

INTERACCION DE ESTRELLAS TEMPRANAS  
CON EL MEDIO INTERESTELAR

Tesis doctoral presentada

por

Cristina E. Cappa de Nicolau

Director de Tesis: Dr. W. G. L. Pöppel

Cc-director de Tesis: Dr. V. S. Niemelä

FACULTAD DE CIENCIAS ASTRONOMICAS Y GEOFISICAS

UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

Diciembre, 1984

· ¡Cuántas son tus obras, oh Yavé!  
¡Todas las hiciste con sabiduría!

Salmo 104, v. 24

A Juan Carlos, mi esposo

## INDICE

AGRADECIMIENTOS . . . . .	1
<u>INTRODUCCION GENERAL</u> . . . . .	2
<u>CAPITULO I: INTRODUCCION</u> . . . . .	4
Apéndice . . . . .	22
<u>CAPITULO II: EL MEDIO INTERESTELAR EN LA VECINDAD DE LA ASOCIACION SCO OB2. INTERACCIONES</u> . . . . .	24
1. Introducción . . . . .	25
<u>PARTE A: El HI: observaciones en la línea de 21 cm</u>	
2. Observaciones en la línea de 21 cm . . . . .	32
2.a. Diferentes fuentes de datos para las observaciones .	32
2.b. Escalas de temperaturas de brillo. Homogeneidad de los resultados observacionales . . . . .	34
3. HI vinculado a la estructura A de Lindblad. Discusión cualitativa . . . . .	35
4. Análisis de las observaciones en componentes gaussianas .	42
4.a. Método de análisis . . . . .	42
4.b. Aplicación . . . . .	45
i) Sustracción de la emisión originada en el material internubes . . . . .	45
ii) Análisis de los perfiles residuales. Considera- ciones generales . . . . .	49
5. Resultado del análisis: Distribución espacial de las componentes de HI . . . . .	54
<u>PARTE B: Comparación de la distribución del HI con la de     otros integrantes del medio interestelar</u>	
6. Comparación de los resultados del análisis gaussiano con observaciones de líneas interestelares ópticas y de absorción en dirección de radiofuentes . . . . .	65

7. Comparación de la distribución del HI con la correspondiente a nubes oscuras . . . . .	72
7.a. Material oscuro . . . . .	72
7.b. Observaciones de líneas moleculares en zonas oscuras . . . . .	77
8. El material ionizado . . . . .	80
8.a. S 27 . . . . .	82
8.b. Sivan 10 . . . . .	85
8.c. Sivan 9 . . . . .	86

PARTE C: Conclusiones

9. Interpretación y discusión de los resultados . . . . .	90
9.a. Interpretación global de los resultados. Expansión del gas en las cercanías de la asociación Sco OB2 . . . . .	90
9.b. Consideraciones referentes a la Estructura A . . . . .	97
9.c. Modelo del fenómeno expansivo en el gas de Sco-OB2 . . . . .	100
9.d. Origen del fenómeno expansivo . . . . .	111

CAPITULO III: OBSERVACIONES DE LA REGION HII S 27 EN EL CONTINUO DE RADIO EN 1420 MHZ . . . . .

1. Introducción . . . . .	118
2. Observaciones y Reducción . . . . .	118
3. Resultados . . . . .	125
3.a. Descripción . . . . .	125
3.b. Determinación de la densidad de flujo y de los parámetros del gas ionizado . . . . .	130

CAPITULO IV: LA BURBUJA INTERESTELAR ALREDEDOR DE  $\theta$  MUS . . . . .

1. Introducción . . . . .	136
2. Las observaciones y su reducción . . . . .	138
3. Los resultados y su discusión . . . . .	139
3.a. Mínimo de HI centrado en $(305^{\circ}, -3^{\circ})$ . . . . .	145
3.b. Mínimo de HI centrado en $(305.5, -2^{\circ})$ . . . . .	155

<u>CAPITULO V: EL MEDIO INTERESTELAR QUE CIRCUNDA A WR 17</u> . . . . .	157
1. Introducción . . . . .	158
2. Observaciones . . . . .	160
3. Análisis del medio circundante a WR 17 . . . . .	161
<u>CAPITULO VI: CONCLUSIONES FINALES: RESUMEN</u> . . . . .	173
A. El medio interestelar en la vecindad de la asociación Sco OB2 . . . . .	174
B. Observaciones de S27 en el continuo de radio . . . . .	176
C. Distribución de NI en torno de estrellas WR . . . . .	177
<u>REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS</u> . . . . .	180

AGRADECIMIENTOS

Desco expresar mi profunda gratitud especialmente a mis directores Dres. W.G.L. Füssel, quien me enseñó el "oficio" de radioastrónomo, y V.S. Niemela, por la inestimable ayuda y estímulo que me brindaron durante la realización del presente trabajo.

A los Dres. M. Arnel y W. G. L. Füssel quienes me facilitaron parte de las observaciones utilizadas en los Capítulos V y III, respectivamente.

Al Dr. M. Arnel, Dr. G. Rubner, Lic. M. Loiseau, y Lic. C. Olano con quienes se han discutido algunos temas del presente trabajo.

A la Calc. Cient. V. Chedresse por su eficiente ayuda en el área de computación y a M. Trotz quien realizó los dibujos.

Al personal del Área de Electrónica y a las autoridades del Instituto Argentino de Radioastronomía por su constante apoyo y colaboración durante el desarrollo de este trabajo.

Y finalmente, a mi esposa por su comprensión y aliento.

## INTRODUCCION GENERAL

En el presente trabajo de tesis se analiza la distribución del material interestelar, principalmente del hidrógeno neutro, en torno de estrellas tempranas, con el fin de investigar la interacción de estas estrellas con el medio circundante.

Los datos observacionales utilizados incluyen, entre otros, líneas moleculares, líneas de absorción interestelares, detecciones de HI en absorción en dirección de radiofuentes, perfiles de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro y mediciones de la emisión en el continuo de radio. Los perfiles de la línea de 21 cm provienen de fuentes diferentes. Parte de estos últimos datos, al igual que las mediciones en el continuo de radio, se obtuvieron con la antena y el receptor del Instituto Argentino de Radioastronomía.

La línea de 21 cm es una herramienta muy útil para investigar la distribución en gran escala del hidrógeno neutro, tanto en nuestra galaxia como en galaxias externas. Dicha distribución se ve afectada por la presencia de las estrellas que -aisladas o formando asociaciones estelares- contribuyen con su flujo de fotones ultravioletas, vientos estelares o explosiones de supernova a perturbar el medio que las circunda originando regiones HII o grandes cavidades donde la densidad es inferior a la típica del medio interestelar. Estos mecanismos se describen someramente en el Capítulo I.

En los Capítulos II a V se analiza, por medio de diferentes métodos, la distribución del material interestelar en torno de

varios objetos estelares. En el Capítulo II se estudia el medio interestelar en la vecindad de la asociación Sco OB2. La distribución del HI se investiga por medio de un análisis de los perfiles de la línea de 21 cm en componentes gaussianas y se compara con la correspondiente a otros componentes del material interestelar presentes en la región. Finalmente, se discute la existencia de fenómenos expansivos en la región que expliquen las principales características de la distribución encontrada para el HI, utilizando para ello un modelo idealizado de expansión. En el Capítulo III se examinan observaciones de la emisión en el continuo de radio en 1420 MHz obtenidas en dirección de la región HII S 27, excitada por la estrella  $\zeta$  Oph, presuntamente escapada de Sco OB2. El propósito es derivar algunos parámetros del gas ionizado. En los Capítulos IV y V se investiga la distribución del HI en torno de dos estrellas WR: WR 48 =  $\Theta$  Mus y WR 17, respectivamente. Las estrellas WR tienen la particularidad de poseer fuertes vientos estelares, lo que las hace apropiadas para estudiar la importancia de este mecanismo. Finalmente, en el Capítulo VI se resumen las principales conclusiones derivadas de los estudios llevados a cabo en dirección de los diferentes objetos particulares arriba mencionados.

C A P I T U L O I

INTRODUCCION

## INTERACCION DE ESTRELLAS CON EL MEDIO INTERESTELAR

Las estrellas, desde su nacimiento hasta su muerte, producen grandes incrementos de presión en el gas interestelar que las rodea, originando en éste movimientos de expansión. Nos referiremos a estrellas de población I considerando tres mecanismos básicos que pueden proveer la energía necesaria para impulsar estos movimientos:

- a) la ionización del material interestelar debida a los fotones UV originados en estrellas tempranas formando regiones HII;
- b) las explosiones de supernova; y
- c) los vientos estelares de estrellas masivas que originan las burbujas interestelares.

Se dará a continuación una breve reseña de la interacción de las estrellas con el medio interestelar circundante producida por cada uno de estos mecanismos.

### a) Regiones HII

El desarrollo de una región HII está condicionado por la naturaleza transitoria de su fuente de energía. La aparición de una fuente de fotones UV ( $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ) en una nube de gas frío de densidad uniforme que, por simplicidad, se considera compuesta sólo de HI, tendrá dos efectos (Spitzer 1978):

- i) El gas neutro que rodea a la nueva estrella comenzará a ionizarse. Dado que en el HI el camino libre medio de los

fotones UV es muy corto, éstos, luego de viajar libremente a través del gas ionizado que rodea a la estrella, serán absorbidos en una envoltura relativamente fina de HI, originándose nuevas ionizaciones. El frente de ionización, que separa el gas ionizado del neutro, avanza al principio muy rápidamente; posteriormente se va frenando debido a la dilución del flujo de fotones incidentes. El equilibrio de ionización se alcanza cuando el número total de fotones ionizantes emitidos por la estrella iguala al número total de recombinaciones a niveles excitados dentro del volumen ionizado:

$$N_c = \frac{4\pi R_s^3 n_e n_H^+ \alpha_B}{3} \quad (I.1)$$

donde  $n_H^+$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) y  $n_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) representan, respectivamente, las densidades de núcleos de hidrógeno y de electrones del gas que forma la región HII;  $\alpha_B$  ( $\text{cm}^3/\text{s}$ ) es el coeficiente de recombinación del átomo de hidrógeno a niveles excitados; y  $N_c$  ( $\text{s}^{-1}$ ) es el número de fotones UV con longitud de onda menor que la correspondiente al límite de Lyman emitidos por la estrella. El radio  $R_s$  se llama a menudo "radio de Strömsren".

ii) La esfera de gas calentado tiende a expandirse en el gas neutro de los alrededores, donde la densidad es presumiblemente la misma que la de la región HII inicial, pero la presión es dos órdenes de magnitud menor. A medida que el gas se expande, la cantidad de material ionizado aumenta debido a la reducción de  $n_H^+$  y  $n_e$  en la ecuación (I.1), y, por lo tanto, el frente de ionización avanza. Si la velocidad de expansión excede a la velocidad del sonido en el gas ionizado, se formará un frente de

choque. Si el brillo de la estrella excitatriz fuera constante y la nube de gas suficientemente grande, esta segunda fase terminaría al restablecerse el equilibrio entre la presión del gas ionizado y la del neutro. En este instante, un simple cálculo estimativo muestra que:

$$R_f = 30 R_s$$

$$\text{y } M_f = 200 M_s \quad (\text{ver Apéndice})$$

donde  $R_f$  y  $M_f$  son el radio y la masa de la región HII al final de esta segunda fase, y  $M_s$  es la masa ionizada antes de iniciarse la fase de expansión.

Cuando la estrella excitatriz evoluciona fuera de la secuencia principal, el flujo de fotones UV decrece rápidamente y el material ionizado comienza a recombinarse; el tiempo característico de recombinación es (para  $T \approx 10^4$  K):

$$t \approx \frac{1.2 \times 10^5}{n_e} \text{ años} \quad (1.2)$$

Debe mencionarse que el tratamiento riguroso de la evolución de una región HII es un problema teórico muy complicado, donde deben tenerse en cuenta la interacción entre el frente de ionización y el frente de choque, junto con las ecuaciones de movimiento para el gas detrás de los dos frentes (Mathews y O'Dell 1969, Tenorio-Tasle 1979). Además, deben considerarse las inhomogeneidades del medio interestelar (Elmesreen 1976) y la inclusión del He en la composición química del material.

Israel (1976) analizó la relación entre regiones HII y nubes de CO, encontrando que las regiones HII parecen formarse en

los bordes de nubes moleculares, como "ampollas en la piel de una nube molecular". Es interesante mencionar que Blitz y otros (1982) encontraron que de una muestra de 370 regiones HII por lo menos un 70 % estaría asociado con nubes moleculares.

La evolución de una región HII excitada por una fuente de energía variable ha sido analizada, por ejemplo, por Beltrametti y otros (1982). En este caso, la región HII, que es ionizada por un cúmulo estelar formado por  $2 \times 10^5$  estrellas distribuidas según la función de luminosidad de Salpeter, comienza a recombinarse a medida que las estrellas excitatrices más masivas dejan la secuencia principal. El gas recombinado forma una envoltura neutra en expansión cuya densidad y velocidad son comparables a la del gas ionizado. Esta envoltura neutra es posteriormente reionizada.

#### b) Remanentes de supernova

Nuevamente la discusión se referirá a una situación idealizada en la cual el gas interestelar tiene densidad uniforme, despreciándose los efectos de los campos magnéticos y de las partículas relativistas. Pueden distinguirse tres etapas o fases en la evolución de un remanente de supernova (Woltjer 1972, Spitzer 1978):

i) Durante la primera fase puede despreciarse el efecto de frenado del material interestelar debido a la baja densidad relativa de éste, de modo que la velocidad de expansión de las

capas exteriores de la supernova es prácticamente constante. La fase de expansión libre termina cuando la masa del gas interestelar barrido por el frente de choque (que separa el material en expansión del medio interestelar no perturbado) se hace igual a la masa  $M_{SN}$  expelida por la supernova; esto es

$$\frac{4 \pi R_F^3 \rho_0}{3} = M_{SN}$$

donde  $\rho_0$  ( $g/cm^3$ ) es la densidad del medio interestelar sin perturbar y  $R_F$  (cm) es el radio del frente de choque. El tiempo transcurrido desde la explosión de la supernova y la finalización de esta fase está dado por:

$$t = \frac{R_F}{V_F}$$

donde  $V_F$  es la velocidad de expansión del frente de choque. Típicamente, este tiempo es de apenas unos 100 años.

ii) En la segunda fase el remanente está dominado por el material interestelar barrido; las pérdidas de energía por radiación, que se producen solamente por Bremsstrahlung térmico debido a la alta temperatura del gas del interior del remanente (que puede llegar a  $10^7$  K) son despreciables (fase adiabática). La solución de las ecuaciones hidrodinámicas para esta fase, que se obtiene aplicando la solución de Sedov (1959) para un gas con  $\gamma = 5/3$ , es:

$$R_F = 1.17 \left( \frac{E_0}{\rho_0} \right)^{0.2} t^{0.4} \text{ cm} \quad (I.3)$$

$$V_F = \frac{2 R_F}{5 t} \text{ cm/s} \quad (I.4)$$

donde  $E_0$  (erg) es la energía total inyectada al medio interestelar por la explosión de la supernova.

iii) Cuando las pérdidas de energía se hacen considerables termina la fase adiabática. La temperatura en la capa densa de gas formada detrás del frente de choque ha caído a valores suficientemente bajos como para que los electrones puedan ser ligados; y los átomos pueden, entonces, desexcitarse radiativamente. Las pérdidas radiativas se producen, principalmente, en el rango UV. Las ecuaciones de movimiento para la envoltura se deducen entonces suponiendo que la cantidad de movimiento en la dirección radial permanece constante ('modelo de barrenieves').

Utilizando modelos numéricos Chevalier (1974) considero, en esta fase, la evolución de la envoltura precedida por el frente de choque, encontrando las siguientes expresiones válidas para  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$  y  $t > 5 \times 10^4$  años:

$$R_{CH} = 21.9 t_5^{(0.31 \pm 0.01)} \text{ pc} \quad (I.5)$$

$$V_{CH} = 66.5 t_5^{(-0.69)} \text{ km/s} \quad (I.6)$$

donde  $R_{CH}$  y  $V_{CH}$  son el radio y la velocidad del frente de choque y  $t$  la edad en unidades de  $10^5$  años.

La energía inicial  $E_0$  entregada al medio interestelar durante la explosión puede obtenerse de:

$$E_0 = 5.3 \times 10^{-7} n_0^{1.12} V_{CH}^{1.40} R_{CH}^{3.12} \quad (I.7)$$

donde  $E_0$  está en unidades de  $10^{50}$  erg.

Cuando la velocidad de expansión del remanente se hace comparable a los movimientos turbulentos del medio interestelar, aquél comienza a perder su identidad confundiendo con el medio circundante.

El modelo de barrenieves puede usarse para estimar la eficiencia de conversión de energía  $E_0$  en energía cinética de las nubes interestelares. Se encuentra que esta eficiencia es del orden de 3 % para  $E_0 = 3 \times 10^{50}$  ergs y  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$  (Chevalier 1974).

La evolución detallada de un remanente de supernova es, en realidad, más compleja que el esquema dado más arriba. Una vez formadas las capas frías exteriores, aceleradas por el gas caliente y de baja densidad del interior del remanente, pueden producirse inestabilidades de Rayleigh-Taylor en el frente de choque, originándose deformaciones en el gas. Este proceso puede causar la aparición de filamentos.

Las explosiones de supernova juegan un rol importante en la dinámica del medio interestelar al proveer grandes cantidades de energía y condiciones físicas iniciales muy extremas. Estos eventos son también fuentes de fotones UV y de radiación X.

### c) Vientos estelares

El viento estelar origina en torno a la estrella que lo produce, una "burbuja interestelar" (ver, por ejemplo, Weaver y otros 1977), esto es una cavidad en expansión con gas de baja

densidad y alta temperatura ( $T \approx 10^6$  K) limitada por una cáscara exterior fina y relativamente densa de material interestelar barrido. En muchos aspectos la cáscara o envoltura interestelar resultante es similar a la de un remanente de supernova.

Podemos considerar un modelo idealizado de burbuja interestelar (McCray 1983) suponiendo: a) que el medio interestelar tiene densidad constante  $\rho_c = \mu m_H n_0$ , donde  $\mu$  es el peso molecular medio,  $m_H$  es la masa (gr) del átomo de hidrógeno y  $n_0$  es la densidad volumétrica del medio ( $\text{cm}^{-3}$ ); b) que la estrella se encuentra en reposo respecto al medio circundante; c) que el viento estelar es isotrópico; y d) que la potencia del viento  $L_w (= \dot{M}_w V_w^2 / 2)$  es constante ( $\dot{M}_w$  es la tasa de pérdida de masa de la estrella; y  $V_w$ , la velocidad terminal del viento).

La envoltura alrededor de la cavidad creada se expande con velocidad  $V_e = \dot{R}_e$  y tiene una masa  $M_e = \rho_c 4\pi R_e(t)^3 / 3$ , donde  $R_e$  es su radio. Transcurrido un período de tiempo relativamente corto comparado con el tiempo de duración del viento estelar, la masa de la envoltura en expansión excede a la masa expelida por la estrella. La dinámica de la cáscara puede, entonces, ser descrita por medio de la Segunda Ley de Newton:

$$\frac{d}{dt} \{M_e(t) V_e(t)\} = 4\pi R_e^2 P_{int} \quad (I.8)$$

donde  $P_{int}$  es la presión en el interior de la cavidad.

Los modelos teóricos consideran dos suposiciones diferentes relativas a  $P_{int}$ :

a) La cavidad caliente y de baja densidad conserva parte de la

energía térmica que le entrega el viento estelar dado que las pérdidas radiativas son pequeñas frente a la potencia recibida. Entonces

$$P_{int} = \frac{\alpha L_w t}{(4\pi R_e^3/3)}$$

donde  $t$  es la edad de la burbuja y  $\alpha = 10/33$ .

Dyson (1977), Castor y otros (1975) y Weaver y otros (1977) suponen que este es el caso al analizar la interacción entre el viento estelar y el medio circundante. La solución a la ecuación I.8 está dada por:

$$R_e(t) = 27 \left( \frac{L_{36}}{n_c} \right)^{0.2} t_6^{0.6} \text{ pc} \quad (\text{I.9a})$$

$$t_6 = 0.6 R_e/V_e \quad (\text{I.9b})$$

donde  $R_e(\text{pc})$  y  $V_e(\text{km/s})$  son el radio y la velocidad de expansión de la envoltura;  $L_{36} = (L_w/10^{36} \text{ erg/s})$ ; y  $t_6 = (t/10^6 \text{ años})$ , donde  $t$  es la edad de la burbuja.

b) La energía térmica se pierde por radiación conservándose la cantidad de movimiento del viento estelar. En este caso el viento estelar actúa directamente sobre la superficie interior de la envoltura. Así:

$$P_{int} = \frac{\dot{M}_w V_w}{4\pi R_e^2}$$

Steigman y otros (1975) y McCray (1983) consideran que éste es el caso en su análisis. Con la hipótesis de conservación de la cantidad de movimiento, la evolución de la envoltura está

resida por:

$$R_e(t) = 16 \left( \frac{L_{36}}{n_c V_{1000}} \right)^{0.25} t_6^{0.5} \text{ pc} \quad (\text{I.10a})$$

$$t_6 = 0.5 R_e / V_e \quad (\text{I.10b})$$

donde  $V_{1000} = (V_w / 1000 \text{ km/s})$ .

Como puede verse, la edad de la burbuja derivada a partir de las observaciones por medio de las expresiones (I.9b) y (I.10b) es bastante similar. Sin embargo, la diferencia entre los modelos a) y b) se hace significativa si se quiere inferir la potencia del viento a partir de observaciones de la envoltura en expansión.

La elección entre ambos modelos estará condicionada por las pérdidas radiativas en el interior caliente y enrarecido de la burbuja. En la Fig. I.1 se muestra la estructura de una burbuja interestelar en la que se conserva la energía (McCray 1983). El viento estelar (región W) encuentra un frente de choque a una distancia  $R_1$  de la estrella; su temperatura asciende, entonces, de  $\sim 10^4 \text{ K}$  a temperaturas coronales ( $> 10^6 \text{ K}$ ). La mayor parte del interior de la burbuja (región C) contiene este gas coronal, que provee la presión necesaria para impulsar la envoltura fina de material interestelar barrido (región S).  $R_e$  representa un segundo frente de choque; aquí, el límite exterior de la cáscara está en contacto con el medio interestelar sin perturbar. En ausencia de procesos de difusión, el gas coronal estará separado de la envoltura por una discontinuidad de contacto. Sin embargo, en esta interfase, no pueden desprejiciarse los procesos de difusión y conducción térmica, debido al brusco

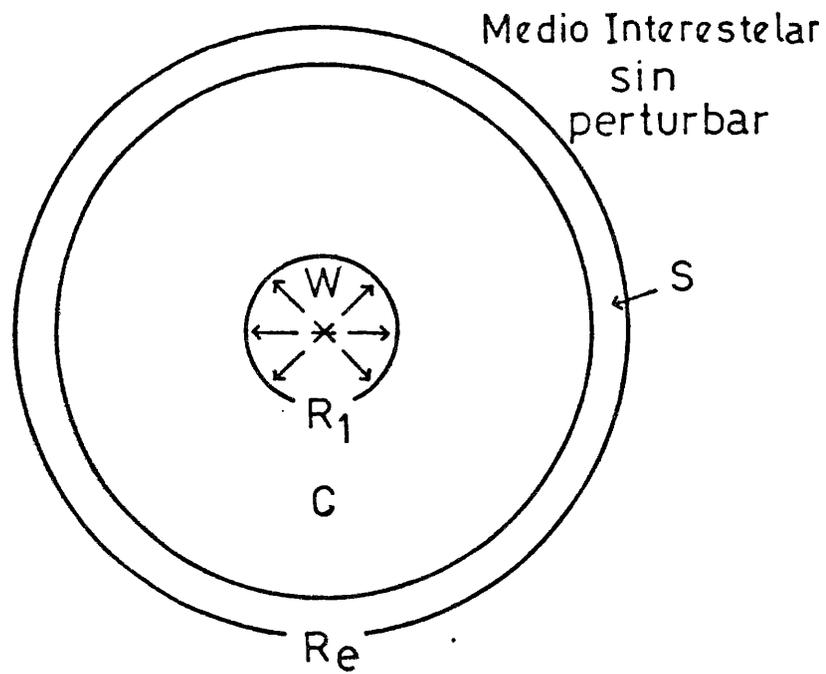


Fig. 1.1: Esquema de una burbuja interestelar (McCray 1983).  
(Ver explicaciones en el texto).

cambio de temperatura -de  $T = 10^6$  K en el gas coronal a  $\approx 10^4$  K en la envoltura densa-. La densidad, por otro lado, varía inversamente con la temperatura. Como resultado de estos procesos, disminuye la temperatura del interior de la burbuja y aumentan su masa y las pérdidas radiativas. Al principio, mientras las pérdidas radiativas son despreciables, el radio, la velocidad y la energía cinética de la envoltura son comparables a la de un remanente de supernova en su fase radiativa. Cuando las pérdidas radiativas son muy efectivas (comparables a  $L_\odot$ ), la región C colapsa, permitiendo que  $R_A$  se acerque a la envoltura. Esta será impulsada, entonces, directamente por el viento estelar conservándose la cantidad de movimiento (Cassinelli 1979).

La diferencia dinámica entre ambos modelos queda explicitada por medio de dos parámetros definidos por Treffers y Chu (1982), que miden la eficiencia de conversión de energía y cantidad de movimiento del viento estelar en movimiento del medio interestelar: el parámetro  $\epsilon_S$  es el cociente entre la energía cinética de la cáscara y la energía total del viento estelar, y  $\pi_S$  es el cociente entre la cantidad de movimiento de la cáscara y la del viento estelar:

$$\epsilon_S = \frac{M_e V_e^2}{2 L_\omega t} \quad (I.11)$$

$$\pi_S = \frac{M_e V_e}{\dot{M}_\omega V_\omega t} \quad (I.12)$$

En la Tabla I.1 (tomada de McCray 1983) se muestran los valores teóricos de estos parámetros para ambos modelos de

burbuja interestelar.  $t_{rad}$  es el tiempo transcurrido para que las pérdidas radiativas en el interior caliente se hayan comparables a  $L_w$  y queda definido por:

$$t_{rad} = 3 \times 10^6 L_{\odot}^{0.3} n^{-0.7} \text{ años}$$

Para una burbuja idealizada expandiéndose en un medio interestelar de baja densidad. Para  $t > t_{rad}$ , las pérdidas radiativas se consideran importantes y la dinámica de la envoltura estará descrita por el modelo de conservación de la cantidad de movimiento.

TABLA I.1

Parámetro	Modelo con conservación de energía	Modelo con conservación de c. de movimiento
$\epsilon_s$	0.2	$0.2(t/t_{rad})^{-0.5} = R_e/V_w$
$\pi_s$	>1	1

Para el caso de una burbuja en la que se conserva la energía térmica de la cavidad, un 20 % de la energía del viento estelar se convierte en energía cinética de la cáscara exterior, en tanto que un 60 % se convierte en energía térmica del gas y solo el 20 % restante se pierde por radiación en el frente de choque exterior. En el caso del modelo de conservación de la cantidad de movimiento, el porcentaje de la energía del viento que se convierte en energía cinética de la envoltura es mucho menor.

Para poder discernir entre ambos modelos será necesario recurrir a datos observacionales.

Las burbujas interestelares pueden, en principio, ser observadas de modos diversos: la indicación más obvia de la existencia de una burbuja es la presencia de una nebulosa con aspecto de anillo visible en  $H\alpha$  y  $[OIII]\lambda 5007$ . Teniendo en cuenta el modelo idealizado de burbuja, el centro de la nebulosa debería ser más brillante que la región HII que la rodea. La envoltura en expansión podría observarse en líneas de absorción UV en el espectro de la estrella central. Si el medio interestelar que circunda a la estrella es denso, el frente de ionización podría quedar atrapado en la envoltura en expansión; en este caso, se observaría una densa capa de HI en expansión con la misma velocidad que la capa de HII.

Por otro lado, el interior de la burbuja es accesible a estudios UV de líneas de absorción de especies altamente ionizadas y de rayos X.

Las burbujas en torno de estrellas O son difíciles de observar. Por un lado, estas se encuentran principalmente en cúmulos, donde pueden originarse en la acción combinada de todos sus miembros; por otro, las estrellas O que no pertenecen a cúmulos suelen ser estrellas escapadas de alta velocidad, en cuyo caso la burbuja resultante estará muy distorsionada.

La presencia de una nebulosa anillo en torno a una estrella WR indica interacción entre la estrella y el medio circundante a través del mecanismo de los vientos estelares. Muchas de las

nebulosas anillo están en expansión (Deharvens y Maucherat 1974, Chu 1982, Solf y Carpeny 1982) y, al parecer, constituyen un buen ejemplo de envolturas en expansión alrededor de estrellas tempranas.

Chu (1981) clasifica las nebulosas anillo en tres tipos diferentes: burbujas sopradas por los vientos estelares de la estrella central, nebulosas constituidas por material originalmente perteneciente a la envoltura exterior de la estrella y regiones HII amorfas.

La dinámica de las nebulosas anillo impulsadas por los vientos estelares se ajusta al modelo de burbuja interestelar con conservación de la cantidad de movimiento. Chu (1982) calculó los parámetros  $\epsilon_S$  y  $\pi_S$  para cinco nebulosas anillo (NGC 6888, NGC 2359, S 308, NGC 3199 y RCW 104), encontrando que en cuatro de ellas  $\epsilon_S \sim 10^{-2}$  y  $\pi_S \sim 0.5$ . El valor de  $\epsilon_S$  encontrado indica que no es aplicable el modelo de conservación de energía; mientras que el valor de  $\pi_S$  es compatible con el modelo de conservación de la cantidad de movimiento.

Por otra parte, en base a una muestra de estrellas sigantes de tipo temprano y WR dentro de 3 kpc del sol, Abbot (1982) estima que aproximadamente el 80 % de la energía mecánica entregada al medio interestelar proviene de explosiones de supernovas, mientras que un 20 % se origina en los vientos estelares. Aunque los vientos estelares constituirían una fuente secundaria de energía sus efectos serían importantes en la vecindad de las asociaciones OB más masivas.

McKee y otros (1984) analizan la evolución de una burbuja soplada por vientos estelares en un medio "sruroso" (o sea, que contiene nubes densas) con una densidad media de  $1 - 10 \text{ cm}^{-3}$ , teniendo en cuenta los efectos de la radiación ionizante de la estrella. La dinámica de la burbuja está gobernada por los efectos de la fotoionización: 1) vientos estelares débiles producen burbujas que permanecen confinadas por la presión de la región HII envolvente y cuyo radio será menor que el de ésta. La región HII se encontrará homogeneizada por el proceso de evaporación de nubes por la radiación ionizante. En este caso la burbuja estará en la fase de conservación de energía; 2) vientos estelares fuertes producen burbujas cuyas dimensiones están determinadas por la evaporación y el desplazamiento de las nubes. Su tamaño es comparable al de la región HII homogeneizada. En este caso, algunas nubes quedarán dentro de tales burbujas. Las altas pérdidas radiativas determinarán que estas burbujas estén en una fase intermedia entre las de conservación de energía y de cantidad de movimiento. Según los mencionados autores, las nebulosas alrededor de estrellas masivas poseen, al principio, envolturas impulsadas por el viento estelar; al evolucionar atraviesan por diversas etapas: regiones HII amorfas, regiones HII con aspecto de anillo, nebulosas constituidas con material eyectado por la estrella central hasta que, finalmente, son barridas por una onda de choque cuando la estrella termina explotando como supernova. En particular, durante la fase de nebulosa anillo la envoltura puede ser demasiado débil para ser observada. En cambio, los autores derivan masas de  $\approx 10^4 M_{\odot}$  para las envolturas neutras formadas alrededor de estrellas masivas.

Estas masas deberían ser fácilmente accesibles a la observación.

Para concluir las reseñas dadas en a) b) y c), diremos que, de hecho, en la línea de 21 cm se han detectado muchas envolturas y "superenvolturas" de HI ubicadas tanto en el plano galáctico como fuera de él (Heiles 1979, 1984). Este autor muestra que no existe una única correlación entre dichas envolturas y un tipo particular de objeto astronómico. Algunas de estas envolturas están definitivamente asociadas con remanentes de SN o con cúmulos estelares, pero no todos los remanentes de SN y cúmulos tienen una envoltura de HI alrededor de ellos. Por otro lado, otras envolturas no han podido ser vinculadas a objeto astronómico alguno.

Bruhweiler y otros (1980) creen que esta clase de envolturas y superenvolturas de HI son el resultado natural de la acción combinada sobre el medio interestelar de vientos estelares y SN originados en estrellas de asociaciones OB. Tanto las explosiones de SN como los vientos estelares podrían proveer la energía necesaria para muchas de dichas envolturas (Heiles 1979). Sin embargo estos mecanismos no son adecuados para las superenvolturas, pues las energías típicas que entregan al medio interestelar son insuficientes. Las superenvolturas podrían originarse, en cambio, en la colisión de nubes de alta velocidad con el plano galáctico (Heiles 1984).

APENDICE

Hemos visto que en las regiones HII el gas ionizado se expande como consecuencia de que su presión excede considerablemente la del gas neutro que lo circunda. En principio, la expansión cesará cuando el gas caliente alcance el equilibrio de presión con el gas neutro. La condición de equilibrio viene dada por:

$$(n_{ef} + n_{Hf}^+) k T_i = n_o k T_o$$

donde  $n_{ef}$  y  $n_{Hf}^+$  son las densidades de electrones y de núcleos de H de la región HII una vez que se ha logrado el equilibrio de presión;  $n_o$  es la densidad de partículas del gas neutro;  $T_i$  y  $T_o$  son, respectivamente, las temperaturas de los gases ionizado y neutro; y  $k$ , la constante de Boltzman.

Considerando  $n_{ef} = n_{Hf}^+$ , la densidad del gas ionizado al término de la fase de expansión será:

$$n_f = \frac{T_o}{2 T_i} n_o$$

y adoptando valores típicos  $T_o = 100$  K y  $T_i = 10^4$  K,

$$n_f = \frac{n_o}{200}$$

El radio de Strömsren de la región HII es (ver exp. I.1):

$$R_S^3 = \frac{3 N_c}{4 \pi \alpha_B n_o^2}$$

donde se ha tomado  $n_e = n_o$ . Por otro lado, el radio de la región HII al cabo de la fase de expansión será:

$$R_f^3 = \frac{3 N_c}{4 \pi \alpha_B n_f^2}$$

El cociente entre estas últimas expresiones muestra que:

$$R_f = R_S \left( \frac{n_0}{n_f} \right)^{2/3} = R_S (200)^{2/3} = 30 R_S$$

El cociente entre la masa de gas finalmente ionizado  $M_f$  y la masa de gas contenido dentro de la esfera de Stromgren sera:

$$\frac{M_f}{M_S} = \frac{R_f^3 n_f}{R_S^3 n_0} \approx 200$$

C A P I T U L O    I I

EL MEDIO INTERESTELAR EN LA VECINDAD  
DE LA ASOCIACION SCG OB2. INTERACCIONES

## 1. INTRODUCCION \*

Blaauw (1964) definió varios subsistemas en la asociación Sco-Cen: Scorpius Superior, Centaurus Lupus Superior y Centaurus Crux Inferior. Centraremos nuestro interés en el subgrupo más joven: la asociación Scorpius Superior o Sco OB2 ( $342^\circ < \ell < 362^\circ$ ,  $+10^\circ < b < +32^\circ$ ). Ubicada a una distancia de 170 pc (Bertiau 1958, Garrison 1967), Sco OB2 es la asociación OB más cercana al Sol. La asociación contiene por lo menos 17 estrellas OB y su masa estelar se estima en  $5800 M_\odot$  (Blaauw 1964).

Se han hecho varias estimaciones de la edad de Sco OB2: Blaauw (1964) deriva una edad de  $1 \times 10^7$  años a partir de diagramas color-magnitud y  $2 \times 10^7$  años utilizando datos cinemáticos; Stothers (1972) encuentra  $1.3 \times 10^7$  años en base al punto de apartamiento de la secuencia principal de las estrellas con tipos espectrales B0.5-B1 pertenecientes a la asociación y a la luminosidad promedio de las supersigantes evolucionadas. Más recientemente, Giannuzzi (1983), en base a computos, obtuvo una edad de sólo  $5 \times 10^6$  años, muy similar por otra parte a la nueva edad de expansión determinada por Blaauw (1978) ( $\sim 5 \times 10^6$  años) con la incorporación de nuevos datos de movimientos propios.

Varios hechos observacionales pueden ser considerados como

-----  
 \* Este capítulo está basado en un trabajo realizado en colaboración con W. G. L. Pöppel (CAPPa de Nicolau y Pöppel 1984).

indicadores de formación estelar reciente dentro de la asociación. Desde este punto de vista, el área más activa es Barnard 42 (la nube oscura en la dirección de  $\rho$  Oph ( $l, b$ )  $\sim$  (353.1, +16.9)), asociada con un extenso complejo de nubes moleculares (Wouterloot 1981) en la que se han detectado 16 estrellas T Tau (Rydsern 1980), diversas fuentes de emisión IR, que se interpretan como debidas a un cúmulo estelar recientemente formado (Grasdalen y otros 1973, Elias 1978), y varias estrellas generadoras de nebulosas de reflexión (Racine 1968). Wilkins y Lada (1983) detectaron nuevas fuentes IR en el núcleo central de la nube indicando que la eficiencia de formación de estrellas (= cociente de masa estelar a la masa total del complejo gas-estrellas) sería allí del 34 al 47 %, según que la población estelar contenida esté compuesta predominantemente por estrellas de presecuencia principal de baja luminosidad o por estrellas pertenecientes a la secuencia principal de edad cero (ZAMS), respectivamente. Además, Montmerle y otros (1983) detectaron alrededor de 50 fuentes débiles de rayos X, la mayoría probablemente originadas en estrellas de presecuencia principal. Otras regiones que muestran signos de reciente formación estelar son las nebulosas oscuras L43, L1717/19 y L129 (Herbst y Warner 1981).

Por otro lado, la asociación Sco OB2 forma parte del Cinturón de Gould, extenso sistema definido por estrellas tempranas, que estaría en expansión. Stothers y Frogel (1974) y Frogel y Stothers (1977), luego de analizar los datos disponibles de las estrellas O-B5 en toda la vecindad solar encontraron que el plano medio de dicho sistema está inclinado unos 20° respecto

del plano galáctico. El Plano del Cinturón de Gould atraviesa la región ocupada por Sco OB2.

Davies (1960) mostró que una gran cantidad de hidrógeno neutro está asociada al Cinturón de Gould. Parte del gas local en la dirección del anticentro fue llamada "estructura A" en un análisis de Höglund (1964), siendo Lindblad (1967) quien propuso su descripción en términos de un anillo de gas en expansión. Posteriormente, Lindblad y otros (1973) y Olano (1982) perfeccionaron sendos modelos cinemáticos para la estructura A, siempre considerándola globalmente como un anillo de gas en expansión ligado al Cinturón de Gould. Olano (1982) presenta varios diagramas teóricos que muestran la velocidad radial de cada punto del anillo en función de la longitud galáctica. El ajuste entre las curvas teóricas y los datos observacionales es bueno para la zona  $0^\circ < \ell < 320^\circ$ , mientras que en la región  $320^\circ < \ell < 360^\circ$  (que incluye a Sco OB2) no pueden reproducirse bien las observaciones (ver sus Fig. 4(a-d)). Como veremos en este capítulo, esta diferencia podría deberse a una fuerte perturbación local sufrida por el material de la estructura A, la que habría cambiado significativamente la velocidad media del gas neutro observado en un amplio intervalo de longitudes galácticas.

Además de complejos moleculares y nubes oscuras, algunos de los cuales han sido mencionados someramente más arriba, dentro de los límites de la asociación Sco OB2 hay varios objetos que presentan emisión en la línea H $\alpha$ : así, por ejemplo, las regiones HII nos 9 y 10 de Sivan (1974) (que en lo sucesivo designaremos Sivan 9 y Sivan 10, respectivamente). La primera contiene las

regiones HII RCW 129 (Rodgers y otros 1960) alrededor de  $\zeta$  Sco, y S 9 (Sharpless 1959) alrededor de  $\theta$  Sco, mientras que la segunda es una región de emisión de distribución casi circular, que presenta dos concentraciones brillantes: S 1 y S 7 alrededor de  $\pi$  y  $\delta$  Sco respectivamente. Es importante hacer notar que las estrellas excitatrices de todas estas regiones HII son miembros de la asociación.

La extensa región HII S 27, aunque ubicada fuera de la zona ocupada por la asociación, está vinculada a ésta, pues su estrella excitatriz,  $\xi$  Oph ( $l = 6.3$ ,  $b = +23.6$ ) fue identificada por Blaauw (1961) como una estrella escapada ("run away star") de Sco OB2.

Numerosos autores han propuesto la existencia de fenómenos expansivos de gran escala en la región ocupada por la asociación Sco OB2.

Sancisi (1974) propuso, en la región, la existencia de una cáscara semiesférica de HI centrada en  $(l, b) = (354^\circ, +23^\circ)$ , a  $V = -1$  (\*) km/s expandiéndose a razón de 3 km/s. Considerando a dicha cáscara como un viejo remanente de supernova fuertemente desacelerado por el medio interestelar, este autor deriva una edad de  $4 \times 10^6$  años para el remanente. Con un radio de 13 pc la cáscara constituiría un objeto relativamente localizado.

Para Smith y otros (1978), una estructura de gran escala

-----  
(\* ) Todas las velocidades están referidas al LSR (coordenadas del ápex:  $l_0 = 56.2$ ,  $b_0 = +28.2$ ,  $V_0 = 20$  km/s, MacRae y Westerhout 1956).

identificada por Herbig (1968) en los espectros de líneas interestelares en dirección a estrellas de la asociación formaría parte del remanente de la supernova que originó la estrella "run away" hace  $1.1 \times 10^6$  años (Blaauw 1961). Smith y otros (1978) asocian al remanente de la supernova la estructura circular y filamentosa parcialmente observable en los mapas de HI de Heiles (1976), y en forma más completa en los de Colomb y otros (1980), en un ancho rango de velocidades positivas, centrada en la posición  $(\ell, b) = (0^\circ, +24^\circ)$ . Derivan un radio de 82 pc para el remanente y una velocidad de expansión de  $\sim 25$  km/s y toman como velocidad sistemática  $V = +20$  km/s.

Morfill y otros (1981) proponen un modelo según el cual el probable remanente de supernova "Loop I" (ver por ejemplo Berkhuijsen y otros 1971), estaría interactuando con la región oscura de  $\rho$  Oph, habiendo "satillado", probablemente, la formación estelar en la región. El centro de la explosión estaría ubicado cerca de  $(\ell, b) = (329^\circ, +17.5^\circ)$  a una distancia de 100 pc, y la cáscara tendría un radio de 80 pc. Berkhuijsen y otros (1971) estiman que la supernova responsable de Loop I podría haber originado la estrella "run away" de la asociación, ya que hace  $3 \times 10^6$  años la estrella habría estado cerca del centro del remanente.

En cambio, Weaver (1978) considera que los vientos estelares de las estrellas masivas de Sco-Cen formaron una burbuja de gas y polvo. En base a observaciones de HI dicho autor deduce que la cáscara de HI alrededor de la burbuja se expande a razón de 2 km/s, tiene unos 300 pc de diámetro y está

centrada en  $(l, b) = (331^\circ, +14^\circ)$ . Dentro de la burbuja se habría producido la explosión de supernova que originó Loop I. Heiles (1984) en cambio, considera que la velocidad de expansión de la cáscara es de 25 km/s y que se ha originado en explosiones de supernova o vientos estelares.

Cabe agregar que el efecto combinado de todas las regiones HII originadas por las estrellas tempranas de la asociación Sco-Oph también podría haber producido la envoltura, a través del mecanismo descrito por Beltrametti y otros (1982). Por otra parte, las estructuras consideradas por Smith y otros (1978), Weaver (1978), Morfill y otros (1981) y Heiles (1984) exceden en mucho la región delimitada por la asociación Sco OB2.

Otros hechos interesantes se derivan de un modelo de Elitzur y Watson (1978) quienes proponen que el  $\text{CH}^+$  interestelar se produce en el gas caliente detrás de un frente de choque con velocidad  $V \sim 10$  km/s. Basándose en este modelo, y en las detecciones de líneas interestelares de  $\text{CH}^+$  y CH, diversos autores postulan la existencia de ondas de choque interestelares en dirección a estrellas ligadas a la asociación:  $\zeta$  Oph (Elitzur y Watson 1980);  $\chi$  Oph (Frish 1980);  $\beta'$ ,  $\omega'$ ,  $\nu$  y  $\sigma$  Sco (Federman 1982). El frente de choque en dirección a  $\zeta$  Oph se originaría en la expansión de la región HII S27 (Elitzur y Watson 1980); mientras que el presuntamente detectado en dirección a  $\chi$  Oph podría deberse a la región HII Sivan 10 (Frish 1980). Es difícil precisar el origen de los frentes de choque ya que esta región es sumamente compleja y pueden coexistir varias ondas de choque.

En lo referente al origen de la asociación, Sancisi (1974)

sugiere la existencia de una relación genética entre las estrellas de Sco OB2 y la cáscara en expansión que describe; postula que las estrellas se habrían formado en el denso gas procesado por el frente de choque de la explosión de supernova. En cambio, Olano y Pöppel (1981a) piensan que la secuencia de eventos podría ser muy diferente de la descrita por Sancisi (1974): la asociación Sco OB2 se habría originado en el Cinturón de Gould, por ejemplo de acuerdo al esquema dado por Strauss y otros (1979). Esta situación evitaría algunos conflictos de edades mencionados por Sancisi. Además, de este modo, la probable supernova en la región podría haberse originado en una estrella perteneciente a la asociación, evitándose así el problema de la existencia de una supernova anterior a la formación de la misma.

Teniendo en cuenta todo esto se procedió a hacer un estudio de las zonas ocupadas por Sco OB2 y S 27 utilizando observaciones en la línea de 21 cm del HI (Parte A de este capítulo), para luego proceder a comparar los resultados con los derivados de observaciones en frecuencias ópticas, UV, radio y X obtenidas por otros autores (Parte B de este capítulo). Finalmente, discutiremos los resultados tratando de comprender la interacción entre la asociación y el medio interestelar circundante, compuesto por material heterogéneo de propiedades químicas y físicas diferentes (Parte C de este capítulo).

PARTE A: EL HI: OBSERVACIONES EN LA LINEA DE 21 CM

2. OBSERVACIONES EN LA LINEA DE 21 CM

A fin de llevar a cabo el estudio mencionado en 1. se analizaron los perfiles de la línea de 21 cm del HI en la zona:

$$\begin{aligned} 345^\circ < \ell < 375^\circ \\ +11^\circ < b < +32^\circ. \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

2.a. Diferentes fuentes para las observaciones

Los perfiles de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro usados en este trabajo pertenecen a diversas fuentes:

i) Para  $b \geq 16^\circ$  se utilizó el relevamiento de HI de Heiles y Habins (1974) realizado en Berkeley y disponible en el IAR en cinta magnética. Con una resolución en velocidades de 2.1 km/s ( $B = 10$  kHz) a la frecuencia de 1420 MHz, cada perfil cubre el rango de velocidades -92 a +75 km/s. El ancho del haz a potencia mitad (HPBW) es de  $0.6^\circ$ . Se utilizaron 677 perfiles pertenecientes a una grilla de puntos espaciados  $0.6^\circ$  en latitud galáctica y  $1^\circ$  en longitud galáctica. El espaciado de esta grilla es suficiente a los efectos de un estudio global de la zona.

ii) Para  $b \leq +17^\circ$  y  $\ell \leq 372^\circ$ , los datos pertenecen al atlas de HI de Pöppel y otros (1979) hecho con el radiotelescopio del IAR. El correspondiente receptor ha sido descrito por Filloy (1974). El HPBW es de  $0.5^\circ$ ; la resolución en velocidades, 2 km/s y el

rango de velocidades observado,  $-110$  a  $+110$  km/s. Los perfiles considerados corresponden a 186 posiciones sobre una grilla de puntos espaciados  $1^\circ$  tanto en  $l$  como en  $b$ . Algunos perfiles tienen  $b > +17^\circ$  y corresponden al relevamiento de Olano y otros (1981c).

iii) El atlas mencionado en i) presenta, dentro de la región (II.1), algunas zonas desprovistas de observaciones. Con el objeto de llenar estos blancos se observaron 130 puntos adicionales entre marzo y mayo de 1980.

Las observaciones iii) fueron llevadas a cabo en el IAR utilizando el nuevo receptor, mucho más sensible, con que cuenta el Instituto desde 1979 (Thonnard 1980). Con un HPBW de  $0.56$  y una resolución en velocidades de  $2$  km/s, se observó el HI dentro del rango  $-110$  a  $+110$  km/s utilizando la técnica de "conmutación contra carga".

En este caso, cada posición  $(l, b)$  fue observada 2 veces en turnos de observación diferentes con un tiempo de integración total de 10 min (con lo cual se obtiene una desviación standard (valor r.m.s.) para el ruido de  $0.07$  K para cada perfil obtenido). La reducción completa de los perfiles (cálculo de las ganancias de los canales, corrección de canales con respuesta defectuosa, trazado de líneas de base y conversión de temperatura de antena  $T_a$  en temperatura de brillo  $T_b$ ) fue realizada utilizando procedimientos y programas de uso corriente en el IAR. La escala de  $T_b$  se calibró contra el punto de calibración P10 (Pöppel y Vieira 1973), coincidente con el punto standard St9 de Williams (1973).

2.b. Escala de temperaturas de brillo. Homogeneidad de los resultados observacionales

Diversas reducciones adicionales fueron aplicadas con el objeto de homogeneizar las escalas de temperatura de las tres fuentes de datos. Los valores de  $T_a$  de los perfiles de Berkeley fueron convertidos en  $T_b$  multiplicándolos por el factor 1.145, tal como fuera sugerido por Williams (1973) luego de analizar observaciones de las regiones standard St8 y St9. Como ya se mencionó, el punto St9 coincide con el P10 utilizado para definir la escala de  $T_b$  de los datos ii) y iii).

La comparación de las  $T_b$  de perfiles provenientes de las fuentes ii) y iii) obtenidas en posiciones comunes indicó la existencia de ligeras diferencias en las respectivas escalas de  $T_b$ , debidas al hecho de que los datos en iii) fueron obtenidos con un HPBW algo mayor que los de ii). A fin de equiparar las escalas de  $T_b$  de los datos en iii) y en ii), los primeros fueron incrementados en un 5%.

Como comprobación final se compararon las  $T_b$  pico de 29 posiciones comunes a los datos i) y ii). El valor promedio del cociente de temperaturas resultó ser 1.02 con una desviación standard de 0.04.

De este modo, se puede decir que las tres fuentes de datos conforman un grupo homogéneo (con resoluciones espaciales y en velocidades similares y de escalas de  $T_b$  comunes) pudiendo ser

usadas en conjunto.

### 3. HI VINCULADO A LA ESTRUCTURA A DE LINDBLAD. DISCUSION CUALITATIVA

Los diagramas de contorno de igual temperatura de brillo  $T_b$  (isofotas) construidos con los datos de HI de Heiles y Habing (1974) y de Pöppel y otros (1979) muestran que en la distribución de hidrógeno neutro en la región definida por (II.1) predomina notablemente el HI a velocidades levemente positivas (Cappas de Nicolau y Pöppel 1980). Esto puede verse también en las isofotas obtenidas con perfiles provenientes de la fuente iii). En las Figs. II.1 y II.2 se muestran dos de estas isofotas, correspondientes a  $b = +22.6^\circ$  y  $b = +27.2^\circ$ .

Esta peculiaridad en la distribución del gas, que puede verse también a  $b < 0^\circ$  (cf. Mirabel 1977), está relacionada a un objeto de velocidad positiva que cubre gran parte del cielo y que no es otro que la estructura A estudiada ampliamente por Lindblad (1967). Consecuentemente, este objeto puede identificarse con el gas asociado al Cinturón de Gould en Sco-Oph-Cen (Olano y Pöppel 1981a; Franco y Pöppel 1978). Burton y Liszt (1983) muestran los contornos de emisión de HI para  $b = +6^\circ$  y  $-6^\circ$  extendiéndose de  $l = 350^\circ$  a  $l = 12^\circ$  (Fig. 4a y 4b, respectivamente). En ambos casos se ve un risco con varios máximos a velocidad casi constante e independiente de la longitud galáctica. Esto indica que la extensión angular de la estructura A es muy grande y su velocidad

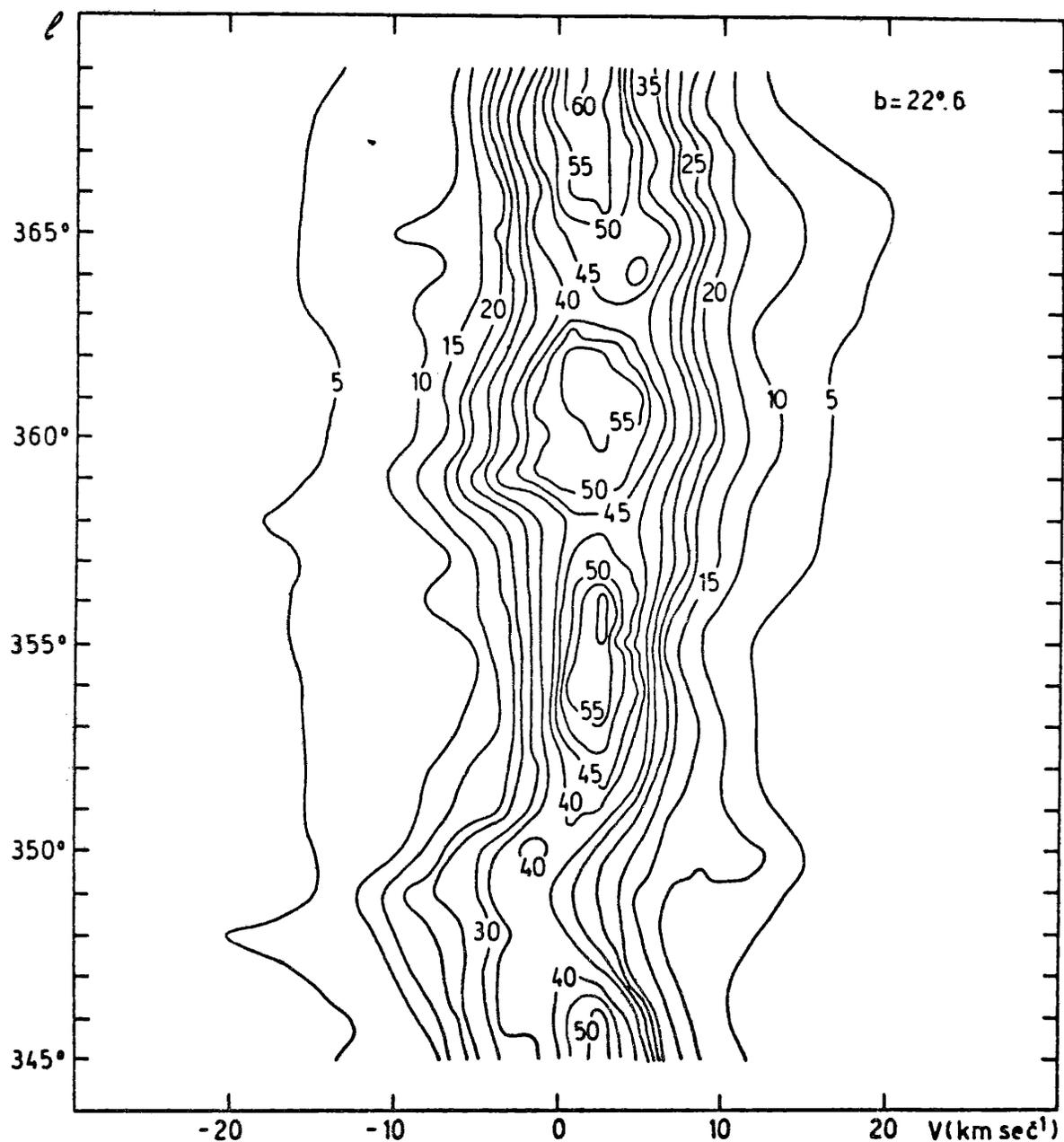


Fig. II.1! Diagrama de contornos de temperatura de brillo  $T_b$  para la latitud galáctica  $b = +22^\circ.6$ . Los niveles indicados corresponden a  $T_b = 5 \text{ K}, 10 \text{ K}, \dots$ . En las ordenadas se ha graficado la longitud galáctica  $l$  y en las abscisas, la velocidad radial  $V$ .

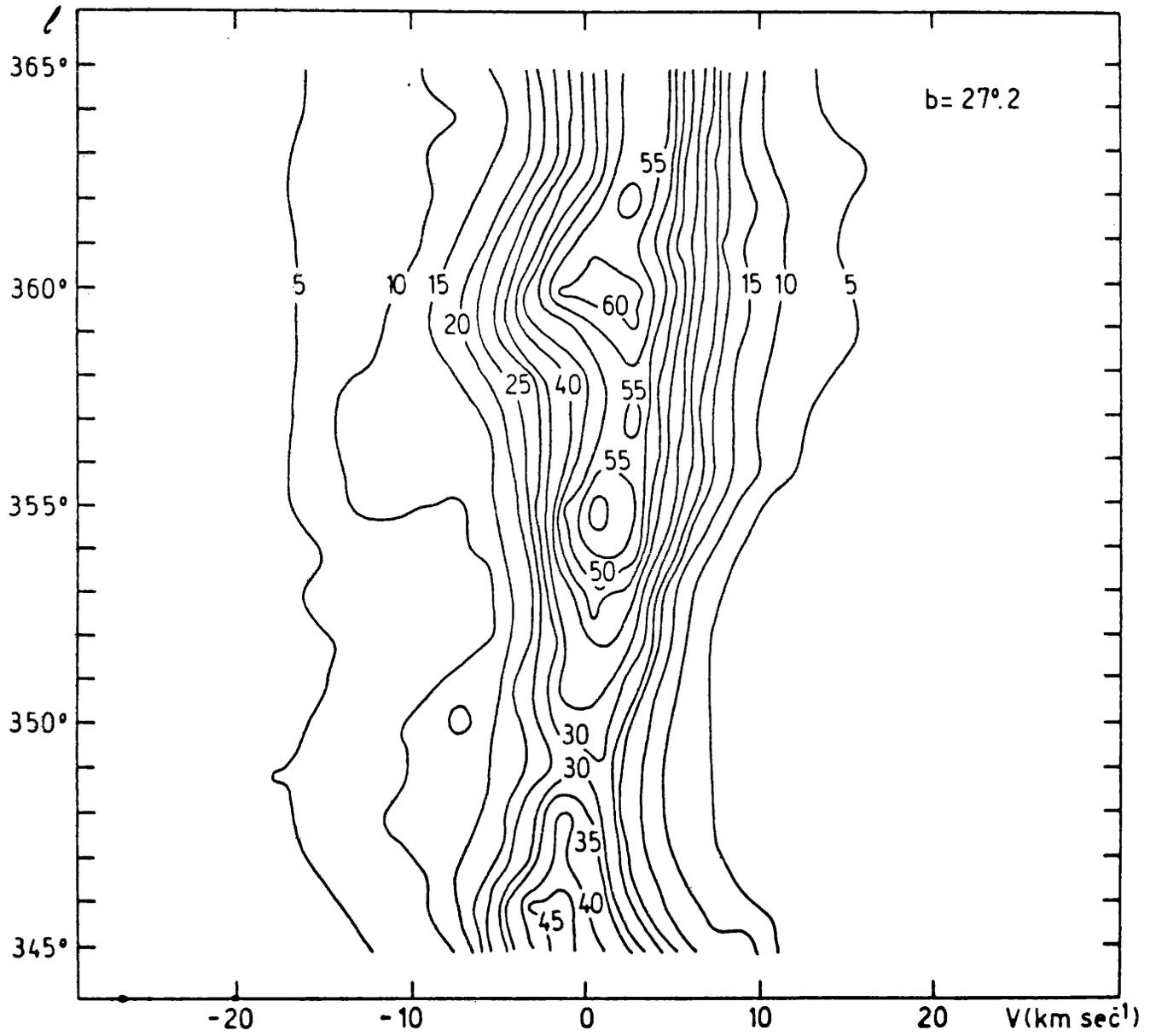


Fig. II.2: Idem Fig. II.1 para la latitud galáctica  $b = +27^\circ.2$ .

radial se mantiene constante tanto en el cuadrante I como en el IV. Se comprende entonces que estamos en presencia de un objeto local con una distribución de velocidades muy peculiar, bastante diferente de la esperada para las moviéndose en órbitas circulares alrededor del centro galáctico.

Un análisis cualitativo del HI asociado con la estructura A fue hecho por Strauss y otros (1979) en la región  $300^\circ \leq l \leq 372^\circ$  para latitudes galácticas positivas bajas. Estos autores encuentran que los perfiles de HI a latitudes alejadas del plano galáctico ( $b \approx +13^\circ$ ) están dominados por una sola componente ancha con una velocidad central cercana a la predicha por el modelo de Lindblad y otros (1973) para la estructura A ( $V_L$  de 2 a 4 km/s en el rango  $300^\circ < l < 372^\circ$ ), superpuesta a una componente ancha de menor intensidad. A latitudes galácticas más bajas (ver su Fig. 1) el perfil es ancho y asimétrico y el gas asociado al Cinturón de Gould se distingue del gas del plano galáctico como un hombro a velocidades positivas. Como el ancho  $\Delta V$  de la línea emitida por este gas se mantiene aproximadamente constante puede estimarse cualitativamente su densidad columnar considerando sólo la temperatura pico. En su Fig. 3 Strauss y otros (1979) grafican la temperatura de brillo  $T_b(V_L)$  a la velocidad predicha por Lindblad y otros (1973). Dicha temperatura, una vez corregida por fondo galáctico por medio de una fórmula de interpolación lineal:

$$T_c = T_b(V_L) - \{T_b(V_L + 10 \text{ km/s}) + T_b(V_L - 10 \text{ km/s})\}/2, \quad (\text{II.2})$$

describe semicuantitativamente el gas vinculado a la estructura A.

El mismo procedimiento se aplicó a los perfiles de HI en la región (II.1) extendiendo notablemente, así, la región analizada por Strauss y otros (1979). Para el intervalo  $345^\circ < \ell < 376^\circ$  se adoptó  $v_L = 4$  km/s (Lindblad y otros 1973). En la Fig. II.3 se muestran los resultados junto con los publicados por Strauss y otros (1979). Los puntos llenos indican la posición de las estrellas O-B3 consideradas miembros seguros (49) o probables (8) de la asociación Sco-Cen (Bertiau 1958, Garrison 1967, Gutierrez Moreno y Moreno 1968); la línea punteada indica la posición del remanente de supernova Lupus Loop observado en 1410 MHz por Milne (1971); los trazos delimitan las regiones HII visibles en H $\alpha$  en la región (II.1); y la línea gruesa, el ecuador óptico del Cinturón de Gould (Stothers y Frosel 1974).

Varias conclusiones interesantes surgen del examen de esta figura:

- i) Estadísticamente, las estrellas de la asociación Sco-Cen están ubicadas por encima del ecuador óptico del Cinturón de Gould.
- ii) La distribución del gas es de naturaleza muy irregular (grumosa). Para  $\ell > 345^\circ$ , las estrellas tempranas están relativamente inmersas en las concentraciones de HI, mientras que para  $\ell < 345^\circ$  están alejadas del gas neutro. Las regiones de baja intensidad presentes en la distribución del material neutro pueden correlacionarse con subgrupos estelares u objetos interestelares; así, por ejemplo, la región alrededor del remanente de supernova Lupus Loop (Olano y Pöppel 1981b) y la zona en torno de  $(\ell, b) \sim (348^\circ, +22^\circ)$  que contiene las regiones HII

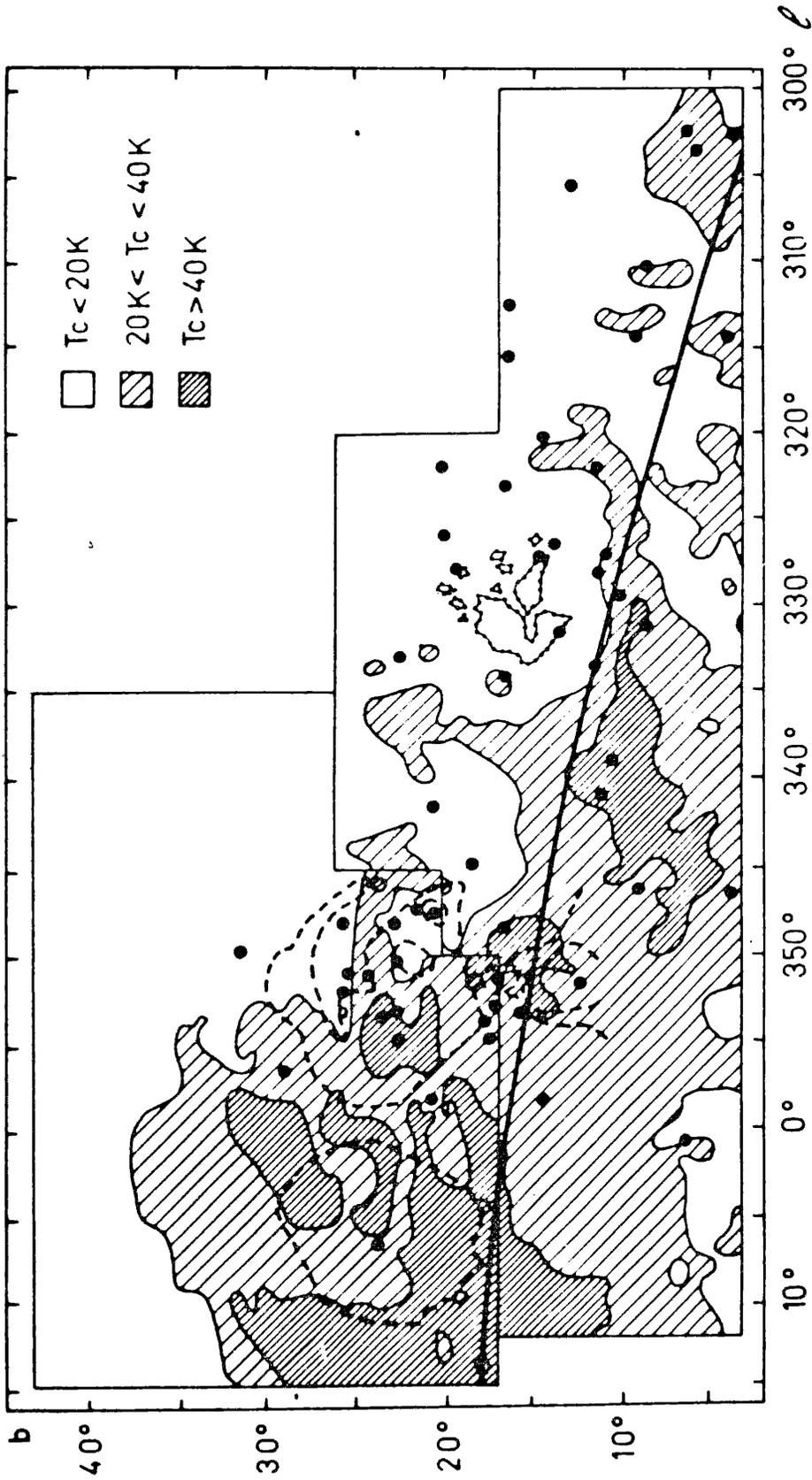


Fig. II.3: Distribución del  $T_c$  asociado al Cinturón de Gould obtenida utilizando el procedimiento interpolatorio de Strauss y otros (1979). (Ver explicaciones en el texto).

S1 y S7. Además, se susiere una cierta correlación entre S 27 y la distribución de HI en la zona.

iii) Considerando la deficiencia de gas neutro como una medida cualitativa de la edad, ciertas características de su distribución en Sco-Cen podrían sugerir que el proceso de formación estelar en la región prosresa en el sentido de las longitudes crecientes. En efecto, yendo de longitudes menores a mayores encontramos (comparar con Fis. II.3):

a) El grupo Centaurus Lupus Superior con poco material neutro vinculado (presumiblemente por la acción conjunta de vientos estelares, regiones HII y supernovas del grupo);

b) La asociación Sco OB2, el subgrupo más joven de la asociación Sco-Cen (Blaauw 1964, Glaspey 1971). Este subgrupo y el gas en sus alrededores se encontrarían en plena fase de interacción y, en algunos sitios, como en la nube oscura de  $\rho$  Oph, aún se evidencian signos de formación estelar reciente;

c) La zona adyacente a Sco OB2 ( $l > 360^\circ$ ) con densos y grandes grumos de gas neutro asociados al Cinturón de Gould. Esta región encierra muchas nubes oscuras donde se ha detectado la presencia de moléculas. Además, se han encontrado tres estrellas T Tau. Sin embargo, aun no parecen haberse formado estrellas OB (ya vimos que la única estrella OB presente en la zona ( $\zeta$  Oph), es una estrella escapada). Las características mencionadas susieren que los densos grumos de gas del primer cuadrante estarían en condiciones para la prosecución futura del proceso de formación estelar.

Digamos finalmente que la Fis. II.3 muestra el gas que

constituye el riesgo principal de la estructura A. El método interpolatorio utilizado no es adecuado para detectar otras componentes pertenecientes a dicho complejo y que presenten velocidades diferentes de  $V_L$ . Por este motivo es importante analizar los perfiles completos de HI.

#### 4. ANALISIS DE LAS OBSERVACIONES EN COMPONENTES GAUSSIANAS

##### 4.a. Método de análisis

La profundidad óptica de una nube de HI con una cierta velocidad  $V$  esta dada por (van de Hulst y otros 1954):

$$\tau(V) = N_{HI}(V) \cdot k \quad (II.3)$$

donde  $N_{HI}(V)$  es el número de átomos neutros por unidad de intervalo de velocidades a la velocidad  $V$  contenidos en un cilindro de sección transversal unitaria a lo largo de la línea de la visual y la constante  $k$  vale

$$k = \frac{3}{8\pi} A_{21} \lambda_{21}^3 T_{21} \frac{1}{T_S},$$

donde  $A_{21}$  es el coeficiente de absorción de Einstein para la línea de 21 cm,  $\lambda_{21}$  su longitud de onda,  $T_{21} = 0.068$  K y  $T_S$  la temperatura de spin del gas en la nube.

El número de átomos a una dada velocidad ( $N_{HI}(V)$ ) puede ser una función gaussiana de la velocidad. Ello seguramente sucede

si se supone que dentro de la nube de HI los movimientos internos son térmicos. En general, el ensanchamiento de las componentes individuales se debe principalmente a microturbulencia. Nosotros, simplemente aceptaremos (Takakubo y van Woerden 1966) que vale:

$$N_{\text{HI}}(V) = (N_{\text{HI}}/\sigma\sqrt{2\pi}) \cdot \exp - \left[ \frac{(V-V_0)^2}{2\sigma^2} \right]$$

donde  $V_0$  y  $\sigma$  son, respectivamente, la velocidad radial media de la nube y la dispersión (o desviación standard) de velocidades radiales alrededor de  $V_0$ .  $N_{\text{HI}}$  es el número total de átomos neutros dentro de un cilindro de  $1 \text{ cm}^2$  de sección transversal:

$$N_{\text{HI}} = \int_{-\infty}^{\infty} N_{\text{HI}}(V) dV.$$

De acuerdo a (II.3) la profundidad óptica a una cierta velocidad resulta ser:

$$\tau(V) = \frac{k \cdot N_{\text{HI}}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp - \left[ \frac{(V-V_0)^2}{2\sigma^2} \right]$$

ó

$$\tau(V) = \tau_{V_0} \exp - \left[ \frac{(V-V_0)^2}{2\sigma^2} \right],$$

donde  $\tau_{V_0} = k N_{\text{HI}}/\sigma\sqrt{2\pi}$  es la profundidad óptica a la velocidad central  $V_0$ .

Si se tienen  $n$  nubes interestelares en la dirección de la visual, la profundidad óptica total será:

$$\tau(V) = \sum_{i=1}^n \tau_{V_0i} \exp - \left[ \frac{(V-V_0)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (\text{II.4})$$

La expresión (II.4) indica que, en las condiciones supuestas, el perfil de la línea de emisión de hidrógeno neutro expresado como profundidad óptica tiene forma gaussiana; este perfil estará formado por una superposición de funciones gaussianas (componentes) que pueden identificarse con nubes interestelares difusas presentes a lo largo de la línea de la visual.

Por medio de la solución a la ecuación de transporte radiativo, aplicada a una nube homogénea  $i$ , puede vincularse el perfil observado, que representa temperatura de brillo  $T_b$  contra velocidad radial  $V$ , al perfil expresado en función de la profundidad óptica conociendo la temperatura de spin  $T_s$  de las nubes:

$$T_{b_i} = T_{s_i} (1 - e^{-\tau_i}) \quad (II.5)$$

En el caso de material ópticamente fino, la ecuación (II.5) se reduce a:

$$T_{b_i} = \tau_i T_{s_i}$$

y sumando las contribuciones individuales de cada nube se obtiene:

$$T_b(V) = \sum_{i=1}^M T_{b_{v_{0i}}} \exp \left[ -\frac{(V - V_{0i})^2}{2\sigma^2} \right], \quad (II.6)$$

donde las  $T_{b_{v_{0i}}} = \tau_{v_{0i}} T_{s_i}$  son las temperaturas de brillo pico de cada nube. En estas condiciones, el perfil expresado en temperatura de brillo también es gaussiano y por tanto el

análisis en componentes gaussianas puede hacerse directamente sobre el perfil observado y sin necesidad de conocer  $T_s$ .

La aplicación de este método a los perfiles de HI presenta serias dificultades (Takakubo y van Woerden 1966) ya que a menudo hay superposición de componentes e incertidumbre en lo referente a su número en cada perfil. Además, fijado el número de componentes, la descomposición no es unívoca. Por otro lado, la presencia de contribuciones no gaussianas puede ser importante. Todo esto muestra la existencia de diversas soluciones al análisis en componentes del perfil. En el caso  $\tau \gg 1$ , la distribución de velocidades en una nube no será gaussiana en  $T_b$ . Además, deberán tenerse en cuenta los valores de  $T_s$  de las nubes individuales de HI y su distribución dentro de las mismas.

#### 4.b. Aplicación

##### i) Sustracción de la emisión originada en el material internubes

El trabajo pionero de Clark (1966) puso en evidencia la existencia de dos componentes de hidrógeno neutro en el medio interestelar: las nubes frías y densas y el medio internubes rarificado y de profundidad óptica despreciable. Este autor susirió un modelo de "budín con pasas" en el que las concentraciones frías estarían embebidas en un medio tenue. El modelo fue subsecuentemente analizado por Goldsmith y otros (1969) ("modelo de dos fases") quienes mostraron que un medio interestelar en equilibrio térmico y de presión con un mecanismo

de calentamiento difuso y estacionario contendría condensaciones frías ( $T \sim 80$  K) inmersas en un gas caliente y tenue ( $T \approx 8000$  K) que ocuparía el volumen entre las nubes frías. Este medio caliente no se correlacionaría con las nubes frías.

Falgarone y Lequeux (1973) obtuvieron para esta componente internubes un espesor equivalente de  $585 \pm 100$  pc (mucho mayor que el correspondiente al sistema de nubes frías) y una densidad en el plano galáctico de  $0.155 \text{ cm}^{-3}$ .

El medio internubes estaría, además, parcialmente ionizado, siendo su densidad electrónica la derivada a partir del valor de la medida de dispersión de pulsares ( $n_e \sim 0.03 \text{ cm}^{-3}$ ) (Salpeter 1978).

La forma extrema del modelo de dos fases del medio interestelar (Goldsmith y otros 1969) postula la existencia de nubes frías (responsables de la emisión y absorción en la línea de 21 cm) a temperatura de spin  $T_s$  y de un medio internubes (que, debido a su baja profundidad óptica, sólo contribuye a la emisión) presente en todo el plano galáctico. Dickey y otros (1979) en cambio, admiten un modelo en el que la emisión del material poco absorbente provendría no sólo del medio internubes sino también de nubes frías de baja densidad y velocidades intermedias.

Liszt (1983) intenta reproducir los perfiles de emisión suponiendo que los núcleos absorbentes de las nubes frías están rodeados de halos calientes. Desafortunadamente, con modelos simples núcleo-halo no puede reproducir algunas propiedades

observacionales y los anchos de las líneas de emisión y absorción requieren modelos de nubes en los cuales la temperatura del gas varíe sustancial y continuamente a través de una nube dada.

Es necesario recalcar que las observaciones muestran claramente la presencia de gas detectable sólo en emisión y la de gas absorbente (detectable en emisión y en absorción).

Por otro lado, las teorías sobre el medio interestelar fueron haciéndose cada vez más complejas al involucrar un mayor número de componentes (ver por ej. McKee y Ostriker 1977).

Heiles (1980) analizó si el medio poco absorbente ocupa todos los intersticios entre las nubes frías. Concluyó que, en la inmediata vecindad solar, la cantidad de material poco absorbente es deficiente comparada con la distribución de Falgarone y Lequeux (1973) mientras que en regiones más alejadas contiene el 38 % del hidrógeno neutro interestelar, ocupando todas las regiones del disco galáctico. El material no absorbente presentaría, además, grandes cavidades (tal vez con diámetros mayores que 400 pc) que probablemente ocupen del 10 al 20 % de su volumen. Por otro lado, este gas puede tener movimientos internos que incrementen su dispersión en velocidades por encima del valor mínimo (5 km/s).

Suponiendo que la componente poco absorbente se origine en un medio internubes difuso y caliente que ocupe todos los intersticios entre las nubes frías, puede obtenerse una descripción de primer orden para este medio considerando que el material se distribuye en capas planas paralelas al plano

galáctico. Si, además, la latitud galáctica no es inferior a  $b \approx 10^\circ$  (Olano 1984), la componente internubes tendrá una distribución gaussiana de velocidades, cuya dispersión de velocidades  $\sigma$  será grande. Así, la temperatura de brillo pico  $T_{b_{ic}}$  de esta distribución gaussiana a una cierta latitud  $b$  será:

$$T_{b_{ic}} = T_P \operatorname{cosec} b,$$

donde  $T_P$  es la temperatura de brillo del medio internubes.

Su velocidad media variará de acuerdo a la expresión para la rotación diferencial galáctica (Falgarone y Lequeux 1973):

$$\langle V_G \rangle (\ell, b) = A \operatorname{sen} 2\ell \cos^2 b \langle |z| \rangle / \operatorname{sen} b$$

donde  $A = 15 \text{ km}/(\text{s.Kpc})$ . Para el espesor de la capa de gas internubes en la dirección perpendicular al plano galáctico estos autores encuentran  $\langle |z| \rangle = 0.186 \text{ Kpc}$ .

Para latitudes  $b \gg 10^\circ$  la expresión para la gaussiana ancha originada en este medio internubes es similar a la (II.6) con  $n=1$ ,  $T_{b_{v_{oi}}} = T_{b_{ic}}$  y  $V_o = \langle V_G \rangle$ :

$$T_{b_{ic}}(V) = T_{b_{ic}} \exp \left[ -\frac{(V - \langle V_G \rangle)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (\text{II.7})$$

Consideremos ahora el conjunto de los perfiles observados en la región (II.1). Un primer examen de dichos perfiles suscitó la presencia en ellos de una componente gaussiana ancha de baja  $T_b$  y gran dispersión  $\sigma$ . Una componente similar había sido detectada en otras regiones vecinas (Olano y Pöppel 1981b) asignándola a la emisión del medio internubes. Aquí, nosotros haremos lo mismo. Adoptando un par de parámetros  $T_P$  y  $\sigma$  puede

calcularse  $Tb_{ic}(V)$  para cada punto  $(\ell, b)$  y restar la expresión (II.7) de los perfiles de HI. Este procedimiento se repitió para varios pares de parámetros  $T_P$  y  $\sigma$  hasta obtener ajustes plenamente satisfactorios. En particular se descartaron aquellos pares  $T_P$  y  $\sigma$  que originaban perfiles residuales con alas o pequeñas estructuras con  $Tb$  negativas.

Los valores de los parámetros  $T_P$  y  $\sigma$  elegidos finalmente por su mejor ajuste fueron:

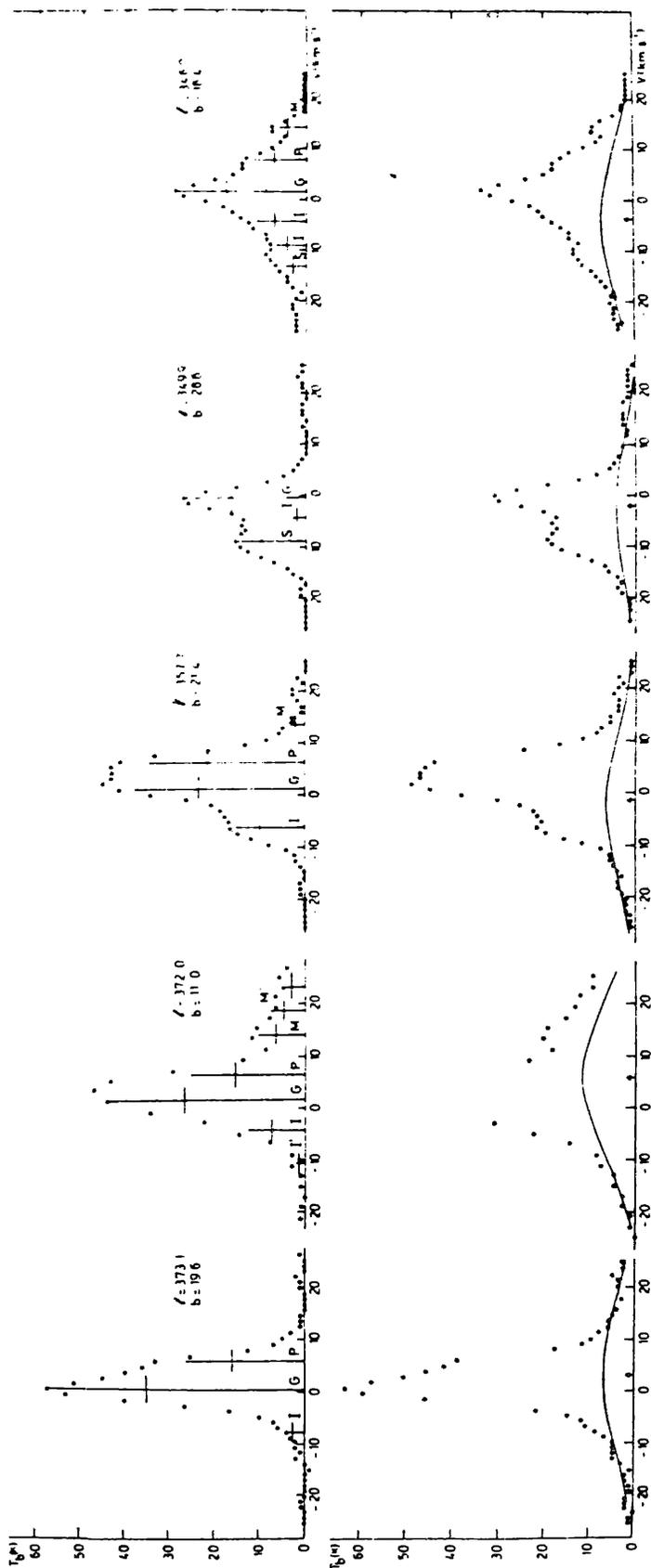
$$T_P = 1.9 \text{ K}$$
$$\sigma = 14 \text{ km/s}$$

El método empleado simplifica apreciablemente la estimación de la contribución de la emisión de fondo en los perfiles.

En la sección inferior de la Fig. II.4 se muestran algunos perfiles observados con la correspondiente componente ancha ajustada.

#### ii) Análisis de los perfiles residuales. Consideraciones generales.

Se procedió entonces a analizar los perfiles residuales en componentes gaussianas con el objeto de conocer la estructura y movimientos de las nubes frías, considerándose el intervalo de velocidades comprendido entre  $-31$  y  $+31$  km/s. Dado que los perfiles de HI en la región (II.1) son a menudo complejos, al hacer el análisis gaussiano surgen las dificultades inherentes al método. Todo esto hace que un análisis riguroso sea ilusorio;



**Fig. II.4:** Ejemplos de perfiles de HI con su análisis en componentes gaussianas. En la sección inferior se muestra el perfil observado y la componente ancha ajustada. La flecha en el eje de velocidades indica la velocidad radial media de la componente debida a rotación diferencial galáctica. En la sección superior se muestra el perfil residual con las componentes anchas obtenidas del presente análisis. La línea vertical indica la temperatura pico de la gaussiana  $Tb_{\nu_0}$  y la transversal, graficada con una ordenada

$$Tb = Tb_{\nu_0} e^{-4/2} = 0.63 Tb_{\nu_0}$$

tiene un ancho en velocidad  $2\sigma$ . Las componentes anchas están identificadas con letras mayúsculas.

se encaró, en consecuencia, un estudio cualitativo suponiendo profundidades ópticas pequeñas. Esto hace innecesario adoptar un valor para  $T_s$  y como vimos, permite tratar directamente con los perfiles observados.

Cada componente individual queda definida por tres parámetros: la velocidad central  $V_0$  (km/s), la dispersión en velocidades  $\sigma$  (km/s) y la temperatura de brillo pico  $Tb_{V_0}$  (K). La densidad columnar de átomos de hidrógeno neutro  $N_{HI}$  ( $\text{cm}^{-2}$ ) puede derivarse conociendo el área  $A$  (K.km/s) debajo de la gaussiana por medio de la expresión:

$$N_{HI} = 1.823 \times 10^{18} \quad A = 1.823 \times 10^{18} \quad Tb_{V_0} \quad \sigma \sqrt{2\pi} \quad (\text{II.8})$$

Si el gas es ópticamente grueso el valor obtenido en (II.8) representa una cota inferior de la verdadera densidad columnar.

Por su complejidad no fue tarea fácil analizar los perfiles residuales debido a los efectos de superposición de componentes. El número de éstas en cada perfil se adoptó luego de realizar comparaciones detalladas con extensas series de perfiles correspondientes a las zonas adyacentes, estudiándose así el comportamiento de las componentes tanto en longitud como en latitud galácticas. En general se comprobó la relativa constancia de la dispersión en velocidades ( $\sigma \approx 2$  a  $3$  km/s) de las componentes gaussianas. La situación es similar a la encontrada en la región de Scorpius Lupus analizada por Olano y Pöppel (1981b).

Aun cuando la dispersión en velocidades sea aproximadamente constante, es extremadamente difícil distinguir entre un perfil

con una única componente simple y un perfil con dos componentes separadas en menos de 3 km/s. El problema es formalmente análogo al del poder resolutivo expresado por el criterio de resolución de Lord Rayleigh en el rango de frecuencias ópticas. Nuestro análisis no está exento de este tipo de ambigüedades: la mínima separación discernible entre componentes sería de 3 km/s. Tampoco debe olvidarse el ancho de los canales, que determina un límite instrumental para la dispersión  $\sigma$ . Considerando todo esto, la exactitud intrínseca de las velocidades en el análisis en gaussianas no es mejor que 1 a 4 km/s, dependiendo de las características de cada perfil. Por otro lado, los errores de ajuste del análisis gaussiano para  $T_b$  no pueden ser menores que los errores  $\Delta T_b$  por observación y reducción de los perfiles.

Analizaremos a continuación con algún detalle dos efectos que podrían distorsionar fuertemente los resultados: a) las componentes saturadas debidas a regiones ópticamente gruesas ( $\tau \gg 1$ ), y b) los efectos de autoabsorción debidos a nubes de gas muy frío ubicadas por delante de la región emisora.

El efecto a) se hace importante sólo si:

$$T_b \geq T_s (1 - e^{-1}) = 0.63 T_s. \quad (\text{II.9})$$

Adoptando una temperatura de spin  $T_s$  típica para las nubes de hidrógeno neutro  $T_s \approx 80$  K (Radhakrishnan y Srinivasan 1980) y considerando un valor medio para la dispersión en velocidades  $\sigma = 2.5$  km/s, la aplicación del criterio (II.9) muestra que las componentes cuya temperatura de brillo  $T_b \geq 50$  K ( $N_{\text{HI}} \geq 5.7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ) podrían estar saturadas. Dado que  $T_s$  no se conoce

exactamente, los valores indicados son sólo aproximados. Como veremos más adelante, las regiones donde se cumple la expresión (II.9) pueden ser identificadas fácilmente en los diagramas de contornos de  $N_{HI}$  de las componentes.

Con respecto al punto b), sólo tiene importancia en dirección a los complejos de polvo más oscuros. Minn (1981), en su relevamiento de la región oscura de  $\rho$  Oph, encuentra un valor de extinción visual por debajo del cual ya no se puede detectar autoabsorción de HI:  $A_V = 2$  mag. Este valor corresponde a una extinción fotográfica  $A_{ph} = A_V (1+R)/R = 2.6$  mag (utilizando un cociente de absorción total a absorción selectiva  $R = 3.2$ ). Rossano (1978) da un mapa de la extinción fotográfica en una gran región de Sco-Oph derivada de recuentos estelares. De este mapa surge que son pocas las áreas donde la absorción fotográfica  $A_{ph} > 2.5$  mag. Exceptuando la región alrededor de  $\rho$  Oph, los diámetros de estas áreas son menores que el tamaño del haz de la antena y por tanto podemos dejarlas de lado.

El área que circunda a  $\rho$  Oph con  $A_{ph} > 2.5$  mag tiene un diámetro de  $\sim 3^\circ$  y requiere un análisis especial. En los correspondientes perfiles de emisión de HI de Heiles y Habing (1974) aparecen valles angostos presuntamente originados por absorción en  $350^\circ < l < 356^\circ$ ,  $+16^\circ < b < +17.8^\circ$ . Las correspondientes velocidades radiales oscilan entre 2.1 y 4.2 km/s. A partir de 27 perfiles con esta característica se obtiene un valor promedio para la velocidad del valle de absorción de 3.5 km/s con una dispersión de 0.6 km/s. Este valor está en buen acuerdo con las velocidades medidas para varias especies moleculares, tales como

CO (Kutner y otros 1980, Milman y otros 1975), CH<sub>3</sub> (Hjalmarson y otros 1977), OH (Cudaback y Heiles 1969, Wouterloot 1981) y H<sub>2</sub>CO (Javànaud 1979). Estos valles pueden por tanto atribuirse a autoabsorción por nubes frías.

La descomposición en componentes gaussianas de perfiles cuyos valles de absorción fueron eliminados por interpolación muestra que la presencia de estos valles no altera significativamente el análisis, debido a que el área involucrada en el valle de absorción es muy pequeña. En consecuencia, los efectos de la autoabsorción han sido despreciados.

Como veremos en las Secciones 5 y 6, las dificultades y ambigüedades intrínsecas en este análisis gaussiano no enmascaran el comportamiento cinemático en gran escala del gas.

En la Fig. II.4 (parte superior) se dan ejemplos de ajuste de componentes en cinco perfiles diferentes.

## 5. RESULTADO DEL ANALISIS: DISTRIBUCION ESPACIAL DE LAS COMPONENTES DE HI

El análisis de los perfiles residuales (obtenidos luego de la substracción de la componente ancha) muestra la presencia de varias componentes, todas ellas con dispersiones similares ( $\sigma = 2$  a 3 km/s). Pueden distinguirse claramente tres componentes intensas:

i) La componente G (la más intensa) tiene velocidad generalmente

positiva ( $V_G = -0.5$  a  $+2.5$  km/s). En la Fig. II.5 se da su densidad columnar  $N_{HI}$  ( $\text{cm}^{-2}$ ) considerando que el material es ópticamente fino. Su distribución muestra una estructura neutra muy intensa en  $l \approx 10^\circ$  y concentraciones menores centradas en  $(l, b) \approx (354^\circ, +25^\circ)$  y  $(l, b) \approx (352^\circ, +17^\circ)$ . Dos mínimos aparecen en  $(l, b) = (349^\circ, +21^\circ)$  y en el borde de la zona (II.1),  $(l, b) \approx (346^\circ, +17^\circ)$ .

ii) La componente P se extiende predominantemente en el rango  $357^\circ < l < 371^\circ$  y su velocidad  $V_P$  varía entre  $+3.5$  y  $+8$  km/s. Esta componente, cuya distribución se da en la Fig. II.6, presenta una estructura de gran intensidad centrada en  $l = 2^\circ$ , que en  $b \approx +17^\circ$  se desvía hacia el Este. Otro máximo notable se encuentra en dirección a  $(l, b) = (350^\circ, +17^\circ)$ , cerca del complejo oscuro de  $\rho$  Oph, y se extiende con menor intensidad hacia latitudes positivas bajas. Una gran región desprovista de gas puede verse en  $l \leq 355^\circ$ ,  $b > +19^\circ$ .

iii) La componente I, menos intensa que las dos primeras, presenta una distribución muy irregular (Fig. II.7), y su velocidad  $V_I$  varía entre  $-8$  y  $-2$  km/s. Su máximo más notable se superpone parcialmente con un mínimo en la distribución de la componente G.

Debe hacerse notar que una separación exacta de estas tres componentes principales se hace a menudo difícil debido a la superposición en velocidades.

Los parámetros de las componentes más débiles tienen mayor error, sobre todo cuando estas componentes se superponen con las

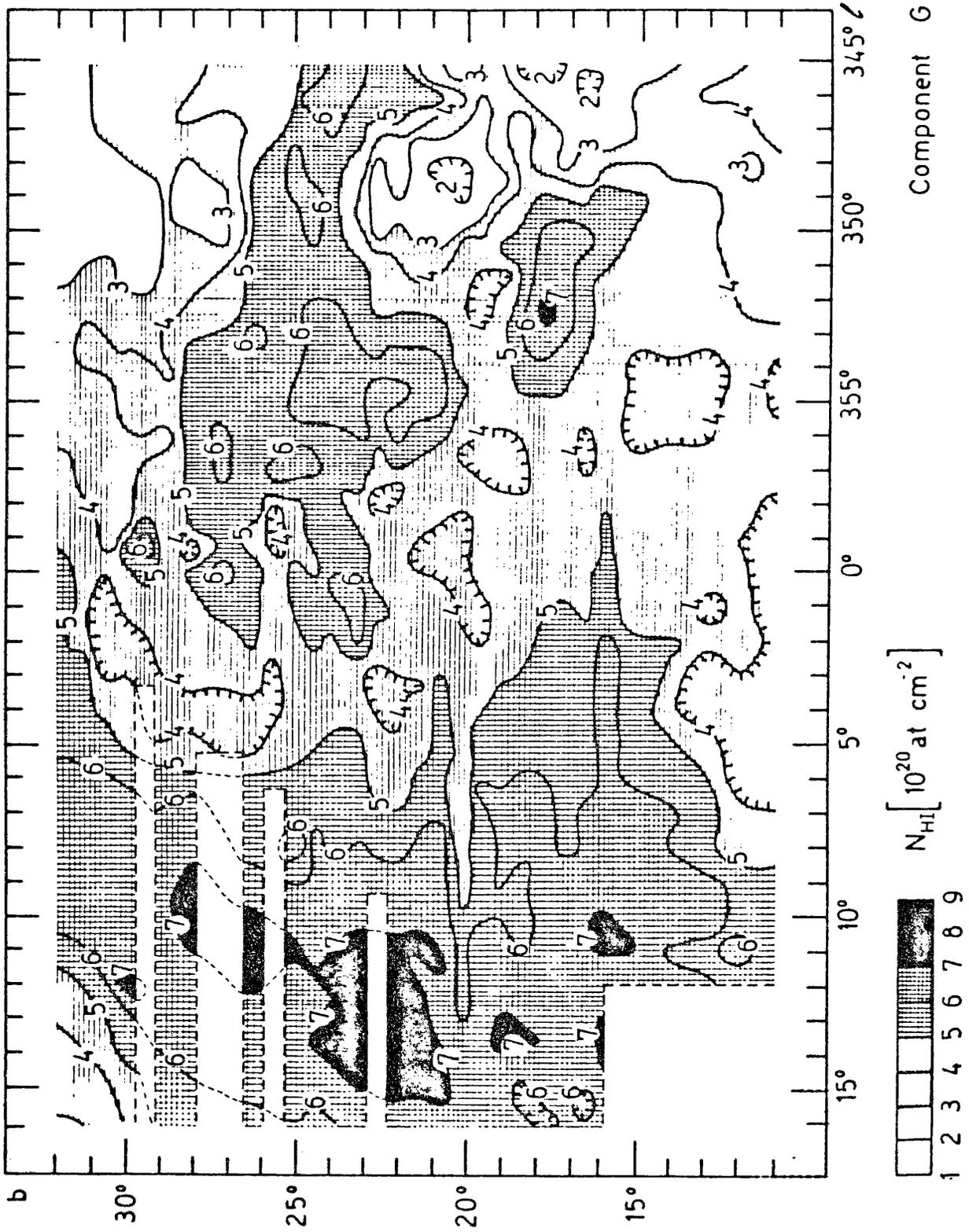


Fig. II.5: Diagrama de contornos de densidad columnar  $N_{HI}$  para la componente G.

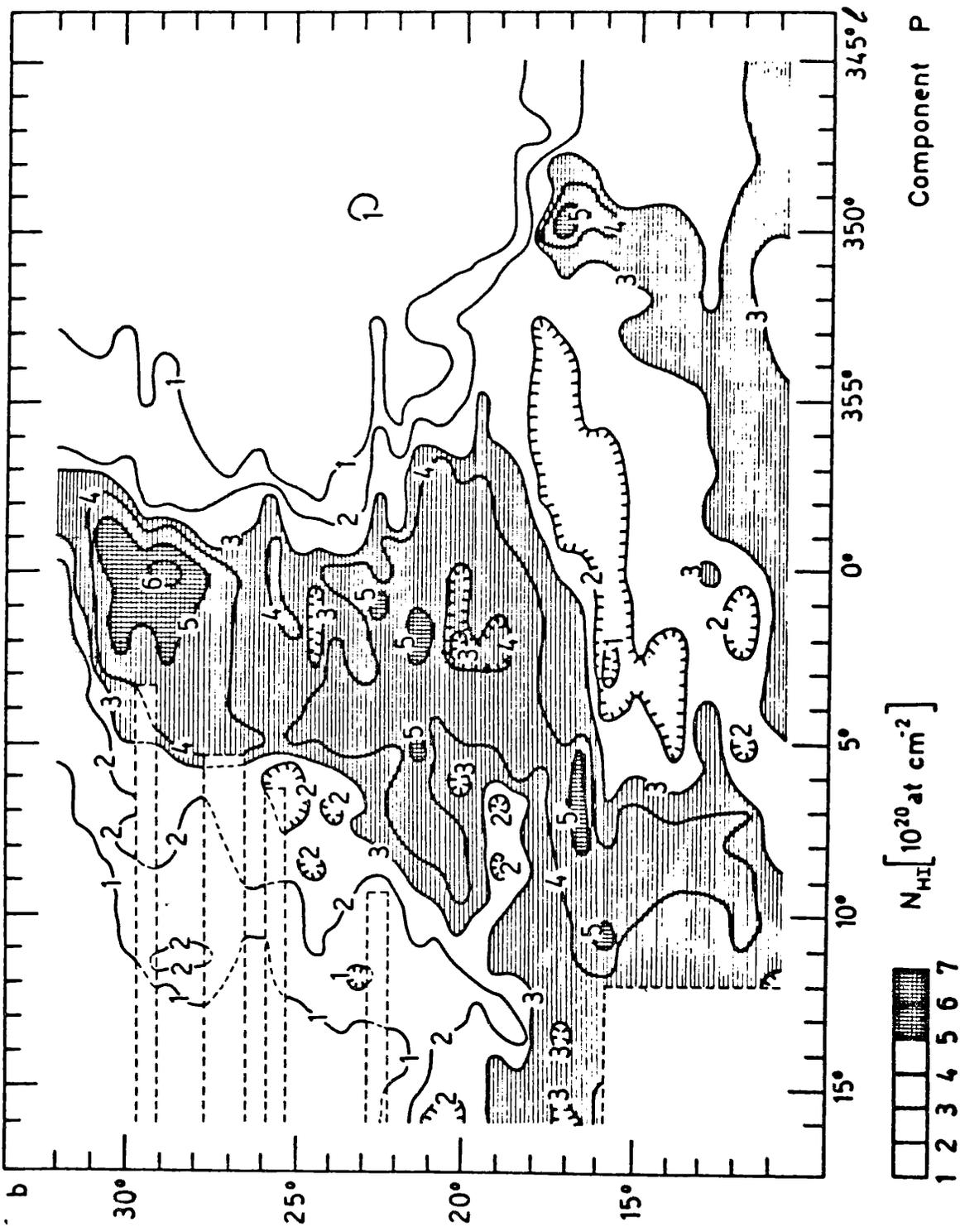


Fig. II.6: Idem Fig. II.5 para la componente P.

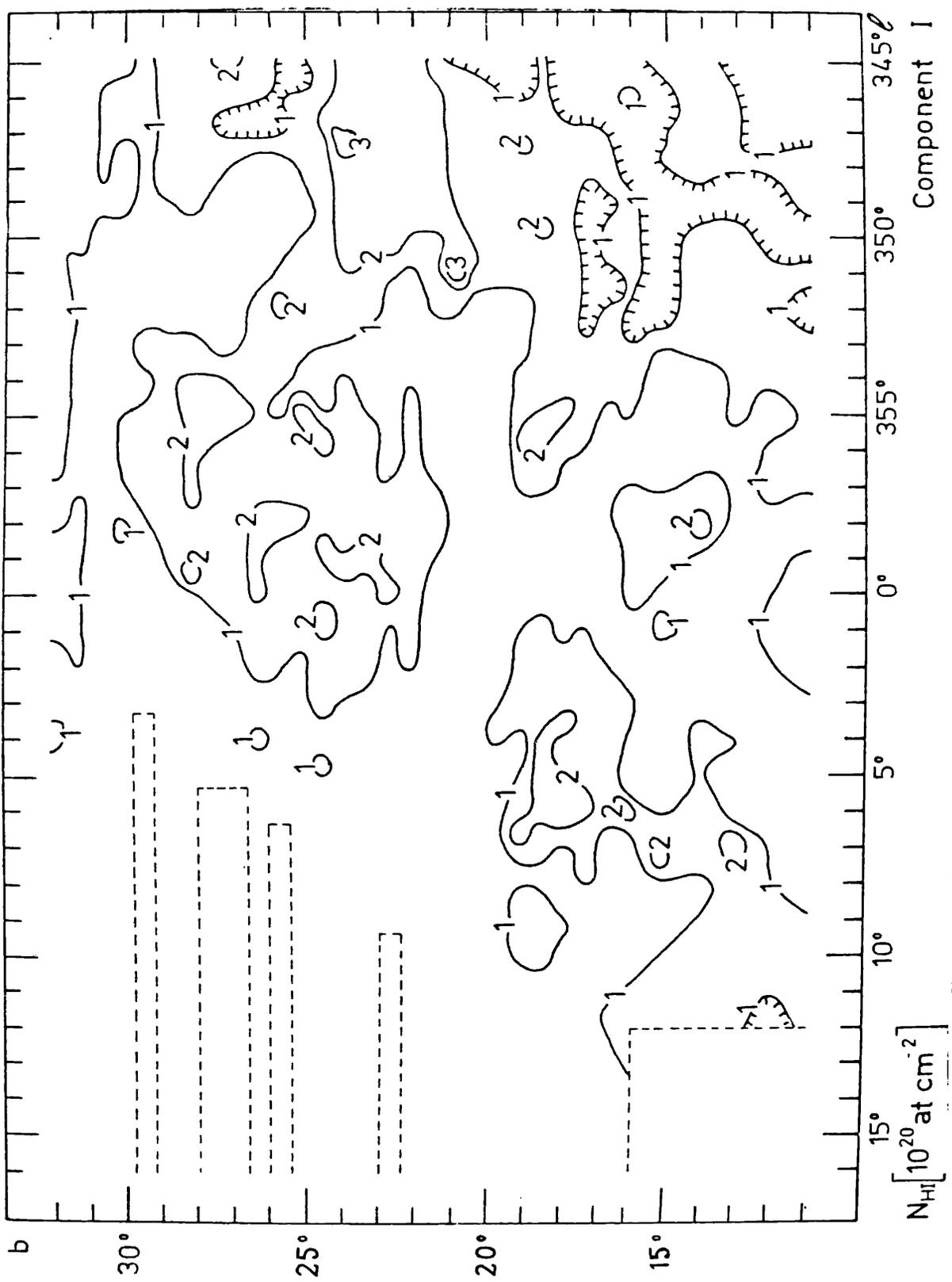


Fig. II.7: Idem Fig. II.5 para la componente I.

$N_{HI} [10^{20} \text{ at cm}^{-2}]$

más intensas. Por tanto, esperamos distinguirles mejor donde se encuentren aisladas; generalmente esto es así para  $|V| > 7$  km/s. Por otro lado, puede considerarse que el límite de detección debido a ruido, incertidumbres en el trazado de la línea de base, etc., es de 2 K (adoptando  $\sigma = 2.5$  km/s resulta  $N_{HI} \approx 0.23 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup>). Consideramos que para  $T_b \geq 6$  K ( $N_{HI} \geq 0.68 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup>), la velocidad media y la dispersión están bastante bien definidas, en promedio con un error menor que 2 km/s y 1 km/s, respectivamente. Tres componentes débiles pueden distinguirse fácilmente:

iv) La componente S tiene velocidades en el rango -14 a -10 km/s. Coincide con la nube de HI descrita por Sancisi y van Woerden (1970) y Olano y Pöppel (1981a). En la Fig. II.8 se muestra su distribución para valores de  $N_{HI} \geq 0.6 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup>. A niveles de  $N_{HI}$  más bajos la distribución se hace granulosa y su extensión duplica el área mostrada en la Fig. II.8.

v) Las componentes M y M' tienen velocidades que varían entre +11 y +15 km/s para la primera, y +14 y +19 km/s para la segunda. La separación de ambas componentes se hace dificultosa en muchos casos. M tiene una distribución espacial muy irregular (Fig. II.9), presentando un máximo notable en  $(l, b) \approx (4^\circ, +22^\circ)$  y otros a  $b < +16^\circ$ . M' es muy débil y su extensión está limitada a la región donde M es más intensa. M y M' involucran poca cantidad de gas. La densidad columnar máxima detectada en M' es  $N_{HI} = 0.6 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup> o  $T_b \approx 4-5$  K considerando  $\sigma \approx 2.5-3$  km/s. Este valor es un orden de magnitud menor que la densidad  $N_{HI}$  típica de las componentes G y P.

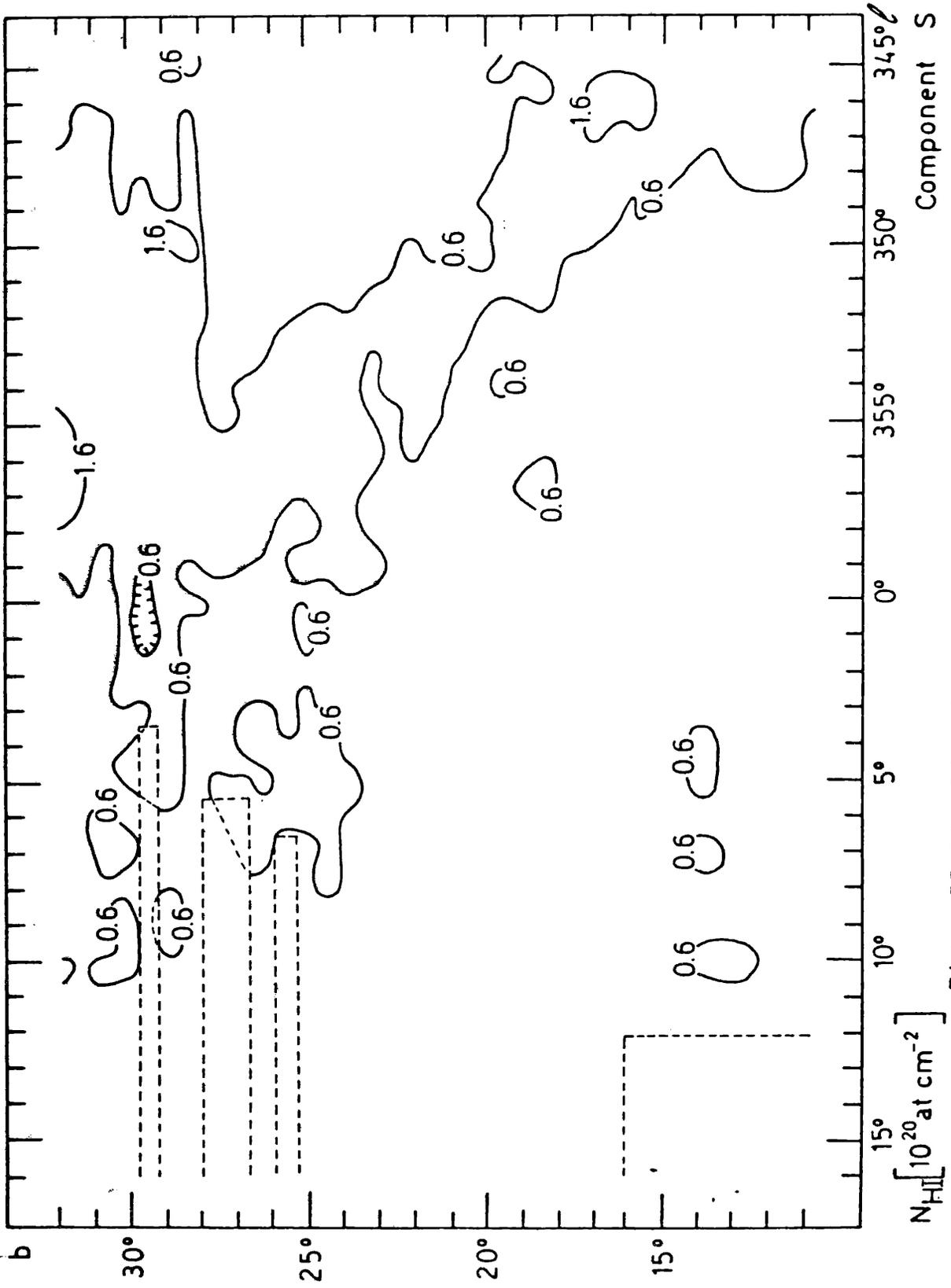


Fig. II.8: Idem Fig. II.5 para la componente S.

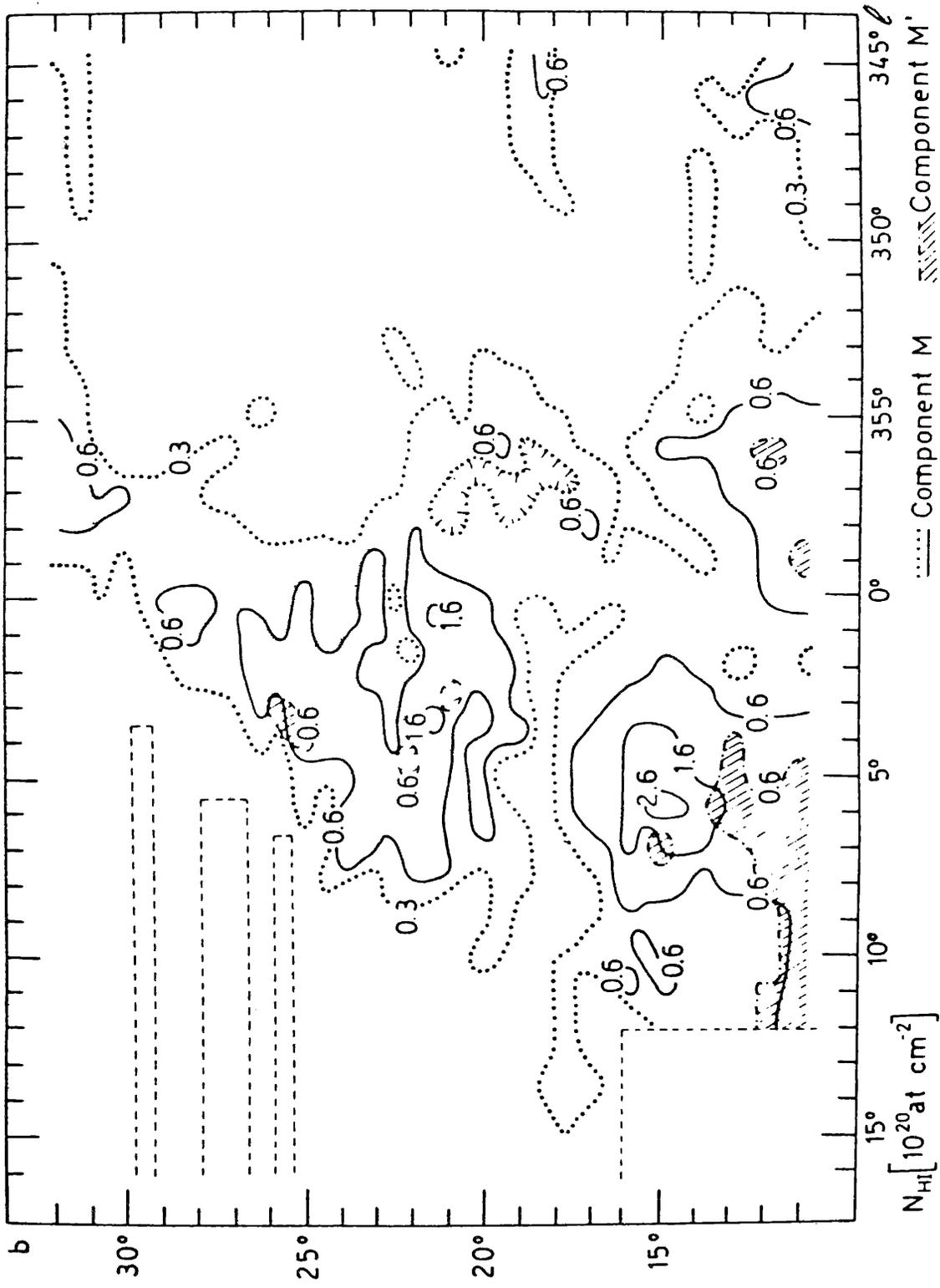


Fig. II.9: Idem Fig. II.5 para las componentes M y M'.

vi) La componente I' tiene velocidades entre -4 y -9 km/s. Su extensión espacial se muestra en la Fig. II.10. Está parcialmente superpuesta a la componente I y no siempre es fácil de separar de ésta. Como puede verse, presenta una distribución sumamente irregular. La comparación entre las Figs. II.10 y II.8 muestra que las componentes I' y S son complementarias. Esta característica fue mencionada también por Bystrova (1980) luego de comparar las isofotas para  $V = -6.1$  y  $-12$  km/s obtenidas con perfiles del relevamiento de HI en esta zona realizado con el radiotelescopio de Pulkovo.

En la Tabla II.1 se resumen las principales características de cada componente: su rango de velocidades  $\Delta V_r$  y su velocidad típica  $V_r$ , su densidad columnar típica  $N_{HI}$  y el área A de la región (II.1) donde está presente.

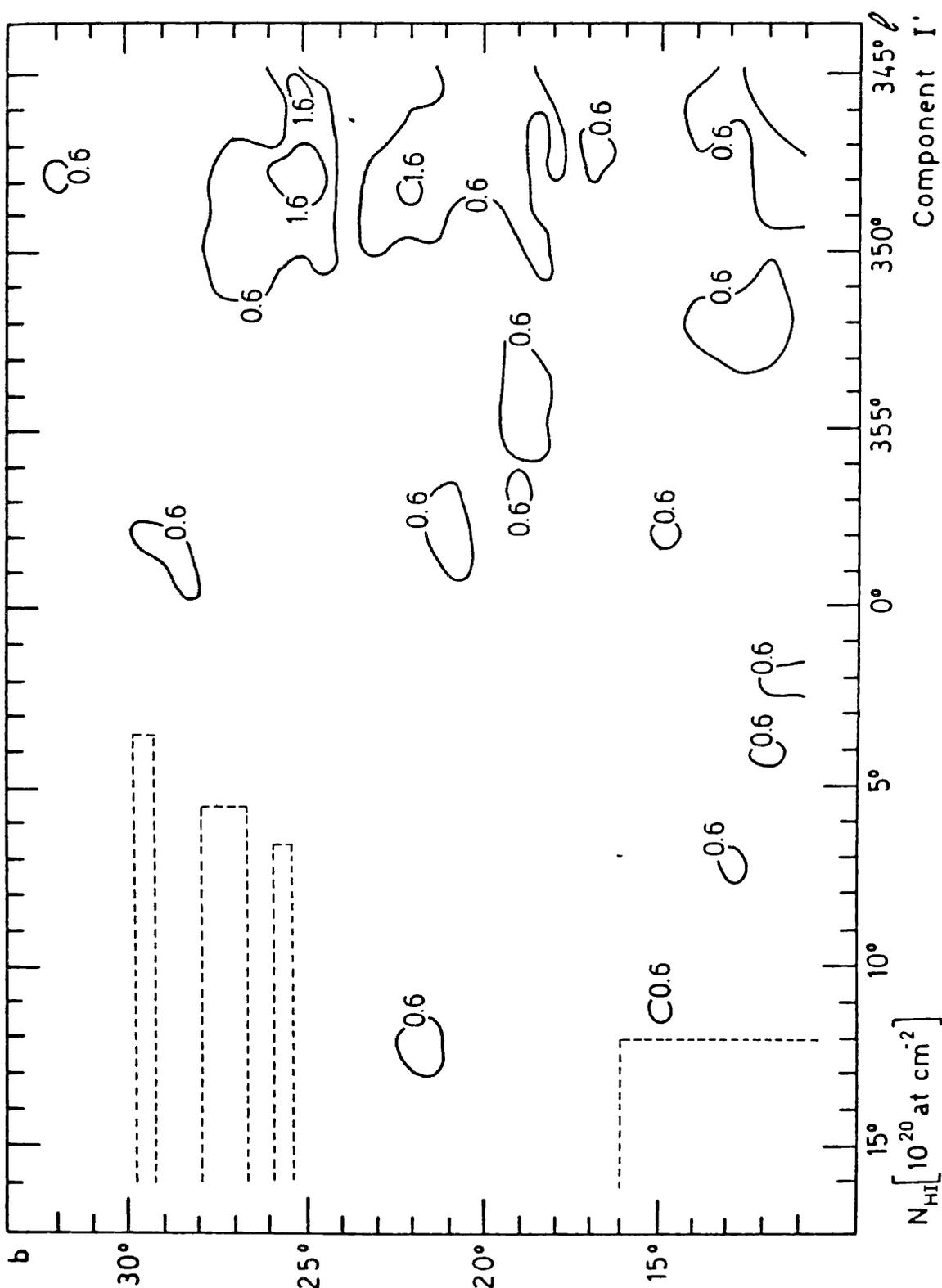


FIG. II.10: Idem Fig. II.5 para la componente I'.

TABLA II.1  
Datos relevantes de las componentes angostas

Compon.	$\Delta V$ r -1 (km.s <sup>-1</sup> )	V r -1 (km.s <sup>-1</sup> )	N HI 20 <sup>-2</sup> (10 <sup>-2</sup> cm <sup>-2</sup> )	A
G	-0.5 a +2.5	+1.5	5	550
P	+3.5 a +8	+5	3	380
I	-8 a -2	-4	1	400
S	-14 a -10	-12	1	130
I'	-9 a -4	-7.5	0.8	50
M	+11 a +15	+11	1	50
M'	+14 a +19	+17	0.4	55

PARTE B: COMPARACION DE LA DISTRIBUCION DEL HI CON  
LA DE OTROS INTEGRANTES DEL MEDIO INTERESTELAR

6. COMPARACION DE LOS RESULTADOS DEL ANALISIS EN COMPONENTES  
GAUSSIANAS CON OBSERVACIONES DE LINEAS INTERESTELARES OPTICAS Y  
DE ABSORCION EN DIRECCION DE RADIOFUENTES

Las componentes halladas en nuestro análisis gaussiano se compararon con observaciones de líneas interestelares y con mediciones de absorción en la línea de 21 cm.

Se consideraron en primer lugar observaciones fotoeléctricas de alta resolución de líneas de sodio interestelares en el espectro de estrellas de la región (II.1). La comparación de estas líneas con las componentes de HI se basa en la suposición de que el sodio y los átomos de hidrógeno se encuentran bien mezclados (Habing 1969).

Se seleccionaron las observaciones interferométricas de las líneas D del Na I de Hobbs (1969) obtenidas con una resolución de 0.51 km/s. Los datos ópticos y de HI a comparar tienen diferente resolución espacial y, además, los perfiles de HI, elegidos de una grilla, pueden diferir hasta en 0.25 de la posición estelar.

En la Tabla II.2 se dan los resultados de la comparación. Los nombres y las coordenadas de las estrellas están en las primeras dos columnas, y en la 3 las velocidades de todas las componentes de HI encontradas en el análisis (las componentes con  $N_{HI} > 10^{20}$  cm están subrayadas). En la col. 4 se listan las

velocidades de las componentes interestelares de Na I encontradas por Hobbs (1969), leídas de su Fig. 3 y referidas al LSR. Los datos ópticos entre paréntesis pueden corresponder a una línea interestelar o a una línea telúrica o bien, a una mezcla de ambas (Hobbs 1969). El superíndice indica la calidad de la identificación:

- 1; la diferencia en velocidades  $V_{HI} - V_{NaI}$  entre la componente de HI y la de Na I (simple) es menor que 2 km/s (23 casos);
- 2; la componente de HI corresponde a dos líneas ópticas simples, y la diferencia entre cada una de éstas y la de HI es menor que 2 km/s (4 casos);
- 3; dos componentes de HI se ven como una línea óptica clasificada por Hobbs como posiblemente múltiple (5 casos);
- \*; las componentes de HI están fuera del rango de velocidades de la observación óptica.

Para los 23 casos tipo 1 la diferencia media  $\overline{V_{HI} - V_{NaI}} = -0.1$  km/s, con una dispersión de 1 km/s.

Como puede verse, las componentes S, I', I, G y P tienen generalmente un buen acuerdo con las líneas interestelares.

El análisis gaussiano puede compararse también con observaciones de HI en absorción obtenidas en dirección de radiofuentes. Se seleccionaron mediciones de Crovisier y otros (1978), Lazareff (1975) y Mebold y otros (1982). La comparación se da en la Tabla II.3. En la primer columna están las coordenadas de las radiofuentes y las del perfil de HI (estas últimas entre paréntesis). Las leves diferencias de posición entre ambos tipos de observación no tienen importancia debido al



TABLE 11.3

Comparación de las componentes de HI en emisión con las detectadas en absorción en dirección de radiofuentes

l, b	v		σ		Ref.	
	a	a	HI	HI		
	-1	-1	-1	-1		
	(km.s )	(km.s )	(km.s )	(km.s )		
356.22,+31.8 (356.5,+31.8)	+1.0		<u>+0.5</u> +5.3	2.5 2.5	G P	a
1.92,+30.44 (1.8,+30.6)	-1.4 +3.0	2.4 1.4	-1.0 <u>+3.5</u>	2.5 2.5	G P	a
3.17,+25.5 (3.0,+25.65)	+3.4	2.0	<u>+4.4</u> -0.5	2.5 2.5	P G	a
348.81,+13.31 (349.0,+13.0)	+3.0	3.5	<u>+1.8</u> +6.5	2.5 2.5	G P	a
351.90,+14.34 (352.0,+14.0)	+5.1	2.6	<u>+6.7</u> <u>+1.5</u>	2.5 2.5	P G	a
357.61,+14.68 (358.0,+15.0)	+2.5	2.9	<u>+1.3</u> <u>+6.3</u>	2.5 2.5	G P	a
7.72,+21.41 (7.9,+21.4)	+0.7	3.7	<u>+0.4</u> <u>+6.0</u>	2.5 2.5	G P	a
12.32,+23.04 (12.7,+23.1)	+2.3	2.4	<u>+1.5</u>	2.5	G	a
12.0,+10.8 (12,+11)	+5.2	1.6	+6.3	2.5	P	b
	+14.3	1.5	+14.0	2.0 *	M	
	+1.3	1.5	<u>+1.5</u>	2.5	G	
	+4	2.6		id.		c
	+14	3.0				
350.61,+23.36 (351.0,+23.1)	-4.3 +1.2 +8.1	0.8 1.6 0.4	-4.4 <u>+2.1</u> +9.5	2.5 2.5 2.0	I G P	a
346.18,+17.18 (347.9,+17.2)	+1.1 +6.1	0.8 2.3	+1.9 <u>+6.0</u>	2.5 2.5	G P	a
14.05,+27.32 (14.3,+28.2)	+3.8	2.1	<u>+3.2</u>	2.5	G	a
15.62,+12.32 (12.0,12.0, mas cercano)	-4.5 +4.4	1.1 2.5	-4.8 <u>+1.0</u> <u>+6.5</u>	2.0 2.5 2.5	I G P	a

20 -2

\* N < 1.0 x 10 cm

HI

Referencias: a) Crovisier y otros (1978)  
b) Mebold y otros (1982)  
c) Lazareff (1975)

tamaño de las nubes difusas. En la segunda columna se dan la velocidad central  $V_D$  y la dispersión en velocidades  $\sigma_D$  de las componentes vistas en absorción; en la tercera, están los correspondientes valores  $V_{HI}$  y  $\sigma_{HI}$  de las componentes anchas en emisión encontradas en este trabajo en los perfiles de HI. Se han subrayado las componentes con  $N_{HI} \geq 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . En la última columna se indica la referencia correspondiente al dato de absorción.

Surge de la tabla que las principales componentes anchas ajustadas en el perfil de HI han sido detectadas en mediciones de absorción. Sin embargo, en algunos casos particulares, las componentes intensas vistas en emisión no tienen contraparte en absorción. Probablemente esto se deba al hecho de que las mediciones de absorción reflejan más bien las porciones más frías y densas del gas interestelar. Además, requieren buena sensibilidad para su detección. A modo de ejemplo se indica que la componente detectada en absorción en  $l = 12^\circ.0$ ,  $b = +10^\circ.8$  a  $V_D = 1.3 \text{ km/s}$  por Mebold y otros (1982) no pudo ser detectada por Lazareff (1975) pese a tener una muy intensa contraparte en emisión.

Dejando de lado el segundo objeto de la última fuente de la Tabla II.3 (debido a probables efectos de superposición de componentes), para cada componente vista en absorción existe una contraparte en emisión con un acuerdo bastante razonable en velocidad y ancho. La diferencia media es  $\overline{V_D - V_{HI}} = -0.2 \text{ km/s}$ , con una dispersión de  $0.8 \text{ km/s}$ .

Se advierte en la tabla la ausencia de componentes de

absorción anchas. Este hecho es consistente con la baja profundidad óptica del medio internubes.

Concluimos entonces que las componentes angostas encontradas en el análisis gaussiano de los perfiles de HI tienen, en general, contraparte óptica en las líneas de Na I observadas en dirección de estrellas tempranas de la asociación. Las componentes de HI más intensas han sido detectadas, además, en el espectro de absorción de radiofuentes extragalácticas. Esto constituye un buen argumento en favor de la existencia real de las componentes angostas resultantes del análisis gaussiano a pesar del grado de complejidad de los perfiles y de las dificultades intrínsecas al análisis mencionadas en 4.b ii). Las componentes encontradas corresponderían a nubes difusas predominantemente neutras del medio interestelar.

El hecho de que las componentes gaussianas tengan contraparte en el espectro de estrellas pertenecientes a Sco OB2 sugiere que las nubes de gas están ubicadas estadísticamente más cerca del Sol que las estrellas. Sancisi (1974) formula esta hipótesis para el gas que describe. Una conclusión similar surge de comparar las densidades columnares de hidrógeno neutro obtenidas en base a la línea de 21 cm con las derivadas a partir de observaciones en el rango UV. La comparación puede hacerse en base a la Tabla II.4. En las columnas 1 y 2 se indican, respectivamente, el nombre de la estrella y su distancia. En la col. 3 se da la densidad columnar de hidrógeno neutro derivada a partir de observaciones en el UV ( $N_{HI}(UV)$ ) por Bohlin y otros (1978); en la 4, las densidades columnares obtenidas para cada

TABLA II.4  
 Densidades columnares de HI obtenidas a partir de observaciones UV y de la línea de 21 cm

(1) Estrella	(2) r (pc)	(3) N (UV) HI 20 -2 (10 cm)	(4) N (21 cm) HI 20 -2 (10 cm)						(5) N (21 cm) total HI 20 -2 (10 cm)	
			S	I'	I	G	P	M	C.B.	
1 Sco	232	15.5±20%	0.7	0.7	2.3	5.6	0.3		3.4	12.3
π Sco	171	5.5±10%	0.05	0.9	1.0	2.3	0.2		3.7	8.2
δ Sco	155	14±20%	0.2	0.6	3.0	2.7	0.4		3.2	10.1
β' Sco	161	12.4±10%	0.7	0.8	0.8	6.4	0.3		3.1	11.3
ω' Sco	227	15.0±20%	1.0	0.3	0.3	5.6	1.0	0.4	3.3	11.6
ρ Sco	174	14±40%	0.7	0.2	0.2	5.9	1.2		3.3	11.3
σ Sco	142	22±40%	0.4	0.8	0.8	6.4	3.3		4.4	15.3
ρ Oph	174	65±20%		0.5	1.6	5.7	1.9		4.1	13.8
χ Oph	134	14±20%	0.4	1.3	0.4	4.2	4.3	0.3	3.6	14.5
22 Sco	217	9±20%		0.4	1.2	4.6	2.0		4.6	12.8
ζ Sco	236	3.1±10%	0.2	0.8	1.4	4.8	2.8	0.4	5.7	16.1
ξ Oph	138	5.2±5%	0.5	0.5	5.3	2.2	0.8	0.8	3.1	12.4

una de las componentes ajustadas en el perfil de 21 cm más cercano a la estrella ( $N_{HI}(21 \text{ cm})$ , incluida la componente ancha); finalmente, en la col. 5 se da la densidad columnar total ( $N_{HI}(21 \text{ cm})$ ) de cada perfil. La tabla muestra que sólo en las direcciones de  $\zeta \text{ Sco}$ ,  $\zeta \text{ Oph}$  y  $\rho \text{ Oph}$  hay diferencias significativas entre las columnas 3 y 5. Para las dos estrellas mencionadas en primer término  $N_{HI}(21 \text{ cm})$  es considerablemente mayor que  $N_{HI}(UV)$ , indicando probablemente que una importante cantidad de gas neutro se encuentra detrás de las estrellas. Con referencia a  $\rho \text{ Oph}$ , el valor de col. 3 cuatriplica al de col. 5. Este hecho podría explicarse considerando la existencia de nubes densas mucho más pequeñas que el haz de la antena, o admitiendo que el gas tenga gran profundidad óptica (Bohlin y otros 1978). Dejando de lado estas tres estrellas, la similitud de los valores de cols. 3 y 5 indica que las estrellas se encuentran más lejos del Sol que el grueso de la masa de gas. Se entiende que el gas y las estrellas no estarían estrictamente separados, ya que el espesor radial de la capa de gas es sin lugar a dudas considerable (ver Sección 9) y las distancias estelares oscilan entre 138 y 236 pc.

## 7. COMPARACION DE LA DISTRIBUCION DEL HI CON LA CORRESPONDIENTE A NUBES OSCURAS

### 7.a. Material oscuro

En la Fig. II.11 se muestra el mapa de distribución fotográfica A<sub>ph</sub> derivado por Rossano (1978). La distribución del gas oscuro es, como puede verse, bastante irregular (grumosa). Es notable la presencia de una zona de transparencia al NO de la nube oscura de  $\rho$  Oph. Los relevamientos de Khavtassi (1960) y Lynds (1962) indican, también, que no hay nubes oscuras en esa dirección. La "ventana" puede verse, además, en el mapa de enrojecimiento obtenido a partir de datos de HI y de recuentos de galaxias por Burstein y Heiles (1982), en la distribución del HI vinculado al Cinturón de Gould (Fig. II.3) y en la de la componente G (Fig. II.5). En base a la Fig. II.11 puede estimarse que la zona está centrada en  $l \sim 349^\circ$ ,  $b \sim +21^\circ$  con un diámetro de  $5^\circ$  ó  $6^\circ$ .

La nube preestelar de Blaauw (1978) (Fig. II.11) coincide con la región HII Sivan 10 y parcialmente con el área de transparencia mencionada.

En la Fig. II.11 se muestra la posición de objetos considerados buenos trazadores de regiones de reciente formación estelar: estrellas T Tau, nebulosas de reflexión y miembros de la asociación Sco R1. Las estrellas T Tau han sido tomadas de Herbig y Rao (1972), Herbst y Warner (1981) y Henize (1976) (de este último autor sólo se tomaron casos confirmados); las nebulosas de reflexión, de Dorschner y Gürtler (1963) (sólo las de tamaño mayor que  $5' \times 5'$ ); y los miembros de Sco R1, de Racine (1968). Como puede verse, la formación estelar ha sido más eficiente en el IV cuadrante, siendo la región de  $\rho$  Oph el área más activa. La ventana en la distribución del material oscuro

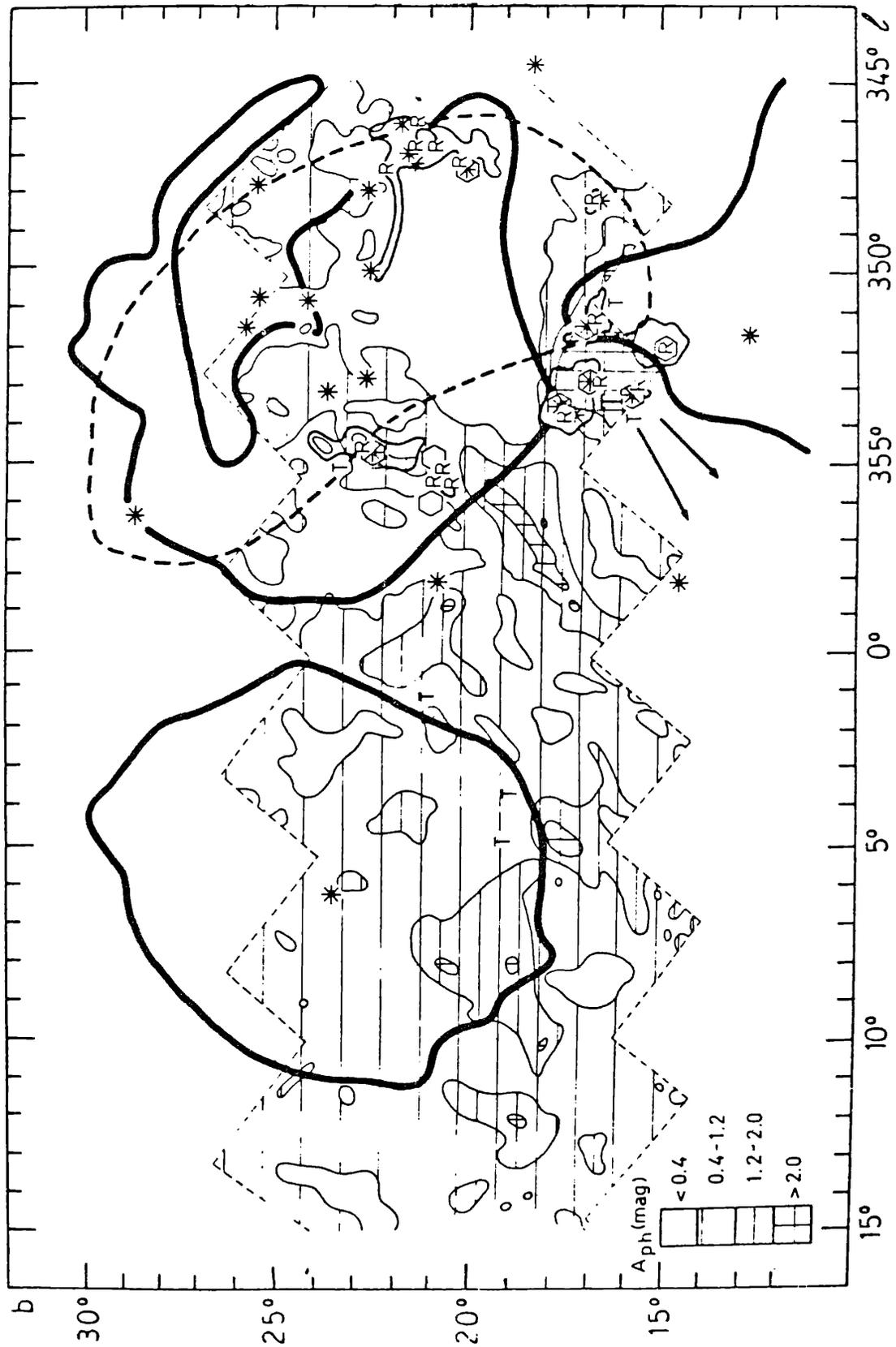


Fig. II.11: Distribución de la absorción fotográfica  $A_{ph}$  en la región de Sco-Oph (Rossano 1978). Las líneas gruesas delimitan las regiones HII Sivan 9 y 10 y S 27; las líneas finas delimitan las nebulosas brillantes (Khavtassi 1960); la línea de rayas, la nube preestelar de Blaauw (1978). Se ha marcado la ubicación de diferentes objetos estelares: las estrellas de la asociación Sco OB2 (\*), las estrellas T Tau (T) (la 'T' grande representa un grupo de estrellas T Tau en  $\rho$  Oph), y los miembros de la asociación Sco R1 (O). La letra 'R' indica la presencia de nebulosas de reflexión.

aparece delimitada por las estrellas T Tau, las nebulosas de reflexión y la asociación Sco R1. En el I cuadrante, en cambio, el proceso de formación estelar no se ha desarrollado plenamente, apareciendo sólo unas pocas estrellas T Tau.

En la Fig. II.12 se ha graficado  $N_{HI}$  en función de la absorción visual  $A_V$ . Los valores de  $A_V$  han sido tomados en dirección a estrellas individuales (Neckel 1967, Krelowski y Strobel 1983) y cúmulos globulares (Zinn 1980). La ausencia de correlación entre  $N_{HI}$  y  $A_V$  se verifica tanto para las componentes G y P (partes a y b de la Fig.) como para la densidad columnar total (parte c). La línea punteada corresponde al cociente

$$\left\langle \frac{N(HI+H_2)}{E(B-V)} \right\rangle = 5.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$$

derivada por Rohlin y otros (1978).

Aceptando que Sco OB2 tenga una proporción gas-polvo constante la falta de correlación podría explicarse considerando que se ha formado hidrógeno molecular (Garzoli y Varsavsky 1966, Knapp y Kerr 1974, Lebrun y Huang 1984). Desafortunadamente, solo dos pequeñas áreas de la región (II.1) han sido relevadas sistemáticamente en busca de nubes moleculares. En el área de Ophiuchus el estudio más extenso ha sido hecho por Wouterloot (1981) en líneas de OH en 18 cm abarcando un área de  $48^\circ$ ; este autor, sin embargo, no ha hecho una comparación detallada entre HI y OH. La segunda área cubre  $l \gg 8^\circ$ ,  $+10^\circ < b < +24^\circ$  y fue analizada en 2.6 mm (línea de CO) por Lebrun y Huang (1984). Estos autores mostraron que existe una correlación entre la

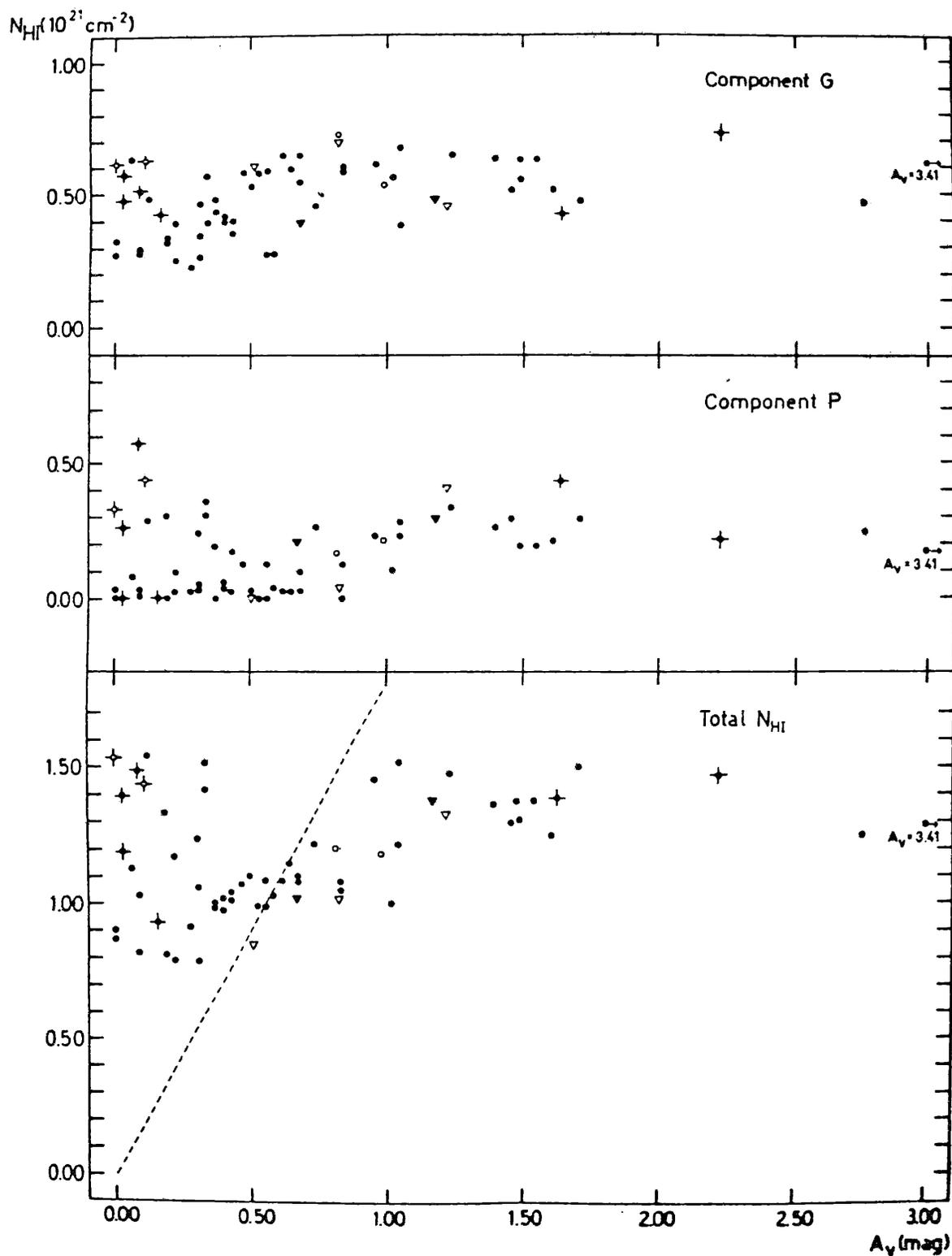


Fig. II.12: Distribución de densidad columnar  $N_{HI}(A_V)$  en dirección de estrellas (\*) o cúmulos globulares ( $\nabla$ ) en la zona de Sco-Orn. Los símbolos llenos corresponden a objetos del IV cuadrante galáctico, mientras que los restantes pertenecen al I. Las cruces indican que las estrellas están ubicadas a distancias menores que 150 pc. La línea de puntos corresponde a la relación entre  $N_{HI+H_2}$  y  $A_V$  encontrada por Bohlin y otros (1978).

deficiencia de HI y la intensidad integrada de la línea de CO, dando así una evidencia en favor de la hipótesis de formación de H<sub>2</sub>. Es probable que se descubran otras nubes moleculares en la zona cuando se encaren relevamientos más extensos.

La parte c de la Fig. II.12 recuerda el caso del complejo gas-polvo en la vecindad de la asociación Per OB2 (ver Fig. 11 de Sancisi y otros 1974). Al igual que Sco OB2, Per OB2 pertenece al Cinturón de Gould. Los mencionados autores encuentran que en Per OB2 existe correlación entre densidad columnar de OH y extinción.

#### 7.b. Observaciones de líneas moleculares en zonas oscuras

Las componentes angostas de HI pueden compararse con observaciones de líneas moleculares. Para ello se seleccionaron estudios de nubes oscuras dentro de la región (II.1). El análisis en componentes se extendió, en algunos casos, a  $b > +32^\circ$ , con el fin de incluir algunas pequeñas nubes oscuras a alta latitud.

En la Tabla II.5 se resumen los resultados: en la col. 1 se da el número de referencia del catálogo de Lynds (1962); en la 2, las coordenadas galácticas; en la 3, las coordenadas del perfil de HI más cercano; en la 4, el área de la nube; en la 5, su clase de opacidad en la escala de Lynds; en la 6, las principales especies moleculares observadas en dirección a la nube; en la 7, el número de detecciones moleculares diferentes utilizadas para hallar la velocidad promedio  $\bar{V}_{mol}$ , la que se

Comparación de las componentes de HI en emisión con líneas moleculares y líneas de autoabsorción de HI

TABLA II.5

(1) Obj.	(2) l b	(3) l' b'	(4) A (sq. deg.)	(5) Cl. Op.	(6) Especies observ.	(7) n	(8) V mol (km/s)	(9) V f (km/s)	(10) V f (km/s)	(11) V HI (km/s)	(12) Ref.
L134	4.2 35.8	3.7 36.0	0.22	5	CO, H <sub>2</sub> CO, OH, CH, C <sub>4</sub> H, CS, NH <sub>3</sub>	15	+2.6±0.4	+0.5 +3.0	5.0 4.0	+1.2, (+10.6), (-3.9)	a,b,c,d,e,f,g,h,i,j,k,l,m,n,o,p,q,r
L43	1.4 21.0	1.6 20.8	0.07	6	CO, H <sub>2</sub> CO	6	+0.5±0.3			+0.4, +5.7, (-3.7)	b,e,r,l
L63	1.8 16.6	1.5 16.6	0.037	6	C <sub>2</sub> H, HCO, C <sub>4</sub> H, HNC, H <sub>2</sub> CO, CCH, HC <sub>3</sub> N	31	+5.8±0.3	+4.5	3.3	+1.1, +5.7	i,m,n,o,p,q
L121	3.6 21.0	3.6 20.8	0.017	5	NH <sub>3</sub> , CO	9	-0.3±0.3	+1.3	2.4	+1.5, +7.0, (-3.5)	e,r,i,w
L255	8.6 22.0	8.2 22.0	0.032	6	CO, H <sub>2</sub> CO	5	+3.9±0.4	+4.2*		-0.2, +5.3	b,e,r,r,i
L1719	355.6 20.8	355.9 20.8	0.61	5	CO, CH	5	+3.6±0.4			-1.5, (+6.3)	c,r,e,s,i
L1778	359.1 36.8	358.6 37.8	0.086	5	CO, H <sub>2</sub> CO	6	+3.5±0.3	+4.6	2.1	+1.0, (+8.0)	b,e,r,r,i,v
L134N	6.0 36.7	5.9 36.0			H <sub>2</sub> CO, NH <sub>3</sub> , HC <sub>3</sub> N, CH, HCO, C <sub>4</sub> H, CCH, HNC, HCN	21	+2.6±0.3	+2.1	3.6	+0.2, (+8.3)	b,d,g,h,i,s,t,r,o,i,n,i,o
L183	5.7 36.6	5.9 36.0	0.240	5	CH, CO	5	+2.7±0.5	+3.0		+0.2, (+8.3)	e,r,s,r,i,k
L1681	353.0 16.7	353.0 16.6	0.202	5	CO	4	+3.7±0.4	+3.8*		+1.0, +6.4	e
L1	0.2 21.8	0.4 22.0	0.05	3	CO, H <sub>2</sub> CO	3	+0.8±0.5	+0.0*		0.0, +5.3	b,r,i

Referencias:

- a) Penzias y otros (1972)  
 b) Dieter (1973)  
 c) Milman y otros (1975)  
 d) Heiles (1973)  
 e) Myers y otros (1983)  
 f) Cuddeback y Heiles (1969)  
 g) Hjalmarson y otros (1977)  
 h) Rydbeck y otros (1976)  
 i) Guelin y otros (1982)  
 j) Martin y Barrett (1975)  
 k) McCutcheon y otros (1978)  
 l) Elmesreen y Elmesreen (1979)  
 m) Wooten y otros (1980)  
 n) Wooten y otros (1982)  
 o) Snell (1981)  
 p) Vanden Raut y otros (1983)  
 q) Ho y otros (1978)  
 r) Dickman (1975)  
 s) Cheung y otros (1973)  
 t) Snell y otros (1981)  
 u) Sancisi (1971)  
 v) Mahoney (1972)  
 w) Knapp (1974)

indica en la col. 8; en la 9, la velocidad  $V_f$  de la autoabsorción por hidrógeno frío (un asterisco indica que el dato proviene del presente trabajo); en la 10, el ancho mitad correspondiente al valle de autoabsorción; en la 11, las velocidades  $V_{HI}$  de las componentes resultantes del análisis gaussiano que tienen  $N_{HI} > 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  (la componente más intensa en cada caso ha sido subrayada; algunas componentes con  $N_{HI} < 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , están entre paréntesis); finalmente, en la 12, se indica la referencia bibliográfica.

Varias conclusiones surgen de la Tabla. Las velocidades moleculares son, en casi todos los casos, levemente positivas, y, en general, sólo se detectó una componente en cada posición. Las velocidades de algunas nubes moleculares ajustan bien con las componentes de HI, como por ejemplo L43 y L63. Sin embargo, en general, no parecen tener una contraparte definida en las componentes difusas en emisión. Además, dado que en todos los casos  $|V_{mol} - V_{HI}| < 2.5 \text{ km/s}$ , las finas líneas moleculares están dentro del rango de error de la velocidad central de la gaussiana.

El pequeño ancho en velocidades de las líneas moleculares sugiere que las moléculas y las nubes oscuras están confinadas en densos grumos dentro de las nubes difusas. Esta posibilidad fue mencionada por Kazès y otros (1981) para el caso del CO. El valor medio de la diferencia  $\overline{V_{mol} - V_f} = -0.16 \text{ km/s}$  y  $\sigma = 0.9 \text{ km/s}$  indican que el hidrógeno frío que origina el valle de absorción en el perfil de HI está vinculado a la nube molecular.

Pueden mencionarse, además, observaciones de líneas de OH en dirección a  $\zeta$  Oph y posiciones vecinas dentro de la región HII con una resolución de 0.6 km/s (Crutcher 1979). Estas observaciones revelaron la presencia de dos componentes de OH. En dirección a  $\zeta$  Oph, sus velocidades son:  $V_1 = -0.5$  km/s (componente 1) y  $V_2 = +5.5$  km/s (componente 2). La componente 1 mantiene constante su velocidad, mientras que la componente 2 varía en hasta 2.5 km/s en los demás puntos observados. Varias de estas observaciones corresponden a posiciones sobre la nube 5 de Heiles (1968) y otras nubes oscuras detectadas sobre la región. Las velocidades de la componente 6 ajustan muy bien con las de la componente 1. Para la componente 2, en cambio, el acuerdo con  $V_p$  no es tan bueno.

## 8. EL MATERIAL IONIZADO

Varias regiones HII están presentes en la zona delimitada por (II.1). En la Fig. II.13 se muestra una isofota derivada por gentileza de Schlosser y Musculus mediante un proceso de digitalización aplicado a una placa obtenida en la línea de emisión H $\alpha$  (Sivan 1974). Se observan en esta placa las regiones HII S 27, Sivan 10 y Sivan 9, cuyas principales características describimos en la Tabla II.6: en las columnas 1 y 2 se dan el nombre y las coordenadas  $l, b$  del centro de las regiones HII; en la 3, sus tamaños angulares  $\phi_1 \times \phi_2$ ; en la 4, sus distancias medias  $r$  y en la 5, las correspondientes medidas lineales  $D_1 \times D_2$ ;

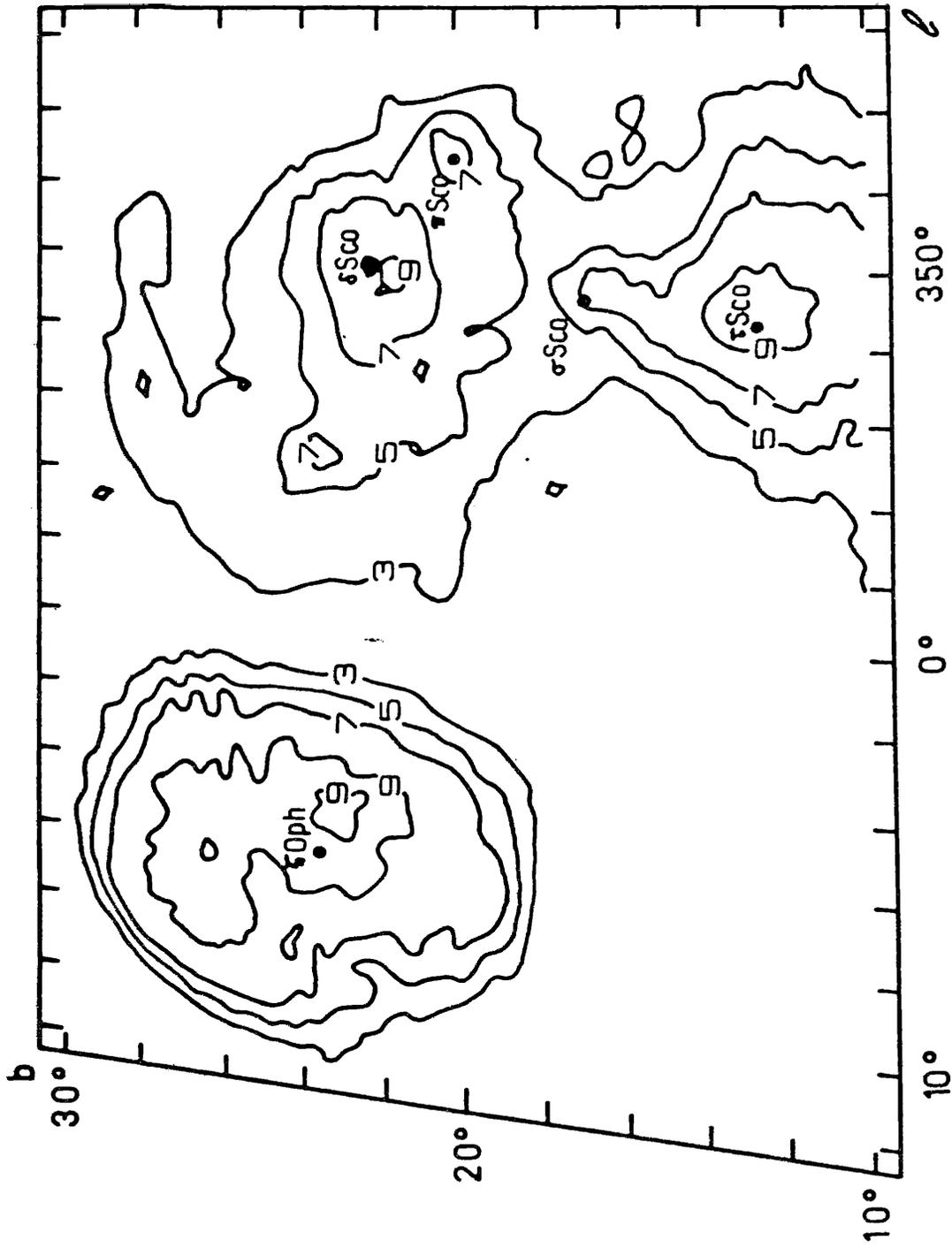


Fig. II.13: Diagrama de contornos de igual intensidad de la línea H $\alpha$  en unidades arbitrarias. Se indican las posiciones de las estrellas excitatrices de las regiones H II S 27 ( $\gamma$  Oph), RCW 129 ( $\delta$  Sco), S 1 ( $\pi$  Sco), S 7 ( $\delta$  Sco) y S 9 ( $\sigma$  Sco).

en las 6 y 7 se dan, respectivamente, los nombres de los subcentros de intensa emisión  $H\alpha$  y sus coordenadas  $\ell', b'$ ; en col. 8 se dan las dimensiones  $\Delta\ell' \times \Delta b'$  estimadas para dichos subcentros intensos derivadas de la Fig. II.13 luego de restar el fondo; en col. 9, las probables estrellas excitatrices con sus clasificaciones espectrales; en la col. 10, las distancias a las estrellas  $r_*$ ; en la col. 11, las correspondientes dimensiones  $d'\ell' \times d'b'$  de los subcentros intensos en base al valor de  $r_*$ ; en la col. 12 se dan las densidades electrónicas medias; en la 13, las velocidades radiales de la línea  $H\alpha$ , medidas por diferentes autores; en la 14, el parámetro de excitación  $U = r_S (n_e n_H^+)^{1/3}$ , donde  $n_e$  es la densidad electrónica,  $n_H^+$ , la densidad de núcleos de hidrógeno, y  $r_S$ , el radio de Strömsgren; finalmente, en la col. 15 se dan las masas ionizadas de las regiones HII derivadas a partir de observaciones de densidad de flujo en el continuo de radio (considerando una distancia de 170 pc para la región emisora).

Debe acotarse que los parámetros mencionados en la tabla no constituyen un grupo estrictamente homogéneo debido a la diversidad de métodos empleados en su derivación.

A continuación se analiza cada región HII individualmente.

### 8.a. S 27

La región más intensa en la línea  $H\alpha$  es S 27. Está excitada por  $\zeta$  Oph, la "run away star" de Sco OB2. Las distancias estimadas para la estrella oscilan entre 138 pc

Tabla II.6  
Parámetros de las resonancias HII

(1) Nombre	(2) I b	(3) $\phi \times \phi$ 1 2 (seg. distr.)	(4) $r$ 1 2 (PC)	(5) $\phi \times \phi$ 1 2 (PC)	(6) Centros más Brillantes	(7) I' b'	(8) $\Delta I' \times \Delta b'$	(9) Estr. exc. y Cl. Esp.	(10) $r$ * (PC)	(11) $d \times d$ 1 b (PC)	(12) $n$ e (cm) -3	(13) $v$ LSR (km/s) -1	(14) U (PC, cm) -2	(15) $M$ HII ( $M_{\odot}$ )
Sivan 10	352	14 <sup>a</sup>	174	39	S1	347.2 +20.3	2 1.6	$\pi$ Sco RIV	171	6 5	3.9		4.3	6.8
	+24	12		36	S7	349.8 +22.3	3.6 4	$\zeta$ Sco ROV	155	14 11	2.0 <sup>m</sup> 0.31 <sup>n</sup>		22	153
Sivan 9	351.5	10 <sup>a</sup>	182	31	RCW129	351.9 +12.7	6 6	$\zeta$ Sco ROV	236	24 25	2.2	+3.5	22	73
	+12	7		22	S9	351.3 +17.0	2.5 2	$\sigma$ Sco R1111	142	6 5	8.2 <sup>h</sup> 0.11 <sup>m</sup>	+3.5 <sup>c</sup> +6.4 <sup>j</sup> (+4.5) <sup>i</sup>	5.6	14
S27	6.3		170				9 10.5	$\Sigma$ Oph 09.5V	138	22 25.3	3.65 <sup>n</sup> 0.27 <sup>m</sup>	+5.9 <sup>c</sup> +0.7 <sup>s</sup> +4.2 <sup>k</sup> (-0.6) <sup>k</sup> (+3.0) <sup>i</sup>	32	
	+23.5													

Referencias: a) Sivan (1974); b) Sherrless (1959); c) Georselin y Georselin (1970); d) Georselin y otros (1973); e) Georselin (1975); Rodgers y otros (1960); f) Reynolds y Ouden (1982); g) Reart y otros (1980); i) Rlitz y otros (1982); j) Courtes y otros (1966); k) Crutcher (1979); l) Chaffee y White (1982); n) Elmesreen (1975); p) Bohlin y otros (1978); a) Panasia (1973).

(Bohlin y otros 1979) y 200 pc (Lesh 1968). Las componentes de su movimiento propio son:  $\mu_{\alpha} = +0.00076$  s/año y  $\mu_{\delta} = 0.0226$  "/año (Fricke y Kopf 1963). A una distancia  $r_{*} = 138$  pc, estos valores corresponden a una velocidad transversal  $v_t = 28.4$  km/s. Las componentes de su velocidad indican que proviene de una dirección que pasa aproximadamente por  $\pi$  Sco.

¿Es posible observar una deformación de la región HII en la dirección del movimiento transversal de  $\xi$  Oph? Si  $n_e$  es la densidad electrónica media y  $\alpha_B$  el coeficiente de recombinación del hidrógeno a niveles excitados, la extensión angular adicional  $\Delta\phi$  de la región HII será:

$$\Delta\phi = \frac{v_t}{r_{*} n_e \alpha_B} \sim \frac{1^{\circ}}{n_e}$$

Con  $n_e \sim 1 \text{ cm}^{-3}$  (ver Tabla II.6), la deformación será pequeña comparada con el radio de Strömsren de la región HII.

¿Hay alguna correlación entre las distribuciones de gas ionizado y neutro? Surde de la Fig. II.6 que el intenso arco en la componente P ubicado en  $\ell \approx 5^{\circ}$ , parece rodear por el SO a S 27, mientras que un arco de la componente G en  $\ell \approx 10^{\circ}$  rodea a S 27 por el NE.

Blitz y otros (1982) observaron CO en dirección a numerosas regiones HII. En dirección a S 27 los autores encuentran  $v_{CO} = +3.0 \pm 1.5$  km/s (valor promedio sobre la nebulosa). Este gas, cuya velocidad es compatible con la correspondiente a la línea  $H_{\alpha}$ , está vinculado al polvo visto en proyección sobre S 27.

8.b. Sivan 10

Esta región HII de forma espiral se encuentra dentro de los límites de la extensa región libre de HI visible en la distribución de la componente F (Fig. II.6), y se superpone parcialmente con la nube preestelar de Blaauw (1978).

Sus centros más intensos, S 1 y S 7, han sido detectados por Reich y Steffen (1981) en su relevamiento en el continuo de radio en 1420 MHz y por Baart y otros (1980) a una frecuencia de 2.3 GHz. Partes del arco superior de Sivan 10  $(\ell, b) \sim (354^\circ, +27^\circ)$  también pueden verse en el mapa de 2.3 GHz.

Estos centros intensos coinciden con una cavidad de baja densidad de hidrógeno neutro en la componente G (Fig. II.5) que está rodeada por dos grandes y densos grupos de gas neutro. Dado que S 1 y S 7 parecen estar asociadas con el mínimo de la componente G, puede computarse la masa faltante de HI a partir de la Fig. II.5 interpolando la densidad columnar original esperada. La masa faltante se obtiene por medio de la expresión

$$(M_{HI})_{def} = 6.77 \times 10^{-8} r^2 \sum_{i=1}^n A_i (N_{HI_i} - N_{HI_{esp}_i})$$

donde  $r$  (pc) representa la distancia al objeto,  $A$  ( $^\circ$ )<sup>2</sup> el área cuyas densidades columnares observada y esperada son  $N_{HI_i}$  y  $N_{HI_{esp}_i}$ , respectivamente. Adoptando una distancia común de 155 pc para S 1 y S 7 la masa faltante en la cavidad es  $(M_{HI})_{def} = 100 M_\odot$ . Suponiendo que la masa faltante efectivamente haya sido ionizada, este valor representa una cota inferior a la masa total de HII dado que no se ha tomado en cuenta la componente de hidrógeno

molecular originalmente presente en la region. De hecho, no hay modo de estimar la masa de  $H_2$  ionizada. La cantidad derivada es comparable a la suma de las masas ionizadas de estas regiones HII (ver col. 15 en Tabla II.6) reducidas a una distancia de 155 pc ( $133 M_{\odot}$ ).

Blitz y otros (1982) no detectaron CO vinculado a estos centros intensos. Esto no es de extrañar ya que en su dirección tampoco se ha detectado material oscuro (ver Fis. II.11).

Debe mencionarse, además, que tanto el origen de Sivan 10, como su ubicación espacial respecto de los centros intensos, son inciertos.

Regiones HII más pequeñas pueden verse dentro de los límites de Sivan 10; éstas están excitadas por  $\nu$  Sco (B2IV-V),  $\beta$  Sco (B0.5V + B2V),  $\omega$  Sco (B1V) y  $\gamma$  Oph (B2Ve), respectivamente.

#### B.c. Sivan 9

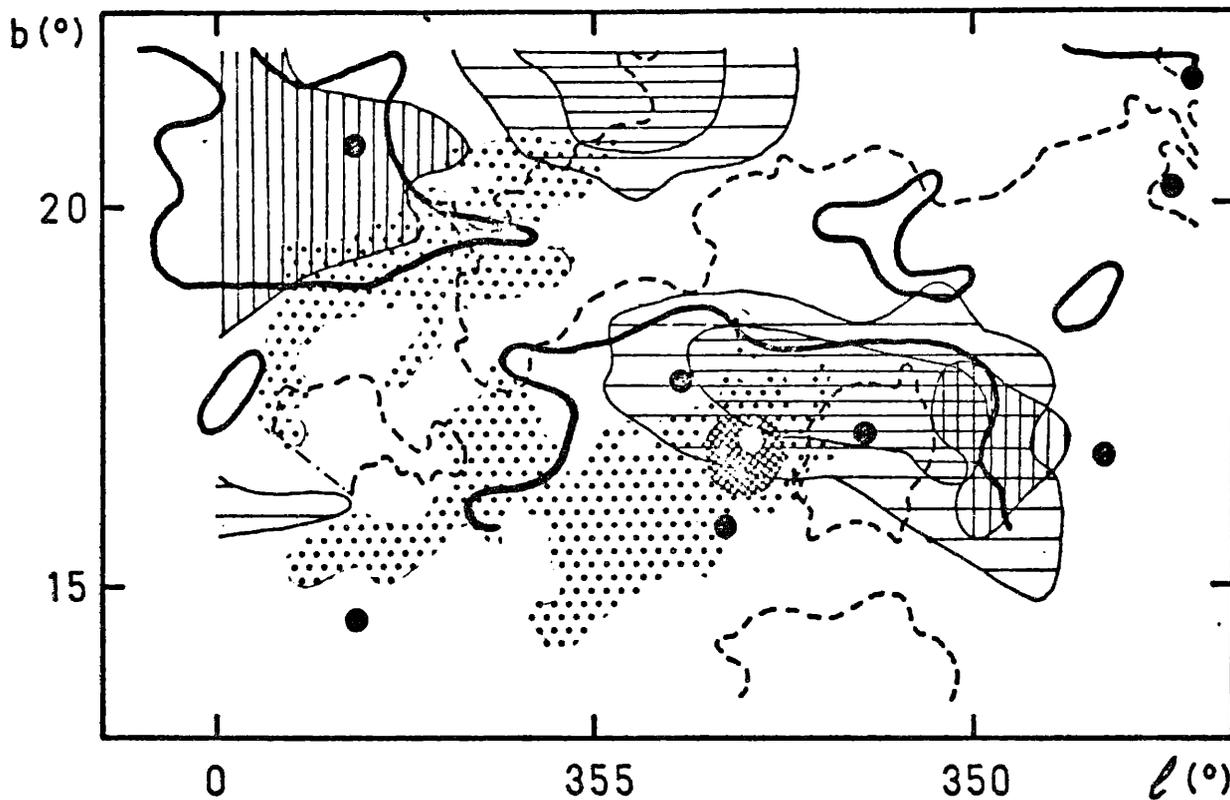
Esta región HII, descubierta también por Sivan (1974), involucra dos centros intensos conocidos: RCW 129 y S 9. Estos centros intensos también han sido detectados en 2.3 GHz por Baart y otros (1980).

Sumamente interesante es la situación referente a S 9. Está ubicada a  $1.5^{\circ}$  al O de la nube oscura de  $\rho$  Oph, donde Wouterloot (1981) encontró el centro más intenso en su mapa de OH. La región HII aparece también como un máximo en el continuo de radio en 2.3 GHz (Baart y otros 1980), en 1.42 GHz (Reich y

Steffen 1982) y en 408 MHz (Haslam y otros 1981). Dos prominentes grupos de HI pertenecientes a las componentes G y P tienen dirección casi coincidente con la de S 9: el de la componente G abarca la nube oscura de  $\rho$  Oph y la región HII, mientras que el perteneciente a P se encuentra  $1^\circ$  al N de S 9. Blitz y otros (1982) han detectado CO asociado a S 9 con una velocidad  $V_{CO} = +4.5$  km/s. En la Tabla II.6 vemos que la velocidad de la región HII también es de este orden. En la Fig. II.14 se han esquematizado las distribuciones de las componentes P y G, de la nube de OH de Wouterloot (1981) y de la región de autoabsorción al igual que la emisión en el continuo de radio en 2.3 GHz. Como puede verse, el área de autoabsorción coincide bastante bien con la nube molecular de Wouterloot y el grupo de la componente G. Probablemente, ambos grupos de HI, la región HII y la nube oscura de  $\rho$  Oph constituyan un único sistema físico dentro del extenso complejo molecular descrito por Wouterloot (1981). Utilizando la analogía de Israel (1976), la región HII sería una "ampolla" ("blister") formada por la estrella excitatriz en la "piel" de la densa nube molecular de OH. Baart y otros (1980) refuerza esta hipótesis con el hecho de que Cromwell y Lynds (1972) dedujeran que un borde brillante del lado NO de S 9 está excitado colisionalmente. De acuerdo con Baart y otros (1981) este borde coincide con el de la radiofuente en 2.3 GHz y la colisión podría entonces tener lugar entre la región HII en expansión y la nube oscura Kh 527.

Finalmente, disimos que Blitz y otros (1982) también detectaron CO en dirección a la región HII S 24 ( $l, b$ ) = ( $5.8^\circ, +30.84^\circ$ ) a una velocidad  $V_{CO} = -0.1 \pm 0.4$  km/s. La región HII

tiene un diámetro de 30' y se encuentra en dirección de una nube oscura. En este caso la velocidad de la componente de CO es similar a la de la componente G ( $U_G - U_{CO} = 1 \text{ km/s}$ ).



**Fig.II.14:** Distribución del gas en la región adyacente a S 9. Los contornos gruesos delimitan la zona donde se encontró la componente de autoabsorción de HI en los perfiles de Heiles y Habing (1974). Las áreas sombreadas con líneas horizontales y verticales delimitan las nubes más intensas de las componentes G y P, respectivamente. El área punteada indica la nube molecular de Wouterloot (1981). Los contornos de rayas indican la zona de emisión en 2.3 GHz. Se han incluido, además, las estrellas O-B3 pertenecientes a Sco OB2.

## PARTE C: CONCLUSIONES

### 9. INTERPRETACION Y DISCUSION DE LOS RESULTADOS

#### 9.a. Interpretación global: expansión local del gas en las cercanías de la asociación Sco OB2

Se hará en esta sección una interpretación global de las componentes de hidrógeno neutro encontradas en el análisis gaussiano. Es útil a este efecto comparar nuestros resultados con el relevamiento de HI de Colomb y otros (1980). De los datos de este atlas se han extraído las isofotas para las velocidades  $V = +2, +6$  y  $-4$  km/s que se muestran en las Figs. II.15, II.16 y II.17, respectivamente. Como puede verse, el área que abarcan las isofotas mencionadas es mayor que la delimitada por nuestra zona (II.1). Los puntos en la Fig. II.16 señalan la posición de las estrellas O-B3 pertenecientes a Sco OB2 y Centaurus Lupus Superior. Una comparación detallada de estas figuras con las Figs. II.5, II.6 y II.7 indica que las primeras son representativas de las componentes G, P e I, respectivamente. Más aún, se advierte que la estructura arqueada de gran densidad columnar  $N_{\text{H I}}$  presente en la componente P en el rango  $l \sim 0^\circ - 5^\circ$  (Fig. II.6) forma parte de un anillo de gas casi circular que, en la isofota obtenida a  $V = +6$  km/s (Fig. II.16), se extiende hasta  $(l, b) \sim (348^\circ, +35^\circ)$ .

En los mapas de Colomb y otros (1980) la estructura

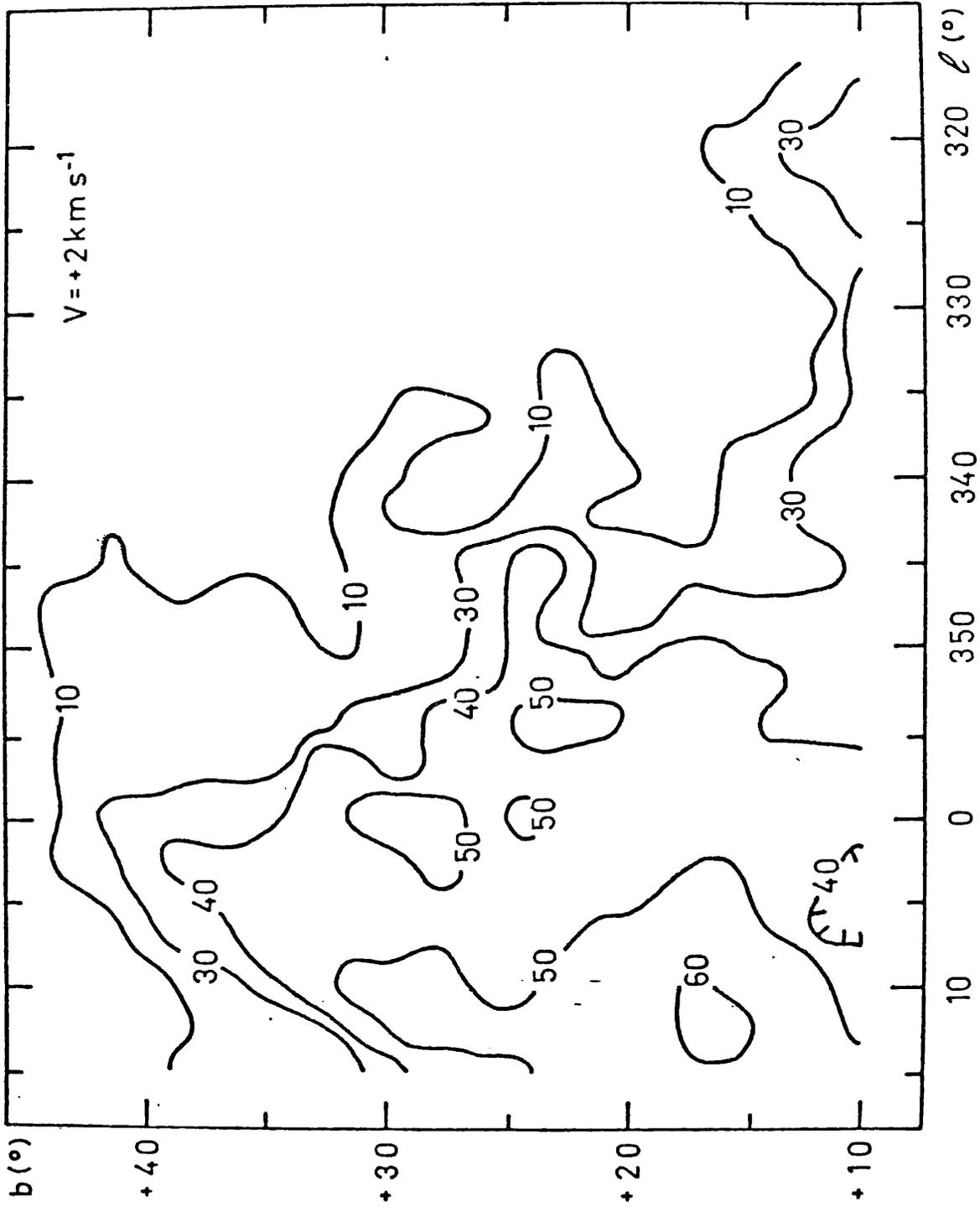
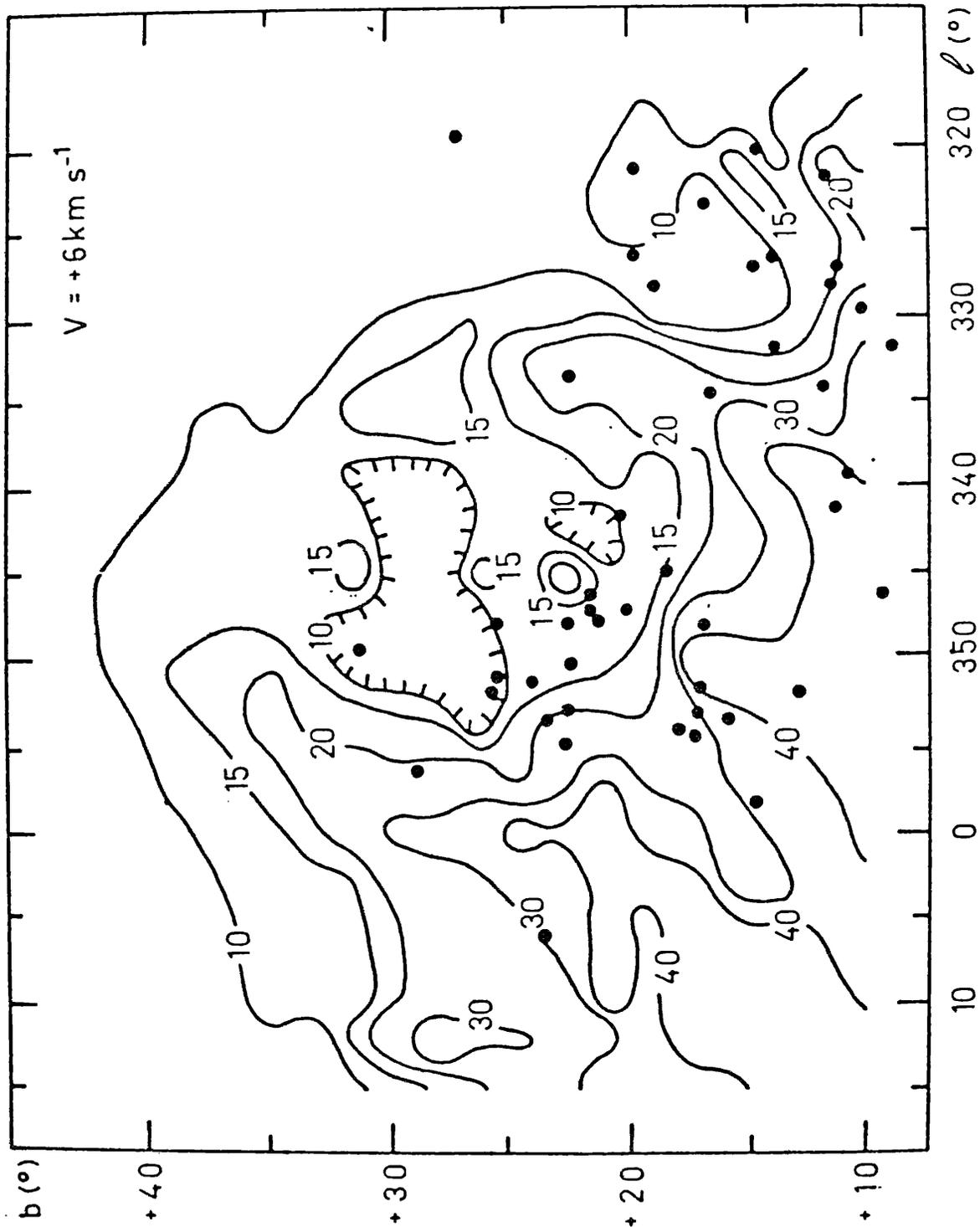


Fig. II.15: Diagrama de contornos de temperatura de antena  $T_a$  correspondiente a  $V = +2 \text{ km/s}$ .



**Fig. II.16:** Idem Fig. II.15 para  $V = +6 \text{ km/s}$ . Los puntos indican la Posición de las estrellas pertenecientes a Sco-Cen.

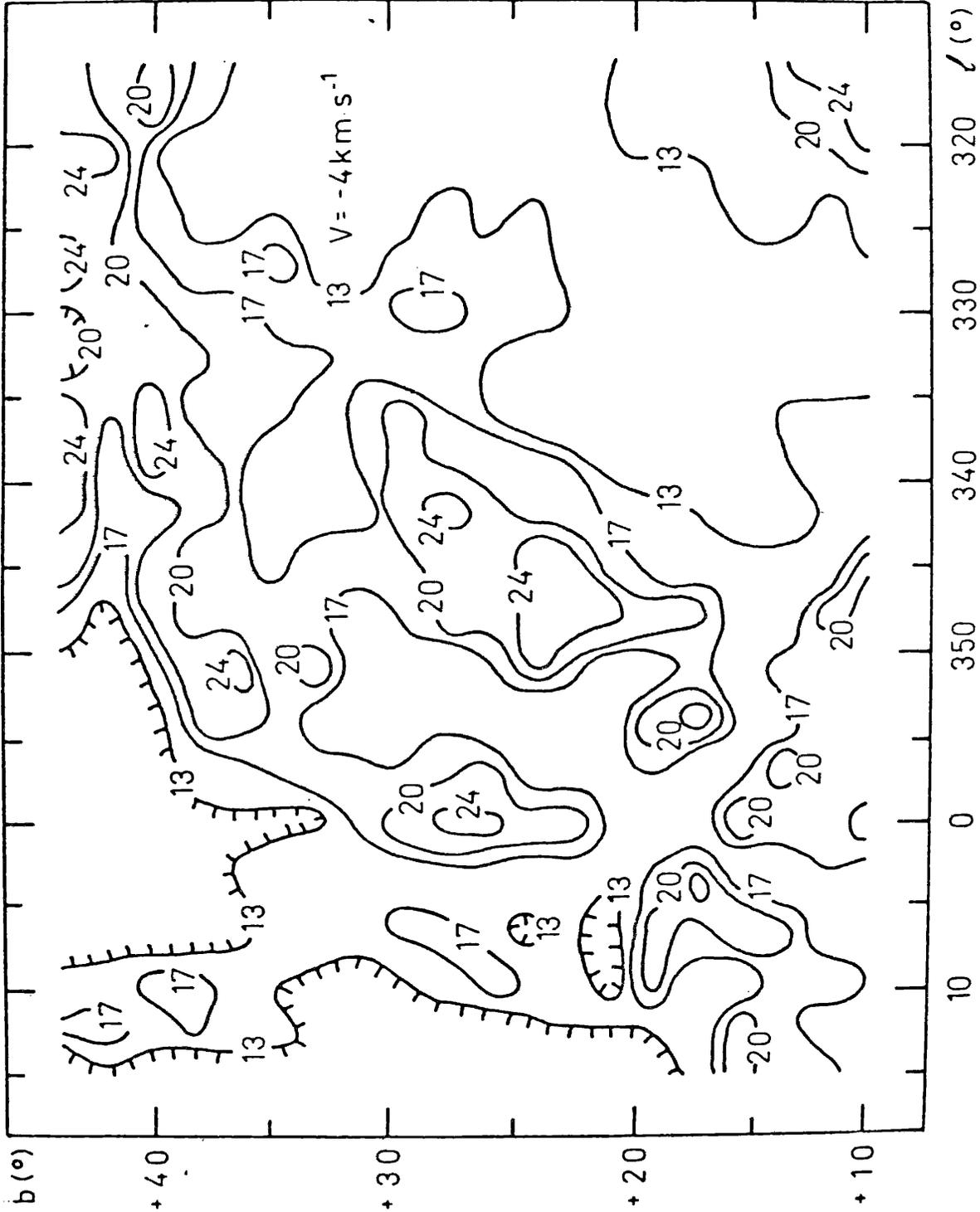


Fig. II.17: Idem Fig. II.15 Para  $V = -4 \text{ km/s}$ .

circular se destaca en un amplio rango de velocidades (desde  $V = +4$  hasta  $V = +25$  km/s). Una de sus características es que su forma y dimensiones se mantienen casi constantes. La existencia de este anillo fue mencionada por Colomb y otros (1980) en cuya Fig. 12, correspondiente a la velocidad radial +8 km/s, se distingue claramente. En dicha figura, el centro del anillo está ubicado aproximadamente en  $l_0 = 347^\circ \pm 2^\circ$ ,  $b_0 = +22^\circ \pm 2^\circ$ , y su diámetro  $D \approx 27^\circ \pm 3^\circ$ .

La presencia de esta estructura circular y algunas características generales de las componentes gaussianas que describiéramos en la Sección 5 -como por ejemplo la existencia de componentes con velocidades radiales positivas y negativas- sugieren un fenómeno expansivo local en gran escala dentro del gas de la estructura A. A continuación, y como hipótesis de trabajo consideraremos que la presencia de la asociación -a través de regiones HII, vientos estelares, y/o una eventual explosión de supernova- perturbó el sustrato gaseoso asociado al Cinturón de Gould de estrellas tempranas (estructura A) originando una expansión en gran escala. Analizaremos esta hipótesis de trabajo en el marco de las evidencias observacionales que parecieran apoyarla.

Del análisis de la componente G se infiere que ella representa la capa de gas neutro vinculada a la estructura A: por un lado, aparece en toda la región (II.1) como la componente más intensa; por otro, su velocidad  $V_G$ , aunque de distribución irregular, es cercana a la predicha para la estructura A por Olano (1982). Además, su dispersión en velocidades  $\sigma \approx 2.5$  km/s

es similar a la encontrada en otras regiones de dicho objeto:  $\sigma \approx 2.5$  km/s en la región del anticentro galáctico (Lindblad 1967),  $\sigma \approx 3.3$  km/s en el rango  $320^\circ < \ell < 341^\circ$ ,  $+7^\circ < b < +26^\circ$  (Olano y Pöppel 1981b) y  $\sigma \approx 3.2$  km/s en la zona  $290^\circ < \ell < 320^\circ$ ,  $+3^\circ < b < +17^\circ$  (Olano 1984).

Si se produjo un fenómeno expansivo en el seno del gas de la estructura A, el intenso arco de HI que se observa en la distribución de la componente G (Fig. II.5) podría considerarse como parte de una gran estructura esférica o cáscara. El arco de la componente G estaría constituido, entonces, por material acelerado en dirección tangencial (perpendicular al observador), ya que la velocidad baricéntrica de la expansión sería la correspondiente a la estructura A de Lindblad.

Por otro lado, las componentes con velocidad relativa positiva respecto a la de la componente G (P, M, Y M') constituirían partes de la envoltura o cáscara en expansión que se alejan del Sol, en tanto que las componentes con velocidad relativa negativa respecto de G (I, I' y S) integrarían la parte de la cáscara que se acerca al Sol. En particular, el anillo circular correspondiente a la componente P, mencionado arriba, también formaría parte de la envoltura. De las Figs. II.5 y II.15 y considerando el centro de expansión adoptado más arriba resulta un radio  $R' \approx 25^\circ \pm 4^\circ$  para la cáscara.

Es interesante acotar que no se observa material correspondiente a la capa en recesión de la envoltura con velocidad positiva extrema  $V = V_0 + V_S$ , donde  $V_S$  es la velocidad radial de la estructura A y  $V_0$  la velocidad media de expansión de

la cáscara. Esta particularidad, junto con el hecho de que la estructura circular conserve las mismas dimensiones en el rango de velocidades comprendido entre +4 y +25 km/s, podrían entenderse considerando que el fenómeno expansivo que originara el conjunto de componentes se produjo cerca de la periferia (el borde más alejado del Sol) del anillo de gas asociado al Cinturón de Gould. Consecuentemente, una vez cruzado dicho borde, el gas acelerado habría encontrado muy poca resistencia a la expansión por la baja densidad del medio interestelar sin alcanzar a formar un estrato suficientemente denso de materia.

En las Figs. II.7 y II.17 se advierte en cambio, la presencia de una considerable cantidad de gas de velocidades negativas cerca de  $l_0, b_0$ . Este material constituiría las partes de la envoltura en expansión más cercanas al Sol.

La densa estructura alarsada o filamento de HI en  $l \approx 335^\circ$  a velocidades positivas (Fig. II.16) ha sido estudiada por Olano y Pöppel (1981b) correspondiendo a las que ellos llamaron componentes II y III (ver sus Figs. 10 y 12). Estas componentes bordean por el Norte al remanente de supernova LUPUS LOOP, centrado en  $l \sim 330^\circ, b \sim +15^\circ$ . En particular, los autores mencionados han identificado a la componente II con gas asociado a la estructura A que ha sido fuertemente perturbado por la explosión de la supernova. En consecuencia, el filamento se encontraría ubicado en la región intermedia a modo de 'pared medianera' entre dos fenómenos expansivos diferentes: el que originó el LUPUS LOOP y los movimientos de HI en gran escala descritos por Olano y Pöppel 1981b, y el que originó las

componentes difusas encontradas en el presente estudio.

As resumemos al respecto que Ikeuchi (1978) analizó la estructura y evolución de dos remanentes de supernova interactuantes utilizando modelos numéricos. La interacción de los dos remanentes está simulada de modo tal que, transcurrido un tiempo  $t$  después de la primera explosión, ocurra un segundo evento de supernova a una distancia  $D_0$  del primero, siendo  $D_0$  mayor que el radio alcanzado por el primer remanente en  $t$ . El autor concluye que, al interactuar ambos remanentes, las secciones de las envolturas en colisión estarían fuertemente comprimidas debido a la superposición de los dos frentes de choque. Este borde comprimido se expandiría en el plano perpendicular a la línea que conecta los dos centros de expansión. En la región de colisión de las dos envolturas, la densidad sería de 3 a 4 veces mayor que en otras regiones de la envoltura. Así, la interacción de las dos envolturas neutras alrededor de Lupus Loop y Sco OB2, respectivamente, podría haber favorecido la formación del mencionado filamento.

#### 9.b. Consideraciones referentes a la estructura A

Es conveniente aquí hacer algunas reflexiones sobre la distancia y las dimensiones del sustrato gaseoso asociado al Cinturón de Gould en la región de Sco-Oph. En su estado inicial, no perturbado, este sustrato correspondería a la estructura A de Lindblad. Es en este sustrato donde se habría iniciado la expansión que estamos investigando, originada por la asociación Sco OB2. De acuerdo a lo visto, en la región (II.1) el sustrato

correspondería a nuestra componente G, la más intensa.

Aceptando que la estructura A es, a muy gran escala, un anillo en expansión (Lindblad y otros 1973, Olano 1982), pueden estimarse su espesor radial original  $X$  y su altura efectiva  $2H$  en dirección perpendicular a la línea de la visual.

El espesor radial  $X$  puede estimarse crudamente de la edad  $\tau$  del anillo y de su dispersión en velocidades  $\sigma$ . Considerando  $\tau = 3 \times 10^7$  años (Olano 1982), y  $\sigma = 2.5$  km/s el espesor radial será:

$$X \sim \frac{1}{2} \times 2.35 \sigma \times \tau \sim 90 \text{ pc}$$

El valor de  $X$  podría ser mayor aún debido a la oblicuidad del sustrato gaseoso en la dirección de Sco-Orn (Olano 1982).

En cuanto a la distancia media  $r_0$  del gas, varias características de su distribución en la zona sugieren que las nubes difusas estarían, en promedio, más cerca del Sol que las estrellas de Sco OB2 (ver Sección 6). En efecto, a partir de datos de velocidades radiales para estrellas de la asociación (Bertiau 1958, Lesh 1968), se deduce que éstas tienen una velocidad radial promedio  $V_* \approx +6$  km/s (Olano y Pöppel 1981a). Como el grueso del sustrato gaseoso (nuestra componente G) tiene una velocidad radial  $V_g \approx +2$  km/s, y considerando que su edad es  $\tau \approx 10^7$  años, la asociación en conjunto se habría desplazado  $(V_* - V_g)\tau/2 \approx 20$  pc respecto del gas. Este desplazamiento relativo es pequeño comparado con la dispersión de las distancias estelares y el espesor de la capa de gas. Esto indica que

algunas estrellas de la asociación están aún sumergidas en el material gaseoso en el que presumiblemente se formaron. En base a estas estimaciones se adoptará, entonces, una distancia media  $r_0$ , para el grueso del gas, menor en unos 20 pc a la distancia promedio de los miembros de la asociación, vale decir  $r_0 \simeq 145$  pc.

Finalmente, en lo referente a la altura efectiva  $2H$  del sustrato de la estructura A, puede estimarse una cota inferior en base a relevamientos de HI. Los rangos de longitudes galácticas más favorables para el estudio de este parámetro son  $155^\circ < \ell < 180^\circ$ , a latitudes negativas (región de Perseo) y  $325^\circ < \ell < 360^\circ$ , a latitudes positivas (región de Sco-Orn). Para estos rangos de longitud galáctica, el modelo de rotación predice velocidades negativas para el gas cercano en órbitas circulares alrededor del centro galáctico, mientras que la estructura A presenta siempre velocidades positivas. De este modo, la superposición en velocidades con otros objetos locales con velocidad radial similar es mínima. Las observaciones de Sancisi (1974) en dirección de Per OB2 y las de Weaver y Williams (1974) indican que en Perseo la zona con  $T_a \geq 30$  K se extiende por lo menos desde  $b = -30^\circ$  hasta  $b = -10^\circ$  o  $-5^\circ$ . Adoptando una distancia de 330 pc para Per OB2 (Sancisi 1970) resulta  $2H \geq 160$  pc. En la región de Sco-Orn, el gas con  $T_b \geq 30$  K que constituye el risco principal a velocidades  $V \geq 0$  km/s se extiende por lo menos desde  $b \simeq -22^\circ$  (Mirabel 1977) hasta  $b \simeq +40^\circ$  (Venusopal y Shuter 1970) en el rango  $345^\circ < \ell < 360^\circ$ . A una distancia media  $r_0 = 145$  pc, ello significa que nuevamente  $2H$  superará los 160 pc.

Nuestra conclusión es que el sustrato gaseoso de la estructura A posee espesor considerable tanto en la dirección radial como en la perpendicular al plano galáctico.

#### 9.c. Modelo del fenómeno expansivo en el gas de Sco-Oph

La hipótesis del fenómeno expansivo existente en el sustrato de gas en Sco-Oph puede analizarse en base a un modelo idealizado de expansión en gran escala con el propósito de comparar la distribución de velocidades esperada con los resultados observacionales.

Idealizaremos al sustrato gaseoso del Cinturón de Gould (estructura A) considerándolo formado por una capa de gas de densidad volumétrica  $n_0$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) constante y distante unos 145 pc del Sol en la región de Sco-Oph, con un espesor considerable tanto en la dirección de la visual como perpendicularmente a ella. Supondremos entonces que dentro de este sustrato se ha producido un movimiento de expansión originado en un fenómeno relativamente localizado, como por ejemplo, la explosión de una supernova o la acción prolongada de vientos estelares provenientes de algun(os) miembro(s) de la asociación. Aplicaremos un modelo donde la cáscara de gas en expansión incrementa su masa y radio conservando la cantidad de movimiento ("modelo de barredora de nieve").

Sean  $O$  el centro de expansión;  $t$ , el tiempo transcurrido desde que comenzó la expansión;  $R(t)$ , el radio de la envoltura;  $V(t)$ , su velocidad de expansión; y  $m(t)$ , su masa. Entonces:

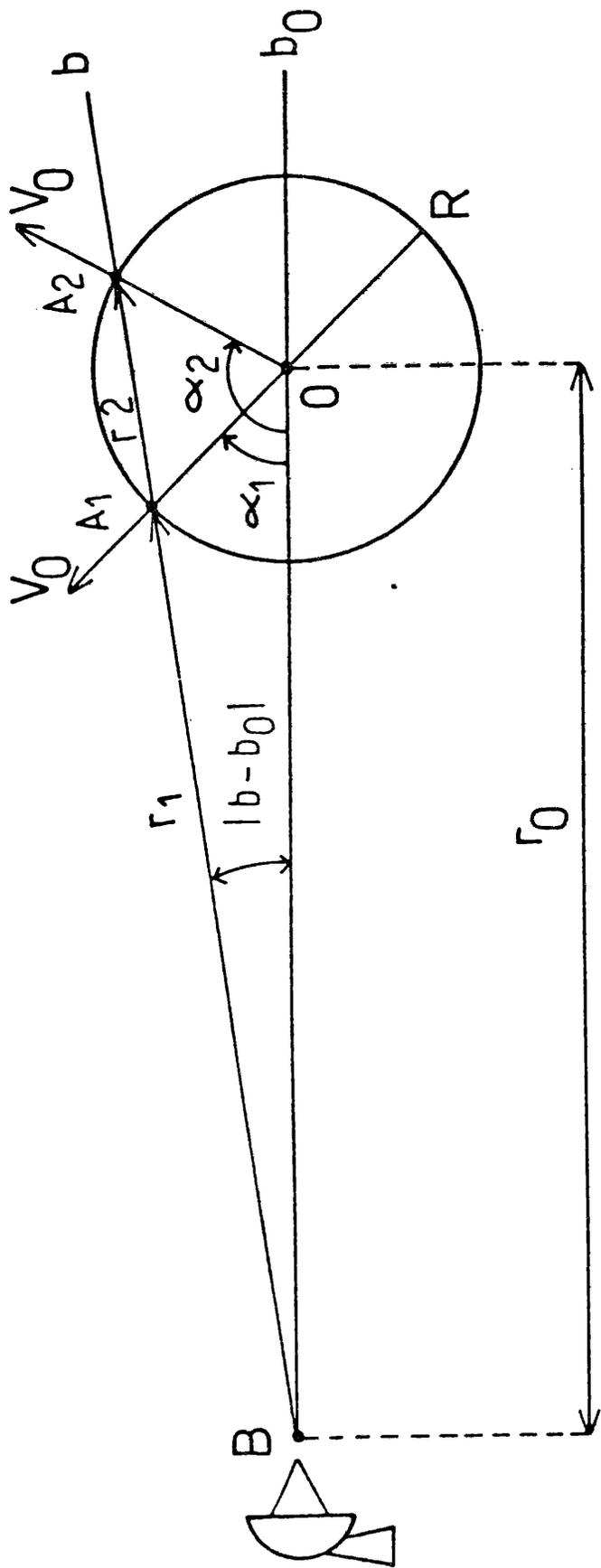


Fig. II.18: Configuración geométrica del modelo de expansión en el plano  $l = l_0$ .

$$m(t) = c R(t)^j$$

$$\text{y} \quad \frac{d m(t)}{d R} = c j R(t)^{j-1}$$

donde  $j = 2$  para una expansión cilíndrica;  $j = 3$  para una expansión esférica y  $c = \text{cte.}$  De acuerdo a lo visto en 9.b. el sustrato de la estructura A posee una extensión  $2H$  suficientemente grande en Sco-0ph como para considerar  $j = 3$ .

Aplicando la expresión de conservación de la cantidad de movimiento resulta:

$$0 = R \frac{dV}{dR} + V j$$

Integrando esta expresión se tiene:

$$V = \frac{dR}{dt} = \left(\frac{A}{R}\right)^j$$

donde  $A = \text{cte.}$  Integrando, resulta

$$A^j t = \frac{R^{j+1}}{j+1},$$

donde hemos fijado el origen de los tiempos, tal que para  $t = 0$ ,  $R = 0$ . Finalmente:

$$t = \frac{1}{j+1} \frac{R}{V} \quad (\text{II.10})$$

Con el valor encontrado más arriba para el radio de la cáscara  $R' = 25^\circ \pm 4^\circ$  y adoptando  $r_0 = 145$  pc se obtiene  $R = 63 \pm 9$  pc. Aceptando  $V = V_0 = 6$  km/s y  $j = 3$ , resulta que el fenómeno expansivo tendría una edad  $t = 2.6 \times 10^6$  años.

A los efectos de comparar con las observaciones, la geometría de la envoltura idealizada en expansión se da en la Fig. II.18. La cáscara neutra está centrada en O, con coordenadas galácticas  $l_0, b_0$ ;  $V_0$  es su velocidad de expansión, R su radio y  $r_0$  la distancia del centro de la envoltura al observador. El plano  $l = l_0$  intersecta la envoltura neutra en un anillo centrado en O. En este plano, la línea de la visual a latitud galáctica  $b$  intersecta la envoltura en los puntos  $A_1$  y  $A_2$ , que definen respectivamente los ángulos  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$ .

Se cumplirán las siguientes relaciones:

$$\left(\frac{R}{r_0}\right)^2 = 1 + \left(\frac{r_{1,2}}{r_0}\right)^2 + 2\left(\frac{r_{1,2}}{r_0}\right)^2 \cos(|b - b_0|)$$

$$\& \quad 1 = \left(\frac{r_{1,2}}{r_0}\right) \cos(|b - b_0|) + \frac{R}{r_0} \cos \alpha_{1,2} ,$$

que permiten evaluar  $r_{1,2}$  y  $\alpha_{1,2}$ , respectivamente, en función de los parámetros.

La velocidad radial  $V$  de la envoltura en el punto  $A_1$  será:

$$V = V_S - V_0 \cos \gamma_1 ,$$

$$\text{con } \gamma = |b - b_0| + \alpha_1$$

$$\text{Entonces } V = V_S - V_0 \cos(|b - b_0| + \alpha_{1,2}) \quad (\text{II.11})$$

Para evaluar la velocidad radial esperada en cada punto sobre el anillo de la envoltura deberán fijarse los parámetros  $(l_0, b_0)$ ,  $R/r_0$ ,  $V_S$  y  $V_0$ .

En las Fig. II.19 y II.20 se muestran las curvas calculadas utilizando la expresión (II.11) correspondientes a sendos cortes en  $l = l_0$  y  $b = b_0$ , respectivamente. Los valores adoptados para los parámetros son:  $(l_0, b_0) = (347^\circ, +22^\circ)$ ,  $V_0 = 6$  km/s,  $V_s = 2$  km/s; todo ello para tres valores posibles de  $R/r_0$ : 0.3, 0.4 y 0.5. Por ejemplo, aceptando  $R = 63$  pc y  $r_0 = 145$  pc resultaría  $R/r_0 = 0.44$ .

Con el propósito de comparar las curvas teóricas idealizadas con los resultados del análisis de los perfiles de 21 cm en componentes gaussianas se han graficado la velocidad radial y la densidad columnar media de las componentes gaussianas en función de  $b-b_0$  y  $l-l_0$  (Fig. II.19 y II.20, respectivamente). Estos valores se obtuvieron promediando los valores individuales sobre sendas fajas de  $2^\circ$  de semiancho centradas en  $l_0$  para la Fig. II.19 y  $b_0$  para la Fig. II.20, a fin de minimizar los efectos de pequeñas fluctuaciones en el análisis en componentes gaussianas. Componentes con densidad columnar  $N_{HI} < 0.45 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup> no han sido tenidas en cuenta.

En la Fig. II.20 se han agregado, además, las curvas predichas por Olano (1982) para la velocidad de la estructura A, indicando con números romanos el modelo de anillo correspondiente a cada curva.

La Fig. II.19 corresponde al plano  $l = l_0$ , donde el espesor del sustrato gaseoso es mínimo si prescindimos de su oblicuidad. Como puede verse, la componente G es la de mayor densidad columnar. El material de la componente G presente a  $b <$

$35^\circ$  corresponde al sustrato original. Las componentes P e I parecen satisfacer aproximadamente las curvas derivadas del modelo. De la figura surge que, a medida que aumenta la latitud galáctica  $b$ , la velocidad observada del sustrato gaseoso disminuye sin que ello sea explicable por razones geométricas. El efecto es característico de la estructura A. Es así que, en el rango  $+24^\circ < b < +30^\circ$ , la velocidad de la componente G cae por debajo del valor esperado.

La Fig. II.19 indica también la presencia de gas a velocidades menores que la indicada por el modelo (componentes I' y S). Para  $b > b_0$  la velocidad de estas componentes es muy irregular. Probablemente se relacionen al objeto 2 descrito por Olano y Pöppel (1981b). Si este fuese el caso, las componentes se habrían originado a  $l < 345^\circ$  en un evento diferente al que produjo la expansión que se analiza en el presente trabajo. Además, de acuerdo a Frish (1981) el gas perteneciente a nuestra componente S estaría ubicado muy cerca del Sol, ya que fue detectado en absorción en dirección a  $\approx 0^\circ$ , cuya distancia es de sólo 20 pc.

La Fig. II.20 corresponde a un plano levemente inclinado respecto del plano ecuatorial del Cinturón de Gould. Nuevamente, la componente G es la más intensa, incrementándose su densidad columnar con la longitud galáctica, tal como se esperaría considerando la oblicuidad del sustrato. La curva predicha para la velocidad de la estructura A ajusta razonablemente bien las velocidades observadas  $V_G$  en un amplio rango de longitudes. Sin embargo, en el intervalo  $358^\circ < l < 369^\circ$ ,  $V_G$  cae por debajo del

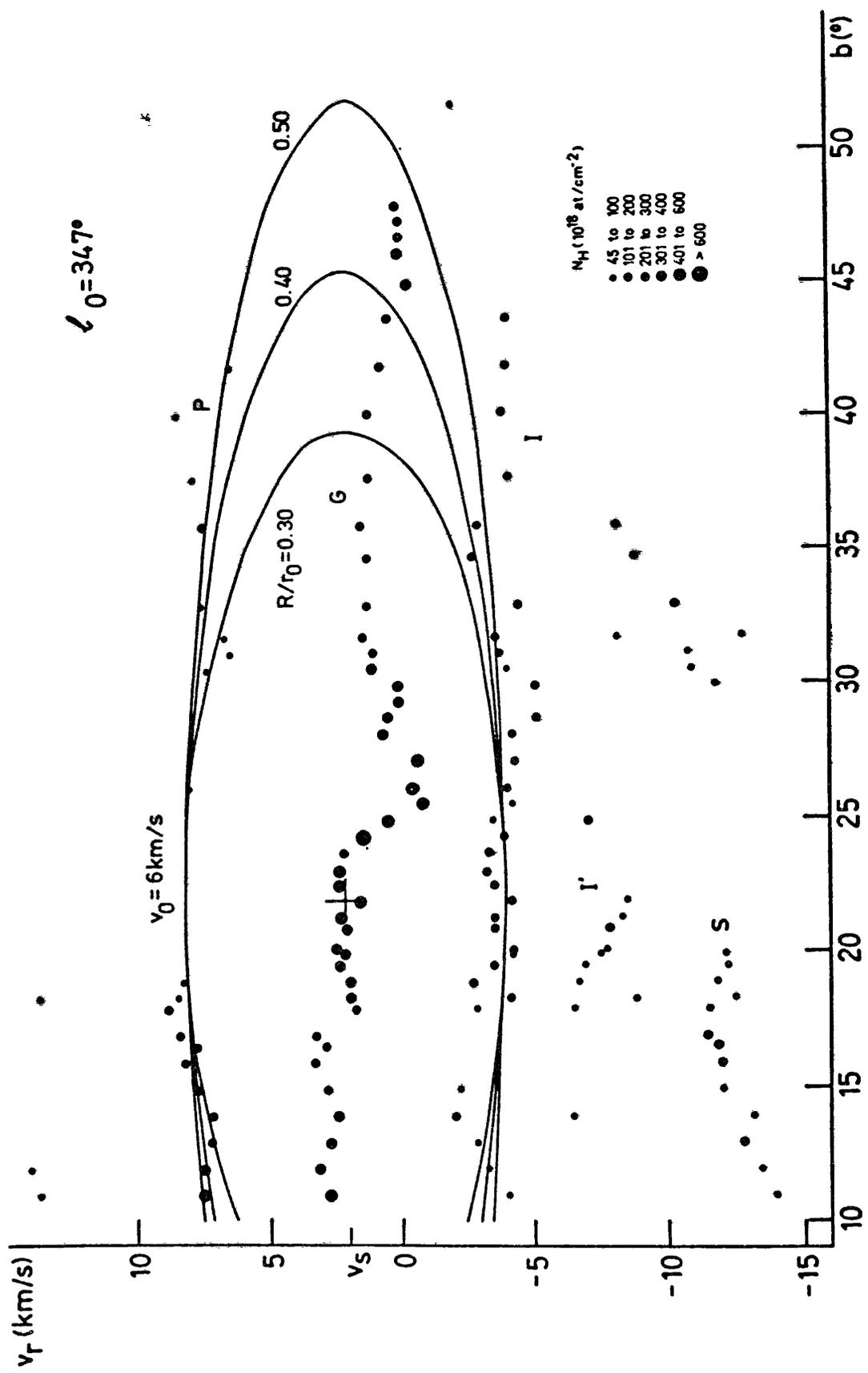


Fig. II.19: Distribución de las velocidades radiales de las componentes angostas en función de la latitud galáctica  $b$ . El radio de los círculos indica la densidad columnar  $N_{Hr}$ . Las curvas muestran el comportamiento de  $V(b)$  predicho por el modelo. Se consideran tres diferentes valores de  $R/r_0$ . La cruz corresponde a las coordenadas  $b_s, v_s$ .

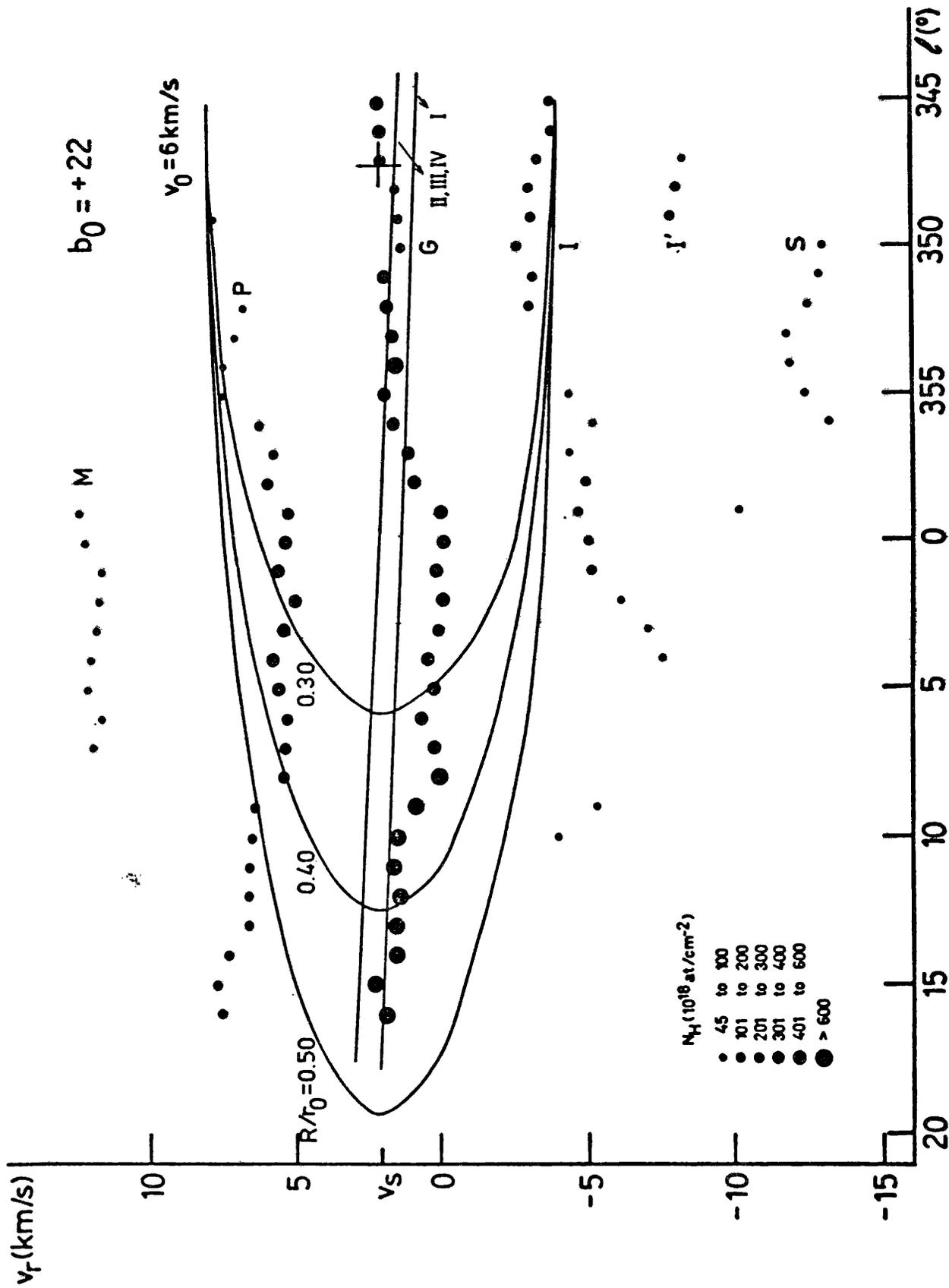


Fig. II.20: Distribución de las velocidades radiales de las componentes ansostas en función de la longitud galáctica  $l$ . El radio de los círculos indica la densidad columnar  $N_{\text{H}}$ . Las curvas muestran el comportamiento de  $V(l)$  predicho por el modelo. Se consideraron 3 diferentes valores de  $R/r_0$ . La cruz corresponde a las coordenadas  $l, v_s$ . Las líneas rectas corresponden a la función  $V(l)$  predicha por Orlano (1982) para la estructura A de Lindblad (1967), indicando el número romano, el modelo correspondiente.

valor esperado.

Por otra parte, las componentes de velocidad negativa están presentes predominantemente en el IV cuadrante. La componente I es ajustada razonablemente bien por el modelo en  $345^\circ < l < 355^\circ$ . Para  $l > 360^\circ$  su velocidad se hace progresivamente más negativa; la componente I desaparece en  $l \approx 4^\circ$ , debido probablemente a un gradiente de densidad dentro del sustrato. Las componentes I' y S están presentes sólo a longitudes galácticas bajas. Esta característica, junto con el hecho de que ambas componentes son complementarias, puede explicarse considerando que tienen un origen común.

La componente P tiene una velocidad más baja que lo esperado para  $l < 8^\circ$ ; este efecto probablemente se deba a una mayor densidad del sustrato gaseoso. Para  $l > 8^\circ$ ,  $V_P$  crece en lugar de converger hacia  $V_G$ . Esto puede ser una consecuencia de la presencia de otras componentes a velocidad positiva no pertenecientes a la envoltura que estamos estudiando. En la Fig. 12 de Colomb y otros (1982) se ven varias nubes adicionales a velocidad positiva, una de las cuales está centrada sobre la región HII S 27.

De hecho, esperaríamos que la región HII interactuara con el gas neutro circundante debido a que la presión del gas ionizado es  $\approx 200$  veces mayor que la del material neutro. El incremento de velocidad  $\Delta V$  que la diferencia de presión produciría en las capas neutras circundantes sería:

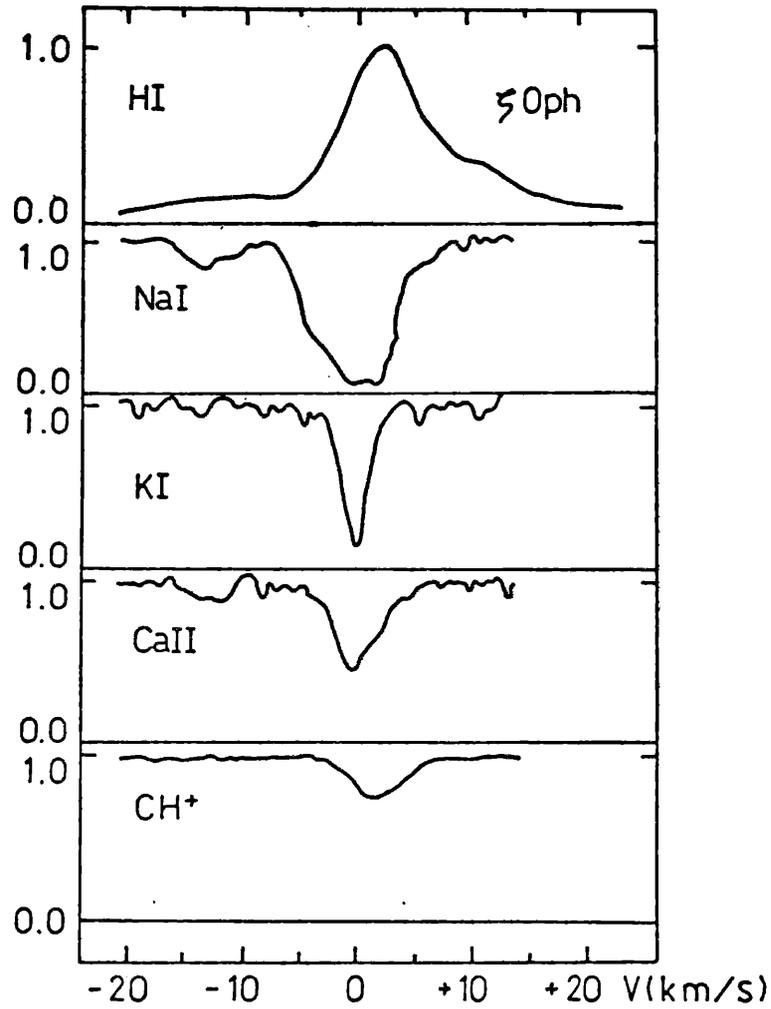
$$\Delta V \sim \frac{RTn_i}{N_{HI} \mu m_e \alpha_A}$$

donde  $R$  es la constante de los gases,  $f$  ( $n$ ),  $T$ , y  $\mu$  son, respectivamente, la densidad volumétrica, la temperatura y el peso molecular del material neutro;  $n_e$  es la densidad electrónica de la región HII; y  $\alpha_A$  es el coeficiente de recombinación total del átomo de hidrógeno. Adoptando  $T \approx 80$  K,  $n \approx n_e$ ,  $f \approx 200$  y  $N_{HI} \approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  (Fig. II.20) resulta  $\Delta V \leq 0.2$  km/s. Este valor es prácticamente despreciable, lo que descarta a la región S 27 como agente responsable del comportamiento observado para  $V_p$ .

El gas adicional probablemente pertenezca, entonces, al sustrato del Cinturón de Gould y su alta velocidad se deba a un mecanismo distinto del aquí considerado. Además, no puede descartarse que sea gas lejano relacionado al plano galáctico. En la Fig. II.21 se compara un perfil de HI observado en el IAR en dirección de la estrella  $\zeta$  Oph con líneas de absorción interestelares detectadas en su espectro (Hobbs 1973). La figura sugiere la existencia de una significativa cantidad de gas con velocidad positiva ubicado detrás de la estrella.

De este modo, es posible que la convergencia de  $V_p$  a  $V_G$  esté enmascarada por la presencia de gas no relacionado directamente al fenómeno expansivo.

Varias características del medio interestelar conspiran contra la posibilidad de ajustar un modelo simple de expansión en gran escala: las inhomogeneidades del sustrato gaseoso debidas a la existencia de nubes densas y los movimientos locales del gas originados en los vientos estelares de las estrellas de la



**Fig. II.21:** Comparación del perfil de la línea de 21 cm observado en dirección de  $\zeta$  Oph, con perfiles de líneas interestelares de NaI, KI, CaII y CH<sup>+</sup> tomados de Hobbs (1973).

asociación o en los efectos de la expansión de las regiones HII... individuales. Es muy ilustrativo en este aspecto el trabajo de Bania y Lyon (1980). Estos autores analizan la evolución temporal de la interacción entre las estrellas OB y el medio interestelar y concluyen que la superposición de los frentes de choque de diversas regiones HII presentes en una zona dada producen (en tiempos de  $\approx 10^7$  años) una distribución muy irregular de nubes neutras en lo que inicialmente fuera un medio homogéneo e isotrópico.

Nuestra conclusión final de la comparación de los modelos con las observaciones en las Figs. II.19 y II.20 es que, si bien parecen existir varios efectos que contribuyen a enmascarar el fenómeno de una expansión a gran escala en el sustrato gaseoso del Cinturón de Gould (componente G en este caso), la existencia de tal movimiento expansivo parece al menos bastante probable.

#### 9.d. Origen del fenómeno expansivo

Dado que varios autores han recurrido a explosiones de supernova en algún lugar de Sco-Oph para explicar aspectos observacionales (ver Sección 1) esta posibilidad se considerará en primer término. Si se calcula la energía  $E_0$  disipada durante la explosión de la supernova en función del radio y la velocidad de expansión del frente de choque producido aplicando la expresión (I.7) y tomando  $n_0 \approx 1 \text{ cm}^{-3}$  (Strauss y otros 1979),  $R = 63 \text{ pc}$  y  $V_0 = 6 \text{ km/s}$ , se obtiene

$$E_0 = 2.7 \times 10^{50} \text{ ergs,}$$

que es un valor típico para explosiones de tal tipo.

Por otra parte, la solución numérica de Chevalier nos permite hallar la edad del remanente de supernova para el caso  $n_0 \approx 1 \text{ cm}^{-3}$ . El valor derivado es:

$$t = 0.3 R/V_0 \times 10^6 \text{ años} \approx 3.2 \times 10^6 \text{ años.}$$

Este valor es similar al obtenido con la expresión (II.10).

Sin embargo, no se encuentra evidencia observacional directa en favor de una explosión de supernova:

i) La isofota correspondiente a  $b = +22.6$  (Fig. II.1) muestra que la distribución de HI ha sido perturbada en el rango  $347^\circ < l < 351^\circ$ . La zona perturbada es, sin embargo, pequeña comparada con la extensión de las componentes P e I, o con la de la estructura circular a  $V = +6 \text{ km/s}$  (Fig. II.16).

ii) No hay clara evidencia de fuentes no térmicas. Esto surge de los mapas obtenidos por Haslam y otros (1982) en 408 MHz y por Reich y Steffen (1981) en 1420 MHz. Nuevamente el caso de Lupus Loop es bastante diferente.

iii) Tampoco se han detectado fuentes extendidas de rayos X (McCannon y otros 1983). Una vez más esto es diferente del caso de Lupus Loop, donde Amuel y otros (1979) detectaron una fuente extendida con un área de 12.6 grados cuadrados.

iv) Un elemento a favor del mecanismo podría ser la presencia en la zona de la estrella escapada  $\zeta$  Oph. Como se mencionó

anteriormente (Sección 8) el camino recorrido por esta estrella puede ser inferido a partir de su movimiento propio. Se deduce que hace  $\approx 1.5 \times 10^6$  años estuvo cerca de  $l \approx 347^\circ$ ,  $b \approx 20^\circ$ , o sea, de la posición definida por  $(l_0, b_0)$ . Sin embargo, extrapolando a tiempos mayores, hace  $\approx 3 \times 10^6$  años podría haber estado cerca del centro de Lupus Loop. Este tiempo sería compatible con la cota superior para la edad del remanente derivada para el remanente por Olano y Pöppel (1981b) ( $3.3 \times 10^6$  años).

Como segunda alternativa para el origen del movimiento expansivo puede considerarse la posibilidad de la acción de los vientos estelares de las estrellas de la asociación formando una burbuja interestelar. En base al radio  $R$  y a la velocidad de expansión de la envoltura puede derivarse la potencia del viento estelar  $L_\omega$ . Por medio de la expresión (I.10b), válida para el caso de conservación de la energía se obtiene la edad  $t$  de la envoltura (se tomó  $R_e = 63$  pc y  $V_e = 6$  km/s):

$$t = 6.3 \times 10^6 \text{ años}$$

Adoptando para la densidad del sustrato baseado del Cinturón de Gould, donde se produjo la expansión, el valor  $n_0 \approx 1 \text{ cm}^{-3}$ , se obtiene la potencia del viento estelar utilizando la expresión (I.10a):

$$L_\omega = 0.29 \times 10^{36} \text{ erg/s.}$$

Considerando que la velocidad terminal  $V_w$  para estrellas OB tiene valores típicos de 1000-2000 km/s, puede estimarse la tasa de pérdida de masa  $\dot{M}_\omega$ :

$$\dot{M}_w \sim 0.2 - 0.9 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{año.}$$

Utilizando la relación empírica que expresa la tasa de pérdida de masa en función de la luminosidad estelar obtenida por Garman y otros (1981) para estrellas O encontramos que el rango de valores de  $\dot{M}_w$  derivado corresponde a los  $L/L_{\odot} = 5.4$ , valor típico para estrellas de unas  $40 - 50 M_{\odot}$  clasificadas como ROI o O5V.

Maeder (1983) y Doom (1982) calcularon caminos evolutivos en el diagrama HR para estrellas masivas considerando los efectos de la pérdida de masa. Para estrellas de unas  $40 - 50 M_{\odot}$ , el tiempo de permanencia en la secuencia principal es de  $\approx 6-4 \times 10^6$  años. Este tiempo es comparable con la edad  $t$  que derivamos más arriba para la posible burbuja interestelar, lo que muestra que la envoltura neutra podría estar efectivamente impulsada por el viento estelar. Sin embargo, entre los miembros de la asociación Sco-Cen no se encuentran estrellas clasificadas como O5V o ROI. La burbuja debería haberse originado, entonces, por la acción de los vientos estelares de una estrella actualmente ya evolucionada o bien de una estrella que se encuentre en una región de alta extinción interestelar.

El interior de la burbuja interestelar estaría a temperatura lo suficientemente alta como para emitir radiación X. Sin embargo, debido al bajo brillo superficial resultante, la emisión probablemente se confundiría con la radiación X del fondo galáctico, siendo, entonces, imposible de detectar (McCray 1983).

Una tercer alternativa -dado que no se observan suficientes

evidencias de un remanente de supernova o de una estrella temprana que pueda producir vientos estelares intensos- es atribuir el movimiento expansivo directamente a la genética de la asociación. En este caso, el fenómeno expansivo observado sería un subproducto del mecanismo en gran escala que originó la asociación Sco OR2.

Ya hemos mencionado que en la región ocupada por Sco OR2 hay numerosas evidencias de formación estelar reciente (ver Secciones 1 y 7). A longitudes galácticas  $l \approx 360^\circ$ , en cambio, la formación estelar ocurre en áreas muy restringidas. Además, la cantidad de gas atómico y molecular es mucho mayor para  $l > 360^\circ$  que a longitudes menores. Puede inferirse, en consecuencia, que en la región  $l \approx 360^\circ$  la envoltura de HI en expansión en el estrato del Cinturón de Gould podría encontrar, en el futuro, condiciones favorables para la continuación del proceso de formación estelar.

Finalmente, se han estimado las masas involucradas en la región de Sco-Oph. En la Tabla II.7 se indican los resultados obtenidos para los diversos subsistemas que se encuentran dentro de la región (II.1): estrellas de la asociación; regiones HII, complejos moleculares y HI. En la col. 1 se indica el subsistema considerado; en la col. 2, su distancia más probable; en la col. 3, la masa estimada; en la col. 4 se hacen algunos comentarios; y en la col. 5 se da la referencia correspondiente al dato en col. 3. La masa de HI se obtuvo considerando todas las componentes angostas. El radio adoptado para S 27 es  $R = 0.5 \sqrt{d_e \times d_b} = 11.8 \text{ pc}$  y la densidad electrónica,  $1 \text{ cm}^{-3}$  (ver Tabla II.6).

TABLA II.7  
Masas de diversos subsistemas en Sco OB2

(1) Subsistema	(2) r (pc)	(3) M/M <sub>⊙</sub>	(4) Comentarios	(5) Ref.
asoc. Sco OB2	170	5800		a
regiones HII	170	2200	Incluye 19 fuentes (no incluye a S27)	b
complejo molec. de Ophiuchus	170	16000		c
HI dentro de $345^{\circ} < l < 360^{\circ}$ $+11^{\circ} < b < +32^{\circ}$	145	11700	No se incluye el medio internubes	d
HI dentro de $0^{\circ} < l < 15^{\circ}$ $+11^{\circ} < b < +32^{\circ}$	145	14600	No se incluye el medio internubes	d
S27 . . . -3 ( $n_e = 1 \text{ cm}^{-3}$ )	138	170		d

References: a) Blaauw (1964)  
b) Kaart y otros (1980)  
c) Wouterloot (1981)  
d) este trabajo

C A P I T U L O    I I I

OBSERVACIONES DE LA REGION HII S 27  
EN EL CONTINUO DE RADIO EN 1420 MHZ

## 1. INTRODUCCION \*

S 27 es la región HII más cercana al Sol. Su estrella excitatriz es la estrella presuntamente fusada de la asociación Sco OB2:  $\zeta$  Oph (Blaauw 1961). Debido a su alta latitud galáctica esta región HII no ha sido extensivamente analizada en el continuo de radio. Si bien el relevamiento de Haslam y otros (1982) releva toda el área de interés en 408 MHz, esta frecuencia, sin embargo, no es apropiada para estudiar la emisión originada en el proceso de Bremsstrahlung térmico dado que el gas no puede considerarse ópticamente fino a esta frecuencia. Por este motivo, se justifica hacer un estudio de la región en base a observaciones de la emisión en el continuo de radio en 1420 MHz. Un estudio detallado en el continuo de radio en esta frecuencia permitiría obtener información sobre el flujo de fotones UV necesarios para ionizar el gas y sobre los parámetros del material ionizado.

Las principales características de la región HII y de su estrella excitatriz pueden verse en la Tabla II.6 del capítulo anterior.

## 2. OBSERVACIONES Y REDUCCION

-----  
\* Realizado bajo supervisión de W. G. L. Pöppel

Se observó la emisión en el continuo de radio en una banda de frecuencias de 40 MHz de ancho centrada en 1420 MHz. Las observaciones se llevaron a cabo con el radiotelescopio del IAR entre marzo y agosto de 1984. La temperatura total de ruido del receptor era de 85 K y, a la frecuencia de operación, el ancho del haz de la antena a potencia mitad era de  $0.56$ .

Las observaciones, que se realizaron utilizando la técnica de conmutación contra carga, cubren la región delimitada por:

$$\begin{aligned} 240.0 < \alpha_{1984.5} < 255.0 \\ -20.0 < \delta_{1984.5} < -9.5 \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

Es importante mencionar que sólo es posible observar el 60 % de la región HII debido a que ésta se extiende a declinaciones mayores que las alcanzables con la antena del IAR.

El área fue relevada seis veces en forma independiente (en 9 sesiones diferentes de observación) realizándose barridos en declinación a intervalos de  $0.25$  en ascensión recta con una velocidad de  $\approx 10^\circ/\text{min}$ . El tiempo de integración de cada medición o dato individual es de 0.7 s. En estas condiciones el valor r.m.s. para el ruido es de 32 mK para cada dato individual y de 13 mK después de promediar todas las observaciones. Se obtuvieron así, 4.8 datos individuales por haz, de modo que la distribución de brillo está sobremuestreada.

Al relevar regiones extendidas en el continuo de radio debe considerarse que las contribuciones a la temperatura de antena originadas en la atmósfera y el suelo varían tanto con la

dirección a la cual se apunta el telescopio (ángulo horario  $t$  y declinación  $\delta$ ), como con el tiempo.

Con el objeto de estimar estas contribuciones se fue repitiendo sucesivamente el barrido correspondiente a  $\alpha_{1974,5} = 251^{\circ}30'$ ,  $-20^{\circ} < \delta_{1984,5} < -9^{\circ}5'$ , durante las cuatro horas de ángulo horario accesibles a la antena del IAR ( $-2h \leq t \leq +2h$ ). Los barridos obtenidos se agruparon en intervalos de ángulo horario de 30 min cada uno; promediando cada grupo se alcanzó un valor r.m.s. para el ruido de 10 mK.

En la Fig. III.1 se ha graficado la variación de la emisión en el continuo de radio en función del ángulo horario  $t$  correspondiente para 8 puntos de diferente declinación tomados del barrido de prueba. Se advierte en la Fig. una tendencia sistemática: la temperatura de antena es menor para los barridos obtenidos cerca del meridiano, aumentando a medida que nos alejamos de este. El comportamiento general, bastante simétrico respecto del meridiano, indica la presencia de una contribución a la temperatura de antena originada en la emisión de tierra, que ingresa a través de los lóbulos laterales (Berkhuijsen 1972).

En la Tabla III.1 se indican la declinación correspondiente a cada punto (col. 2), junto con el valor de la variación  $T_{\max} - T_{\min}$  de la emisión dentro del rango  $\Delta t = \pm 1^h 45'$  (col. 3). Como puede comprobarse, la amplitud de la variación depende de la declinación de cada punto, siendo menor cuanto más cerca del cenit se realicen las observaciones.

Es importante acotar que las observaciones que se analizan

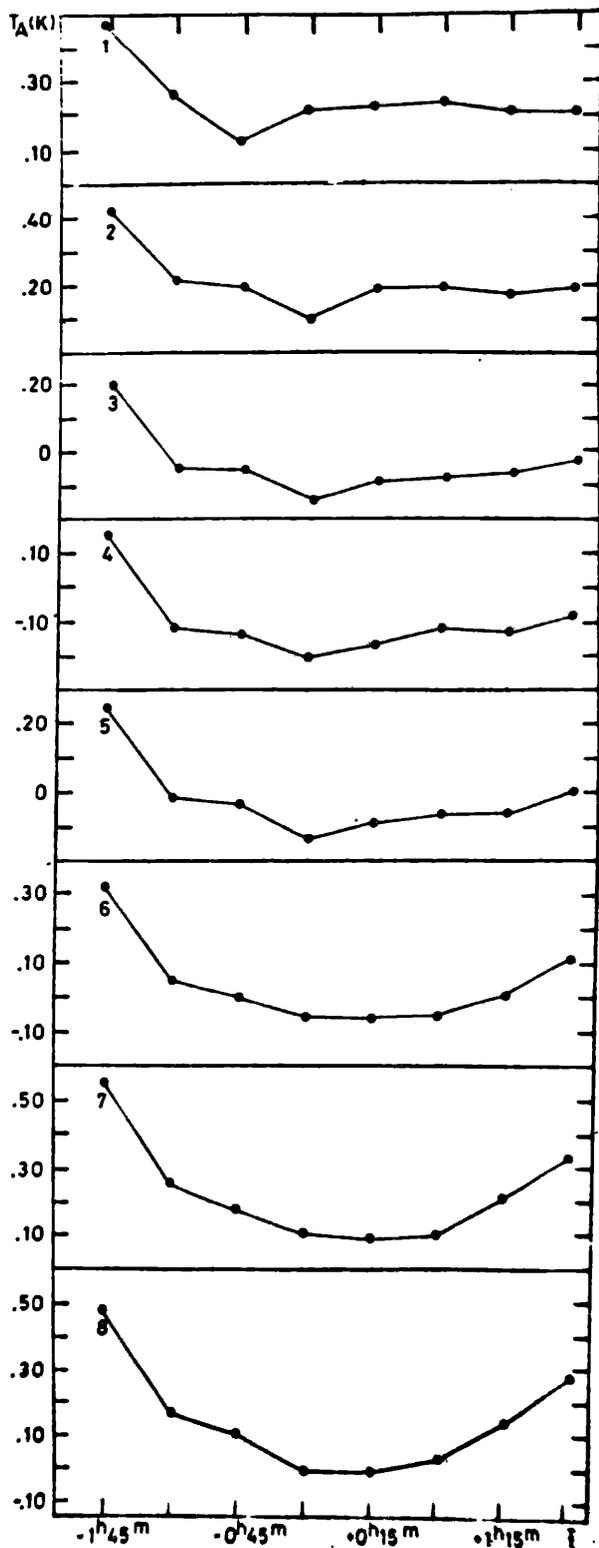


Fig. III.1: Variación de la contribución de tierra con el ángulo horario  $t$  correspondiente a 8 declinaciones diferentes en la región (III.1).

en este capítulo fueron realizadas en su mayoría entre  $-1h \leq t \leq +1h$ , donde los efectos mencionados son mínimos (Fig. III.1). Las observaciones se realizaron, además, a distancias cenitales que oscilan entre  $\approx 15^\circ$  y  $30^\circ$ . Cabe mencionar que Berkhuijsen (1972) analiza las variaciones de la contribución de la emisión de tierra con la distancia cenital para la antena de Dwinseloo encontrando que éstas son tanto más pequeñas cuanto menor es la distancia cenital a la que se realiza la observación. Para el rango de distancias cenitales  $10^\circ$  a  $30^\circ$ , esta autora encuentra que la variación es pequeña.

En el caso de nuestra antena, de montaje ecuatorial, hemos visto que la contribución de tierra depende de  $t$ , de  $\delta$  y del tiempo. Consideremos primeramente la dependencia con  $\delta$ . En la col. 4 de la Tabla III.1 se listan los valores  $T_{\max}-T_{\min}$  correspondientes a  $-1^h 15^m \leq t \leq +1^h 15^m$  para las declinaciones especificadas. Se desprende de estos valores que para este rango de ángulos horarios, las variaciones del nivel de continuo dependen poco de la declinación. El valor medio de la variación es  $T_{\max}-T_{\min} = 115 \text{ mK}$  y su dispersión es de  $30 \text{ mK}$ . Consideraremos, entonces, que la variación del nivel de continuo por contribución de tierra en el rango de trabajo  $t$ , empleado en nuestras observaciones no cambia significativamente con la declinación.

El problema de las variaciones del nivel de continuo con el ángulo horario y con el tiempo puede solucionarse en cierta medida restando de cada dato de temperatura de antena  $T_a(\alpha, \delta)$  el valor  $T_a(\alpha_0, \delta_0)$  correspondiente a un punto de referencia  $(\alpha_0, \delta_0)$

TABLA III.1  
 Variación del nivel de continuo  
 para diferentes declinaciones

(1) Punto	(2) $\delta_{1984.5}$	(3) T <sub>max</sub> -T <sub>min</sub> (K) $\Delta t = \pm 1^{\text{h}} 45^{\text{m}}$	(4) $\Delta t = \pm 1^{\text{h}} 15^{\text{m}}$
1	-19.9	0.35	0.10
2	-18.4	0.33	0.12
3	-16.3	0.35	0.10
4	-15.6	0.36	0.06
5	-13.9	0.39	0.12
6	-12.2	0.39	0.11
7	-10.7	0.46	0.16
8	-9.5	0.50	0.15

dentro de la zona (III.1), de modo que su ángulo horario no difiera mucho del correspondiente a los barridos que se observan. Cada 6 o 7 barridos en ascensión recta se observó este punto detenidamente; su temperatura de antena se restó de los barridos individuales antes de ser promediados, de modo que la temperatura de antena observada será:

$$T_a^*(\alpha, \delta) = T_a(\alpha, \delta) - T_a(\alpha_0, \delta_0)$$

El punto de referencia elegido tiene coordenadas:

$$\alpha_0 = \alpha_{1984.5} = 242.5$$

$$\delta_0 = \delta_{1984.5} = -19.0$$

Podemos aceptar, en consecuencia, que el error r.m.s. por contribución de tierra no supera el valor de 30 mK hallado más arriba.

Con el propósito de disminuir el ruido en los barridos se practicó un alisado "hannings". Los nuevos valores de temperatura de antena obtenidos para cada punto  $i$  se derivan de la expresión:

$$T_{a_i}^N(\alpha, \delta) = 0.5 T_{a_i}^*(\alpha, \delta) + 0.25 \{T_{a_{i+1}}^*(\alpha, \delta) + T_{a_{i-1}}^*(\alpha, \delta)\}$$

donde los superíndices  $N$  y  $*$  indican la temperatura de antena resultante y las observadas, respectivamente. Como resultado de este alisado, el ruido de cada nuevo valor  $T_{a_i}^N$  queda medido por:

$$\sigma^N = 0.61 \sigma^*$$

donde  $\sigma^*$  es el valor r.m.s. para el ruido de cada punto observado y  $\sigma^N$ , el correspondiente a los datos ya alisados.

De este modo, el nuevo valor r.m.s. para el ruido es de 8 mK.

Por otro lado, la resolución en declinación disminuye, siendo en nuestro caso el nuevo valor:

$$\phi_{\delta} \approx \sqrt{(0.56)^2 + (2 \times 0.1167)^2} = 0.61$$

mientras que la resolución en ascensión recta permanece invariable.

Finalmente se obtuvo el mapa de distribución de la emisión en el continuo de radio en la zona estudiada, adoptándose como nivel cero de temperaturas de antena la correspondiente al punto de coordenadas:

$$\alpha_{1950,0} = 241.4$$

$$\delta_{1950,0} = -10.8$$

donde se detectó la mínima temperatura de antena de la zona.

### 3. RESULTADOS

#### 3.a. Descripción

En la Fig. III.2 se muestra la distribución de la emisión en el continuo de radio en la región definida por (III.1). Las unidades son arbitrarias. La correspondiente temperatura de antena  $T_a$  de cada nivel -rotulado con un cierto número  $n$ - se obtiene por medio de:

$$T_a = 0.10 (n-1) \text{ K}$$

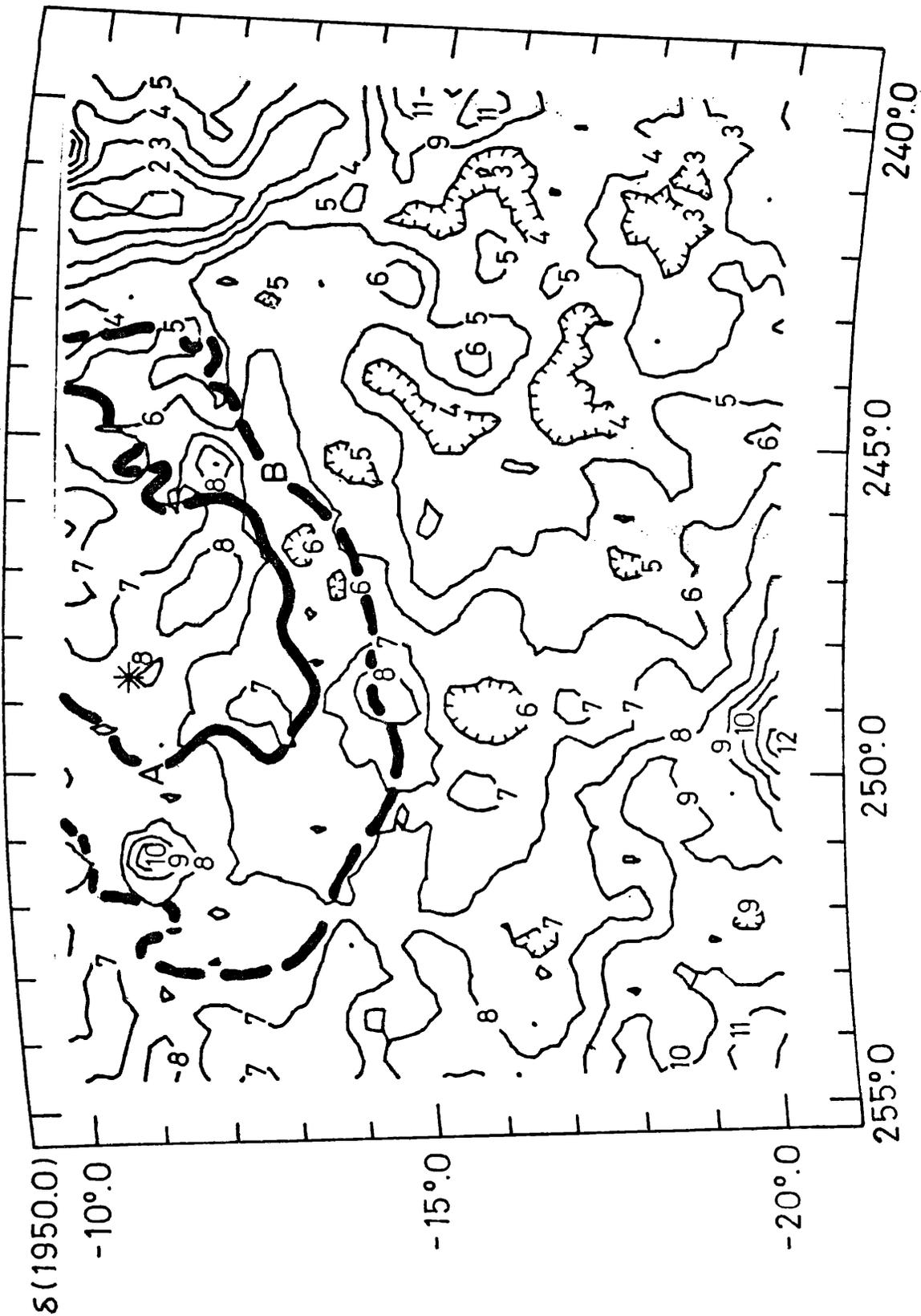


Fig. III.2: Distribucion de la emision en el continuo de radio en 1410 MHz en la region III.1. Las unidades son arbitrarias. Los contornos rotulados A y B (correspondientes a isolíneas de emision H $\alpha$ ) delimitan la region III S 27 (ver Fig. II.13) y el asterisco indica la posición de  $\alpha$  Oph.

Se indican, además, los contornos de igual intensidad de emisión H $\alpha$  correspondientes a S 27, tomados de la Fig. II.13, junto con la posición de la estrella excitatriz  $\zeta$  Oph.

Comparando la distribución de la emisión en el continuo de radio en 1420 MHz para la región III.1 con el mapa obtenido en 408 MHz por Haslam y otros (1982) surge que, si se consideran las características principales, las distribuciones de brillo son similares. En ambos mapas la intensidad aumenta hacia el SE; y la zona de emisión en  $\delta \approx -20$ ,  $240^\circ < \alpha_{1950,0} < 255^\circ$ , que en 408 MHz constituye una saliente con fuerte emisión proveniente del plano galáctico, también se insinúa en el mapa en 1410 MHz. Además, numerosas radiofuentes en común pueden identificarse en ambos mapas, al igual que algunos mínimos en la distribución de la emisión.

Sin embargo, muy pocas características de la emisión en el continuo de radio parecen estar vinculadas en forma definida a la región HII S 27. Los contornos rotulados 5 y 6 delinean, aproximadamente, la región HII por el O y SO; mientras que por el SE (que corresponde a latitudes galácticas b más bajas) no se observa, en forma definida, emisión asociada alguna. Así, los contornos 5 y 6 indicarían (al O y SO) la existencia de un aumento de la emisión en el continuo de radio originado en el gas ionizado de la región HII. Este exceso de emisión no superaría el valor  $T_a = 0.10$  K. A medida que disminuye la latitud galáctica b, la emisión del fondo galáctico, más intensa, aparentemente enmascara la débil contribución de la región HII. El área de S 27 que muestra mayor intensidad en la línea

$H\alpha$  (delimitada por el contorno A en la Fig. III.2) parece mostrar, también, mayor emisión en el continuo de radio; ya que se advierte la presencia de un objeto extendido centrado aproximadamente en  $\alpha_{1950,0} = 247.1, \delta_{1950,0} = -11.8$ .

En la Tabla III.2 se enumeran las radiofuentes del Catálogo de Parkes (1969) que pudieron ser detectadas nítidamente en la zona. En la col. 1 se da el nombre de la fuente; en la col. 2, sus coordenadas  $\alpha, \delta$  (1950.0); en la col. 3, la densidad de flujo en varias frecuencias (0.4, 1.4, 2.6 y 5.0 GHz); en la col. 4, los índices espectrales. El primer valor fue derivado entre 408 y 1410 MHz; mientras que el segundo se obtuvo entre 1410 y 2650 MHz. Finalmente, en la col. 5 se indican la identificación óptica y algunos comentarios.

Surse de la tabla que exceptuando PKS 1635-14 todas las radiofuentes muestran espectro no térmico. La radiofuente mencionada, sin embargo, ha sido identificada recientemente con un cuasar (ver Tabla III.2); objetos, que, en su mayoría, presentan espectro no térmico. Por otro lado, del alto valor de densidad de flujo derivado a partir de observaciones en 408 MHz (comparado con la densidad de flujo derivada para otras frecuencias) se infiere que debe haber pequeñas radiofuentes con espectro no térmico en la zona (ver Tabla III.2). Teniendo todo esto en cuenta no puede asegurarse que PKS 1635-14 sea una radiofuente térmica y en consecuencia su vinculación con S 27 parece improbable.

Por otro lado, estimamos que el exceso de emisión aparentemente asociado a la parte observada de S 27 varía entre

Tabla III.2  
Posición y densidad de flujo de las radiofuentes detectadas

PKS (1)	$\alpha, \delta$ (1950.0) (2)	S (f.u.) (GHz) (3)				Indice espec. $\alpha$ (4)	Ident. ópt. (5)
		0.4	1.4	2.6	5.0		
1602-17	240°54', -17°43'	3.9	1.6	0.7	0.3	-0.7, -1.3	III a
1609-14	242°32', -14°20'	1.9	1.2	0.4		-0.4,	III a Ext a G b
1612-15	243°23', -15°49'		0.6				
1620-15	245°14', -15°59'	2.2	0.5			-1.2,	
1621-11	245°31', -11°57'	7.1	2.1	1.4	0.8	-1.0, -0.6	III a G b
1635-14	248°98', -14°17'	3.6+	1.2	1.1	0.6	-0.1	III a Q b
1640-15	250°25', -15°34'	4.7	1.2	0.5		-1.1, -1.4	III a
1642-18	250°63', -18°49'	2.4	1.2	0.5		-0.6, -1.4	III a
1644-10	251°18', -10°65'	5.7	2.1	1.5	0.8	-0.8, -0.5	III a
1652-14	253°04', -14°65'	(3.2)	0.4	0.2			Ext a

+: incluye otras fuentes

III: no se ven estrellas azules dentro de la caja de error de la posición de la fuente

G: galaxia

Q: quasar

Referencias: a) Catálogo de radiofuentes de Parkes (1969)

b) Veron-Cetty y Veron (1983)

c) Shimmins y otros (1969)

0.05 o 0.10 K en temperatura de antena (objeto 1). La fuente extendida centrada en  $\alpha_{1950,0} = 247^{\circ}.1$ ,  $\delta_{1950,0} = -11^{\circ}.8$  también se considerará vinculada al gas ionizado de S 27 (objeto 2).

3.b. Determinación de la densidad de flujo y de los parámetros del gas ionizado.

La densidad de flujo  $S_{\nu}$  de una radiofuente a una cierta frecuencia  $\nu$  se obtiene integrando el brillo superficial  $B_{\nu}$  sobre el ángulo sólido  $\Omega_S$  subtendido por la radiofuente:

$$S_{\nu} = \int_{\Omega_S} B_{\nu} d\Omega = \frac{2k}{\lambda^2} \int_{\Omega_S} T_b d\Omega \quad (\text{III.2})$$

donde  $S_{\nu}$  se mide en  $\text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ ;  $d\Omega$  es un elemento de ángulo sólido (ster);  $k$ , la constante de Boltzman ( $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ );  $\lambda$ , la longitud de onda (m); y  $T_b$ , la distribución de temperatura de brillo sobre la radiofuente.

En el caso de una fuente extendida, puede demostrarse que:

$$\int_{\Omega_S} T_b d\Omega = \int_{\Omega_M} \frac{T_a}{\eta_B} d\Omega$$

donde  $\eta_B$  es la eficiencia de haz y  $\Omega_M$  el ángulo sólido del lóbulo principal de la antena. Consecuentemente:

$$S_{\nu} = \frac{2k}{\lambda^2 \eta_B} \int_{\Omega_M} T_a d\Omega \quad (\text{III.3})$$

$\eta_B$  es el cociente entre el ángulo sólido del lóbulo principal  $\Omega_M$  y el ángulo sólido total  $\Omega_A$  correspondiente a la antena (Kraus 1966):

$$\rho_B = \frac{\Omega_M}{\Omega_A} \quad (\text{III.4})$$

Además:  $\lambda^2 = \Omega_A A_e \quad (\text{III.5})$

y  $\eta_A = \frac{A_e}{A_f} \quad (\text{III.6})$

donde  $A_e$  es el área efectiva de la antena;  $A_f$  el área física y  $\eta_A$  la eficiencia de apertura.

De (III.4), (III.5) y (III.6) se deduce que:

$$\rho_B = \eta_A \frac{\Omega_M \pi D^2}{\lambda^2 4}$$

donde  $D$  es el diámetro de la antena. Adoptando:

$\Omega_M = 9.55 \times 10^{-5} \times 1.133$  ster (el factor 1.133 proviene de considerar que el haz tiene forma gaussiana);

$$\lambda = 0.21 \text{ m};$$

$$\eta_A = 0.46 \text{ (Giacani y Testori 1984); y}$$

$$D = 30 \text{ m}$$

resulta  $\rho_B = 0.8$ .

La densidad de flujo correspondiente a los objetos 1 y 2 se derivó por medio de la expresión III.3. Para el objeto 1 se consideró un exceso de emisión atribuible a S 27 dado por  $T_a = 0.05$  y  $0.10$  K, en tanto que el ángulo sólido se considera igual al subtendido por la línea de emisión  $H\alpha$  externa (línea B en Fig. III.2), teniendo en cuenta sólo el área relevada. Para el objeto 2 se consideró la isolínea correspondiente a  $T_a = 0.625$  K como emisión de fondo. Se obtuvo para el objeto 1:

$$S_{\nu_1} = 42.2 \text{ f.u.} \quad \text{si } T_e = 0.05 \text{ K}$$

$$\text{y } S_{\nu_2} = 84.4 \text{ f.u.} \quad \text{si } T_e = 0.10 \text{ K}$$

y para el objeto 2:

$$S_{\nu_2} = 10.6 \text{ f.u.}$$

Utilizando la densidad de flujo  $S_\nu$  derivada a frecuencias a las que el gas ionizado es ópticamente fino pueden determinarse diversos parámetros de la región HII: la medida de emisión  $E$  ( $\text{pc cm}^{-6}$ ); el parámetro de excitación  $U$  ( $\text{pc cm}^{-2}$ ); la densidad electrónica  $n_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ); y la masa de hidrógeno ionizado  $M_{\text{HII}}$  ( $M_\odot$ ). La medida de emisión y el parámetro de excitación se calculan por medio de:

$$E = 2 R_G n_e^2 \quad (\text{III.7})$$

$$\text{y } U = R_G n_e^{2/3} \quad (\text{III.8})$$

donde  $R_G$  es el radio de Strömsren (aproximando el volumen de  $S$  27 por una esfera).

La densidad electrónica  $n_e$  depende fuertemente del modelo de nebulosa considerado. Schraml y Mezger (1969) obtienen, para una nebulosa esférica y de densidad uniforme, las siguientes expresiones para la densidad electrónica y la masa de hidrógeno ionizado:

$$n_e = 98.152 a(\nu, T_e) T_e^{0.175} S_\nu^{0.5} r^{-0.5} \nu^{0.05} \theta_G^{-1.5} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{III.9})$$

$$M_{\text{HII}} = 9.954 \times 10^{-2} a(\nu, T_e) T_e^{0.175} S_\nu^{0.5} r^{2.5} \theta_G^{1.5} \nu^{0.05} \left[ \frac{N_{\text{HeII}}}{N_{\text{HII}}} \right]^{-1} \quad (\text{III.10})$$

En estas expresiones:  $a(\nu, T_e)$  es un parámetro evaluado por

Mezger y Henderson (1967);  $T_e$  es la temperatura electrónica de la región HII (K);  $r$ , su distancia (kpc);  $\nu$ , la frecuencia de observación (GHz); y  $\Theta_G$ , el diámetro de la fuente (min arco). El último término entre paréntesis en la expresión (III.10) representa la contribución del HeII.

Adoptando un valor típico  $T_e = 10^4$  K y  $\nu = 1.4$  GHz,  $a(\nu, T_e) = 1$  y despreciando la contribución del HeII obtenemos:

$$n_e = 500.44 S_\nu^{0.5} r^{-0.5} \Theta_G^{-1.5} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{III.11})$$

$$M_{\text{HII}} = 0.508 S_\nu^{0.5} r^{2.5} \Theta_G^{1.5} M_\odot \quad (\text{III.12})$$

Dado que el objeto 2 está contenido en el objeto 1 -su área es mucho menor que la de este último- podemos considerar a ambas fuentes como una sola a los efectos del cálculo. Considerando entonces la densidad de flujo de los objetos 1 y 2 en conjunto y utilizando (III.11) y (III.12) con  $r = 170$  pc y  $\Theta_G$  correspondiente al área definida por la líneas B (Fig. III.2) resulta:

$$\bar{n}_e = 1.1 \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{y } M_{\text{HII}} = 343 M_\odot$$

si  $T_e = 0.05$  K para el objeto 1; y

$$\bar{n}_e = 1.5 \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{y } M_{\text{HII}} = 460 M_\odot$$

si  $T_e = 0.10$  K. Debe tenerse en cuenta que la Masa de HII corresponde sólo a la región relevada, que cubre el 60 % de S 27.

Vemos que la diferencia en la densidad electrónica derivada

Para ambos casos no es significativa, pese a que la densidad de flujo es considerablemente diferente. Consideraremos, entonces, un valor medio  $\bar{n}_e = 1.3 \text{ cm}^{-3}$ . Se estima que el error en el valor de  $n_e$  está dentro de un factor 2 o 3.

El parámetro de excitación  $U$  correspondiente a la región HII completa resulta:

$$U = 12.3 (1.3)^{2/3} = 15 \text{ pc cm}^{-2}$$

Panagia (1973) deriva para una estrella O9.5V (correspondiente a la clase espectral de  $\zeta$  Oph) un parámetro de excitación  $U_* = 31 \text{ pc cm}^{-2}$ . Este valor duplica el encontrado para mantener la ionización de la región HII. Probablemente, la confusión entre la emisión en el continuo de radio del gas ionizado de S 27 con la correspondiente al fondo galáctico constituyen una fuente apreciable de error en la determinación de los parámetros a partir de observaciones de continuo de radio.

El valor de la densidad electrónica derivado es comparable al determinado por Elmesgreen (1975) ( $n_e = 3.65 \text{ cm}^{-3}$ ) en base a observaciones de emisión en H $\alpha$ ; y es un orden de magnitud mayor que el obtenido por Chaffee y White (1982) ( $n_e = 0.27 \text{ cm}^{-3}$ ) a partir de la densidad columnar de líneas interestelares de CaI y CaII. Por otro lado, el valor de Elmesgreen (1975) es compatible con el parámetro de excitación  $U_*$ .

C A P I T U L O    I V

LA BURBUJA INTERESTELAR

ALREDEDOR DE  $\odot$  MUS

## 1. INTRODUCCION \*

Una de las nebulosas con estructuras filamentosas alrededor de estrellas WR descubiertas por Heckathorn y otros (1980) está asociada con  $\Theta$  Mus = HD113904 = WR 48 (van der Hucht y otros 1981). Esta nebulosa es visible en placas fotográficas tomadas con filtros interferenciales centrados en [OIII] y en  $H\alpha$  + [NII] como un filamento arqueado, aproximadamente 33' al sur de  $\Theta$  Mus, presentando tres lóbulos unidos, con un largo total de 63'. El filamento, que se muestra en la Fig. IV.1, fue clasificado por Chu (1981) como "resión HII excitada radiativamente" y se encuentra en el borde de una resión HII difusa (Maršálková 1974) que Georselin y Georselin (1970) ubican a una distancia cinemática de 1.75 kpc basándose en interferogramas Fabry-Perot de la línea  $H\alpha$ .

El filamento nebuloso alrededor de  $\Theta$  Mus fue estudiado por Chu y Treffers (1981) utilizando interferogramas centrados en la línea  $H\alpha$  obtenidos en dirección a regiones ubicadas entre el filamento óptico y la estrella WR. Los resultados de sus observaciones no muestran evidencias de expansión nebulosa, y los autores asignan a  $\Theta$  Mus y al filamento observado en [OIII] una distancia cinemática de 1.3 kpc. Este valor puede tener

-----  
\* Trabajo realizado bajo la supervisión de V. S. Niemelä  
(Cappia de Nicolau y Niemela 1984).

HD 113904 (WC 6 + 09.5I)

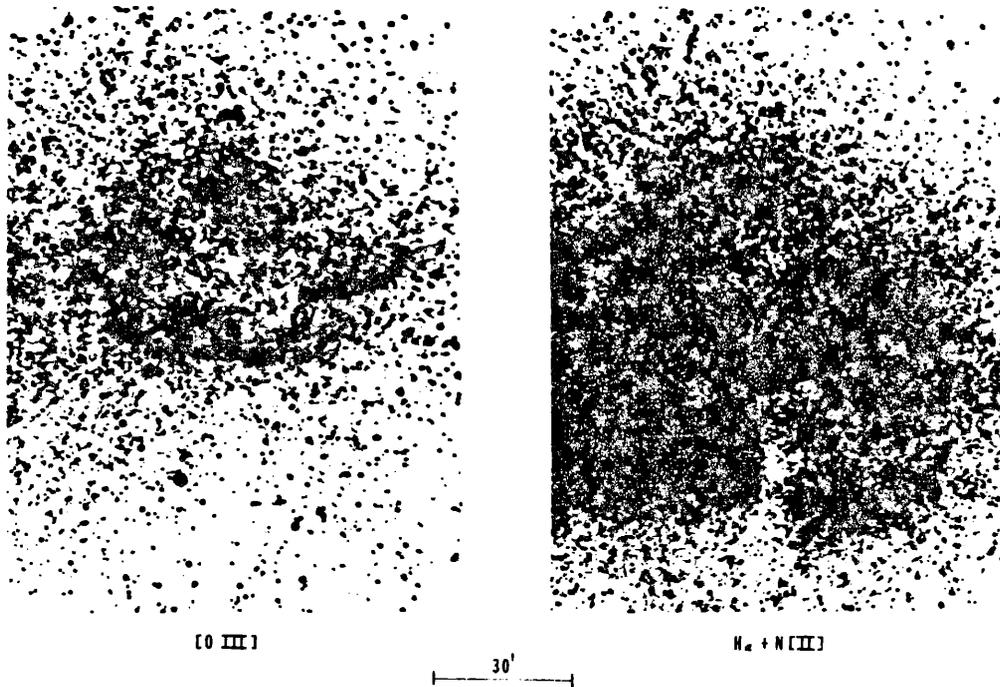


Fig. IV.1: Fotografía de [O III]  $\lambda$  5007 y H $\alpha$  + [N II]  $\lambda$  6570 obtenida en dirección a  $\Theta$  Mus (Heckathorn y otros 1982b).

considerable error debido al pequeño número de puntos observados en la región (sólo cuatro) ya que los diagramas de velocidad de nebulosas anillo asociadas a estrellas WR suelen ser bastante complejos (Treffers y Chu 1982). Además, la distancia obtenida por Chu y Treffers (1981) es mucho menor que la distancia estelar estimada para  $\Theta$  Mus (desde 2.0 kpc (Smith 1968b) hasta 2.5 kpc (Lortet y otros 1982)) y podría referirse a la región HII difusa.

Con el objeto de estudiar la interacción entre el viento estelar de la estrella WR y el material interestelar circundante se realizaron observaciones en la línea de 21 cm del hidrógeno neutro en dirección al filamento óptico alrededor de HD113904. Se presentan aquí los resultados.

## 2. LAS OBSERVACIONES Y SU REDUCCION

Las observaciones en la línea de 21 cm del HI se obtuvieron con el receptor para 1420 MHz y la antena de 30 m de diámetro del Instituto Argentino de Radioastronomía entre noviembre de 1981 y agosto de 1982. A la frecuencia de la línea de 21 cm el ancho del haz a potencia mitad es de 34'. La temperatura de ruido total del sistema es de 83 K (observando en dirección de un punto frío del cielo).

Se observó una región de  $6^{\circ} \times 6^{\circ}$  en coordenadas ( $l, b$ ) cubriendo el área

$$301.75 < l < 307.75$$

$$-5.5 < b < +0.5 \quad (\text{IV.1})$$

centrada en la posición óptica de  $\theta$  Mus ( $l, b$ ) =  $(304.67, -2.49)$ , con una grilla de puntos espaciados  $0.5^\circ$  tanto en longitud como en latitud galácticas.

En cada posición ( $l, b$ ) se observó la línea de 21 cm del HI dentro del rango de velocidades  $-90$  a  $+130$  km/s con el banco de 112 filtros de 10 kHz de ancho cada uno utilizando la técnica de "conmutación contra carga". El ancho de cada filtro permite obtener una resolución en velocidad de 2 km/s.

El tiempo de integración en cada observación fue de 3 min, que representa un valor r.m.s. para el ruido de 0.12 K para cada punto espectral. La zona central de la grilla (aproximadamente el 60 % de los puntos) fue observada dos veces. En estos casos usando el promedio de las dos observaciones se obtiene un valor r.m.s. para el ruido de 0.09 K. El error relativo de la temperatura de brillo pico en los perfiles se estima en un 4-5 %.

La escala de temperatura de brillo  $T_b$  se calibró adoptando 31.2 K como temperatura de brillo del Polo Sur Celeste. Este valor es consistente con una temperatura de brillo de 80 K para el punto de calibración P10 de Pöppel y Vieira (1973) coincidente con el St9 de Williams (1973).

La reducción de los perfiles de la línea se realizó utilizando procedimientos y programas standard del IAR.

### 3. LOS RESULTADOS Y SU DISCUSION

A fin de estudiar la cinemática y distribución espacial del HI en el entorno de la nebulosa anillo óptica alrededor de  $\theta$  Mus, se trazaron, con los perfiles de la línea de 21 cm, tres tipos de diagramas de contorno de igual temperatura de brillo  $T_b$  (isofotas): en coordenadas  $(l, b)$  manteniendo constante la velocidad; en coordenadas  $(l, v)$  con latitud constante; y en coordenadas  $(b, v)$  con longitud constante. Estos diagramas permiten conocer la distribución de la intensidad de la emisión de HI a través de cortes en velocidad radial y latitud o longitud galácticas.

En la Fig. IV.2 se muestra la isofota  $(l, v)$  para la latitud  $b = -3.0$ , valor cercano a la latitud galáctica de la nebulosa óptica. Pueden verse en ella muchas estructuras de diferente velocidad (definidas como puntos de máxima intensidad de temperatura de brillo  $T_b$ ): en el rango comprendido entre  $-40$  y  $-20$  km/s aparecen nubes de HI constituyendo una "cordillera" con  $v \sim -30$  km/s; una segunda "cordillera" tiene velocidad  $v \sim -5$  km/s; mientras que concentraciones de menor intensidad están presentes a  $v \sim +40$  y  $+80$  km/s.

De acuerdo al modelo de rotación galáctica circular de Schmidt (1965) las estructuras que aparecen a  $v = -30$  km/s se ubicarían a una distancia de  $\sim 3$  kpc del Sol, mientras que las estructuras presentes a  $v \sim -5$  km/s provendrían del hidrógeno local. Las concentraciones a  $v \sim +40$  y  $v \sim +80$  km/s estarían ubicadas a distancias de  $\sim 14$  y  $\sim 17$  kpc del Sol,

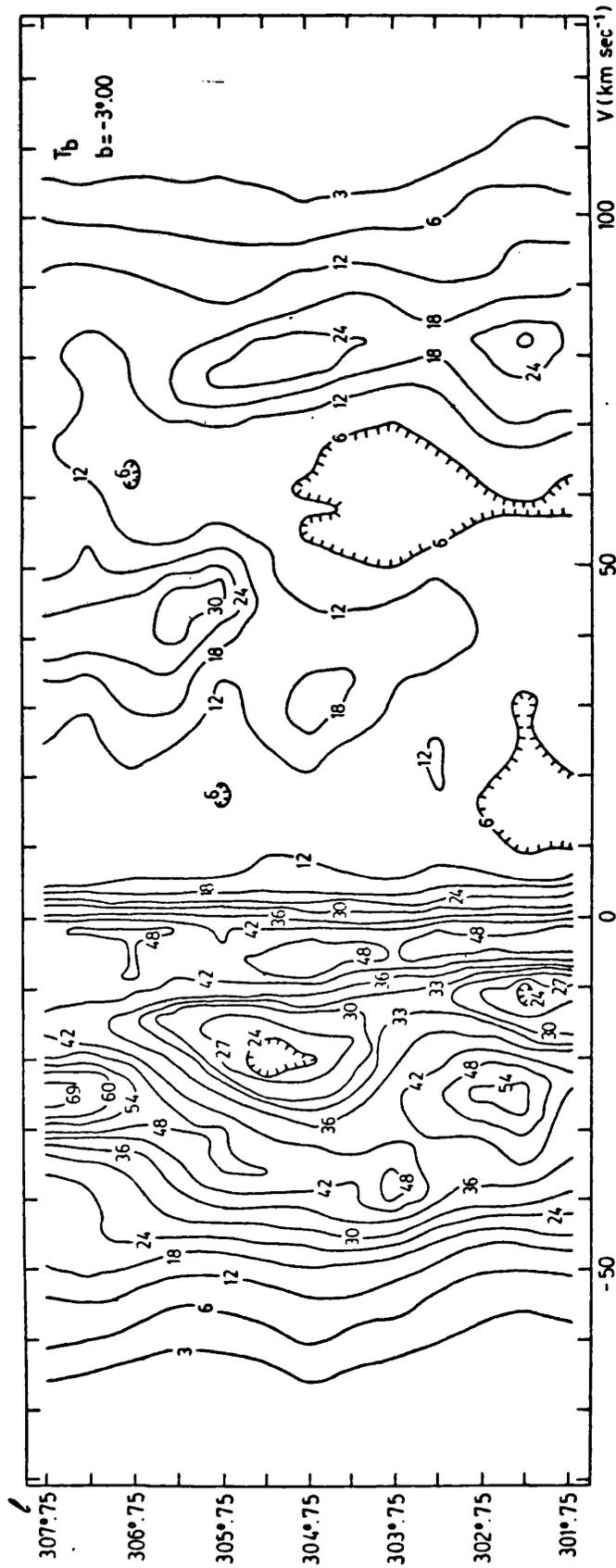


Fig. IV.2: Diagrama de contornos de igual temperatura de brillo  
 $T_b$  para la latitud seléctica  $b = -3.0$ .

respectivamente. Considerando el diagrama de estructura espiral de Humphreys (1976), los objetos con  $V \sim -30$  km/s formarían parte del brazo espiral de Carina - Sagitario y de la extensión de Centauro; en tanto que los de velocidad positiva pertenecerían a extensiones lejanas del mencionado brazo espiral ubicadas fuera del círculo solar. Estas estructuras con  $V \sim +40$  y  $+80$  km/s también están presentes en perfiles de 21 cm obtenidos en dirección a regiones muy alejadas de nuestra zona de interés (Garzoli 1972, Kerr y otros 1976) indicando la existencia de estructuras a gran escala en la región.

El diagrama de la Fig. IV.2 muestra, además de las mencionadas estructuras de HI, la existencia de una deficiencia en la distribución del hidrógeno neutro, en dirección a  $\Theta$  Mus. Esta cavidad, que está centrada en  $(305^\circ, -3^\circ)$ , es visible en el rango de velocidades  $-30 \leq V \leq -10$  km/s. La deficiencia sugiere la existencia de movimientos peculiares en el medio interestelar a distancias comprendidas entre 1 y 3 kpc de acuerdo con el modelo de rotación mencionado.

A fin de analizar en detalle este 'asujero' en la distribución del HI en la dirección de  $\Theta$  Mus, se presenta en la Fig. IV.3(a-f) una serie de isofotas ( $\ell, b$ ) con velocidad constante en el intervalo  $-30 \leq V \leq -10$  km/s dibujadas cada cuatro km/s. En cada mapa se indica la posición de  $\Theta$  Mus con un asterisco y la del filamento óptico observado en [OIII] por Heckathorn y otros (1982) mediante una línea de puntos. El análisis de estas isofotas indica cambios en la forma y dimensiones de la deficiencia de HI con la velocidad. Para

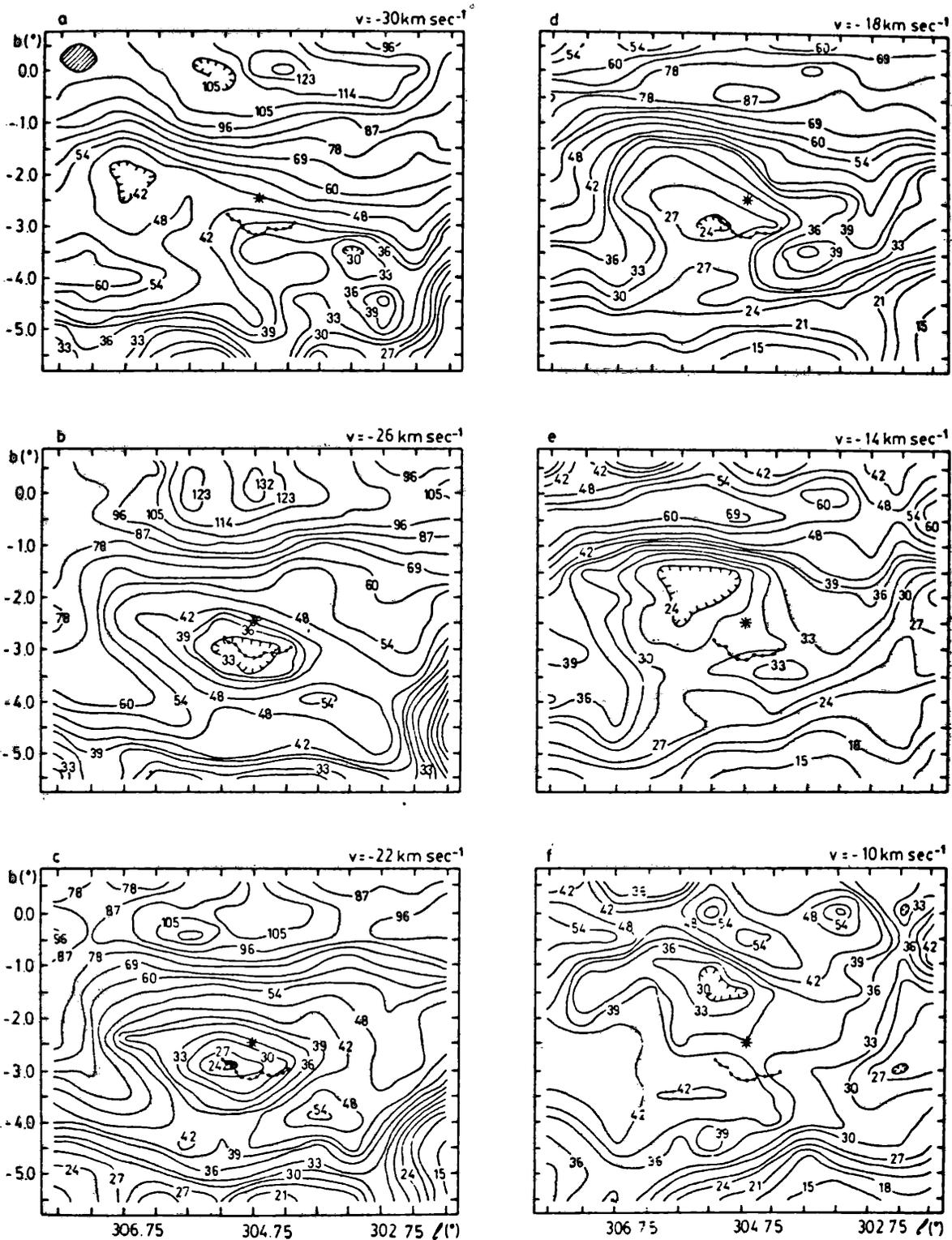


Fig. IV.3: Diagramas de contornos de isual temperatura de brillo  $T_b$  en coordenadas  $(l, b)$  para el rango de velocidades  $-30 \leq v \leq -10 \text{ km/s}$ , dibujadas cada 4  $\text{km/s}$ . (Ver explicaciones en el texto).

velocidades  $V < -20$  km/s la deficiencia presenta las dimensiones angulares y el gradiente de temperatura de brillo más pronunciados. Para  $V < -18$  km/s la cavidad en la distribución de HI es coincidente con la dirección a la estrella WR y al filamento óptico, mientras que para  $V > -18$  km/s se la ve al NE de la estrella. Aunque un medio interestelar con densidad variable podría ser responsable de este cambio, la brusca variación en posición observada entre  $V = -18$  km/s y  $V = -14$  km/s (Fig. IV.3d-e) sugiere que se está en presencia de dos mínimos de HI parcialmente superpuestos en la línea de la visual. Ambas cavidades quedan definidas por sus coordenadas centrales y la velocidad  $V_c$  a la cual la deficiencia de HI presenta las mayores dimensiones:  $(305^\circ, -3^\circ)$  a velocidad  $V_c = (-23 \pm 1)$  km/s y  $(305.5^\circ, -2^\circ)$  a  $V_c \sim -14$  km/s.

TABLA IV.1  
Parámetros de las deficiencias de HI derivados  
de las observaciones

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
(l, b)	$V_c$	r	$\Delta l \times \Delta b$	$D_1 \times D_2$	$R^*$	z	$V_e$
	km/s	kpc		pc x pc	pc	pc	km/s
$(305^\circ, -3^\circ)$	-23	1.8	$4 \times 2.5$	$126 \times 79$	50	-100	9
$(305.5^\circ, -2^\circ)$	-14	1.0	$2.3 \times 2.3$	$40 \times 40$	20	-35	-

$$* R = \sqrt{\frac{D_1 \times D_2}{4}}$$

En la Tabla IV.1 se presentan los siguientes parámetros

obtenidos para ambas deficiencias a partir de las observaciones en HI: en las cols. 1 y 2 se indican las coordenadas del centro de la deficiencia y la velocidad sistemática  $V_c$ ; en la col. 3, la distancia cinemática  $r$  de acuerdo al modelo de rotación galáctica de Schmidt (1965); en las cols. 4 y 5, las correspondientes dimensiones angulares y lineales; en la col. 6, el radio medio geométrico  $R$ ; en la col. 7, la distancia al plano galáctico  $z$ ; y en la col. 8, la velocidad de expansión  $V_e$  estimada.

### 3.a. Mínimo de HI centrado en $(305^\circ, -3^\circ)$

De acuerdo a los valores de la Tabla IV.1 y el diagrama de brazos espirales de Humphreys (1976), este "hueco" en la emisión de HI estaría ubicado en la parte del brazo espiral de Carina Sasitario más cercana al Sol, en una región relativamente libre de nubes oscuras (Khavtassi 1960).

Se han detectado algunas radiofuentes en dirección a los bordes del mínimo de HI (Clark y otros 1974, Clarke y otros 1976, Bolton y Butler 1975). Sin embargo, éste no puede ser explicado como debido a absorción producida por fuentes de radiocontinuo dada la pequeña extensión de estas comparada con nuestro haz, y sus bajas densidades de flujo. El mínimo representa por tanto una verdadera deficiencia de hidrógeno en estado neutro.

La coincidencia espacial entre el mínimo de HI, la estrella  $\epsilon$  Mus = WR 48 y la nebulosa anillo óptica, y el hecho de que la distancia cinemática de la cavidad ( $r = 1.8 \pm 0.1$  kpc) esté en muy

buen acuerdo con la obtenida a partir de observaciones ópticas para la estrella WR 48 ( $r = 2$  kpc, Smith 1968b), susieren una asociación física entre el mínimo de HI y la estrella WR.

Por otro lado, las observaciones de Hill (1968) en el continuo de radio en 1410 MHz no muestran exceso de emisión en dirección de la nebulosa anillo y de la cavidad de HI alrededor de  $\theta$  Mus. Esto indica que la densidad electrónica del gas ionizado en la dirección del mínimo no supera el valor  $n_e \approx 3$   $\text{cm}^{-3}$ . Además, la presencia de la nebulosa anillo óptica en torno de WR constituye otra evidencia en favor de la existencia de una burbuja interestelar.

Este mínimo aparece abierto del lado opuesto al plano galáctico. Esto se puede explicar como debido a la presencia de un gradiente de densidad de HI en la dirección perpendicular al plano galáctico. Esta característica se observa también en la distribución de HI alrededor del remanente de supernova Lupus Loop (Colomb y Dubner 1982) y en el continuo de radio de otros remanentes de supernova (Caswell 1977). Por otro lado, la distribución de HI observada en torno de  $\theta$  Mus presenta una notoria semejanza con la usualmente encontrada alrededor de remanentes de supernova (ver Cap. I).

Podemos estimar la deficiencia de masa de gas neutro en el mínimo con respecto al medio circundante. La masa  $M_{\text{HI}}$  asociada a una nube interestelar de densidad columnar de hidrógeno neutro  $N_{\text{HI}}$  ubicada a una distancia  $r$  y extendida sobre una cierta área  $A$  puede calcularse por medio de la expresión:

$$M_{HI} = 2.436 \times 10^{-4} r^2 N_{HI} A$$

donde  $M_{HI}$  se da en  $M_{\odot}$ ;  $r$ , en pc;  $N_{HI}$ , en unidades de  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ; y  $A$ , en  $(^{\circ})^2$ . La densidad columnar se evalúa considerando que el gas es ópticamente fino, aplicando la expresión:

$$N_{HI} = 1.823 \times 10^{18} \int_{V_1}^{V_2} T_b dV \quad \text{cm}^{-2} \quad (IV.2)$$

donde  $V_1$  y  $V_2$  indican el rango de velocidades entre las cuales se observa la nube. En la Fig. IV.4 se muestra la distribución de  $N_{HI}$  en la región analizada, donde se han tomado  $V_1 = -28 \text{ km/s}$  y  $V_2 = -16 \text{ km/s}$ .

Para obtener la deficiencia de masa  $(M_{HI})_{def}$  del mínimo de HI es necesario estimar la densidad columnar esperada  $(N_{HI})_{esp}$ . Esta se obtuvo de la Fig. IV.4 computando la densidad columnar media de HI a través de regiones con longitud galáctica constante alejadas del mínimo ( $l_1 = 302^{\circ}$  y  $l_2 = 307.5^{\circ}$ ). La deficiencia de masa de HI se calculó realizando la planimetría del área  $A$  abarcada por el mínimo en la distribución de HI por medio de:

$$(M_{HI})_{def} = 2.436 \times 10^{-4} r^2 \{(N_{HI})_{esp} - N_{HI}\} A \quad (IV.3)$$

Se obtuvo:

$$(M_{HI})_{def} = (3.1 \pm 1.0) \times 10^{-3} r^2 M_{\odot} \text{ pc}^2$$

Si  $r = 1.8 \text{ kpc}$ ,

$$(M_{HI})_{def} = (10.0 \pm 3.1) \times 10^3 M_{\odot}$$

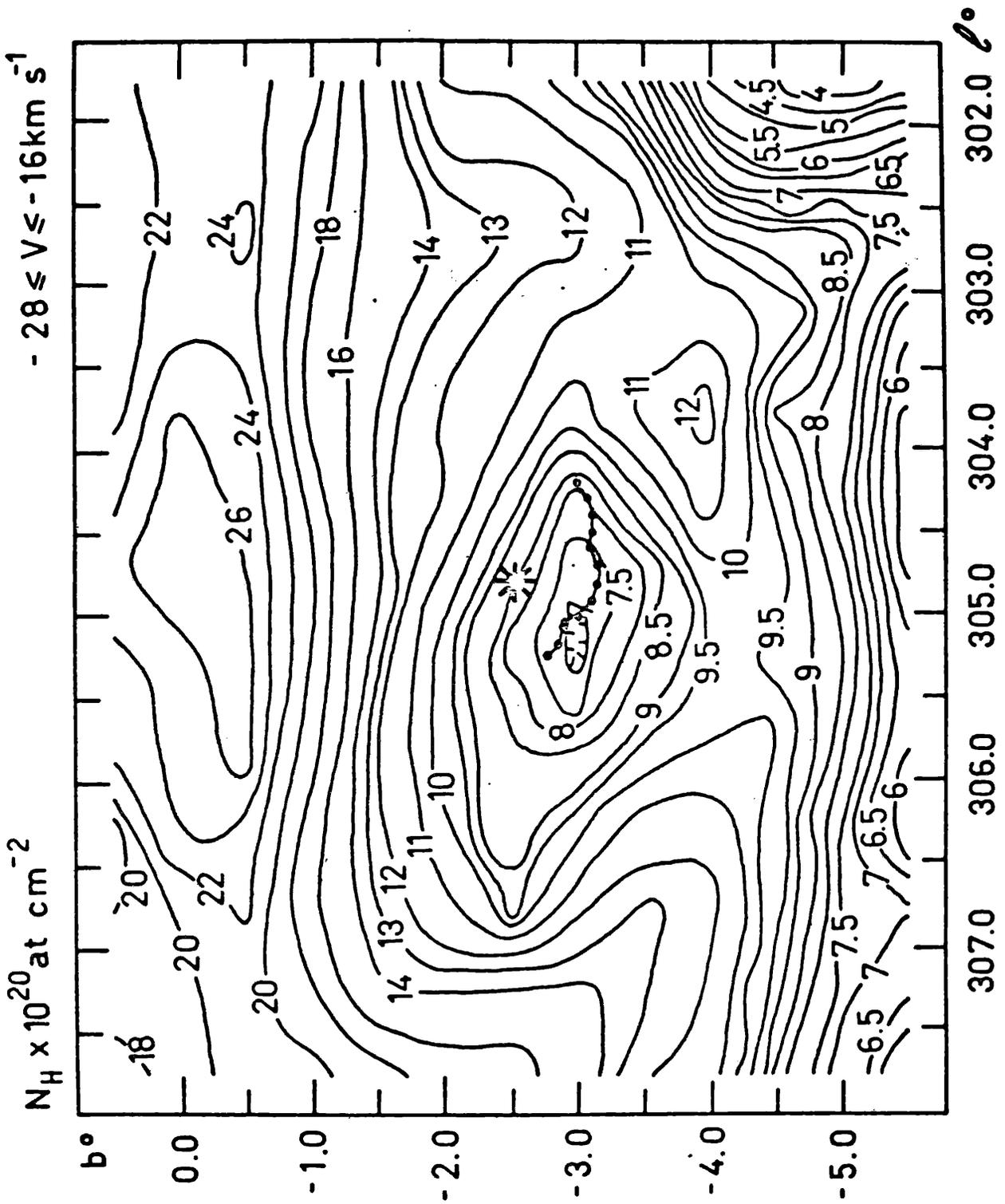


Fig. IV.4: Diagrama de contornos de densidad columnar de HI  $N_{HI}$  para la cavidad centrada en (305°, -3°),  $V_c = (-22 \pm 1)$  km/s.

Si esta masa hubiera ocupado originalmente una esfera de radio  $R_e = 50 \text{ pc}$  (ver Tabla IV.1), la densidad inicial del gas ambiental hubiera sido  $n_0 \simeq 0.8 \text{ cm}^{-3}$ , un valor típico para el medio interestelar.

Consideramos que la masa faltante ha sido barrida por la acción del viento estelar de la estrella central formando una cáscara de HI alrededor de la burbuja interestelar. Esta cáscara puede verse como un incremento del gradiente de densidad mostrado por la compresión de los contornos de la emisión en 21 cm (Fig. IV.4).

El valor de la masa faltante en el mínimo de HI alrededor de  $\Theta \text{ Mus}$  es similar al derivado para cáscaras alrededor de remanentes de supernova (Venger y otros 1982). Por otro lado, las masas de nebulosas anillo alrededor de estrellas WR (Johnson 1973, Treffers y Chu 1982, Chu 1982) son al menos 20 veces más pequeñas. Sin embargo, hacemos notar que estas masas se refieren a nebulosas alrededor de estrellas de tipo WN y han sido obtenidas a partir de sus dimensiones en el continuo de radio, coincidentes con la dimensión óptica. WR 48 es de tipo espectral WC6 (van der Hucht y otros 1981) y aún considerando el radio de la nebulosa óptica alrededor de  $\Theta \text{ Mus}$  (17 pc) la masa resultante sería de unas  $400 M_{\odot}$ .

Barlow y otros (1981) obtuvieron un valor de la tasa de pérdida de masa para  $\Theta \text{ Mus}$ ,  $\dot{M}_w = 3.4 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ , en base a observaciones de densidad de flujo en longitudes de onda infrarrojas, y la potencia del viento estelar ( $L_w = 1.3 \times$

$10^{38}$  erg/s) estimando su velocidad terminal  $V_{\omega} = 3500$  km/s. A partir de observaciones obtenidas con el IUE, Beeckmans y otros (1982) determinaron valores diferentes para la tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal de  $\Theta$  Mus:  $\dot{M}_{\omega} = 11-5.5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$  y  $V_{\omega} = 2540$  km/s. Estos valores, sin embargo, probablemente corresponden a la compañera supersigante O de  $\Theta$  Mus, pues dicha estrella muestra signos de pérdida de masa en su espectro óptico (Niemiälä 1975). Aceptando que los resultados de Barlow y otros (1981) correspondan a la estrella WR, la energía mecánica entregada al medio interestelar a través del mecanismo de pérdida de masa durante el tiempo de vida de la fase WR ( $\sim 10^5$  años) es de  $4 \times 10^{50}$  erg, comparable con la energía entregada instantáneamente por una explosión de supernova. Por lo tanto, el viento estelar de  $\Theta$  Mus podría soplar una cavidad de HI de dimensiones comparables a las de un remanente de supernova.

Sin embargo, con los parámetros observados para la cáscara: velocidad de expansión  $V_e = 9$  km/s y radio  $R_e = 50$  pc, su edad cinemática es de unos pocos millones de años. Si la estrella que corrientemente muestra el espectro WC tuvo una tasa de pérdida de masa constante durante este intervalo de tiempo, habría perdido más de  $100 M_{\odot}$ . Esto requiere que la estrella WR haya tenido, originariamente, una masa mayor que  $100 M_{\odot}$ , o que exista un mecanismo de frenado de la expansión distinto y más eficiente.

Siguiendo a Treffers y Chu (1982), se evaluaron las eficiencias de conversión de la energía y de la cantidad de movimiento del viento estelar en movimiento del medio interestelar a través de los parámetros  $\epsilon_3$  y  $\pi_0$  (expresiones I.11

y I.12).

Para estimar estos parámetros se adoptan como masa de la cáscara  $M_c$ , la deficiencia de masa de gas neutro, y como velocidad de expansión  $V_e$ , el valor 9 km/s (ver Tabla IV.1). Cabe mencionar aquí, que el valor obtenido para la velocidad de expansión en base a las presentes observaciones concuerda, dentro de los márgenes de error, con los resultados de Chu y Treffers (1981). Estos autores, al no encontrar evidencias de expansión en la zona <sup>inmediata</sup> cercana al filamento óptico consideraron que la velocidad de expansión máxima no podía superar los 7 km/s.

La edad de la burbuja resulta ser de aproximadamente 10 años, tanto tomando en cuenta los modelos de conservación de energía como los de cantidad de movimiento (ver Capítulo I).

Con los parámetros adoptados y usando los valores de  $\dot{M}_w$  y  $V_w$  derivados por Barlow y otros (1981) se obtiene:

$$\epsilon_s = 0.002,$$

$$\pi_s = 0.76,$$

en tanto que, utilizando los valores obtenidos por Reeckmans y otros (1982):

$$\epsilon_s = 0.014,$$

$$\pi_s = 4.14.$$

El valor esperado de  $\epsilon_s$  para el caso de conservación de energía es  $\approx 0.2$  (ver Tabla I.1); así, los valores de  $\epsilon_s$  obtenidos a partir de nuestras observaciones muestran que no hay conservación de energía en la cáscara. Para el caso de

conservación de la cantidad de movimiento se espera que  $\pi_5 \approx 1$ ; dentro de los errores, los valores que hemos derivado para este parámetro indican que la cáscara de HI alrededor de  $\Theta$  Mus estaría en la fase de conservación de cantidad de movimiento. Estos resultados están de acuerdo con los obtenidos para otras burbujas sopladadas por vientos estelares de estrellas WR (Treffers y Chu 1982, Chu 1982).

Pueden estimarse, entonces, la edad de la burbuja y la densidad inicial  $n_0$  del medio interestelar utilizando las expresiones derivadas para burbujas interestelares en la fase de conservación de la cantidad de movimiento (expresiones I.10a y I.10b):

$$R_e = 16 \left( \frac{L_{3e}}{n_0 v_{rel}} \right)^{0.25} t_6^{0.5} \text{ pc,}$$

$$t_6 = 0.5 \left( \frac{R_e}{v_e} \right).$$

Según las presentes observaciones  $R_e = 50$  pc y  $v_e = 9$  km/s, entonces resulta:

$$t = 3 \cdot 10^6 \text{ años}$$

$$n_0 = 3 \text{ cm}^{-3}$$

El valor obtenido para la densidad inicial  $n_0$  está en buen acuerdo, dentro de los errores, con el que resultaba de considerar que la masa de HI faltante estaba distribuida en un volumen esférico de 50 pc de radio ( $n_0 \approx 0.8 \text{ cm}^{-3}$ ).

La edad derivada es mayor que el tiempo de vida de la fase WR de una estrella masiva, es decir,  $3-5 \cdot 10^5$  años (Tutukov

1982). Esto indica que la progenitora de la estrella WR, probablemente una estrella masiva de tipo O, también habría contribuido con su viento estelar en la formación de la burbuja interestelar alrededor de  $\theta$  Mus.

Es importante hacer notar que, aparte de  $\theta$  Mus, no hay otras estrellas tempranas a  $v \approx 2$  kpc en dirección a la cavidad, que pudieran haber contribuido en la formación de la burbuja interestelar. Esto surge de la Tabla IV.2, donde se enumeran las estrellas OB proyectadas sobre el mínimo de HI: en las cols. 1 y 2 se indican su denominación en el catálogo de Stephenson y Sanduleak (1971) (LSS) y su número HD; en la col. 3, sus coordenadas galácticas  $l, b$ ; en las cols. 4 y 5, su tipo espectral y magnitud aparente (las letras minúsculas en la col. 5 indican la fuente bibliográfica de ambos datos); en la col. 6, la magnitud absoluta adoptada; y en la col. 7, la distancia  $r_*$  deducida utilizando los datos precedentes y una absorción visual  $A_V = 1$  mag (Neckel y Klare 1982). La magnitud absoluta de estrellas cuya única clasificación espectral es OB<sup>+</sup>, OB y OB<sup>-</sup> se tomó de Herr (1969).

La estrella central de la cavidad de HI,  $\theta$  Mus, es una doble visual que consiste en 2 estrellas separadas en  $5''.3$  con una diferencia de brillo de 1.6 mag (Jeffers y otros 1963). La componente más brillante muestra un espectro compuesto del tipo O9I + WC6. De todas las estrellas en el grupo, la componente WC6 es presumiblemente la más evolucionada, y por lo tanto, debe

**TABLA IV.2**  
**Estrellas tempranas en dirección a la cavidad de HI**  
**alrededor de  $\odot$  Mus**

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
LSS	HD	l,b	TS	m	$M_V$	r(kpc)
2890		304.21,-2.02	OB:	12.3 a	-5.0 $\pm$ 0.4	18.2+3.7 -3.1
2919		304.52,-2.25	OB(ce)	10.0 a	-5.0 $\pm$ 0.4	6.3+1.3 -1.1
2921	113708	304.54,-2.39	OB R1/2III	9.0 a 6.6 b	-4.2 $\pm$ 0.2e	0.9+0.1 -0.1
2935		304.64,-3.20	OB	10.3 a	-5.0 $\pm$ 0.4	7.2+1.5 -1.2
2955		304.98,-2.72	OB <sup>-</sup>	10.7 a	-4.4 $\pm$ 0.5	6.6+1.7 -1.1
2979		305.27,-2.54	W(N) WN5	13.4 a 13.87c	-4.7 d	11.7
3025		305.63,-4.57	OB <sup>-</sup>	12.3 a	-4.4 $\pm$ 0.5	13.8+3.6 -2.8
3054		306.20,-3.24	OB <sup>-</sup>	12.9 a	-4.4 $\pm$ 0.5	18.2+4.7 -3.7
	114169	304.9,-2.5	R1/2III	9.4 b	-4.2 $\pm$ 0.2e	3.3+0.3 -0.3
	115991	306.0,-3.9	R2III/IV	9.9 b	-3.5 $\pm$ 0.4e	3.0+0.6 -0.5

Referencias: a) Stephenson y Sanduleak (1971)  
b) Houk y Cowley (1975)  
c) van der Hucht y otros (1981)  
d) Lundström y Stenholm (1984)  
e) Landolt - Börnstein (1982)

haber sido, inicialmente, la más masiva. Comparando los parámetros de una estrella O9I: los  $T_{\text{eff}} = 4.5$  y  $M_b = -9.7$  (Garmany y otros 1982), con los caminos evolutivos de estrellas masivas con pérdida de masa (ver por ej. Maeder 1983) surge que la masa de la estrella O9I habría sido superior a  $50 M_{\odot}$  en la secuencia principal. En consecuencia, la masa de la estrella más evolucionada, que muestra actualmente un espectro WC6, debe haber sido inicialmente más alta aún, superando, tal vez, las  $100 M_{\odot}$ .

### 3.b. Mínimo de HI centrado en $(305.5, -2^{\circ})$

Este mínimo en la distribución de HI está menos definido que el discutido en 3.a., presentando un gradiente de temperatura mucho menor, tal como se ve en la Fig. IV.4f. Considerando  $V \sim -14$  km/s (ver Tabla IV.1) como la velocidad a la cual presenta las mayores dimensiones, se obtiene que su distancia cinemática es  $\sim 1$  kpc.

La deficiencia de HI observada podría originarse, en parte, en la región HII n 229 de Maršálková (1974), la cual puede verse en el atlas de Parker y otros (1979) como una nebulosidad de tamaño mucho mayor que la cavidad de HI. Sin embargo, no parece haber estrellas tempranas a la distancia de 1 kpc que puedan producir este "asujero" en la distribución del HI (Houk y Cowley 1975).

Por otro lado, esta distancia corresponde a una región ubicada entre el brazo local y el de Carina-Sagitario (Humphreys 1976). Por lo tanto, la cavidad podría surgir como consecuencia de una fluctuación de la densidad en el medio interbrazos de nuestra galaxia. Este punto de vista se ve reforzado por otras características de la distribución general de HI sobre el área observada: hay menos hidrógeno neutro a velocidades correspondientes a la distancia cinemática de la zona interbrazos  $-18 < V < -10$  km/s que a  $V < -18$  km/s. Finalmente, el incremento de la intensidad de la emisión de HI observado a  $V > -10$  km/s se debería a la presencia de gas local.

C A P I T U L O    V

EL MEDIO INTERESTELAR

QUE CIRCUNDA A WR 17

## 1. INTRODUCCION \*

Ya hemos visto en el Capítulo I que los vientos estelares se manifiestan en la formación de 'burbujas' en el medio interestelar. En especial, las estrellas OB y las WR son las que tienen vientos estelares más intensos con tasas de pérdida de masa y velocidades terminales más elevadas. Esta característica las hace adecuadas para estudiar la acción de este mecanismo sobre el medio interestelar.

El estudio del gas interestelar en torno a WR 48 (ver Cap. IV) permitió detectar una deficiencia de HI de considerables dimensiones originada en la acción del viento estelar de la estrella central sobre el material circundante. Este trabajo muestra que el análisis de la distribución de HI a partir de las observaciones en la línea de 21 cm puede llegar a ser una herramienta muy útil para estudiar la interacción de los vientos estelares con el material interestelar.

Con el propósito de investigar la presencia de burbujas en el medio que circunda a otras estrellas WR se realizaron observaciones en la línea de 21 cm en torno de WR 17. Las características principales de esta estrella se presentan en la Tabla V.1: en la columna 1 se dan su denominación en el catálogo

-----

\* Realizado bajo supervisión de V. S. Niemelä

de van der Hucht y otros (1982) y en el HD; en col. 2, el tipo espectral; en col. 3, las coordenadas galácticas  $l, b$ ; en col. 4, la magnitud aparente visual; en cols. 5 y 6, los índices de color  $(b-v)$  y  $(b-v)_0$  en el sistema de banda ancha de Smith (1968a); en col. 7, el exceso de color  $E(b-v) = (b-v) - (b-v)_0$ ; en col. 8, la absorción  $A_v$  calculada como  $A_v = 4.1E(b-v)$  (Lundström y Stenholm 1984); en col. 9, la magnitud aparente  $v_0 = v - A_v$ ; en col. 10, se especifica la magnitud absoluta  $M_v$ ; y finalmente en la col. 11, la distancia obtenida en base a los datos precedentes.

TABLA V.1  
Datos estelares

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
WR HB	TS	$l, b$	$v$	$b-v$	$(b-v)_0$	$E$	$A_v$	$v_0$	$M_v$	$r_*$ (kpc)
17 88500	WC5	284.44 -3.69	11.11	0.04	-0.16	0.30	1.25	9.88	-3.9	5.7

Heckathorn y otros (1982), analizando las fotografías del atlas de Parker y otros (1979), detectaron emisión óptica con "posible estructura de cáscara" en dirección a WR 17 probablemente vinculada a la estrella. La estructura cubre un área de  $85' \times 158'$  y su brillo es mayor en la fotografía obtenida en  $H\alpha + [NII] \lambda 6570$ , en la que presenta aspecto filamentario. En la fotografía tomada en  $[OIII] \lambda 5010$  y  $[SII] \lambda 6736$  sólo puede verse

emisión difusa.

No se han detectado en la zona fuentes extendidas en el continuo de radio ni tampoco hay evidencias en favor de la presencia de remanentes de supernova.

En el presente capítulo se analiza la distribución de HI en dirección a esta estrella y se discuten el origen y las características energéticas de las estructuras encontradas.

## 2. OBSERVACIONES

Las observaciones en la línea de 21 cm, que se realizaron en el IAR entre Junio de 1983 y Julio de 1984, cubren la región:

$$\begin{aligned} 282.5 < \ell < 286.5 \\ -7^{\circ} < b < -2^{\circ}. \end{aligned} \quad (0.1)$$

Los perfiles de HI se obtuvieron cada medio grado, tanto en longitud como en latitud galácticas, utilizando la técnica de "conmutación contra curso". En cada posición l,b se observó el HI dentro del rango de velocidades -110 a +110 km/s con el banco de 112 filtros de 10 kHz de ancho cada uno (2 km/s) con un tiempo de integración de 3 min. El valor r.m.s. para el ruido en la línea de base es de 0.12 K y el error relativo en los perfiles, de aproximadamente 7 %.

Los procesos de reducción de perfiles y calibración en temperaturas de brillo  $T_b$  (ver Cap. IV) se realizaron utilizando programas standard del IAR.

### 3. ANALISIS DEL MEDIO CIRCUNDANTE A WR 17

Con los perfiles observados de la línea de 21 cm del HI se construyeron series de isofotas ( $l, b$ ) a velocidad constante utilizando para ello programas de uso corriente en el IAR.

En estos diagramas se advierte la presencia de un mínimo en la distribución de la emisión del HI en el rango de velocidades  $-2 < V < +12$  km/s. En la Fig. V.1(a-j) se muestran las isofotas obtenidas para  $-4 \leq V \leq +14$  km/s a intervalos de 2 km/s, abarcando la región limitada por  $283.5 < l < 286.5$ ,  $-5.5 < b < -2.0$ . El asterisco indica la posición de WR 17, que aparece proyectada sobre un borde de la deficiencia observada en HI. Es interesante hacer notar que en varias nebulosas anillo la estrella WR ocupa una posición excéntrica, encontrándose más cerca del borde más brillante.

El mínimo de HI presenta sus mayores dimensiones y el gradiente de temperatura más pronunciado a  $V = +2$  km/s, siendo  $(l, b) = (285.25, -3.8)$  las coordenadas del centroide de la cavidad. Considerando esta velocidad como la velocidad sistemática se deriva una distancia cinemática  $r \approx 5.5 \pm 0.2$  kpc.

La distancia obtenida para WR 17 es  $r = 5.7$  kpc (ver Tabla V.1); este valor está en excelente acuerdo con la distancia cinemática de la cavidad de HI. La coincidencia espacial entre el mínimo en la distribución de HI y la estrella WR sugiere una asociación física entre los dos objetos.

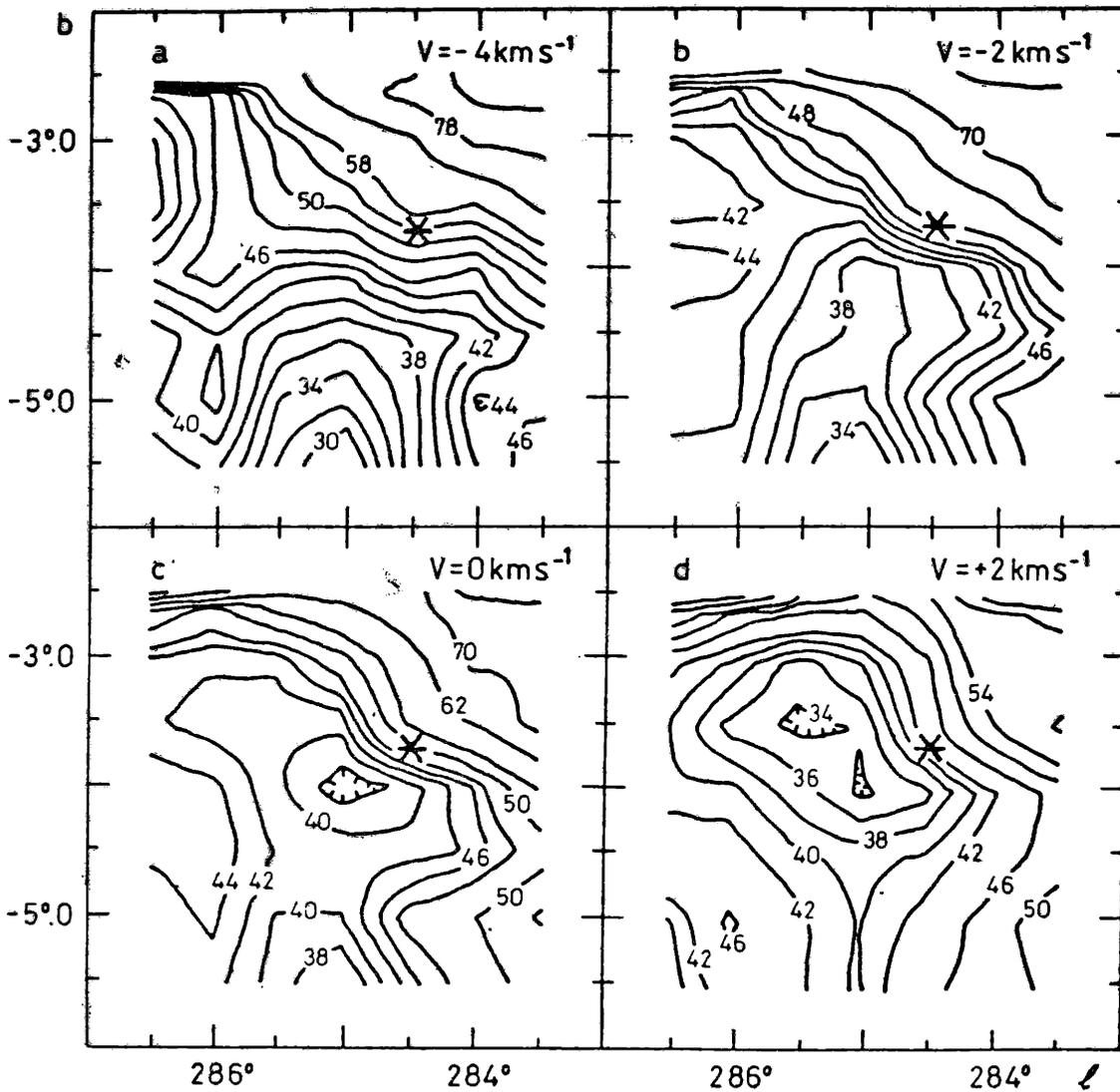


Fig. V.1: Diagramas de contornos de igual temperatura de brillo  $T_b$  correspondientes al rango de velocidades  $-4 \leq V \leq +14 \text{ km/s}$  dibujadas cada 2 km/s. El asterisco indica la posición de WR 17.

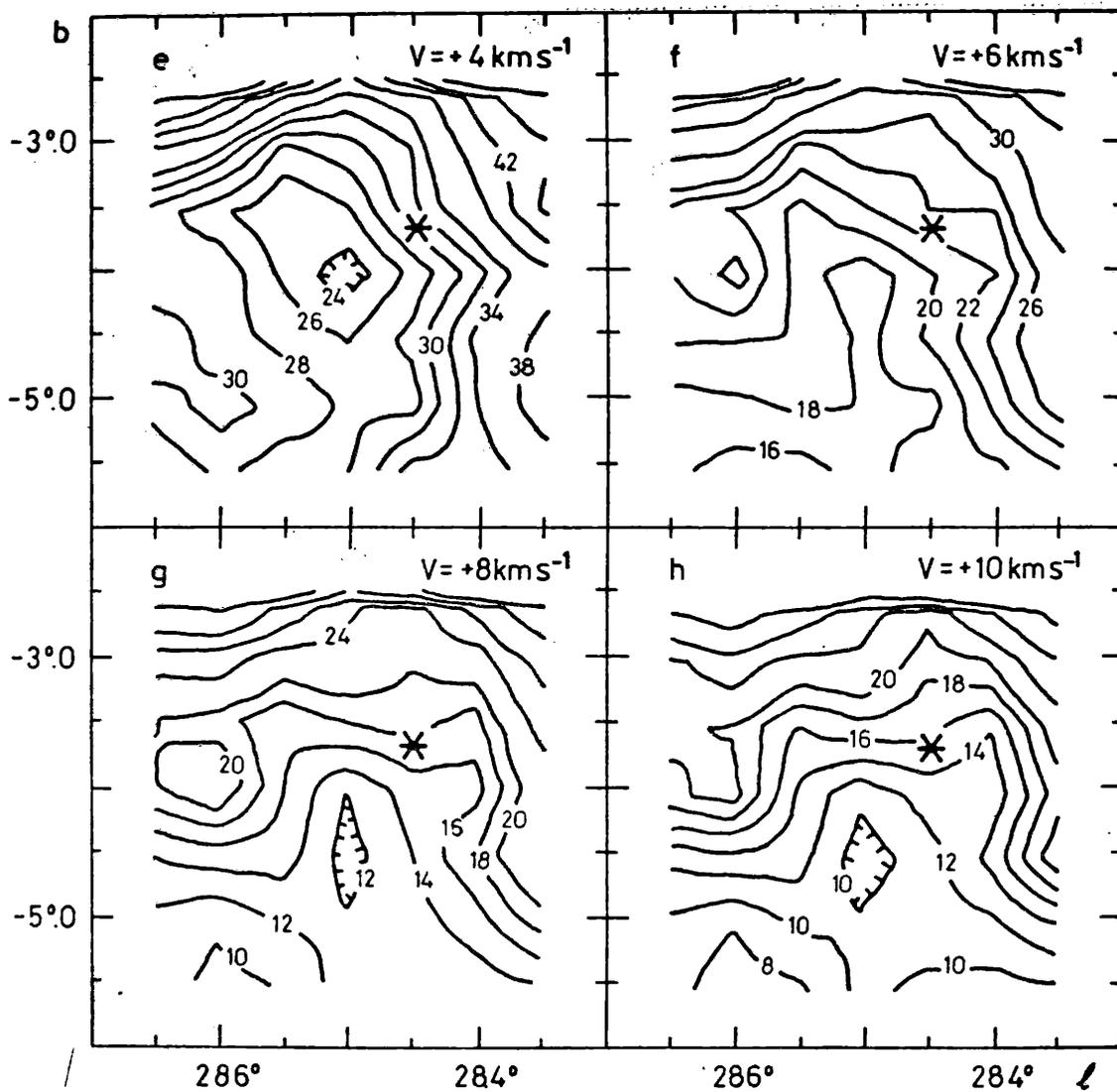


Fig. V.1: Continuasión.

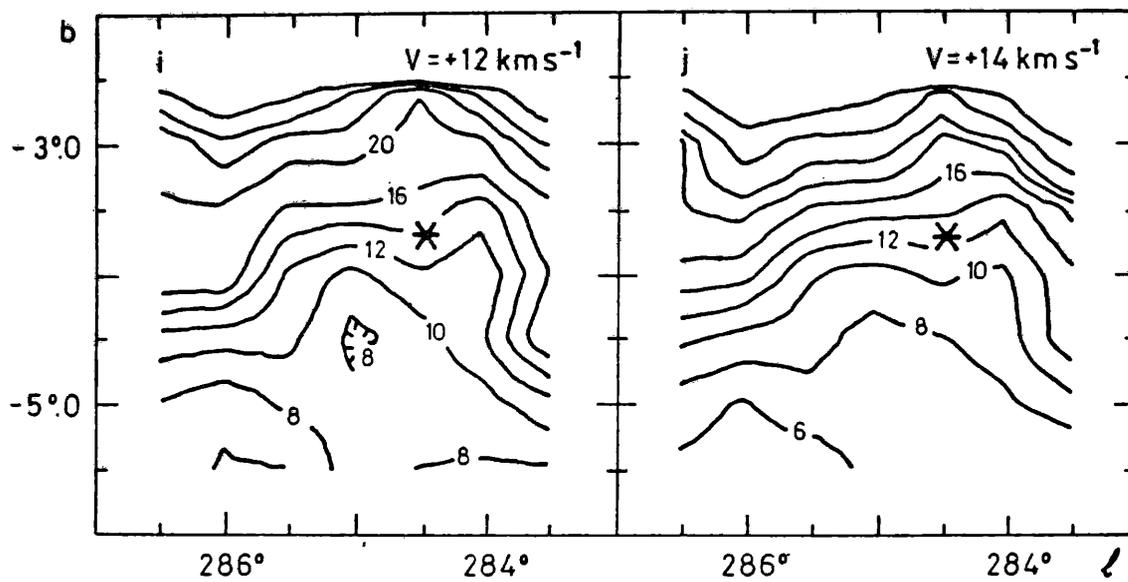


Fig. V.1: Continuación.

El radio medio  $R$  de la deficiencia de HI, que se obtuvo suponiendo que su área es  $\pi R^2$ , es  $\approx 0.7 \pm 0.05$ . A una distancia de 5.5 kpc este valor equivale a un radio lineal  $R \approx 67 \pm 5$  pc.

La comparación de la Fig. V.1d con la fotografía obtenida en  $H\alpha + [NII]\lambda 6570$  (Parker y otros 1979) muestra que la burbuja observada en HI abarca sólo parte de la estructura óptica detectada por Heckathorn y otros (1982), incluyendo, en cambio, emisión difusa visible al SE de WR 17.

En la Fig. V.2 se muestra la distribución de la densidad columnar de átomos de hidrógeno neutro  $N_{HI}$  ( $\text{cm}^{-2}$ ) derivada utilizando la expresión IV.2 y considerando  $V_1 = -2$  y  $V_2 = +6$  km/s. En base a esta distribución puede obtenerse la deficiencia de masa de HI en la cavidad por medio de la expresión IV.3 para lo cual debe estimarse la densidad columnar esperada  $(N_{HI})_{esp}$ . Esta se obtuvo considerando: 1) el valor de  $N_{HI}$  en franjas de longitud galáctica constante a ambos lados de la cavidad ( $l_1 = 283.75$  y  $l_2 = 286.25$ ); y 2) una franja en  $l_3 = 285^\circ$  atravesando la deficiencia. En este caso, el valor de  $(N_{HI})_{esp}$  se obtiene por interpolación de la densidad columnar entre puntos extremos de la cavidad (en  $b = -3.25$  y  $-4.75$ ). Al estimar los valores esperados se asignó mayor peso a la franja alrededor de  $l_3$ , debido a la distribución del material interestelar en la región.

La deficiencia de masa así obtenida es:

$$(M_{HI})_{def} = 1.9 \times 10^3 r^2 M_{\odot}$$

Adoptando  $r = 5.5$  kpc,

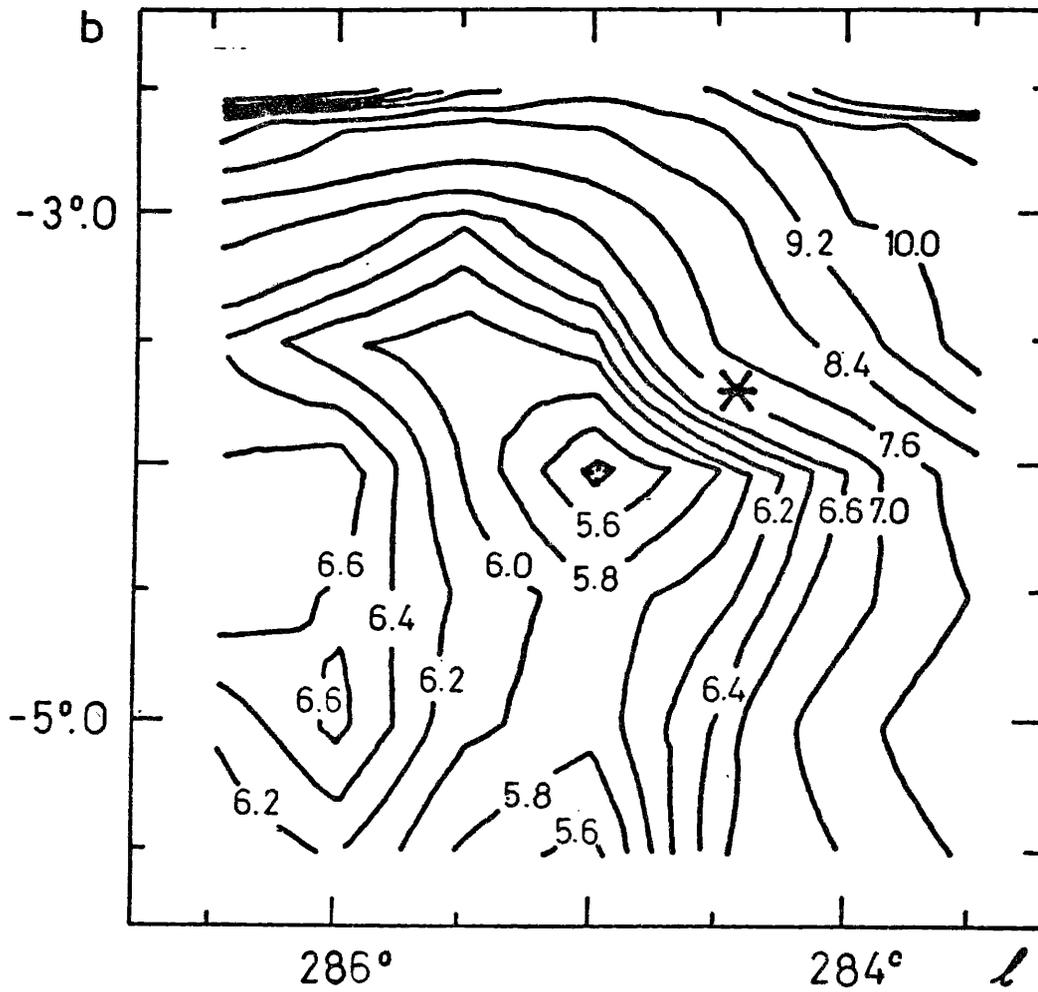


Fig. V.2: Diagrama de contornos de densidad columnar  $N_{HI}$  (en unidades de  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ). El asterisco indica la posición de WR 17.

$$\langle M_{HI} \rangle = 5.8 \times 10^3 M_{\odot}.$$

Se estima que el error relativo de este resultado es del 30 % originándose en el proceso de sustracción de la emisión del fondo galáctico y en la incertidumbre en la distancia. A partir del valor de  $\langle M_{HI} \rangle_{def}$ , puede derivarse un límite inferior para la densidad volumétrica original de HI de  $\sim 0.2 \text{ cm}^{-3}$ . Considerando que la variación de la densidad interestelar en dirección perpendicular al plano galáctico sigue una ley exponencial  $n_0 = n e^{-|z|/\beta}$  (con  $\beta = 130 \text{ pc}$ ),  $n_0 \approx 0.2 \text{ cm}^{-3}$  a  $|z| = 350 \text{ pc}$  implica una densidad volumétrica en el plano galáctico  $n \approx 3 \text{ cm}^{-3}$ , que es un valor típico.

Suponiendo que el mínimo en la distribución del HI se ha originado en la acción del viento estelar de WR 17, entonces, se habría formado en torno de la deficiencia, una envoltura neutra constituida de material interestelar barrido. La masa  $M_e$  de esta envoltura puede considerarse igual a  $\langle M_{HI} \rangle_{def}$ . De la Fig. U.1 se estima que la velocidad de expansión de esta envoltura es  $v_e = 8 \text{ km/s}$ ; y utilizando I.9b y I.10b, su edad  $t$  resulta de 4-5  $10^6$  años.

Tal como se hizo para la burbuja alrededor de  $\theta \text{ Mus}$ , analizaremos si en la envoltura se conserva la energía o la cantidad de movimiento calculando los parámetros  $\xi_s$  y  $\pi_s$  (expresiones I.11 y I.12). Los parámetros típicos de los vientos estelares de estrellas WR son:  $\dot{M}_w = 3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$  y  $v_w = 2500 \text{ km/s}$  (Barlow y otros 1981). Así, al cabo de 4-5  $10^6$  años, la estrella habría perdido más de  $120 M_{\odot}$ . Este valor tan alto

indicaría que el mecanismo de frenado de la envoltura es más efectivo que el considerado (con lo cual disminuiría la edad  $t$ ), o que  $\dot{M}_w$  no es constante a lo largo de la vida de la estrella. Por otro lado, las estimaciones para la duración de la fase WR llevan a  $\approx 10\%$  de la edad de la burbuja. Es más realista, en consecuencia, adoptar como parámetros más probables del viento estelar los de una estrella OB progenitora de la WR. Por otro lado, para WR 48 =  $\Theta$  Mus, el análisis de las componentes estelares indica que la estrella WR debió haber tenido una masa muy alta (ver Cap. IV). Podría aceptarse, en consecuencia, que WR 17 fue también, originalmente, una estrella muy masiva. Para una estrella de  $50 M_\odot$  la tasa de pérdida de masa se estima en  $\dot{M}_w \approx 2 \times 10^{-6} M_\odot/\text{año}$  (Garmany y otros 1981). Adoptando un valor típico  $v_w = 2000 \text{ km/s}$  resulta:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_s &= 0.01 \\ \text{y} \quad \pi_s &= 2.6. \end{aligned}$$

La burbuja interestelar estaría, entonces, en la fase de conservación de la cantidad de movimiento.

La cavidad alrededor de WR 17 es similar en muchos aspectos a la burbuja encontrada en torno de  $\Theta$  Mus: al igual que esta última, se encuentra abierta hacia el lado opuesto al plano galáctico y su tamaño y velocidad de expansión, y por lo tanto también su edad, son comparables. Tal como para la burbuja en torno de  $\Theta$  Mus y otras 4 nebulosas anillo analizadas por Chu (1982) (ver Cap. I) las pérdidas de energía son muy altas, conservándose la cantidad de movimiento de la envoltura.

Una estrella O o una asociación estelar cercana pueden ser, también, fuentes de radiación UV o de vientos estelares. Por este motivo en el catálogo de estrellas luminosas de Stephenson y Sanduleak (1971) (LSS) se buscaron las estrellas OB tempranas que aparecen proyectadas sobre la cavidad. Las posiciones de estas estrellas se indican en la Fig. V.3 sobre el diagrama de contornos de  $T_b$  para  $V = +2$  km/s. En la Tabla V.2 se indican los principales parámetros estelares: en la col. 1 se da su denominación en el catálogo LSS y HD o HDE; en la col. 2, sus coordenadas galácticas  $l, b$ ; en las cols. 3 y 4 su clasificación espectral y magnitud fotográfica (las letras minúsculas indican las fuentes bibliográficas de ambos datos).

Se estimaron las distancias estelares con el fin de determinar qué estrellas podrían estar vinculadas a la cavidad de HI. Las magnitudes absolutas, que se indican en la col. 5, se obtuvieron de Landolt-Börnstein (1982) o Herr (1969). Para derivar la distancia se adoptó  $A_V = 1.2$  mag (Neckel y Klare 1982). En la col. 6 se da la distancia deducida.

Consideramos que solamente las estrellas clasificadas como OB<sup>+</sup> y OB podrían producir una burbuja interestelar. De aquellas, las distancias resultantes para LSS 1434, 1436, 1464, 1466 y 1488 son compatibles con la derivada cinemáticamente para la deficiencia de HI, y podrían estar, en consecuencia, vinculadas a la burbuja. La estrella LSS 1466 debe tenerse especialmente en cuenta dado que, tanto por su clasificación espectral -ya que podría ser la estrella más temprana del grupo- como por su ubicación respecto del "asujero" en HI podría haber contribuido

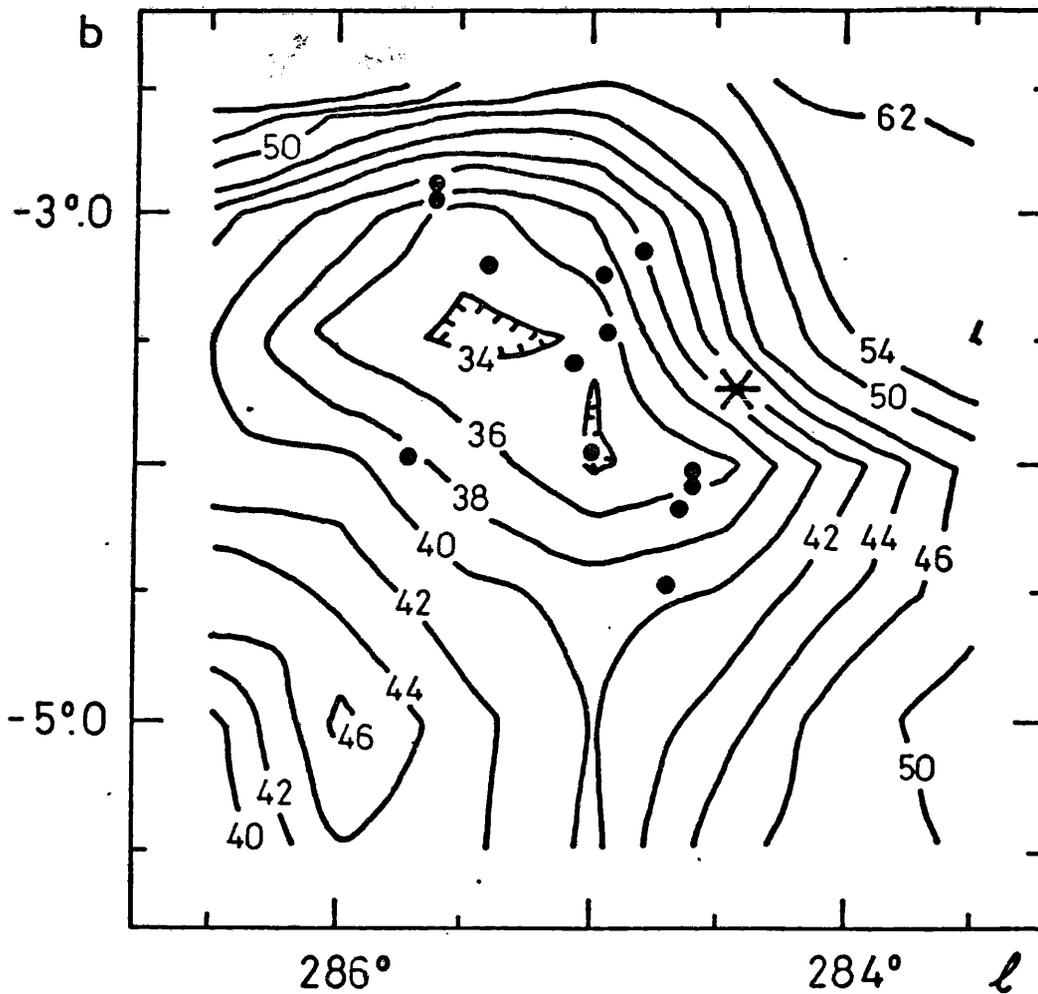


Fig. V.3: Sobre la isofota correspondiente a  $V = +2$  km/s se indican las posiciones de las estrellas tempranas en dirección al mínimo de HI (puntos negros) y de la WR (asterisco).

TABLA V.2  
Parámetros de las estrellas tempranas en dirección  
a la cavidad de HI

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
LSS HD-HDE	$l, b$ <sup>a</sup>	T. S.	$m$	$M_V$	$r_*$ (kpc)
1428	284.68, -4.47	OB <sup>+</sup>	11.4 a	-5.1±0.7e	11.5±4.4 -3.2
1434 304958	284.65, -4.18	OBh OB:	9.3 a 9.7 b	-5.0±0.4e	4.2±0.8 -0.7
1435	284.59, -4.08	OB <sup>-</sup>	10.9 a	-4.4±0.5e	6.6±1.7 -1.4
1436 88412	284.59, -4.03	OB1e R1/3I/II R0/2Iab/II	9.1 a 9.1 b 9.2 c	-5.6±0.8d	5.2±2.4 -1.6
1453 88844	284.99, -3.95	OB <sup>-</sup> B R0.5III	8.5 a 7.5 b 8.6 c	-4.7 d	2.6
1464 89096	284.93, -3.47	OB R0.5II	8.4 a 8.9 c	-5.5 d	4.4
1466 305019	285.05, -3.6	OB <sup>+</sup> cell e, h O	10.7 a 10.0 b	-5.1±0.7e	8.3±3.2 -2.3
1471	284.79, -3.11	OB	10.9 a	-5.0±0.4e	8.7±1.8 -1.5
1476	284.94, -3.23	OB <sup>+</sup>	11.4 a	-5.1±0.7e	11.4±4.4 -3.2
1488	285.70, -3.97	OB <sup>+</sup> h OB:	10.8 a 12.0 b	-5.1±0.7e	8.7±3.3 -2.4
1497 305097	285.4, -3.17	OB <sup>-</sup> : B2:	9.5 a 8.9 b	-4.4±0.5e	3.6±0.9 -0.7
1514	285.62, -2.95	OB <sup>-</sup> OB:	10.6 a 11.3 b	-4.4±0.5e	5.8±1.5 -1.2
1515	285.60, -2.89	OB B6	10.9 a 11.5 b	-5.0±0.4e	8.7±1.8 -1.5

Referencias: a) Stephenson y Sanduleak (1971)  
b) Lodén y otros (1976)  
c) Houk y Cowley (1975)  
d) Landolt-Börnstein (1982)  
e) Herr (1969)

con su viento estelar en la formación de la burbuja. Con todo, la potencia del viento estelar  $L_w$  de WR 17 es por lo menos un orden de magnitud mayor que la correspondiente a LSS 1466 y a las demás estrellas. Cabe mencionar aquí que las estrellas tempranas enumeradas en la Tabla V.2 aparecen proyectadas sobre áreas que muestran emisión difusa en el relevamiento de líneas de emisión ópticas de Parker y otros (1979).

El hecho de que WR 17 tenga una posición excéntrica respecto del mínimo de HI no es argumento para dejar de lado esta estrella como posible agente principal para la formación de la burbuja, ya que una velocidad estelar peculiar de  $\approx 10$  km/s respecto del gas neutro habría sido suficiente para alejarla unos 50 pc del centro del agujero al cabo de  $5 \times 10^6$  años.

C A P I T U L O   V I

CONCLUSIONES FINALES: RESUMEN

## CONCLUSIONES FINALES: RESUMEN

Se resumen en este capítulo las principales conclusiones derivadas de los estudios realizados en dirección de los objetos individuales considerados:

### A) El medio interestelar en la vecindad de la asociación Sco OB2

En el capítulo II se analizaron observaciones de la línea de 21 cm obtenidas por diversos autores en dirección de una extensa región de la asociación Sco-Cen y en Ophiuchus. Un primer estudio de los datos nos permitió visualizar la distribución del HI interestelar vinculado al Cinturón de Gould. El cuadro resultante es compatible con la presencia de un proceso de formación secuencial de estrellas en la asociación Sco-Cen que progresa en dirección de las longitudes crecientes.

El análisis de las componentes gaussianas de los perfiles de la línea de 21 cm indicó la existencia en la región de una componente gaussiana ancha de baja intensidad y de varias componentes angostas. La primera representaría la emisión originada en el medio internubes, mientras que las segundas corresponderían a nubes difusas predominantemente neutras. Estas componentes tienen, en general, contraparte óptica en líneas interestelares de NaI observadas en dirección de estrellas de la asociación Sco OB2, y, las más intensas, han sido detectadas en absorción en dirección de radiofuentes extragalácticas. El hecho de que tengan contraparte en líneas ópticas vistas en proyección

sobre el espectro estelar indica que las nubes difusas se encuentran, en promedio, más cerca del Sol que las estrellas. Las velocidades de líneas moleculares, que no coinciden con las correspondientes velocidades de las nubes difusas, concuerdan con las velocidades del hidrógeno neutro frío detectado en autoabsorción.

La comparación de las densidades columnares de HI con las extinciones visuales obtenidas en dirección de estrellas individuales y cúmulos globulares sugiere que se ha formado H<sub>2</sub> en la región.

Se hicieron comparaciones con las distribuciones de HI y HII. Las regiones HII S 1 y S 7 concuerdan con un mínimo en la distribución del HI. S 9, en cambio, se ubica en dirección cercana a un extenso grupo de HI y probablemente está localizada en el borde de una nube molecular.

Pueden determinarse algunos parámetros para la capa de gas que constituye la estructura A en Sco-Oph: estaría ubicada a unos 145 pc del Sol (unos 20 pc más cerca del Sol que las estrellas), y tendría un espesor radial X del orden de 90 pc y una extensión en latitud 2H que superaría los 160 pc.

La masa total involucrada en la región de interés (incluyendo la asociación estelar, las regiones HII, la nube molecular de Wouterloot (1981) y el HI) es del orden de  $5 \times 10^4 M_{\odot}$ .

Varias características del análisis en componentes gaussianas, así como la presencia de una estructura circular de

HI centrada en  $347^{\circ}, +21^{\circ}$ , sugieren la existencia de un fenómeno expansivo en gran escala en la región. La envoltura de HI en expansión tendría un radio de 63 pc y una velocidad de expansión de 6 km/s. A partir de un modelo de barredora de nieve y considerando un sustrato gaseoso inicialmente en reposo y con densidad constante, se deriva una edad de  $2.6 \times 10^6$  años para el movimiento de expansión.

La hipótesis de la presencia de un fenómeno expansivo se analizó comparando las distribuciones de velocidad resultantes de un modelo idealizado de expansión con los resultados observacionales. A la luz de nuestros resultados, la existencia de un fenómeno expansivo en gran escala en la región es bastante plausible.

Finalmente, se examinaron diferentes mecanismos para explicar el origen del fenómeno.

#### B) Observaciones de S 27 en el continuo de radio

En el capítulo III se analizaron observaciones de la parte de la región HII S 27 accesible desde el IAR (aproximadamente el 60 % de la región HII) en el continuo de radio en 1420 MHz, con el objeto de derivar parámetros del gas ionizado. De la distribución de la emisión en la región estudiada surge que la fuente extendida centrada en  $\alpha_{1950,0} = 247.1$ ,  $\delta_{1950,0} = -11.8$ , así como una extensa y débil región de emisión parcialmente enmascarada por la radiación galáctica de fondo y que cubriría toda el área relevada de S 27 podrían estar vinculadas a la

resión HII.

En base a la densidad de flujo obtenida para las fuentes mencionadas se derivó una densidad electrónica  $n_e \approx 1.3 \text{ cm}^{-3}$ , en buen acuerdo con la estimada por Elmesreen (1975) a partir de observaciones de la línea H $\alpha$ .

### C) Distribución de HI en torno de estrellas WR

En los capítulos IV y V se analiza la distribución del HI alrededor de dos estrellas WR: WR 48 =  $\Theta$  Mus y WR 17. Las estrellas WR poseen muy fuertes vientos estelares, con tasas de pérdida de masa y velocidades terminales elevadas. Por lo tanto, cabe esperar que la acción de este mecanismo sobre el medio interestelar circundante sea considerable.

En torno de  $\Theta$  Mus se detectó una cavidad con una gran deficiencia de HI, cuya distancia cinemática ( $r = 1.8 \text{ kpc}$ ) coincide con la derivada por métodos ópticos para la estrella WR (2 kpc). La coincidencia espacial entre la nebulosa anillo óptica alrededor de la estrella WR y la cavidad de HI sugiere una asociación física entre ambos objetos. Esta cavidad seguramente fue soplada por el intenso viento estelar de la componente WC6 de  $\Theta$  Mus. La cavidad aparece abierta del lado opuesto al plano galáctico, tal como se esperaría para un objeto que se expande en un medio que tiene un gradiente de densidad.

De las observaciones se obtuvieron varios parámetros para la burbuja interestelar alrededor de  $\Theta$  Mus. Su radio es de 50

pc, mucho mayor que el correspondiente a la nebulosa anillo óptica asociada a la estrella. El radio, junto con su velocidad de expansión -de 9 km/s- determina una edad de  $3 \times 10^6$  años, considerablemente mayor que el tiempo estimado de duración de la fase WR, indicando que la estrella progenitora de la WR, probablemente una O masiva, también ha contribuido a la formación de la burbuja. Las dimensiones y la masa de HI faltante en la cavidad ( $\approx 10^4 M_{\odot}$ ) son similares a las correspondientes a cáscaras de HI alrededor de remanentes de supernova. Decimos finalmente que son aplicables a esta burbuja las expresiones derivadas del modelo con conservación de cantidad de movimiento, debido a las altas pérdidas de energía producidas.

La distribución del HI alrededor de WR 17 indica, también, la existencia de una cavidad con un déficit de HI probablemente asociada a la estrella, dado que la distancia cinemática derivada para el agujero de HI y la distancia estelar concuerdan.

En muchos aspectos esta cavidad es notablemente parecida a la burbuja interestelar detectada alrededor de  $\Theta$  Mus: su radio (67 pc) y su velocidad de expansión (8 km/s) y, por tanto su edad, son del mismo orden; también aparece abierta del lado opuesto al plano galáctico. La dinámica de la burbuja alrededor de WR 17 responde, también, al modelo de conservación de cantidad de movimiento. Cabe mencionar que esta particularidad se verifica, no sólo para las burbujas en torno de WR 48 y 17, sino, también, para otras 4 nebulosas anillo ópticas analizadas por Chu (1982).

Las bajas velocidades de expansión de las burbujas detectadas sugieren que estas se encuentran en etapas evolutivas avanzadas.

Sería importante investigar si el tipo de estructuras detectadas alrededor de ambas estrellas WR es característica común a la mayoría de las estrellas de este tipo.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- Abbot, D. C.: 1982, *Astrophys. J.* 263, 723
- Allen, C. W.: 1976, 'Astrophysical quantities', third edition, The Athlone Press.
- Amnuel, P. R., Guseinov, O. H., Rakhimov, Sh. Yu.: 1979, *Astrophys. J. Suppl.* 41, 327.
- Baart, E. E., de Jager, G., Mountfort, P. I.: 1980, *Astron. Astrophys.* 92, 156.
- Bania, T. M., Lyon, J. G.: 1980, *Astrophys. J.* 239, 173.
- Barlow, M. J., Smith, L. J., Willis, A. J.: 1981, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 196, 101.
- Beeckmans, F., Grady, C. A., Macchetto, F., van der Hucht, K. A.: 1982, *IAU Simpos. 99, Wolf Rayet stars: observations, physics and evolution*. Ed. por C. W. H. de Loore y A. J. Willis, p. 311.
- Beltrametti, M., Tenorio-Tasle, G., Yorke, H. W.: 1982, *Astron. Astrophys.* 112, 1.
- Berkhuijsen, E. M.: 1972, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 5, 263.
- Berkhuijsen, E. M., Haslam, C. G. T., Salter, C. J.: 1971, *Astron. Astrophys.* 14, 252.
- Bertiau, F. C.: 1958, *Astrophys. J.* 128, 533.
- Blaauw, A.: 1961, *Bull. Astron. Inst. Neth.* 15, 265.
- Blaauw, A.: 1964, *An. Rev. Astron. Astrophys.* 2, 21
- Blaauw, A.: 1978, in 'Problems of Physics and Evolution of the Universe', Academy of Sciences of Armenian, SSR, Yerevan.
- Blitz, L., Fich, M., Stark, A. A.: 1982, *Astrophys. J. Suppl.* 49, 183.
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., Drake, J. F.: 1978, *Astrophys. J.* 224, 132.
- Bolton, J. G., Butler, P. W.: 1975, *Aust. J. Phys. Astrophys. Suppl.* 34, 33.
- Brown, R. L., Zuckerman, B.: 1975, *Astrophys. J.* 202, L125.
- Bruhweiler, F. C., Gull, T. R., Kafatos, M., Sofia, S.: 1980, *Astrophys. J.* 238, L27.
- Burstein, D., Heiles, C.: 1982, *Astron. J.* 87, 1165.
- Burton, W. B., Liszt, H. S.: 1983, *Astron. Astrophys. Suppl.*

- 52, 63.
- Bystrova, N. V.: 1980, Bull. Spac. Astrophys. Obs. North Caucasus, 11, 185 (Allerton Press transl. series).
- Cappa de Nicolau, C. E., Niemela, V. S.: 1984, Astron. J. 89, 1398.
- Cappa de Nicolau, C. E., Pöppel, W. G. L.: 1980, Bol. Asoc. Argentina Astron. 25, 63.
- Cappa de Nicolau, C. E., Pöppel, W. G. L.: 1984, enviado a publicar a Astron. Astrophys.
- Cassinelli, J. P.: 1979, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 17, 275.
- Castor, J., McCray, R., Weaver, R.: 1975, Astrophys. J. Lett. 200, L107.
- Caswell, J. L.: 1977, Proc. Astron. Soc. Aust. 3, 130.
- Catálogo de radiofuentes de Parkes, staff del CSIRO: 1969, Austr. J. Phys. Astr. Suppl. 7, 1.
- Chaffee, F. H., White, R. E.: 1982, Astrophys. J. Suppl. 50, 169.
- Chevalier, R. A.: 1974, Astrophys. J. 188, 501.
- Cheung, A. C., Chui, M. F., Matsakis, D., Townes, C. H., Yndesson, K. S.: 1973, Astrophys. J. 186, L73.
- Chu, Y. H.: 1981, Astrophys. J. 249, 195.
- Chu, Y. H.: 1982, Astrophys. J. 254, 578.
- Chu, Y. H., Treffers, R. R.: 1981, Astrophys. J. 250, 615.
- Clark, B. G.: 1966, Astrophys. J. 142, 1398.
- Clark, D. H., Crawford, D. F.: 1974, Aust. J. Phys. 27, 713.
- Clarke, J. N., Little, A. G., Mills, B. Y.: 1976, Aust. J. Phys. Astrophys. Suppl. 40, 1.
- Colomb, F. R., Dubner, G.: 1982, Astron. Astrophys. 112, 141.
- Colomb, F. R., Pöppel, W. G. L., Heiles, C.: 1980, Astron. Astrophys. Suppl. 40, 47.
- Courtès, G., Cruvellier, P., Georgelin, Y. P., Astier, N.: 1966, J. des Obser. 49, 329.
- Cromwell, R. H., Lynds, B. T.: 1972, Astrophys. J. 171, 279.
- Crovisier, J., Kazès, I., Aubry, D.: 1978, Astron. Astrophys. Suppl. 32, 205.
- Crutcher, R. M.: 1979, Astrophys. J. Lett. 231, L51.

- Cudaback, D. D., Heiles, C.: 1969, *Astrophys. J.* 155, L21.
- Davies, R. D.: 1960, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 120, 483.
- Deharvens, L., Maucherat, M.: 1974, *Astron. Astrophys.* 34, 465.
- Dickey, J. M., Salpeter, E. E., Terzian, Y.: 1979, *Astrophys. J.* 228, 465.
- Dickman, R. L.: *Astrophys. J.* 202, 50.
- Dieter, N. H.: 1973, *Astrophys. J.* 183, 449.
- Doom, C.: *Astron. Astrophys.* 116, 303.
- Dorschner, J., Gürtler, J.: 1963, *Astron. Nachr.* 287, 257.
- Dyson, J. E.: 1977, *Astron. Astrophys.* 59, 161.
- Ebbets, D.: 1981, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 93, 119.
- Elias, J. H.: 1978, *Astrophys. J.* 224, 453.
- Elitzur, M., Watson, W. D.: 1978, *Astrophys. J.* 226, L157.
- Elitzur, M., Watson, W. D.: 1980, *Astrophys. J.* 236, 172.
- Elmesreen B. G.: 1975, *Astrophys. J.* 198, L32.
- Elmesreen, B. G.: 1976, *Astrophys. J.* 205, 405.
- Elmesreen, D. M., Elmesreen, B. G.: 1979, *Astron. J.* 84, 615.
- Elmesreen, B. G., Lada, C. J.: 1977, *Astrophys. J.* 214, 725.
- Falgarone, E., Lequeux, J.: 1973, *Astron. Astrophys.* 25, 253.
- Federman, S. R.: 1982, *Astrophys. J.* 257, 125.
- Fillov, E. M.: 1974, *Reporte tecnico del IAR no 6*.
- Franco, M. L., Pöppel, W. G. L.: 1978, *Astrophys. Sp. Sci.* 53, 91.
- Fricke, W., Kopff, A.: 1963, *Veröffentl. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg* 10.
- Frish, P. C.: 1980, *Astrophys. J.* 241, 697.
- Frish, P. C.: 1981, *Nature* 293, 377.
- Frodel, J. A., Stothers, R.: 1977, *Astron. J.* 82, 890.
- Germany, C. D., Olson, G. L., Conti, P. S., van Steenburg, M.: 1981, *Astrophys. J.* 250, 660.
- Germany, K., Conti, P. S., Chiosi, C.: 1982, *Astrophys. J.* 263,

777.

- Garrison, R. F.: 1967, *Astrophys. J.* 147, 1003.
- Garzoli, S. L.: 1970, *Astron. Astrophys.* 8, 7.
- Garzoli, S.: 1972, Atlas de hidrógeno neutro galáctico para la región  $270^\circ < \ell < 310^\circ$ ,  $-7^\circ < b < +2^\circ$ . Publicación de Carnegie Institution of Washington.
- Garzoli, S. L., Varsavsky, C. M.: 1966, *Astrophys. J.* 145, 79.
- Georgelin, Y. M.: 1975, Thèse Doctorale, Marseille.
- Georgelin, Y. P., Georgelin, Y. M.: 1970, *Astron. Astrophys.* 6, 349.
- Georgelin, Y. P., Georgelin, Y. M., Roux, S.: 1973, *Astron. Astrophys.* 25, 337.
- Giacani, E. B., Testori, J. C.: 1984, "Determinación de los parámetros de la antena n°1", Informe Interno n°40.
- Giannuzzi, M. A.: 1983, *Astron. Astrophys.* 125, 302.
- Glaspey, J. W.: 1971, *Astron. J.* 76, 1041.
- Goldsmith, D., Field, G., Habing, H.: 1969, *Astrophys. J.* 158, 173.
- Grasdalen, G. L., Strom, K. M., Strom, S. E.: 1973, *Astrophys. J.* 184, L53.
- Guelin, M., Friberg, P., Mezaoni, A.: 1982, *Astron. Astrophys.* 109, 23.
- Gutierrez-Moreno, A., Moreno, H.: 1968, *Astrophys. J. Suppl.* 15, 459.
- Habing, H. J.: 1969, *Bull. Astron. Inst. Neth.* 20, 177.
- Harten, R. H., Westerhout, G., Kerr, F. J.: 1975, *Astron. J.* 80, 307.
- Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H., Wilson, W. E.: 1981, *Astron. Astrophys. Suppl.* 47, 143.
- Heckathorn, J. N., Gull, T. R.: 1980, *Bull. Am. Astron. Soc.* 12, 458.
- Heckathorn, J. N., Bruhweiler, F. C., Gull, T. R.: 1982, *Astrophys. J.* 252, 230.
- Heiles, C.: 1968, *Astrophys. J.* 151, 919.
- Heiles, C.: 1973, *Astrophys. J.* 183, 441.
- Heiles, C.: 1976, *Astrophys. J.* 208, L137.

- Heiles, C.: 1979, *Astrophys. J.* 229, 533.
- Heiles, C.: 1980, *Astrophys. J.* 235, 833.
- Heiles, C.: 1984, *Astrophys. J. SUPPL.* 54, 565.
- Heiles, C., Habing, H. J.: 1974, *Astron. Astrophys. SUPPL.* 14, 1.
- Heiles, C., Katz, G.: 1976, *Astron. J.* 81, 37.
- Henize, K. G.: 1976, *Astrophys. J. SUPPL. Ser.* 30, 491.
- Herbig, G. H.: 1968, *Zs. f. Ap.* 68, 243.
- Herbig, G. H., Rao, N. K.: 1972, *Astrophys. J.* 174, 401.
- Herbst, W., Warner, J. W.: 1981, *Astron. J.* 86, 885.
- Herr, R. B.: 1969, *Astron. J.* 74, 200.
- Hill, E. R.: 1968, *Aust. J. Phys.* 21, 735.
- Hjalmarson, A., Sunde, A., Ellender, J., Rydbeck, O. E. H., Moore, E. L., Huguenin, G. R., Sandquist, A., Lindblad, P. O., Lindroos, P.: 1977, *Astrophys. J. SUPPL.* 35, 263.
- Ho, P. T. P., Martin, R. N., Barrett, A. H.: 1978, *Astrophys. J.* 221, L117.
- Hobbs, L. M.: 1969, *Astrophys. J.* 157, 135.
- Hobbs, L. M.: 1973, *Astrophys. J.* 180, L79.
- Hoslund, B.: *Arkiv. for Astron.* 3, 215.
- Houk, N., Cowley, A. P.: 1975, *University of Michigan Catalogue of two-dimensional Spectral types for the HD stars. Vol. 1.*
- Humphreys, R.: 1976, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 88, 647.
- Ikeuchi, S.: 1978, *Publ. Astron. Soc. Japan* 30, 563.
- Israel, F. P.: 1976, Ph.D. thesis, University of Leiden.
- Javanaud, C.: 1979, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 188, 203.
- Jeffers, H. M., van der Bos, W. H., Greeby, F. M.: 1963, *Publ. Lick. Obs.* n<sup>o</sup> 21.
- Johnson, H. M.: 1973, in *IAU simp. 49, Wolf Rayet and high temperature stars*, Ed. por M. Bessu & J. Sahade, p. 42.
- Kafatos, M., Sofia, S., Bruhweiler, F., Gull, T.: 1980, *Astrophys. J.* 242, 294.
- Kaper, H. G., Smits, D. W., Schwarz, U., Takakubo, K., van Woerden, H.: 1966, *Bull. Astron. Inst. Neth.* 18, 465.

- Kazès, I., Crovisieri, J.: 1981, *Astron. Astrophys.* 101, 401.
- Kerr, F. J., Harten, R. H., Ball, D. L.: 1976, *Astron. Astrophys. Suppl.* 25, 391.
- Khavtassi, J.: 1960, *Atlas of Galactic Dark Nebulae*, Tbilisi, Abastumani Astrophysical Obs.
- Knapp, G. R.: 1974, *Astron. J.* 79, 527.
- Knapp, G. R., Kerr, F. J.: 1974, *Astron. Astrophys.* 35, 361.
- Krelowski, J., Strobel, A.: 1983, *Astron. Astrophys.* 127, 271.
- Kutner, M. L., Machnik, D. E., Tucker, D. E., Dickman, R. L.: 1980, *Astrophys. J.* 237, 734.
- Landolt-Börnstein: 1982, Vol. 2, Subvol. b, Stars and Star Clusters, Ed. K. Schaifers & H. H. Voigt.
- Lazareff, B.: 1975, *Astron. Astrophys.* 42, 25.
- Lebrun, F., Huang, Y. L.: 1984, *Astrophys. J.* (in press).
- Lesh, J. R.: 1968, *Astrophys. J. Suppl.* 17, 371.
- Lindblad, P. O.: 1967, *Bull. Astron. Inst. Neth.* 19, 34.
- Lindblad, P. O., Grape, K., Sandquist, A., Schober, J.: 1973, *Astron. Astrophys.* 24, 309.
- Liszt, H. S.: 1983, *Astrophys. J.* 275, 163.
- Lodén, L. O., Lodén, K., Nordström, B., Sundman, A.: 1976, *Astron. Astrophys. Suppl.* 23, 283.
- Lortet, M. C., Testor, G., Niemela, V.: 1982, en IAU Simp. 99, p. 473.
- Lundström, I., Stenholm, B.: 1984, *aparecerá en Astron. Astrophys.*
- Lynds, B. T.: 1962, *Astrophys. J. Suppl.* 7, 1.
- Maeder, A.: 1983, *Astron. Astrophys.* 120, 113.
- Mahoney, M. J. : 1972, *Astrophys. Lett.* 12, 43.
- Maršálková, P.: 1974, *Astrophys. and Space Sci.* 27, 3.
- Martin, R. N., Barrett, A. H.: 1975, *Astrophys. J.* 202, L83.
- Mathews, W. G., O'Dell, C. R.: 1969, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 7, 67.
- McCammon, D., Burrows, D. N., Sanders, W. T., Kraushaar, W. L.: 1983, *Astrophys. J.* 269, 107.

- McCray, R.: 1983, en Highlights of Astronomy, Vol. 6, p. 565.
- McCutcheon, W. H., Shuter, W. L. H., Booth, R. S.: 1978, Mon. Not. R. Astron. Soc. 185, 755.
- McKee, C. F., Ostriker, J. P.: 1977, Astrophys. J. 218, 148.
- McKee, C. F., van Buren, D., Lazareff, B.: 1984, Astrophys. J. 278, L115.
- Mebold, U., Winnberg, A., Kalberla, P. M. W., Goss, W. M.: 1982, Astron. Astrophys. 115, 223.
- Mezser, P. G., Henderson, A. P.: 1967, Astrophys. J. 147, 471.
- Milman, A. S., Knapp, G. R., Knapp, S. L.: 1975, Astron. J. 80, 101.
- Milne, D. K.: 1971, Austral. J. Phys. 24, 757.
- Minn, Y. K.: 1981, Astron. Astrophys. 103, 269.
- Mirabel, I. F.: 1977, Astron. Astrophys. Suppl. 28, 327.
- Moffat, A. F. J., Sesséwicz, W.: 1977, Astron. Astrophys. 54, 607.
- Montmerle, T., Koch-Miramond, L., Falgarone, E., Grindlay, J. E.: 1983, Astrophys. J. 269, 182.
- Morfill, G. E., Volk, H. J., Drury, L.: 1981, Astrophys. J. 246, 810.
- Myers, P. C., Linke, R. A., Benson, P. J.: 1983, Astrophys. J. 264, 517.
- Neckel, Th.: 1967, Veröffentlichungen Landessternw. Heidelberg-Königsstuhl 19.
- Neckel, Th., Klare, G.: 1980, Astron. Astrophys. Suppl. 42, 251.
- Niemela, V. S.: 1975, Coll. C. N. R. S. 250, Physique des mouvements dans les atmosphères stellaires, Ed. par R. Cayrel & M. Steinberg, p. 467.
- Olano, C. A.: 1982, Astron. Astrophys. 112, 195.
- Olano, C. A.: 1984, aparecerá en Astron. Astrophys.
- Olano, C. A., Pöppel, W. G. L.: 1981a, Astron. Astrophys. 95, 316, (Paper I).
- Olano, C. A., Pöppel, W. G. L.: 1981b, Astron. Astrophys. 94, 151, (Paper II).
- Olano, C. A., Pöppel, W. G. L., Vieira, E. R.: 1981c, Astron. Astrophys. Suppl. 46, 41.

- Osterbrock, D. E.: 1974, 'Astrophysics of gaseous nebulae', Freeman and Co., San Francisco.
- Panagia, N.: 1973, Astron. J. 78, 929.
- Parker, R. A. R., Gull, T. R., Kirshner, R. P.: 1979, An emission line survey of the Milky Way.
- Penzias, A. A., Solomon, P. M., Jefferts, K. B., Wilson, R. W.: 1972, Astrophys. J. 174, L43.
- Pöppel, W. G. L., Vieira, E. R.: 1973, Astron. Astrophys. Suppl. 9, 289.
- Pöppel, W. G. L., Vieira, E. R., Olano, C. A., Franco, M. L.: 1979, First Latin-American Regional Astron. Meeting, p. 188, A. Gutierrez Moreno and H. Moreno, ed., Santiago de Chile.
- Pöppel, W. G. L., Olano, C. A., Cappa de Nicolau, C. E.: 1982, Rev. Mex. Astron. Astrof. 5, 223.
- Racine, R.: 1968, Astron. J. 73, 233.
- Radhakrishnan, V., Murray, J. D., Lockart, P., Whittle, R. P. J.: 1972, Astrophys. J. Suppl. 24, 15.
- Radhakrishnan, V., Srinivasan, G.: 1980, J. Astrophys. Astron. 1, 47.
- Reich, W., Steffen, P.: 1981, Astron. Astrophys. 93, 27.
- Reynolds, R. J., Osden, P. M.: 1982, Astron. J. 87, 306.
- Rydbeck, O. E. H., Kollberg, E., Hjalmarson, A., Sunde, A., Ellender, J.: 1976, Astrophys. J. Suppl. 31, 333.
- Rydgren, A. E.: 1980, Astron. J. 85, 438.
- Rodgers, A. W., Campbell, C. T., Whiteoak, J. B.: 1960, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 121, 103.
- Rossano, G. S.: 1978, Astron. J. 83, 241.
- Salpeter, E. E.: 1978, Simposio n° 84 de la IAU, p. 245.
- Sancisi, R.: 1971, Astron. Astrophys. 12, 323.
- Sancisi, R.: 1974, IAU Symp. 60, 115.
- Sancisi, R., Goss, W. M., Anderson, C., Johansson, L. E. B., Winnberg, A.: 1974, Astron. Astrophys. 35, 445.
- Sancisi, R., van Woerden, H.: 1970, Astron. Astrophys. 5, 135.
- Schmidt, M.: 1965, En Stars and Stellar Systems, Vol. 5, p. 513.
- Schraml, J., Mezser, P. G.: Astrophys. J. 156, 269.

- Sharpless, S.: 1959, *Astrophys. J. Suppl.* 4, 257.
- Shimmins, A. J., Manchester, R. N., Harris, B. J.: *Aust. J. Astrophys. Suppl.* 8.
- Sivan, J. P.: 1974, *Astron. Astrophys. Supp.* 16, 163.
- Smith, L. F.: 1968a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 138, 109.
- Smith, L. F.: 1968b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 141, 317.
- Smith, A. M., Krishna Swamy, K. S., Stecher, T. P.: 1978, *Astrophys. J.* 220, 138.
- Snell, R. L.: 1981, *Astrophys. J. Suppl.* 45, 121.
- Snell, R. L., Schloerb, F. P., Young, J. S., Hjalmanson, A., Friberg, P.: 1981, *Astrophys. J.* 244, 45.
- Solf, J., Carsenty, O.: 1982, *Astron. Astrophys.* 116, 54.
- Spitzer, L.: 1978, *Physical processes in the interstellar medium*. Wiley-Interscience.
- Steigman, G., Strittmatter, P. A., Williams, R. E.: 1975, *Astrophys. J.* 198, 575.
- Stephenson, C. B., Sanduleak, N.: 1971, *Luminous Stars in the Southern Milky Way*, Vol. 1.
- Stothers, R.: 1972, *Astrophys. J.* 175, 431.
- Stothers, R., Fosely, J. A.: 1974, *Astron. J.* 79, 456.
- Strauss, F. M., Poppel, W. G. L., Vieira, E. R.: 1979, *Astron. Astrophys.* 71, 319.
- Takakubo, K., van Woerden, H.: 1966, *Bull. Astron. Inst. Neth.* 18, 488.
- Tenorio-Tagle, G.: 1979, *Astron. Astrophys.* 71, 59.
- Treffers, R. R., Chu, Y. H.: 1982, *Astrophys. J.* 254, 569.
- Thonnard, N.: 1980, *Carnegie Institution of Washington, Year Book* 79, 581.
- Tutukov, A.: 1982, *en IAU Simp.* 99, p. 485.
- Vanden Bout, P. A., Snell, R. L., Wilson, T. L.: 1983, *Astron. Astrophys.* 118, 337.
- van de Hulst, H. C., Muller, C. A., Oort, J.: 1954, *Bull. Astron. Inst. Neth.* 12, 117.
- van der Hucht, K. A., Conti, P. S., Lundström, I., Stenholm, B.: 1981, *Space. Sci. Rev.* 28, 227.

- van Hoof, A.: 1969, *Bul. Astron. Inst. Neth. Suppl. Ser.* 3, 137.
- Venser, A. P., Gosachinskii, T. V., Grachev, V. G., Esorova, T. M., Ryzhkov, N. F., Khersonskii, V. K.: 1982, *Soviet Astron.* 26, 12.
- Venusopal, V. R., Shuter, W. L. H.: 1970, *Mem. R. Astron. Soc.* 74, 1.
- Veron-Cetty, M. P., Veron, P.: 1983, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 53, 219.
- Weaver, H.: 1978, *En IAU Simp.* 84, The large scale characteristics of the galaxy. Ed. for W. B. Burton, p. 295.
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., Moore, R.: 1977, *Astrophys. J.* 218, 377.
- Weaver, H., Williams, D. R. W.: 1974, *Astron. Astrophys.* 17, 1.
- Wilkins, B. A., Lada, C. J.: 1983, *Astrophys. J.* 274, 698.
- Williams, D. R. W.: 1973, *Astron. Astrophys. Suppl.* 8, 505.
- Woltjer, L.: 1972, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 10, 129.
- Wooten, E. P., Bozyan, E. P., Garrett, D. B., Loren, R. B., Snell, R. L.: 1980, *Astrophys. J.* 239, 844.
- Wooten, A., Loren, R. B., Snell, R. L.: 1982, *Astrophys. J.* 255, 160.
- Wouterloot, J.: 1981, *Proefschrift, University of Leiden.*
- Zinn, R.: 1980, *Astrophys. J. Suppl.* 42, 19.