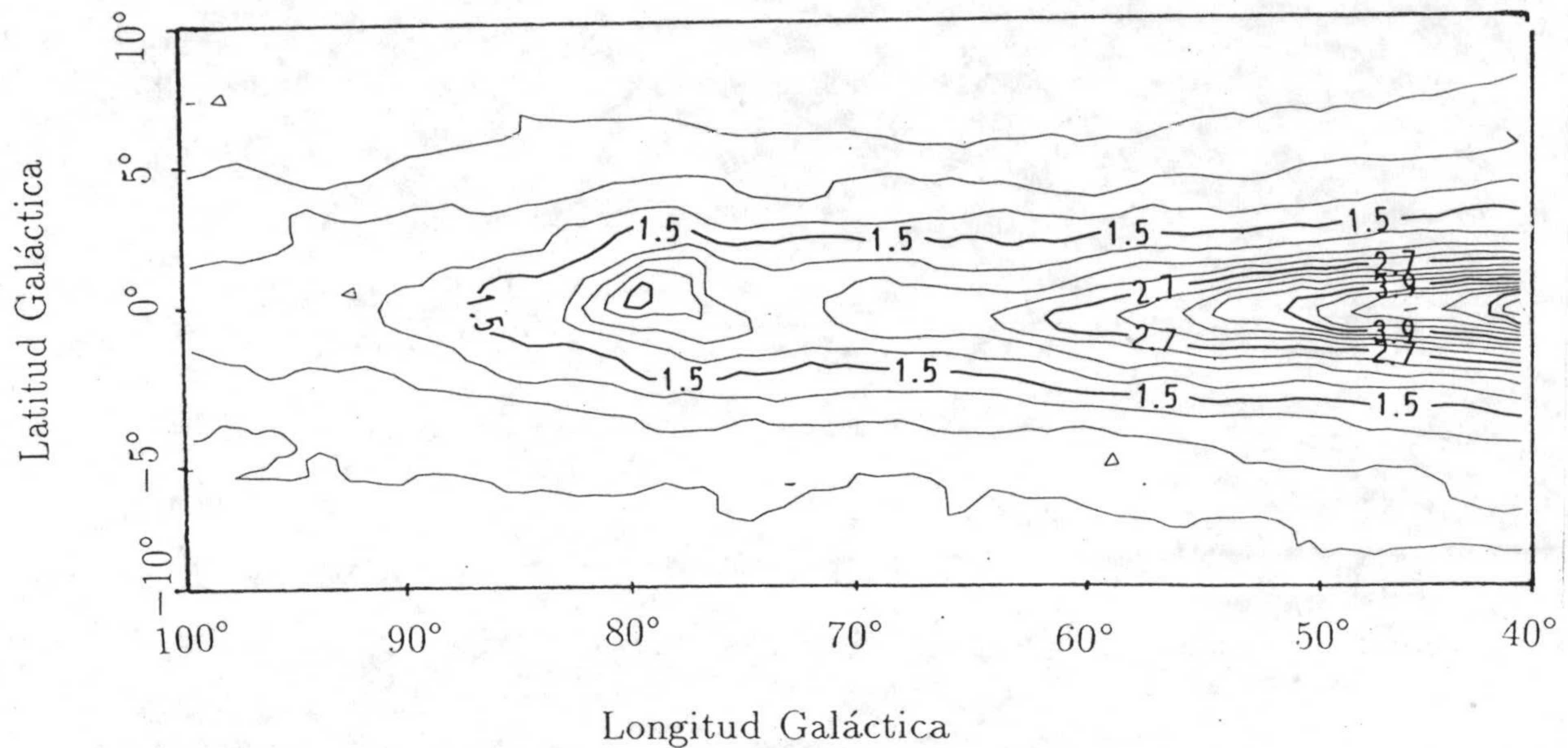


Figura 9.9: Mapa de contorno del flujo emitido por la Galaxia en la banda L entre las longitudes  $40^\circ$  y  $100^\circ$ . Las isofotas vienen dadas en MJy/sr y su espaciado es de  $0.3$  MJy/sr.

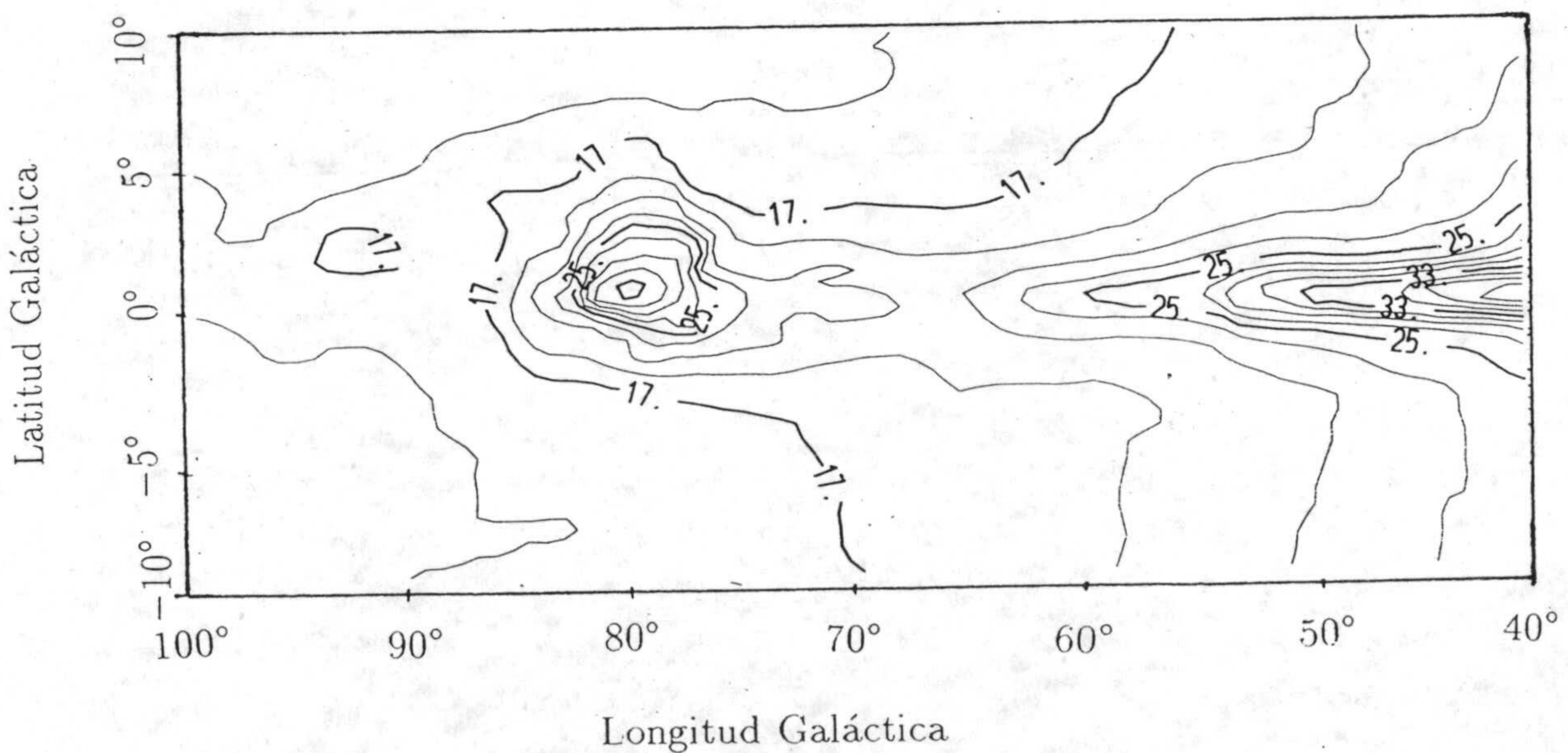


Figura 9.10: Mapa de contorno del flujo emitido por la Galaxia en  $12 \mu\text{m}$  entre las longitudes  $40^\circ$  y  $100^\circ$ . Las isofotas vienen dadas en MJy/sr y su espaciado es de  $2$  MJy/sr.



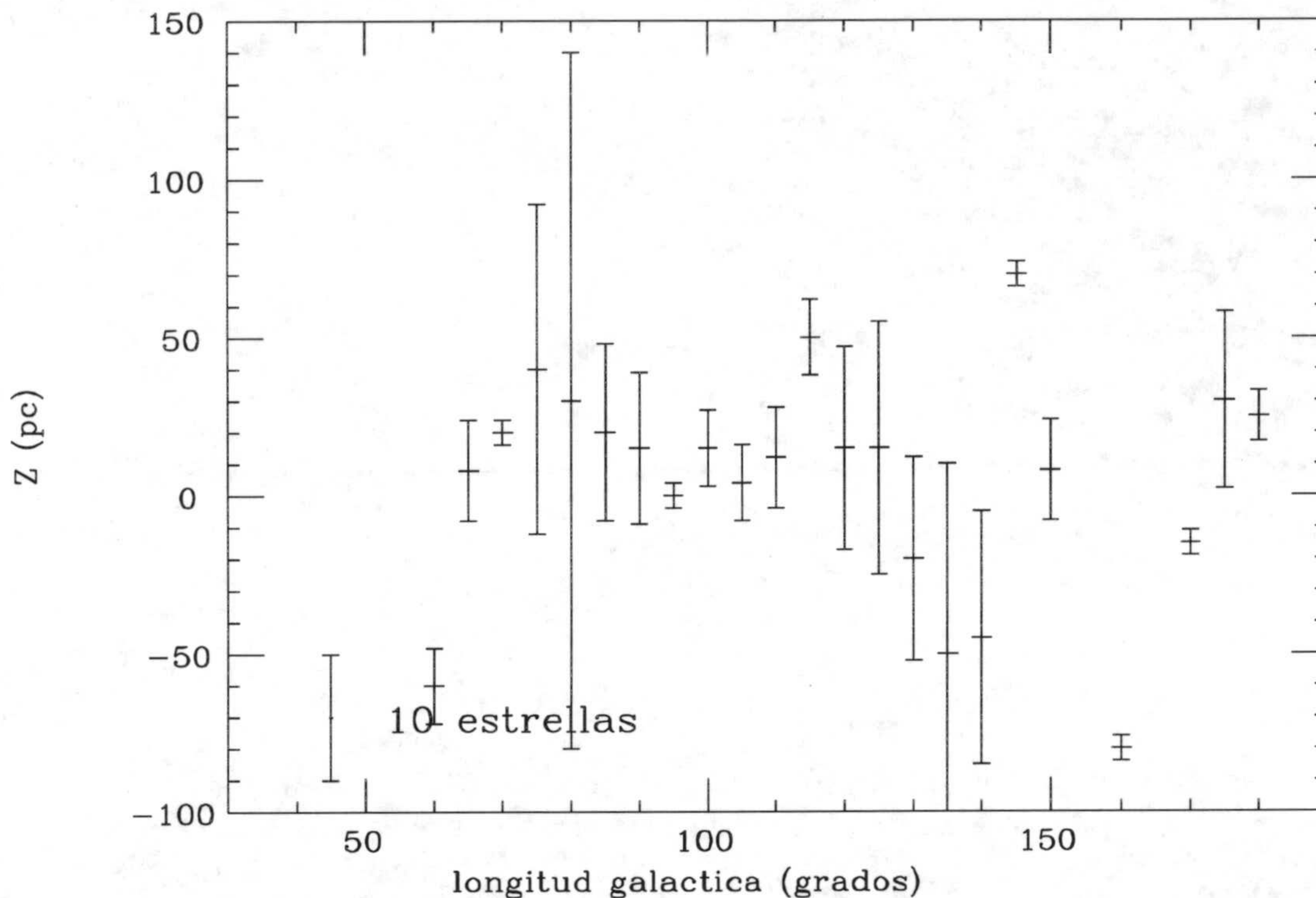


Figura 9.11: Localización de las estrellas OB dentro de  $r < 1$  kpc. La línea horizontal es la localización media de las estrellas situadas en el intervalo  $5^\circ$  de longitud correspondiente y la línea vertical nos da el número de estrellas encontradas en ese intervalo de longitud. Datos tomados de Vedenicheva y Kolesnikov, 1978.

La figura 9.13 muestra la distribución de regiones HII y cúmulos abiertos jóvenes en la vecindad solar, en esa figura se observa que las estrellas OB del brazo entre  $l=60-90$  se encuentran entre 1-2 kpc, mientras que a partir de 90 el brazo local se acerca estando las estrellas dentro de 1 kpc. Las gráficas anteriores que nos determinan la posición del brazo local, nos indica que entre  $l=80-100$ , se encuentra la máxima separación del brazo. Estos autores también analizan la anchura del brazo local en la dirección perpendicular al plano. Encuentran que la anchura no es constante y en valor medio es 80 pc pero que en la zona de máxima separación llega a ser de 300 pc.

Más recientemente Alfaro, Cabrera-Caño y Delgado (1991,1992) realizaron un estudio topográfico del disco estelar en una región de 3 kpc alrededor del sol,



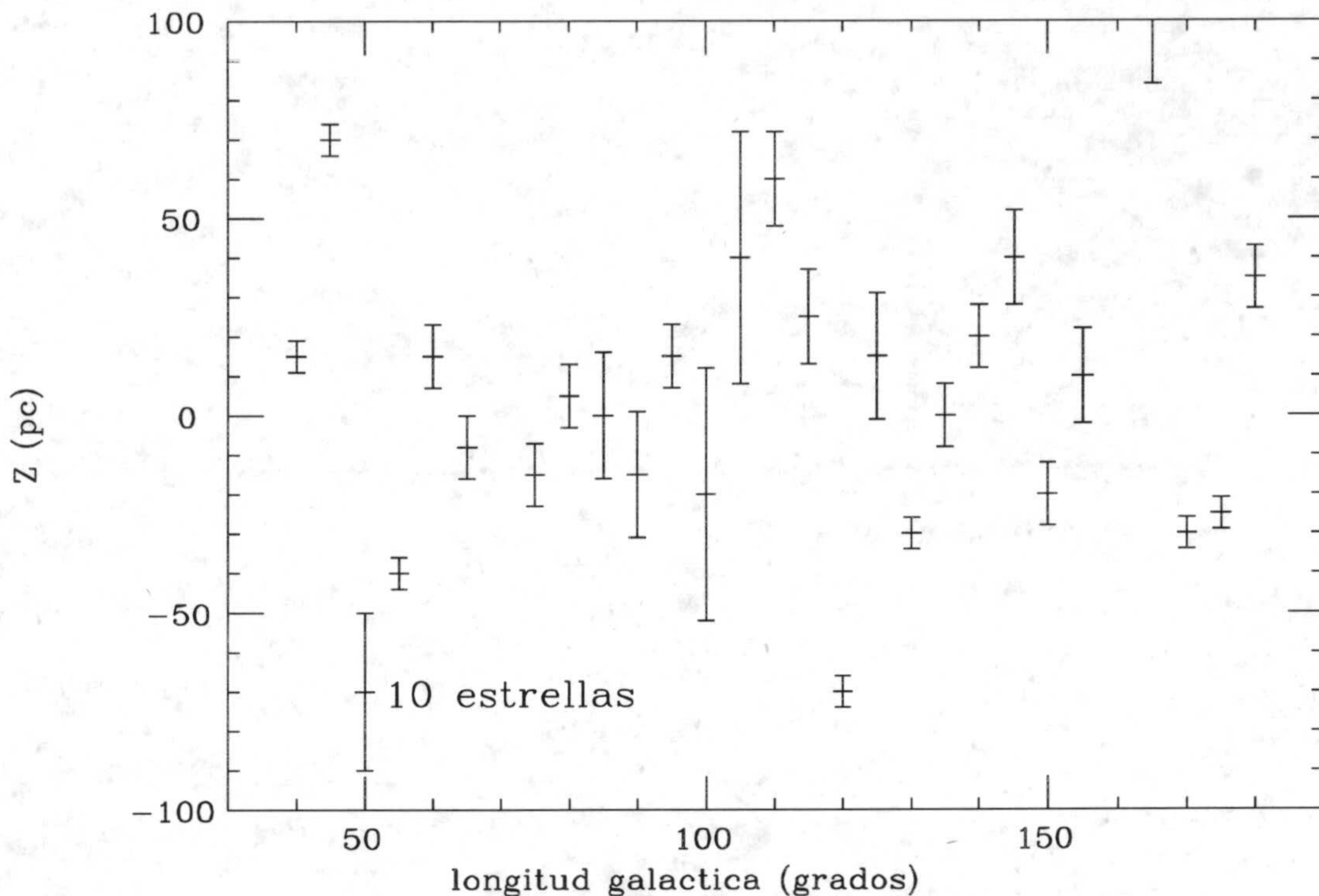


Figura 9.12: Localización de las estrellas OB dentro de  $1 < r < 2$  kpc. La línea horizontal es la localización media de las estrellas situadas en el intervalo  $5^\circ$  de longitud correspondiente y la línea vertical nos da el número de estrellas encontradas en ese intervalo de longitud. Datos tomados de Vedenicheva y Kolesnikov, 1978..

analizando la distribución de cúmulos abiertos jóvenes. Encuentran un resultado análogo al de Kolesnik y Vedenicheva: el brazo local se encuentra levantado sobre el plano a una distancia  $z \simeq 40$  pc para  $l = 100^\circ$ .

El aumento de la anchura de los perfiles en latitud, al aumentar la longitud, puede apreciarse en los resultados que suministra el modelo considerando exclusivamente el brazo local. La figura 9.14 muestra el recuento acumulado hasta magnitud 10.5 en función de la latitud para las longitudes  $70^\circ$ ,  $80^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $100^\circ$  y  $110^\circ$ . Se aprecia claramente como el perfil va ensanchándose. Este efecto es apreciable en los recuentos experimentales, donde al pasar de  $l = 80^\circ$  a  $l = 90^\circ$ , se produce un claro aumento de la anchura del perfil, que no es atribuible al disco delgado.



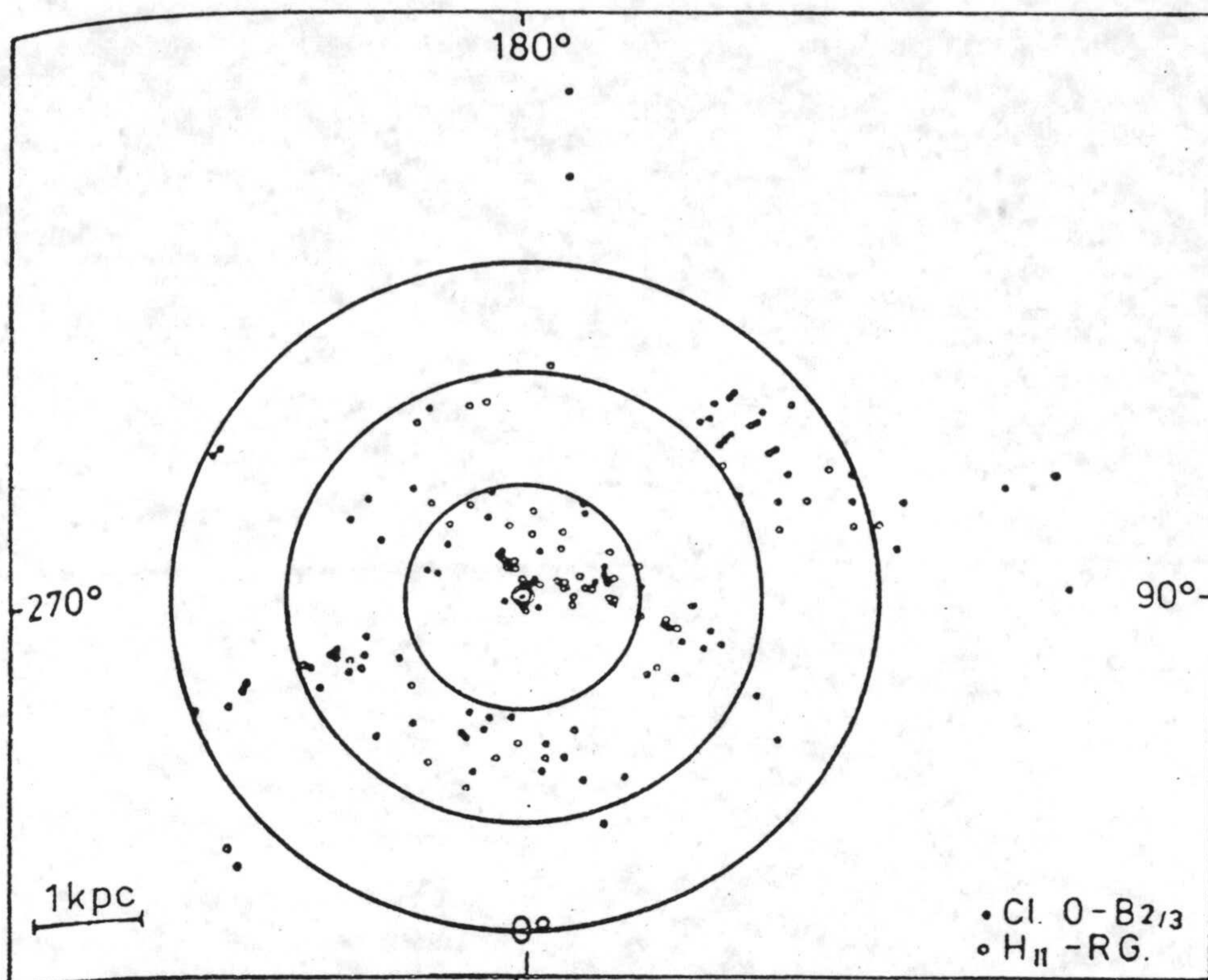


Figura 9.13: Distribución de los cúmulos abiertos jóvenes y regiones HII proyectadas en el plano. (bechert y Fenkart, 1970).

En cualquier caso los valores del recuento obtenidos a través del modelo son muy bajos, indicando que la función de luminosidad que hemos adoptado, válida para el brazo de Scutum, no lo es para el brazo local. Posiblemente no sea constante a lo largo del mismo pues la zona de fuerte formación estelar como es Cygnus (longitud entre  $70^\circ$  y  $80^\circ$  y latitud entre  $-8^\circ$  y  $8^\circ$ ) presentará una función de luminosidad muy diferente al resto.

Por otro lado la geometría del brazo tampoco está bien diseñada, pues claramente existe una corrugación accimutal a la largo del brazo. Esta fuerte estructura local levantada sobre el plano impide ver si el disco que se encuentra detrás se encuentra levantado, utilizando sólo los recuentos estelares en un filtro. Únicamente con un conocimiento de distancias de las estrellas que se encuentran en ese campo puede valorarse un posible alabeo del disco.

En cualquier caso la zona  $l > 110^\circ$ , donde la contribución del brazo es mucho



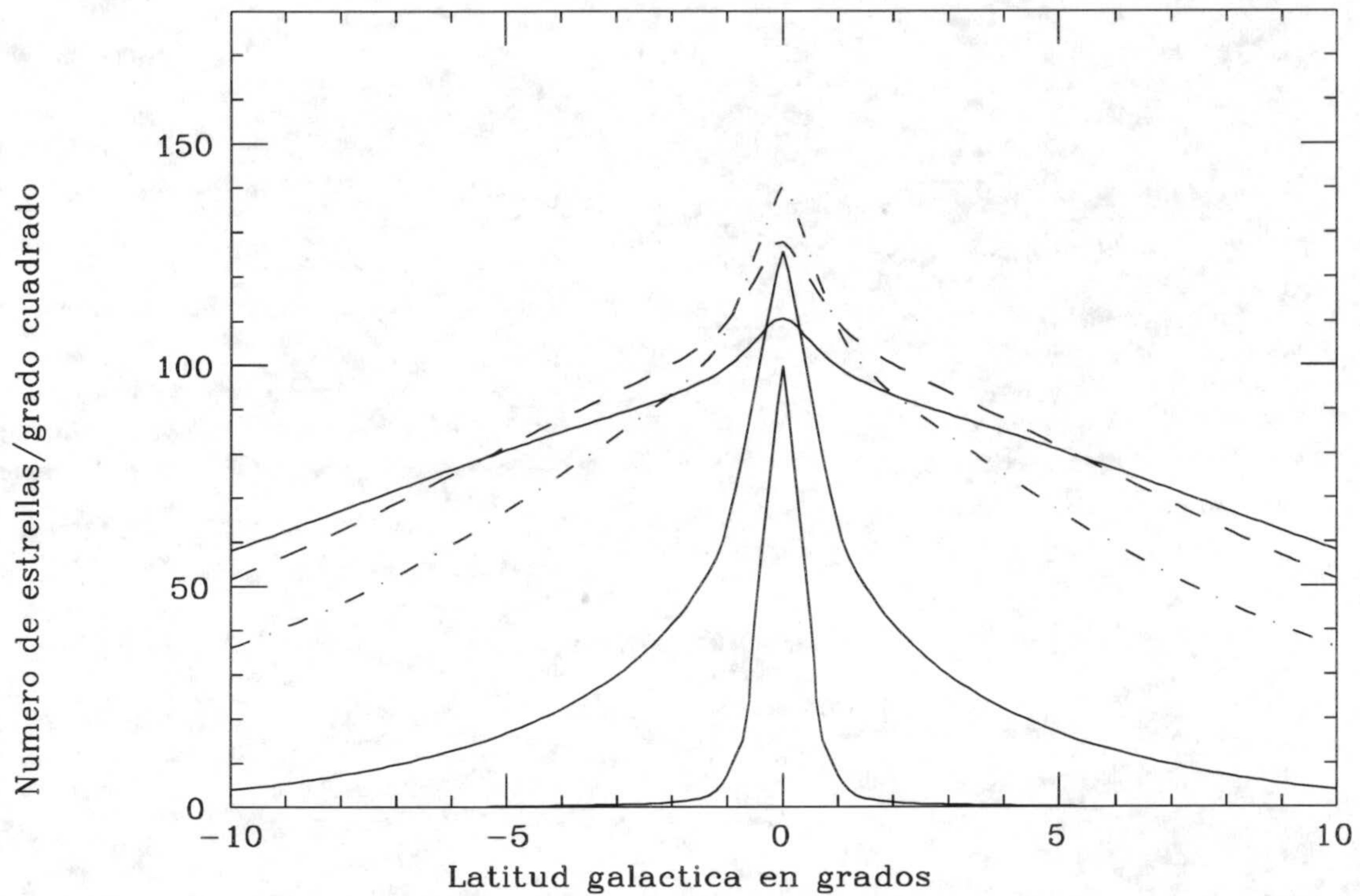


Figura 9.14: Perfil en latitud suministrado por el modelo considerando exclusivamente el brazo local. Los perfiles corresponden a  $70^\circ$ ,  $80^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $100^\circ$  y  $110^\circ$ , aumentando la anchura al aumentar la longitud.

menor, es la región más idónea para el estudio del alabeo del Hemisferio Norte.



## Capítulo 10

### Conclusiones y trabajos futuros

1.- Del estudio de estrellas OB a grandes radios galactocéntricos, concluimos que el disco joven de la Galaxia se encuentra alabeado en igual proporción al gas. Concretamente en el Hemisferio Sur y en la dirección de máximo alabeo del gas, se han detectado estrellas OB cuya separación del plano es semejante a la separación que experimenta el gas.

Las estrellas OB en la dirección de la ventana de Puppis ( longitud entre  $190^\circ$  y  $210^\circ$ ) no presentan en término medio ninguna elevación sobre el plano  $z=0$ , confirmando que la línea de nodos del disco joven coincide con la línea de nodos del gas.

2.- Se ha comprobado que la dirección galactocéntrica donde el alabeo es máximo corresponde a  $\theta_{max} = 90^\circ$ . Con esta dirección la zona donde mejor se detecta el alabeo desde una perspectiva solar es  $80^\circ \leq l \leq 120^\circ$ .

3.- La escala de altura determinada a partir de los recuentos estelares en infrarrojo es sensiblemente inferior al valor obtenido a partir de medidas en óptico.

El valor de la escala de altura que hemos obtenido coincide, dentro del margen de error, con el valor obtenido recientemente a partir del cartografiado DENIS realizado en el Hemisferio Sur (Ruphy et al. 1996).

3.- El plano galáctico medio determinado a partir de los perfiles en latitud del brillo superficial, suministrado por el DIRBE, muestra una separación respecto a  $b = 0^\circ$  en las mismas longitudes donde el alabeo de HI es máximo.



Este brillo superficial en infrarrojo cercano, se debe a estrellas gigantes K/M, por consiguiente el disco estelar viejo de nuestra Galaxia se encuentra alabeado en las mismas direcciones que el gas o el disco joven.

Un modelo de emisión en flujo que nos dé el brillo superficial de la galaxia en cualquier dirección, y con el disco estelar alabeado de igual forma que el gas, suministra un plano galáctico medio muy superior al plano medio observacional. Ni la extinción, ni una elevación del sol sobre el plano, ni un radio de truncamiento próximo al sol pueden explicar la menor amplitud del plano medio observacional.

Por tanto el alabeo del disco estelar viejo es inferior al que posee el disco joven, existiendo un gradiente de color en el mismo.

5.- El análisis de los recuentos estelares en la zona  $40^\circ \leq l \leq 100^\circ$  y  $-6^\circ \leq b \leq 6^\circ$  muestran la presencia de un brazo local con fuerte emisión en la dirección  $l = 80^\circ$  y con gran elevación sobre el plano  $z=0$ . Su localización asimétrica respecto al plano ecuatorial galáctico impide ver la estructura del disco alabeada que se encuentra a mayores radios galactocéntricos, utilizando exclusivamente como herramienta observacional los recuentos estelares. Un estudio de fenómenos de gran escala de la Galaxia, como es el alabeo, permiten diluir la influencia de esa estructura local, analizando los mapas de flujo de resolución intermedia de toda la Galaxia.

Como proyecto de trabajo en marcha, nos proponemos estudiar la corrugación existente en el brazo local y determinar su geometría. Buscar nuevas funciones de luminosidad acordes con la zona de formación estelar de Cygnus así como su extinción e introducirlas en el modelo para reproducir las cuentas de estrellas.

Por último realizar nuevas observaciones que amplien el rango en latitud, completen algunas longitudes y detecten más allá de  $l = 100^\circ$  la geometría del brazo local.



## Capítulo 11

### Bibliografía

- Alfaro E. J., Cabrera-Caño J. & Delgado A. J., 1992. *Astrophys. J.*, **399**, 576
- Allen C. W. 1973 *Astrophysical Quantities*, The Athole Press, London.
- Arendt R. G., Hauser M. G., Kelsall T. et al., 1994. *Astrophys. J.*, **425**, L85
- Barnaby D., Thronson J. A. y Estep G. M., 1994. En *January Meeting Astronomical Society*
- Battaner E., Beckman J. E., Mediavilla E., Prieto M., Sánchez-Magro C., Muñoz-Tuñón C. y Sánchez-Saavedra M. L. 1986 *Astr. Astrophys.*, **161**, 70
- Battaner E., Florido E. y Sanchez-Saavedra M. L., 1990, *Astr. Astrophys.*, **235**, 1
- Battaner E., Garrido J. L., Florido E. y Sanchez-Saavedra M. L., 1991, *Astr. Astrophys.*, **251**, 402
- Battaner E., Garrido J. L., Membrado M. y Florido E., 1993, *Nature* **360**, 652
- Battaner, E., 1995. In *The formation of the Milky Way*, eds E. Alfaro and G. Tenorio-Tagle. Cambridge University Press. In press.
- Binney J., 1992, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* **30**, 51
- Bohlin, R.C., Savage, B.D. & Drake, J.F., 1978. *Astrophys. J.*, **224**, 132
- Boggess N. W. et al. 1992 *Astrophys. J.*, **397**, 420
- Bosma A., 1981 a, *Astr. J.* **86**, 1791
- Bosma A., 1981 b, *Astr. J.* **86**, 1825
- Bottema R., 1991 *Astr. Astrophys. Suppl.* **295**, 605
- Briggs F.H., 1990, *Astrophys. J.* **352**, 15.
- Bronfman L., Cohen R.S., Alvarez H., May J. & Thaddeus P., 1988 *Astrophys.*



- J.*, **324**, 248
- Burke B.F., 1957. *Astr. J.* **62**, 90
- Burns P. D., FitzGerald M. y Reed C. M., 1983 *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **206** 327
- Burton W. B. y Gordon M. A. 1978, *Astr. Astrophys.*, **63**, 7
- Burton, W.B. & te Lintel Hekkert, P., 1986. *Astr. Astrophys. Suppl.* , **65**, 427
- Burton W. B., 1988. En *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, ed. Kellerman K. I. y Verschuur G. L. Springer, Berlin.
- Calvet X., 1993. Tesis doctoral. Universidad de la Laguna.
- Calvet X., Mahoney T., Garzón F y Hammersley P. L., 1995. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **276** 301
- Carney, B. W. & Seitzer, P., 1993. *Astr. J.*, **105**, 2127
- Cohen M., 1995. *Astrophys. J.*, **444**, 874
- Combes F., 1991. *A. Rev. Astr. Astrophys.*, **29**, 195
- Christodoulou D. M. y Tohline J.E., 1986 *Astrophys. J.* **307**, 449
- Christodoulou D. M., Tohline J.E. y Steimann-Cameron T. Y. 1993 *Astrophys. J.* **416**, 74
- Combes F., 1994. En *The formation of galaxies*, ed. C. Muñoz-Tuñón y F. Sánchez. Cambridge University Press.
- Deckel A. y Shlosman I. 1983. En *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies*, ed. E. Athanassoula. Reidel Dordrecht.
- Dickey, J.M. & Lockman, F.J., 1990. *An. Rev. Astr. Astrophys.* **28**, 215
- Diplas, A. & Savage, B.D., 1991. *Astrophys. J.*, **377**, 126
- Diplas, A. & Savage, B.D., 1994. *Astrophys. J.*, **427**, 274
- Djorgovski S. y Sosin C. 1989, *Astr. Astrophys.*, **341**, L13
- Fick M. y Blitz L. 1982. En " *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*", ed W.L.H. Shuter. Reidel. Dordrecht.
- Florido E., 1989, Tesis Doctoral. Univ. de Granada.
- Egret D., 1978 *Astr. Astrophys.*, **66**, 275
- Florido E., Prieto M., Battaner E., Mediavilla E. y Sanchez-Saavedra M.L., 1991 a, *Astr. Astrophys.*, **242**, 301.
- Florido E., Prieto M., Battaner E., Mediavilla E. y Sanchez-Saavedra M.L., 1991 b, *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **251**, 193
- Freudenreich H. T. et al. 1994. *Astrophys. J.* **429**, L69



- Galleta G. 1991 En " *Warped Disks and inclined Rings around Galaxies*". eds S. Casertano, P. Sacket, F. Briggs. Cambridge Univ. Press.
- Garzón F., 1987. Tesis doctoral. Universidad de la Laguna.
- Garzón F., Hammersley P. L., Mahoney T., Calbet X., Selby M.J., Hepburn I.D., 1993. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **264** 773
- Grabelsky D. A., Cohen R. S., Bronfman L., Thaddeus P., 1987, *Astrophys. J.*, **315**, 122
- Hamabe M., Kodaira K., Okamura S. y Takase B., 1987, *Pub. Astron. Soc. Pacific* **32**, 197
- Hammersley P. L., Garzón F., Mahoney T., Calbet X. 1994 *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **269** 753
- Hammersley P. L., Garzón F., Mahoney T., Calbet X. 1995 *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **273** 206
- Henderson A. P., Jackson P. D. y Kerr F. J., 1982 *Astrophys. J.* **263**, 116
- Hofner P. y Sparke L.S., 1994 *Astrophys. J.* **428**, 466
- Hunter C. y Toomre A., 1969, *Astr. J.* **155**, 747
- Jiménez-Vicente J., Porcel C., Sánchez-Saavedra M.L. y Battaner E., 1997 *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, enviado.
- Jones T. J., Asley M., Hyland M., Ruelas-Mayorga A., 1981. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **197** 413
- Kent S. M., Dame T. M. y Fazio G. 1991 *Astrophys. J.* **378**, 131
- Kerr F.H., 1957, *Astr. J.* **62**, 93.
- van der Kruit P.C. y Searle L., 1981, *Astr. Astrophys.*, **128**, 84
- Koorneef J., 1983. Kromberg P. P. 1994. *Rep. Progress in Physics* **574**, 325
- Lyndell-Bell, 1965, *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **129**, 299
- Kulkarni S. R. y Heiles C. 1988, En *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, ed. Kellerman K. I. y Verschuur G. L. Springer, Berlin.
- Mathis J. S. 1990. *A. Rev. Astr. Astrophys.*, **28**, 37
- May J., Murphy D. C. y Thaddeus P. 1988 *Astr. Astrophys. Suppl.* **73**, 51
- Mayer-Hasselwonder H.A. et al., 1982, *Astr. Astrophys.*, **105**, 164
- Maihara T., Oda N., Sugiyama T., Okuda H. 1978. *Pub. Astron. Soc. Pacific* **30**, 1
- Mikami T. & Ishida K. 1981. *Pub. Astron. Soc. Pacific* **33**, 135
- Miyamoto M., Yoshizawa M. y Suzuki S., 1988. *Astr. Astrophys.*, **194** , 107



- Nicholson R. A., Taylor K. y Bland J., 1991. En " *Warped Disks and inclined Rings around Galaxies*". eds S. Casertano, P. Sacket, F. Briggs. Cambridge Univ. Press.
- Nelson A. H. 1988, *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **233**, 115
- Ostriker E. C. y Binney J., 1989, *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **237**, 798
- Ostriker 1991, En " *Warped Disks and inclined Rings around Galaxies*". eds S. Casertano, P. Sacket, F. Briggs. Cambridge Univ. Press.
- Pandey A. K., Bhatt B.C., Mahra H.S. 1990, *Astr. Astrophys.*, **234**, 128
- Porcel C. y Battaner E., 1995 *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **274** 1153
- Porcel C., Jiménez-Vicente J. y Battaner E., 1996 *Astr. Astrophys.* en prensa.
- Price S. D. 1988 *Pub. Astron. Soc. Pacific* **100**, 171
- Quinn T. 1991, En " *Warped Disks and inclined Rings around Galaxies*". eds S. Casertano, P. Sacket, F. Briggs. Cambridge Univ. Press.
- Reed C., 1993. *Pub. Astron. Soc. Pacific* **105**, 1465.
- Rickard J. J. 1968 *Astrophys. J.* **152**, 1019
- Rieke G. H. & Lebofski M.J. 1985, *Astrophys. J.* **288**, 618
- Robin A. C., Creze M. & Mohan V. 1992. *Astr. Astrophys.* **265**, 32
- Ruelas-Mayorga R. A. 1990. *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* **22**, 27
- Ryden B. S. y Gunn J. E. 1987, *Astrophys. J.* **318**, 15
- Ryden B. S. 1988, *Astrophys. J.* **319**, 589
- Rogstad D. H., Lockhard I.A. y Wright M.C.H., 1974, *Astrophys. J.* **193**, 309
- Sancisi R., 1976, *Astr. Astrophys.* **53**, 159.
- Sanchez-Saavedra M. L., Battaner E. y Florido E., 1990, *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **246**, 458
- Sasaki T., 1987, *Pub. Astron. Soc. Pacific* **39**, 849.
- Sodroski T. J. et al., 1992. En *Back to the Galaxy*. University of Maryland. College Park.
- Soifer B. T. y Pipher J. L., 1978 *A. Rev. Astr. Astrophys.*, **16**, 335
- Sparke L. S., 1984 *Astrophys. J.* **280**, 117.
- Sparke L. S. y Casertano S., 1988, *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, **234**, 873
- Spicker J. y Feitzinger J. V. 1986 *Astr. Astrophys.* **191**, 186.
- Steiman-Cameron T. Y. y Durisen R. H. 1984, *Astrophys. J.* **276**, 101.
- Stephenson C. B. y Sanduleak N., 1971. En *Luminous Stars in the Southern Milky Way* (Cleveland, Warner and Swasey Observatory). Publ. Warner & Swasey Obs.,



vol 1, N 1.

Tohline J. E., Simonson G. F. y Caldwell N. 1982, *Astrophys. J.* **252**, 92

Toomre A., 1983. En *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies*, ed. E. Athanassoula. Reidel Dordrecht.

Trumpler R. J., Weaver H.F., 1953, *Statistical Astronomy*. University of California Press.

Wainscoat R. J., Cohen M., Volk K. et al., 1992, *ApJS* 83, 111

Weaver H. F. y Willians D. R. W. 1973 *Astr. Astrophys. Suppl.* **8**, 1

Westerhout G., 1957, *Bull. Astron. Inst.* **13**, 201

Westerhout G. y Wendlandt H., 1982 *Astr. Astrophys. Suppl.* **49**, 143

Wouterloot J. G., Brand J., Burton W. B. y Kwee K.K., 1990, *Astr. Astrophys.*, **230**, 21

Zurita A. y Battaner E. 1997, *Astr. Astrophys.* en prensa.