

"ESTUDIO DEL GAS IONIZADO DIFUSO EN EL HEMISFERIO SUR"

Tesis doctoral Presentada por
Juan Carlos Cersosimo

Director de Tesis: Dr. F. R. Colomb

FACULTAD DE CIENCIAS ASTRONOMICAS Y GEOFISICAS
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

1984

a mis hijos:

Dario, Homero e Hipatia.

¿No ha visto usted de un sesquero
loca una chispa salir,
como dos varas seguir,
y de ahí perderse, aparcero?

Pues de ese modo, cuñao,
caminaban las estrellas
a morir, sin quedar de ellas
ni un triste rastro borrado.

FAUSTO, de Estenislao del Campo

AGRADECIMIENTOS

Es mi deseo hacer llegar mi gratitud a todas las personas que de alguna u otra forma han contribuido para que este trabajo de tesis se realizara. Especialmente es mi reconocimiento a mis padres, a mis hijos, a Leonor y a Yolanda que han contribuido con su comprensión y estímulo.

Al Dr. L. Hart quien suscitò el estudio de la región del plano galàctico entre las longitudes 330 y 340 y además por el apoyo que me brindò al iniciarme en el tema de Líneas de Recombinación.

Al Dres. J. Sabade y W. L. Pöppel por su espíritu crítico y de colaboración en la revisión de algunos de los trabajos.

Al personal técnico del Instituto Argentino de Radioastronomía por su apoyo y colaboración. En particular a los ingenieros E. Fillosi, J. A. Sanz, J. C. Olalde, y J. A. Bava.

A la Lic. V. Chedresse por su eficaz labor en la parte de computación y a la Sra. M. Trotz por la realización de la mayoría de los dibujos de esta tesis.

Deseo expresar mi reconocimiento a los directores del IAR, el Dr. E. Bajaja y el Dr. F. R. Colomb. También a la Lic. N. Loiseau, al Lic. C. A. Olano, al Lic. I. N. Azcàrate, y al Dr. E. M. Arnal, con quienes he discutido algunos de los temas de este trabajo.

INTRODUCCION	6
CAPITULO I - INTRODUCCION	11
I.1 - Atomos altamente excitados	
I.2 - Esanchamiento de las lineas	
I.3 - Intensidades de las lineas de recombinacion	
CAPITULO II - EMISION DE LA LINEA H166alfa EN EL CUARTO CUADRANTE	28
II.1 - Introduccion	
II.2 - Observaciones	
II.3 - Resultados y discusion	
II.4 - Conclusiones	
CAPITULO III - EMISION DE LA LINEA H166alfa ENTRE LAS LONGITUDES GALACTICAS 330 Y 340	44
III.1 - Introduccion	
III.2 - Resultados	
III.3 - Emision de la linea H166alfa y comparacion con la emision del HI	
III.4 - Temperatura electronica	
III.5 - Estructura y cinemática de la region	
III.6 - Origen de la emision	
III.7 - Extension en latitud	
CAPITULO IV - ESTUDIO DEL GAS IONIZADO DE BAJA DENSIDAD ALREDEDOR DEL CUMULO JOVEN NGC 6193	77
IV.1 - Introduccion	
IV.2 - Observaciones	
IV.3 - Resultados	
IV.4 - Discusion: a) El modelo, b) Estructura y dinamica	
IV.5 - Conclusiones	
CAPITULO V - ESTUDIO EN LA NEBULOSA DE CARINA	92
V.1 - Introduccion	
V.2 - Estructura de la region	
V.3 - Temperatura electronica	
V.4 - Discusion	
V.5 - Conclusiones	
CAPITULO VI - LA ENVOLTURA DE BAJA DENSIDAD EN LA NEBULOSA 30 DORADUS	105
VI.1 - Introduccion	
VI.2 - Resultados	
VI.3 - Temperatura electronica y equilibrio termodinamico	
VI.4 - Dinamica	
VI.5 - Conclusiones	

CAPITULO VII - OBSERVACIONES DE LINEAS DE RECOMBINACION DE ALTO ORDEN	116
VII.1 - Introducciòn	
Observaciones	
Resultados y discusiòn	
CONCLUSIONES	129

En la excitación de esta revelación
- algo que, como cada hombre interesado
en el espacio, lo había medio esperado
toda su vida - casi olvidó su propio
y desesperado trance.

2001 UNA ODISEA ESPACIAL

Arthur C. Clarke

INTRODUCCION

Gran parte del gas ionizado en la Galaxia se presenta en forma de regiones HII extendidas de baja densidad (Mezger, 1980). Tales regiones tienen medidas de emisión EC $E+4 \text{ pc cm}^{-6}$ y probablemente representan etapas tardías de evolución de regiones HII (Churchwell, 1975).

Gottesman y Gordon (1970) y Jackson y Kerr (1971) detectaron débiles líneas de recombinación en dirección de regiones del plano galáctico donde no hay fuentes de continuo discretas. Estas líneas se caracterizan por tener estructura compleja en la distribución de velocidades; por otra parte la ausencia de picos intensos de radiación continua, hace pensar que las emisiones no provienen solamente de esferas de Strömgreen como ocurre en las emisiones detectadas en altas frecuencias.

Las observaciones de líneas de recombinación del gas extendido deben hacerse con antenas simples y en baja frecuencia ($\nu < 2 \text{ GHz}$), de

esta manera la combinación entre la baja resolución angular y la alta profundidad óptica de las fuentes densas ($N_e > 100 \text{ cm}^{-3}$), hace que la emisión detectada provenga desde el gas ionizado de baja densidad que ocupa grandes volúmenes en el espacio.

Varios autores realizaron observaciones de este tipo de emisiones. Los trabajos más importantes fueron realizados por Hart y Pedlar (1976), y Lockman (1976), quienes observaron sistemáticamente la línea H166alfa a lo largo del plano galáctico ($b=0^\circ$). Hart y Pedlar observaron en el intervalo de longitudes $l = 5^\circ - 70^\circ$; Lockman observó entre $l = 358^\circ - 360^\circ - 50^\circ$. A comienzos del año 1980 se comenzó a observar la línea de recombinación H166alfa en el Instituto Argentino de Radioastronomía, donde se llevó a cabo el relevamiento de la línea a lo largo del plano galáctico. Se completa así las observaciones comenzadas en el hemisferio Norte.

Los relevamientos proveen datos de los cuadrantes primero y cuarto de la Vía Láctea. Ellos muestran que las grandes concentraciones se ubican en los brazos espirales de Norma-Scutum, Sagitario, Scutum-Crux y Norma. Tales regiones no son adecuadas para estudiar y determinar sus parámetros físicos debido a la dificultad que existe para separar la radiación continua térmica de la no-térmica. No obstante a veces es posible separar ambas contribuciones cuando la fuente térmica está bien localizada en el cielo. Las observaciones en dirección de tales regiones HII, podrían compararse con las que se obtienen en dirección de las grandes concentraciones de gas difuso en el plano galáctico.

Este trabajo de tesis presenta algunas cuestiones teoricas relacionadas con la líneas de recombinación y muestra las observaciones de la línea H166alfa que hay hasta el presente en el hemisferio Sur. En el primer capítulo se resumen las características de los átomos altamente excitados, y se dan los elementos teóricos que se utilizan en las interpretaciones.

En el Capítulo II se expone el trabajo realizado en colaboración con Hart, Acarate y Colomb, (Hart et al, 1983) el cual muestra los resultados obtenidos en el relevamiento de la línea H166alfa en el cuarto cuadrante. Además se comparan estas observaciones con las obtenidas en el primer cuadrante. De aquí surge que a partir de los 7 Kpc del centro galáctico, el gas ionizado de baja densidad es mas abundante en el cuarto cuadrante.

Los perfiles mas intensos detectados en el cuarto cuadrante provienen desde las longitudes 330 a 340 . En el capítulo III se estudia en detalle la emisión de la línea entre esas longitudes. El resultado de esta investigación sugiere que el exceso de emisión entre las distancias galactocéntricas de 7 a 9 Kpc proviene de esta dirección. Además se calcula la temperatura electrónica y se estudia el origen de la emisión.

En los Capítulos IV y V se estudia la emisión de la línea H166alfa en regiones HII extendidas. Debido a que estas regiones son fuentes que tienen importante emisión en 1.4 GHz, y además es posible separar la emisión de la radiación continua del fondo, se analizan las condiciones físicas del gas. Las regiones que se

observaron son RCW 108 y la nebulosa de Carina. En ambas direcciones se encuentran objetos estelares jóvenes. Del análisis de las observaciones se interpreta que el gas responsable de la emisión de la línea H166alfa es calentado por la radiación ultravioleta de las estrellas tempranas, de cada una de las regiones. Para ambas regiones se obtiene una densidad y una temperatura electrónica del orden de 10 cm^{-3} y 5000 K, respectivamente.

En el Capítulo VI se muestra la detección de la línea H166alfa en dirección de 30 Doradus, en la Nube Mayor de Magallanes. En esta espectacular región HII, de 2000 pc de diámetro, la línea se formaría en un gas difuso con densidad cuadrática medida $N_e = 5 \text{ cm}^{-3}$. La cantidad de fotones del continuo de Lyman para ionizar el gas es equivalente al que arrojarían 265 estrellas de tipo O4. La temperatura electrónica del gas es aproximadamente 3000 K mas grande que la calculada para regiones HII galácticas. Se discute esta situación y además se analiza la posibilidad de que la línea se forme en grumos de materia ionizada.

En el Capítulo VII se muestran los resultados observacionales de las líneas de recombinación H159alfa y H200beta, en dirección de regiones HII extendidas. Ambas líneas se observaron simultáneamente en la frecuencia de 18 cm. Las observaciones simultáneas de líneas "alfa" y "beta", es considerado por varios autores, la forma mas efectiva de comprobar la existencia de condiciones de ETL en la población de los niveles atómicos. Se describe el experimento, realizado en el Instituto Argentino de Radioastronomía, y se discuten los resultados.

REFERENCIAS:

- Churchwell, E.: 1975. "HII Resions and related opics", Editado por T. L. Wilson y D. Downes. Springer Verlas. Vol. 42, p245.
- Gottesman, S. T., Gordon, M.A., 1970. Astrophys. J. 162, L93.
- Hart, L., Azcàrate, I. N., Cersosimo, J. C., Colomb, F. R.: 1983. Survey of the Southern Galaxy. Editado por W. B. Burton e I. P. Israel, (D. Reidel Publishing Company); p43.
- Hart, L., Pedlar, A.: 1976. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 176, p547
- Jackson, P. D., Kerr, F. J.: 1971. Astrophys. J., 168, p29.
- Lockman, J.: 1976. Astrophys. J. 209, p429.
- Mezser, P. G.: 1980. Astron. Astrphys., 70, p565.

CAPITULO I

CARACTERISTICAS DE LAS LINEAS DE RECOMBINACION

I.1 - ATOMOS ALTAMENTE EXCITADOS

En las nebulosas, luego de la ionización de los átomos, los electrones pueden recombinarse con protones o iones mas pesados. Un electrón libre puede ser capturado por un ion de hidrógeno en cualquier nivel de número cuántico 'n'. Si la captura se produce en un nivel de alto número cuántico ($n > 40$) las transiciones subsiguientes entre los altos niveles dan lugar a emisiones de líneas espectrales llamadas "líneas de recombinación". Cuando el salto del electrón se produce entre niveles muy cercanos, tal que la diferencia entre niveles 'Dn' es $Dn \approx n$ los fotones emitidos tienen longitudes de onda detectables en el espectro de las radio ondas.

De la teoría cuántica se obtiene el valor esperado para la coordenada radial del electrón, que caracteriza el radio de la capa de electrones, evaluando la integral

$$\langle r \rangle_{n,l} = \int_0^{\infty} r P_{n,l}(r) dr \quad (I.1)$$

White (1934), o bien

$$r_{n,l} = \frac{n^2 a^2}{Z} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{l(l+1)}{n^2} \right] \right\} \quad (I.2)$$

$r_{n,l}$ es la densidad de probabilidad radial, "l" es el número cuántico orbital, y "a" es el radio más pequeño del átomo de hidrógeno ($a=0.529E-8$ cm); y Z es la carga efectiva.

Cuando el electrón se encuentra en cierto estado de energía, la magnitud del impulso angular orbital tiene el valor definido:

$$L = \left[l(l+1) \right]^{1/2} \hbar \quad (I.3)$$

$$\hbar = 1.4019 E-27 \text{ erg s} \quad (\text{cte. de Planck sobre } 2\pi)$$

La proyección del impulso angular orbital sobre una dirección privilegiada puede tomar únicamente los valores

$$L_z = m \hbar \quad (I.4)$$

donde "m" es el número cuántico magnético. Muchas propiedades del impulso angular orbital se pueden representar adecuadamente en términos de diagramas vectoriales. La orientación espacial del vector impulso está dada por $m=l$. Este vector puede encontrarse sobre un cono cuyo semiángulo es:

$$\cos^{-1} \left\{ \frac{1}{[l(l+1)]^{1/2}} \right\} \quad (I.5)$$

En la expresión (I.2) vemos que la coordenada radial "r" varía

fuertemente con "n", pues la dependencia respecto de "l" se atenúa por el factor 1/2 y la inversa del cuadrado de n. Todos los electrones que se encuentren en estados propios con el mismo valor de n para la coordenada radial, tienen densidades radiales de probabilidad semejantes; y aproximadamente el mismo valor esperado para la coordenada radial, independiente de los valores "m" o "l". Comparando las expresiones de la coordenada radial con la del radio obtenida por Bohr vemos que ambas expresiones tienen cierto parecido en el sentido que ambas dependen del cuadrado de n (Eisbers y Resnick, 1974)

$$r_n = r_{\text{Bohr}} = \frac{n^2 a_0}{Z} \quad (1.6)$$

que es valor del radio de las órbitas de Bohr. Por otra parte, cuando "l" tiende a infinito, cualquiera sea el "n", el ángulo dado por la fórmula (1.5), tiende a cero; entonces el vector impulso angular para estados $m = \pm l$ está obligado a orientarse casi en la dirección del eje z. De esta manera el vector se encuentra esencialmente fijo en el espacio, en concordancia con el comportamiento que predice la teoría clásica.

Por otra parte es interesante recordar que Bohr, al desarrollar su teoría, utilizó un argumento original que luego llevaría el nombre de "Principio de Correspondencia". De esta manera él pudo describir el espectro del átomo de hidrógeno antes de conocer las leyes de la mecánica cuántica. Simplemente consideró estados altamente excitados del átomo de hidrógeno y argumentó que si "n"

tiene un valor muy alto, el efecto de cambiar "n" en una cantidad pequeña debe ser menos drástico que si el cambio ocurre para valores de n cercanos a la unidad. Entonces los cambios de energía entre dos estados altamente excitados deben ser suaves, en comparación con el cambio entre dos estados de baja energía.

Con respecto al giro (spin) del electrón, debemos observar que este no es una cantidad clásica. Esto se debe a que el número cuántico "s", que especifica la cantidad del impulso angular de spin, tiene el valor fijo 1/2; en consecuencia no se puede tomar el límite clásico para S ($= \sqrt{s(s+1)}$) haciendo que s tienda a infinito. Otra forma de expresar lo mismo es que en el límite clásico la magnitud del spin es totalmente despreciable, y por lo tanto debe ser una cantidad esencialmente no clásica. Los momentos angulares intrínsecos y momentos magnéticos de los núcleos contribuyen a los momentos angulares del átomo y a los momentos magnéticos, pero estas contribuciones son aproximadamente de 1E-3 veces la magnitud de los momentos de los electrones.

Cuando se trata de átomos altamente excitados resulta adecuado calcular las frecuencias de las líneas que se forman entre niveles cuánticos muy cercanos considerando solamente cambios en el número cuántico principal. La expresión está dada por la fórmula de Rydberg:

$$\nu = R_c Z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right] \quad (1.7)$$

$c = 2.99796 \text{ E}+10 \text{ cm/s}$ (velocidad de la luz)

que resulta adecuada para átomos altamente excitados. Para $n > 40$ se tienen líneas cuya frecuencia es menor que 100 GHz siempre que $Dn \ll n$. Si desarrollamos en serie la expresión hasta un primer orden tenemos:

$$\nu \approx 2RcZ^2 \frac{Dn}{n^3} \left(1 - 3 \frac{Dn}{2n} \right) \approx 2RcZ^2 \frac{Dn}{n^3} \quad (1.8)$$

La constante de Rydberg se puede generalizar para calcular frecuencias de emisores diferentes del hidrógeno,

$$R = R_0 \left(1 - \frac{m}{M} \right) \quad (1.9)$$

m ($=9.035 \text{ E-}28 \text{ g}$) es la masa del electrón, R_0 ($=109737.42 \text{ 1/cm}$) es la constante de Rydberg para una masa "M" infinita, siendo M la masa del elemento emisor, y m la masa del electrón.

Hay un gran número de transiciones detectable. Su identificación se hace con el símbolo de la especie atómica seguido del número cuántico principal del nivel al cual salta el electrón. Además, a continuación del número cuántico se escribe una letra griega la cual especifica el orden de la transición, es decir la cantidad de niveles, Dn , que salta el electrón. Si $Dn=1$, la letra griega que corresponde es "alfa", si $Dn=2$ corresponde "beta", y así sucesivamente. Por ejemplo cuando en un átomo de hidrógeno el electrón salta del nivel $n=160$ al nivel $n=159$ la emisión correspondiente se simboliza: H159alfa.

Habitualmente se observan líneas de recombinación con

espectrómetros que trabajan entre 150 MHz y 100 GHz. Las líneas detectadas provienen de átomos gigantes que abundan en el medio interestelar. Un electrón altamente excitado cuyo número cuántico es $n=200$ tiene un tamaño mayor que 2 micrones. Las líneas más intensas son las del hidrógeno, por ser el elemento más abundante, y las alfa por tener el valor más alto de "fuerza del oscilador" (ver Landau y Lifshitz, 1962).

La separación entre líneas del mismo orden en el espectro se obtiene derivando la expresión (I.8)

$$\Delta\nu \approx 6 R c Z^2 \left(\frac{D_n}{n} \right)^4 \quad 3 \nu/n \quad (I.10)$$

Por ejemplo alrededor de los 1500 MHz las líneas "alfa" tienen una separación de aproximadamente 28 MHz, y las líneas "beta" de 22 MHz. A medida que el orden es mayor las líneas aparecen más frecuentemente en el espectro. Como veremos en el capítulo VII, es importante saber cuando una línea de alto orden se encuentra en el espectro cerca de una línea "alfa". Si sabemos en que frecuencia se emite cierta línea "Xalfa", del elemento X, y queremos saber que línea de alto orden, $n(D_n)$, tenemos en esa región espectral, debemos computar

$$n(D_n) = n(\text{alfa}) \left(\frac{D_n}{\nu} \right)^{.333} \quad (I.11)$$

por ejemplo, cerca de la línea H159alfa tenemos las líneas de alto orden H200beta, H229gamma, y H252epsilon. Las frecuencias de

elementos más pesados, como la del He por ejemplo, aparecen en frecuencias muy cercanas a las correspondiente del H, según el número cuántico y el orden, estas líneas se encuentran desplazadas hacia frecuencias más altas debido al efecto de la masa del núcleo atómico que afecta el valor de la constante de Rydberg, según lo indica la fórmula (I.9). La separación entre líneas alfa del H y de cualquier otro elemento, en el mismo nivel cuántico, tiene la expresión

$$\Delta\nu(X-H) = 6 E+10 (R_x - R) / n^3 \quad (I.12)$$

donde R y R_x son las constantes de Rydberg para cualquier elemento diferente del hidrógeno, y para el hidrógeno respectivamente. Dado que los valores de la constante de Rydberg convergen al valor R₀, a medida que aumenta la masa del emisor, la diferencia (I.12) se hace constante, y las líneas provenientes de elementos muy pesados se encimarian en una frecuencia dada.

I.2 - ENSANCHAMIENTO DE LAS LINEAS

Las líneas de recombinación son emitidas desde plasmas astrofísicos, en estos existen distintos mecanismos que ensanchan las líneas. Uno de ellos es el ensanchamiento Doppler, para el cual se supone que el gas tiene una distribución Maxwelliana de velocidades. La forma del perfil es una gaussiana y el ancho de la línea a mitad de intensidad esta dado por la expresión

$$\Delta \nu_D = \frac{2 \nu}{c} \left(\frac{2 k T_e}{M} + \frac{2}{3} v_t^2 \ln 2 \right)^{1/2} \quad (I.13 a)$$

$$= \left(\frac{2 k T_d}{M} \right)^{1/2} \quad \text{kHz} \quad (I.13 b)$$

$$k = 1.3805 \text{ E-16 erg/K} \quad (\text{constante de Boltzman})$$

donde "v_t" es la contribución debido a movimientos no-térmico en el plasma; "T_e" es la temperatura cinética del gas, que en equilibrio termodinámico se define como la temperatura electrónica; "T_d" es la temperatura Doppler.

Otro mecanismo que contribuye al ensanchamiento de las líneas es el debido a la presión. Griem (1967) demostró que en los plasmas de baja densidad las líneas se ensanchan debido principalmente a las colisiones, más que a los campos eléctricos cuasi-estáticos (efecto Stark). Además sostuvo que los impactos debido a electrones son más importantes que los debido a protones.

Brocklehurst y Leeman (1971) computaron anchos de perfiles usando nuevos valores de secciones eficaces y obtuvieron una expresión similar a la de Griem (1967):

$$\Delta \nu_P = 3.74 \text{ E-11} \frac{N_e}{n} \frac{4.4}{0.1 T_e} \quad \text{kHz} \quad (I.14)$$

"Ne" es la densidad electrónica. Cuando ambos efectos de ensanchamiento, Doppler y de presión de electrones, son importantes, de la convolución de ambas funciones, Gaussiana y Lorentziana, el perfil resultante es una función de Voigt,

$$f(\nu) = \left[\sqrt{\pi} \right]^{-1} \left[\frac{D\nu}{D} \right]^{-1} H(a, u) \quad (I.15)$$

donde "H(a,u)" es la función de Voigt, la cual ha sido tabulada por Posener (1959). El ancho total de la línea a mitad de intensidad $D\nu$ está dado por:

$$D\nu^2 = \frac{D\nu^2}{D} + \frac{D\nu^2}{P} \quad (I.16)$$

Es importante evaluar el cociente entre ambos efectos de ensanchamiento, el cual tiene la expresión:

$$\frac{D\nu_P}{D\nu_D} = 7.98 \times 10^{-18} \frac{Ne}{T_e T_d} \frac{n}{Dn} \quad (I.17)$$

Brocklehurst y Seaton (1972) enfatizaron la importancia que tiene el efecto de ensanchamiento por presión de electrones en una nube de densidad inhomogénea. La fuerte dependencia con el número cuántico hace que el efecto de ensanchamiento en las alas del perfil llegue a afectar considerablemente la altura del centro de la línea.

En los casos extremos el mecanismo hace que las líneas sean inobservables a bajas frecuencias. Por otra parte la densidad del gas juega también cierta importancia. En las observaciones de líneas en dirección de una nube con gradientes de densidades, es probable que en bajas frecuencias la emisión detectada provenga principalmente de las zonas de menor densidad.

1.3 - INTENSIDADES DE LAS LINEAS DE RECOMBINACION

Desarrollos detallados sobre el tema han sido hechos por Dupree y Goldbers (1970), por Brocklehurst y Seaton (1972), y ultimamente por Shaver (1975). La presentación que haremos aquí se va a limitar solamente al material que se utilizará en el contenido de esta tesis.

El mecanismo más probable para la población de los niveles altamente excitados es la recombinación de un electrón libre con un ion. La ionización sería causada por la radiación ultravioleta proveniente de las estrellas de tipo O. Las incesantes colisiones entre los electrones libres asegura una distribución Maxwelliana de velocidades. La temperatura electrónica " T_e " se define como la temperatura cinética:

$$\frac{3}{2} k T_e = \frac{1}{2} m v^2 \quad (1.18)$$

la cual queda determinada como un equilibrio entre el calentamiento

por ionización y el enfriamiento por radiación de líneas prohibidas, excitadas colisionalmente en elementos tales como el O, N, y Ne, (Spitzer, 1977)

El tiempo que transcurre entre la ionización y la recombinación de un electrón es inversamente proporcional a la densidad (Osterbrock, 1974). Durante este tiempo los electrones pierden gran parte de su energía cinética debido a la colisión con los iones. En este tipo de colisiones se produce otro mecanismo de radiación observable en el espectro de radio, la radiación continua libre-libre. La densidad de flujo emitida por este proceso es proporcional al cuadrado de la frecuencia cuando la región HII es ópticamente gruesa. Cuando es ópticamente fina, el flujo crece débilmente con la frecuencia (con índice 0.1). La frecuencia en donde ocurre este cambio de índice espectral depende esencialmente de la densidad electrónica de la región HII. Esta radiación continua térmica ocurre en condiciones de equilibrio termodinámico local (ETL).

Las líneas de recombinación provenientes de un plasma con temperatura electrónica T_e , son detectables en las frecuencias donde la región HII es ópticamente delgada en la radiación continua. La línea emerge por encima de esta radiación. La temperatura de brillo de una línea n-alfa del hidrógeno emitida por una fuente ópticamente delgada y en condiciones de ETL esta dada por:

$$T_L = 1.01 E+4 Z^2 \frac{f_{n,m}}{n} T_e^{-1.5} \exp(X) \frac{E_L}{D_V} \quad (I.19)$$

(Dupree y Goldber, 1970), donde

$$X = 1.58 E+5 \frac{Z^2}{n^2 Te}$$

Dv es el ancho de la línea en K-KHz, y EL es la medida de emisión de la línea. La temperatura de brillo del continuo esta dada por:

$$Tc = .0824 a(v,Te) Te^{-.35} \frac{EC}{v^{2.1}} \quad (I.20)$$

donde a(v,Te) es una función tabulada por Mezser y Henderson (1966), "Te" es la temperatura electrónica, v es la frecuencia en GHz, y EC es la medida de emisión en el continuo.

Resulta práctico medir la potencia de la línea "P" (P = TL dv) y la temperatura del continuo. Si se considera que la fuente que emite la línea es isotérmica, y además el mecanismo de emisión ocurre en condiciones de Equilibrio Termodinámico Local (ETL), es posible obtener la temperatura electrónica de la fuente midiendo el cociente entre TL y Tc. El cociente observado no depende de las características del radiotelescopio. Entonces combinando las ecuaciones (I.19) y (I.20) se obtiene una expresión para la temperatura electrónica en ETL, T(ETL) que es función del cociente medido.

$$Te(ET) = 1.115 E+5 \frac{Tc}{P} \frac{Dn}{n} \frac{f}{m,n} v^{2.1} \quad (I.21)$$

En esta expresion se tomò una abundancia de He respecto del H del 10%, o bien que EC = 1.1 EL.

La expresion resulta pràctica para determinar la temperatura electrònica de las regiones HII. Ella responde a un modelo en el cual hay que distinguir las siguientes aproximaciones: i) La línea y el continuo se forman en un medio isotèrmico, homogèneo y con geometria plano-paralela. ii) Las profundidades opticas de la línea "tl" y del continuo "tc" son mucho menor que la unidad. iii) La emisiòn de la línea se forma y se transfiere en ETL. iv) El ensanchamiento debido a presiòn por electrones es despreciable.

La ecuaciòn (I.21) se obtiene, como dijimos anteriormente, bajo la suposiciòn de la existencia de ETL. Es decir que los niveles atòmicos de energia involucrados en la emisiòn de las líneas de recombinaciòn, estàn poblados segùn las ecuaciones de distribucion de Boltzman para la temperatura de electrones libres T. En la teoria de equilibrio estadistico las desviaciones del ETL se miden por el factor b(n) el cual se define por la relaciòn

$$N_n = b_n N_n(ET) \quad (I.22)$$

N_n es el nùmero de àtomos con un electron en el nivel n, y $N_n(ET)$ es el equivalente en el caso de ETL. Segùn los estudios de Goldberg (1966), las desviaciones de poblaciòn entre el nivel superior y el inferior afecta las intensidades de las líneas. El factor que se debe aplicar al coeficiente de absorcion para corresir por absorciòn negativa es: $(1 - \exp(-hv/kT_e))$; para las líneas de recombinaciòn,

la corrección adecuada es:

$$\alpha = \frac{b}{b - Dn} \exp(-hv/kTe) / (1 - \exp(hv/kTe))$$

que desarrollando en serie con $hv/kTe \ll 1$ se obtiene:

$$\alpha \approx \frac{hv}{kTe} \left[1 - \frac{kTe}{hv} \frac{d(\ln b)}{dn} Dn \right] \quad (I.23)$$

El factor $b(n)$ y su derivada respecto de n , depende de la temperatura electrónica y de la densidad. En frecuencias de radio esta derivada tiene valores típicos de $E-5$ a $E-3$. De modo que el coeficiente de absorción puede tomar fácilmente valores negativos. En la solución de la ecuación de transporte Goldbergs (1966) obtuvo la siguiente ecuación de competencia entre la temperatura real Te , y la temperatura en ETL, $Te(ET)$.

$$\frac{Te}{Te(ET)} \approx \left\{ b \left[1 + \frac{1}{2} \frac{kTe}{hv} \frac{d(\ln b)}{dn} Dn \right] \right\}^{.87} \quad (I.24)$$

Las curvas de población de niveles atómicos fueron calculadas por Brocklehurst y Seaton (1972). Ellos calcularon el valor del factor $b(n)$ en función del número cuántico. Para una temperatura electrónica dada, las pendientes de las curvas son función de la densidad electrónica, según muestra la Figura I.1 Las curvas se ubican en el plano $[b(n), n]$ entre dos asíntotas, radiativa en la

parte inferior y colisional en la superior.

Los procesos radiativos causan la subpoblación de los niveles respecto de ETL. En plasmas con alta densidad los niveles atómicos están principalmente poblados por procesos colisionales, y en los altos números cuánticos las curvas convergen hacia la asíntota colisional.

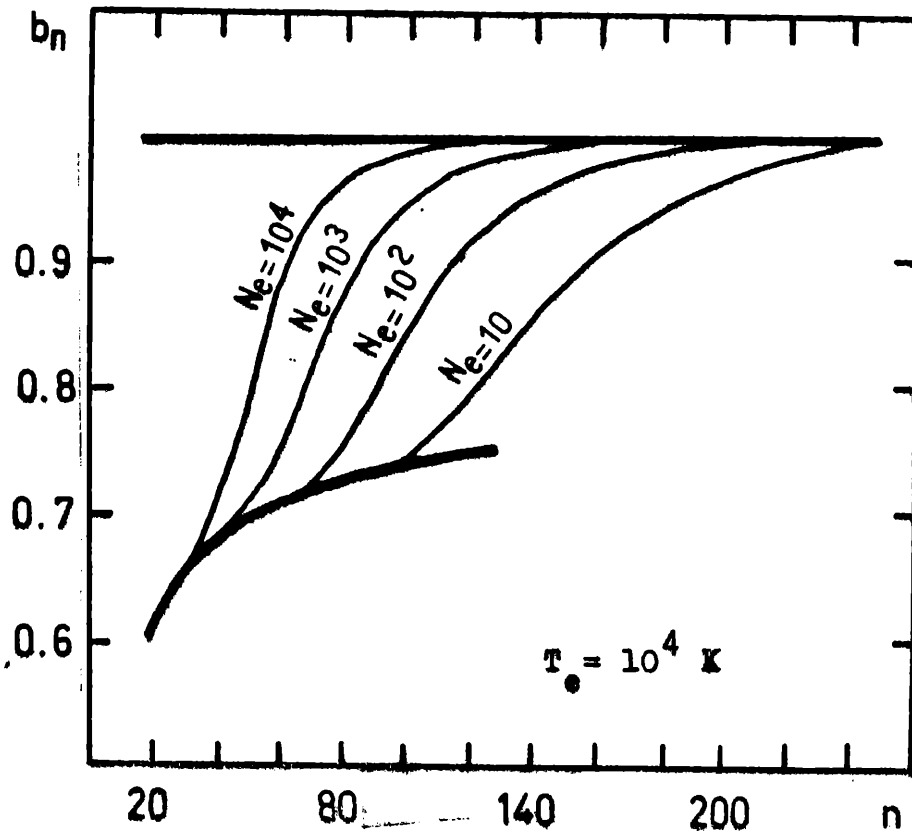


Figura I.1 - Los factores de población $b(n)$ en función del número cuántico para el átomo de hidrógeno. Se dibujan las curvas para diferentes densidades y $T_e=10000 \text{ K}$.

Por otra parte las pendientes de las curvas juegan un papel importante; ellas intervienen en la fórmula I.24 con la expresión

$d[\ln b(n)]/dn$. Para cierta transición " Dn " el nivel " $n+Dn$ " está superpoblado respecto del nivel n , provocando un efecto "maser", a pesar de que ambos están subpoblados respecto del ETL.

En general la función $b(n)$ puede explicarse aceptando un cuadro clásico del átomo. El electrón se mueve alrededor del núcleo en una órbita cuyo radio está dado por la expresión 1.6. La "superficie" expuesta a las colisiones es proporcional a la cuarta potencia de n . Entonces la población de los niveles con altos números cuánticos serían más aptos para ser influenciados por colisiones que los niveles con bajos números cuánticos. De modo que las poblaciones con números cuánticos grandes podrían tener temperaturas de excitación cercanas a la temperatura electrónica.

En las regiones HII con alta medida de emisión las desviaciones del ETL se traducen en un incremento apreciable en la temperatura de las líneas, y en consecuencia se obtiene una subestimación de la $T_e(ET)$. Este inconveniente ha obligado a los radioastrónomos a manejar los resultados con sumo cuidado. Las observaciones de regiones HII de bajo brillo superficial tienen medidas de emisión típicas que son aproximadamente de 2 a 3 órdenes de magnitud menores que las regiones HII de alto brillo superficial. El error que se comete en las estimaciones de la $T_e(ET)$, de estas regiones fue discutido por Dyson (1969). Este demostró que en regiones HII con valores de medida de emisión menores o igual que 10000 pc cm^{-6} , el error que se comete en la estimación de la temperatura electrónica utilizando la expresión (1.21), no es mayor que el 20%. Por otra parte Shaver (1980) demostró que existe una frecuencia adecuada para

cada valor de la medida de emisión en la cual la determinación de la temperatura electrónica es independiente de los parámetros de la región HII. De este estudio resulta que en la frecuencia de 1.4 GHz es adecuado medir la temperatura electrónica en regiones HII con medidas de emisión $E < 10000 \text{ pc cm}^{-6}$.

REFERENCIAS:

- Brocklehurst, M., Leeman, S.: 1971. *Astrophys. Lett.* 9, p35.
- Brocklehurst, M., Seaton, M.J.: 1972. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 157, p179.
- Dyson, J.E.: 1969. *Astrophys. Sp. Sci.* 4, p401.
- Dupree, A.K., Goldbers, L.: 1970. *Ann. Review of Astron. and Astrophys.* 8, p231.
- Eisberg, R., Resnick, R.: 1974. "Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles". Editado por John Wiley Sons, Inc.
- Goldbers, L.: 1966. *Astrophys. J.* 144, p1225.
- Griem, H.R.: 1967. *Astrophys. J.* 148, p547.
- Landau, L.D., Lifshitz, E.M.: 1962. "The Classical Theory of Fields", IInd Revised ed. Editado por Pergamon Press.
- Mezser, P.G., Henderson, A.P.: 1966. *Astrophys. J.* 147, p471.
- Osterbrock, D.E.: 1974. "Astrophysics of Gaseous Nebulae". Editado por Freeman and Co, San Francisco.
- Posener, D. W.: 1959. *Aust. J. Phys.* 12, p184.
- Shaver, P.A.: 1980. *Astron. Astrophys.* 91, p279.
- Shaver, P.A.: 1975. *Prisma*, 5, p1.
- Spitzer, L.: 1977. *Physical Processes in the Interstellar Medium*. John Wiley Sons, New York. p136.
- White, H.E.: 1934. *Introduction to Atomic Spectra*. Mc.Graw Hill Book

Company.

CAPITULO II

EMISION DE LA LINEA H166alpha EN EL CUARTO CUADRANTE

II.1 INTRODUCCION

Los relevamientos en gran escala de líneas de recombinación contienen información sobre la distribución del gas ionizado en la Galaxia, también es posible estudiar algunas de las propiedades físicas de las regiones en donde se forma la línea. Los relevamientos de la línea H109alpha en 5 GHz realizados hace más de diez años por Reifenstein et al. (1970) y Wilson et al. (1970) permitieron conocer la velocidad radial de aproximadamente 300 fuentes de hidrógeno ionizado. Todas estas fuentes se ubican muy cerca del ecuador galáctico, y su distribución cinemática muestra una marcada correlación con las regiones más densas de hidrógeno neutro. Uno de los resultados importantes de estos trabajos está relacionado con el hecho de que las regiones HII gigantes, las cuales necesitan dos o más estrellas de tipo O para ser ionizadas, se ubican en un anillo que está entre 4 y 8 Kpc del centro galáctico. Por otra parte se encuentra que hay muy pocas de estas regiones gigantes dentro del anillo de 3 kpc, en el cual las observaciones de hidrógeno neutro muestran una concentración de gas que ha recibido el nombre de "brazo a 3 Kpc".

Una línea de recombinación en emisión contiene información de diversas partes de una nube heterogénea. La emisión detectada depende de varios parámetros (Brown et al. 1978), los más importantes son: el tamaño relativo del haz de la antena respecto del diámetro angular de la fuente, y la densidad electrónica de la región HII. Las observaciones de la línea H109alfa se hicieron en dirección de fuentes discretas de continuo cuyo tamaño angular es comparable al de los haces utilizados, los cuales tienen algunos minutos de arco. Estas fuentes son heterogéneas y se caracterizan por tener gradientes de densidad (Mezger, 1973); es de esperar que la emisión provenga de regiones cuya densidad es relativamente alta. Las densidades medidas en estos relevamientos son entre 50 y $1E+3.5$ cm^{-3} . En general las líneas de recombinación en alta frecuencia están dominadas por la emisión de las partes más densas de las nubes (Brocklehurst y Seaton, 1972).

Existen dos razones por las cuales las líneas de recombinación en baja frecuencia se formarían en regiones de baja densidad electrónica. La primera de estas es la profundidad óptica en el continuo del gas ionizado, que a frecuencias menores que 2 GHz es menor que la unidad para densidades de emisión $EC < 1E+5$. El segundo efecto es independiente del tamaño de la nube y de la temperatura electrónica, es el ensanchamiento debido a presión por electrones; este ensanchamiento podría hacer decrecer el pico de las líneas cuando $N_e > 1500$ cm^{-3} , (ver sección I.3).

Para tener una adecuada descripción del gas ionizado difuso en la Galaxia, Lockman (1976) observó la línea H166alfa

sistematicamente a lo largo del plano galáctico en el primer cuadrante, utilizando un haz de antena de 20 minutos de arco. Hart y Pedlar (1976) hicieron el mismo relevamiento utilizando un haz de antena de 30 minutos de arco. Ambos resultados fueron casi idénticos. La línea resultó apenas detectable a lo largo de $b=0^\circ$ entre las longitudes 0° y 55° . La emisión más importante proviene de la región comprendida entre las longitudes $l=25^\circ$ y $l=35^\circ$ donde es evidente la presencia de más de una componente en velocidad. En el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) realizamos en colaboración con L.Hart, I.N.Azcárate y F.R. Colomb (ver Hart et al. 1983) el relevamiento en la línea H166alfa en el cuarto cuadrante. El mismo se describe a continuación.

II.2 - OBSERVACIONES

Se observó la emisión de la línea en el intervalo de longitudes $l=298^\circ - 360^\circ - 4^\circ$ obteniéndose un dato cada grado a lo largo de $b=0$. Las observaciones se hicieron con la antena de 30 metros de diámetro del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), que en 21 cm tiene una resolución de $34'$ de arco. El lóbulo principal de la antena se considera que es de forma gaussiana. El primer lóbulo lateral, en la dirección Este-Oeste, está a 1.5 del principal y a 27 dB por debajo (Cersosimo y Loiseau, 1980). El espectrómetro que se utilizó consiste de un banco de 84 filtros de 75 KHz de ancho cada uno, los cuales permiten tener una resolución en velocidad de 15.8 km/s. La temperatura de sistema del receptor cuando apunta la antena

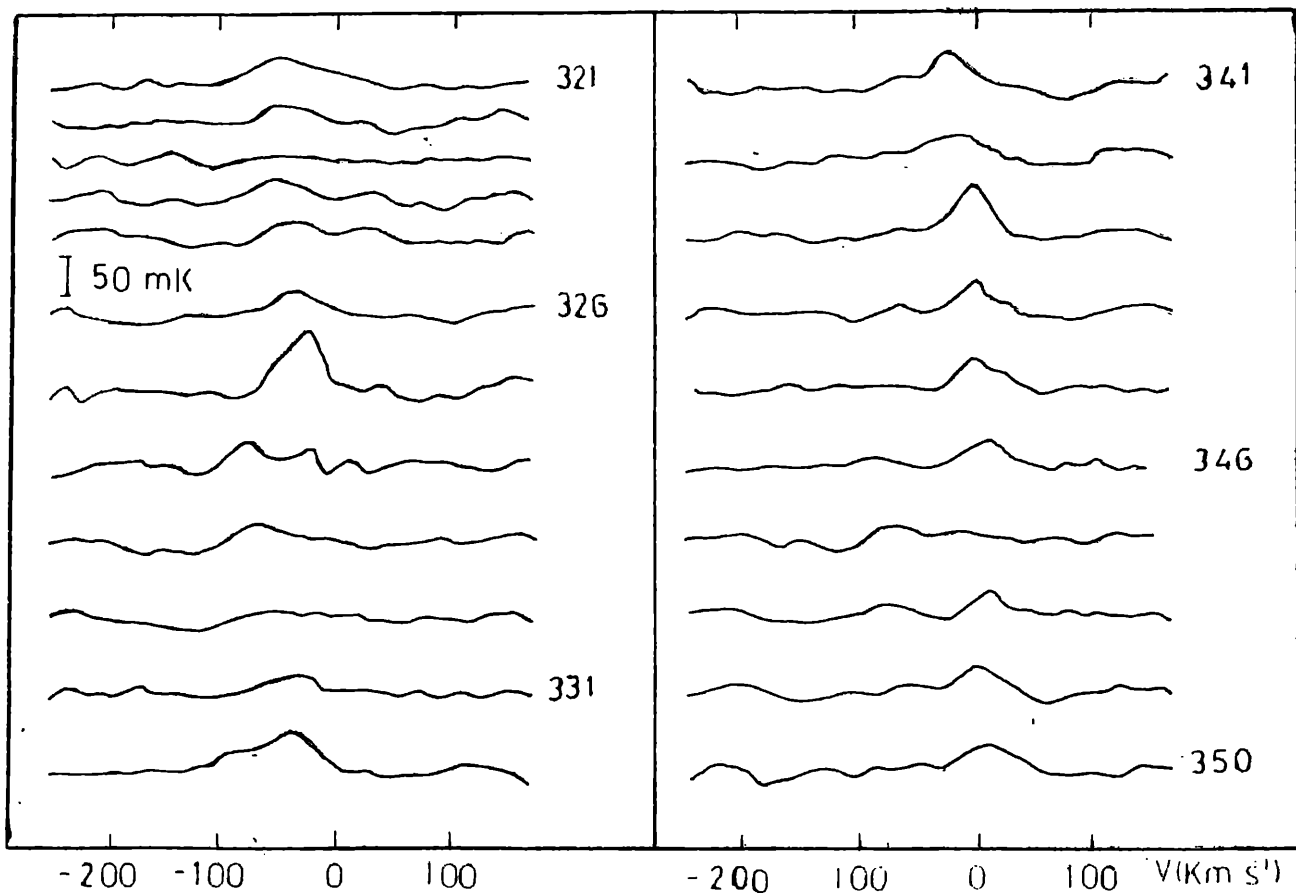


FIGURA II.1 - Algunos de los espectros observados de la línea de recombinación H166alfa en el plano galáctico.

sobre un punto frío en el cielo es de 85 K.

El receptor operaba en el modo de conmutación en frecuencia. El oscilador local conmutaba en un monto menor que el ancho de banda utilizado, de esta forma se obtienen dos espectros independientes los cuales son de origen instrumental. Así el ancho de banda observado resulta ser de 3.3 MHz de ancho. Cada perfil se observó como mínimo dos veces teniendo cada uno de ellos un tiempo total de integración aproximado de cinco horas. La temperatura mínima detectable es de 20 milikelvin (mK).

La temperatura del continuo fue medida por monitoreo de la temperatura del sistema del receptor. La diferencia de señal entre el punto observado y un punto de referencia se tomó como la temperatura del continuo de la fuente. Por otra parte, se realizó en cada punto otra medida de la temperatura de continuo operando el receptor en el modo de potencia total. Sobre cada punto se hicieron barridos con ascensión recta constante. La velocidad de la antena fue de 10 grados por minuto, el tiempo de integración de un segundo, y el ancho de banda de 40 MHz.

II.3 RESULTADOS Y DISCUSION

En la Figura II.1 se muestran algunos de los perfiles obtenidos. En general las temperaturas de antena ríco detectadas en los perfiles tienen valores entre 0.05 y 0.1 K. El perfil mas ancho en velocidades

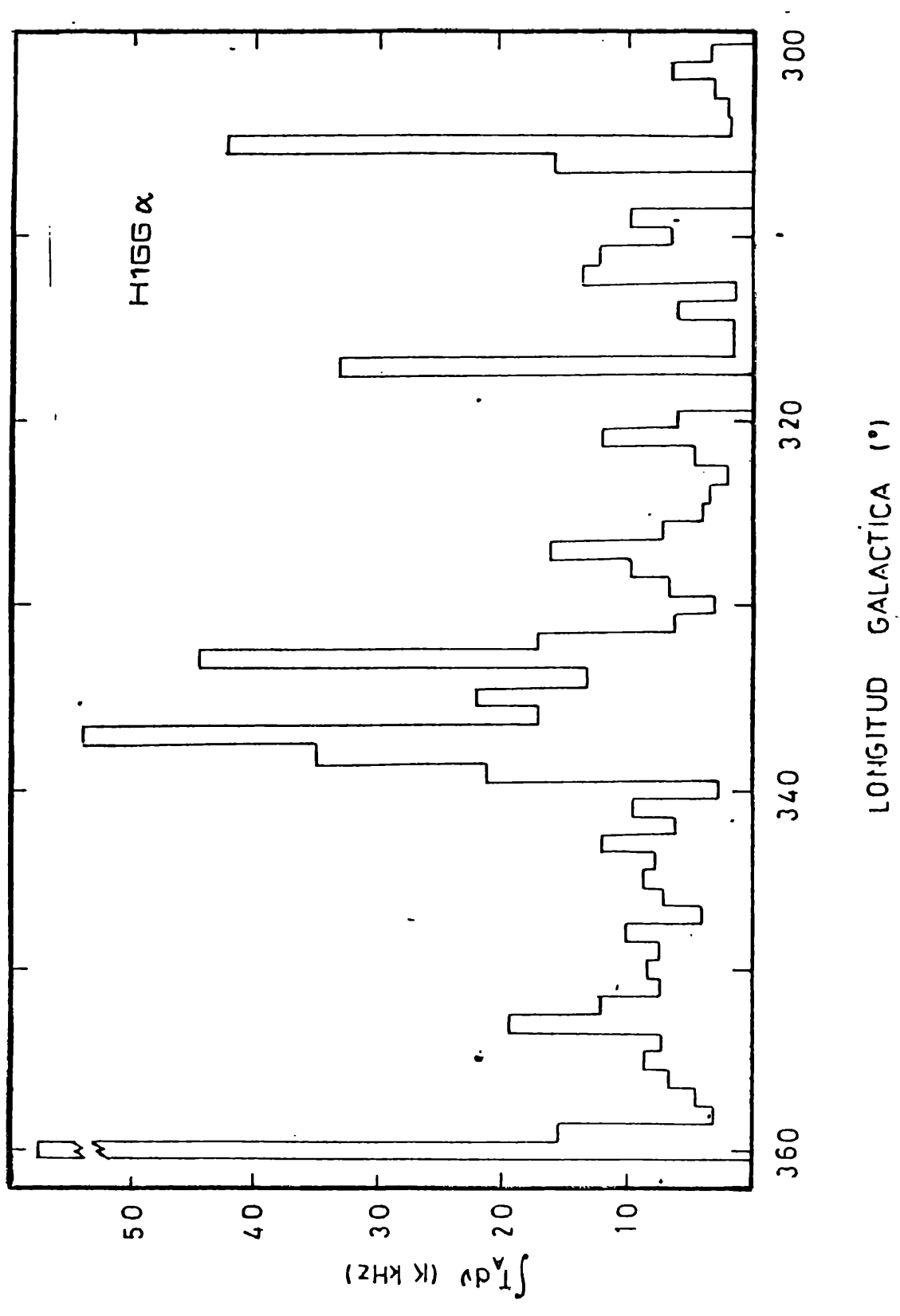


FIGURA II.2 - Histograma de la potencia de la línea H166alfa en función de la longitud galáctica en el cuarto cuadrante.

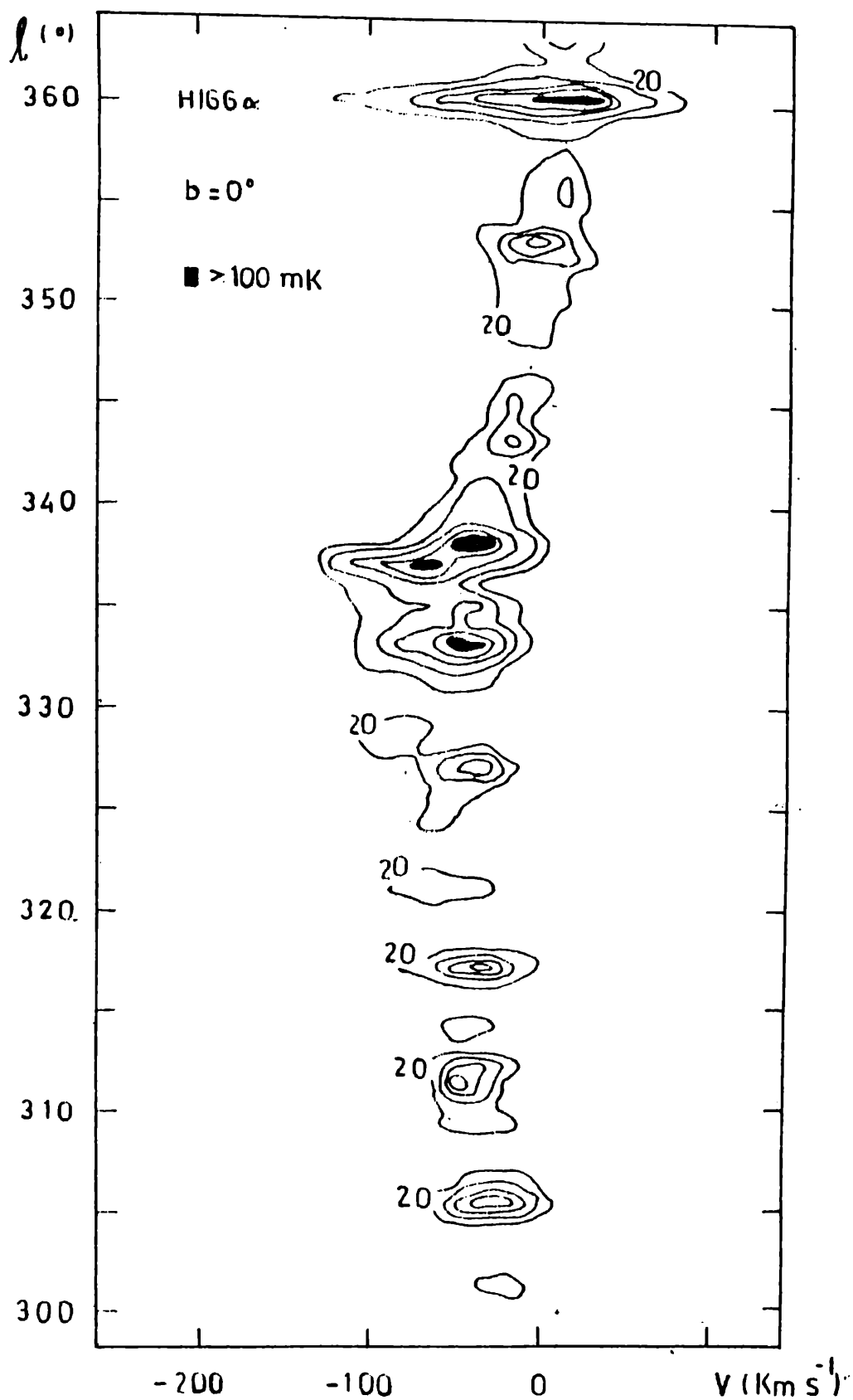


FIGURA II.3 - Diagrama Velocidad-Longitud de la línea H166alfa en el cuarto cuadrante. El espaciado entre niveles es de 20 mK. Las zonas sombreadas corresponden a $T_a > 100$ mK. La resolución en velocidad es de 15 Km/s.

y con temperatura pico más intensa es el correspondiente al centro galáctico. La Figura II.2 muestra la potencia de la línea en función de la longitud galáctica, como puede verse la emisión más importante de la línea proviene de la región comprendida entre las longitudes 331° a 339° . En la Figura II.3 se muestra el gráfico velocidad-longitud correspondiente a latitud galáctica cero. En este pueden observarse que excepto en el perfil correspondiente al centro galáctico, la emisión ocurre en las velocidades negativas, como es de esperar en el cuarto cuadrante, y además no hay emisión importante en $V=0$ (*), excepto entre $l=349^\circ$ y 356° .

La potencia de la línea detectada "P" (en unidades de: [temperatura de antena - frecuencia]) para cada posición observada se muestra en la Tabla II.1. Se calculó el error absoluto para cada una de las potencias, el cual resulta ser función del error en la temperatura pico "DT_p" y del error que se comete al trazar la línea de base a los perfiles. El ruido al azar es la mayor fuente de incerteza en la temperatura de antena de un espectro, y el trazado de la línea de base es decisivo en el error de la potencia de la línea; este último no es un error al azar como el primero, sino que es un error sistemático. En este caso la mayor parte del error proviene del trazado de la línea de base, el cual se refleja en el ancho estimado del perfil "DV". Los errores absolutos fueron calculados por la expresión:

$$\text{err}(P) = \left(\frac{DT_p}{T_p} + \frac{B}{DV} \right) P \quad (\text{II.1})$$

(*) "Todas las velocidades de este trabajo de Tesis están referidas al LSR".

TABLA II.1

 Parametros observados de la linea H166alfa y del continuo en 1.4 GHz en el cuarto cuadrante. La columna 2 de la tabla contiene la potencia (P), en K-KHz, de cada espectro con sus respectivos errores absolutos. La tercera columna contiene la temperatura del continuo.

l ()	P(K kHz)	Tc (K)	l ()	P(K kHz)	Tc (K)
297	-	-	331	6.0 [±] 5.3	16
298	4.3 [±] 4.6	-	332	17.3 10.5	16
299	-	-	333	44.5 16.1	30
300	-	3	334	13.4 9.0	13
301	6.6 5.4	4	335	22.1 10.0	15
302	< 4.	4	336	16.8 8.7	19
303	-	4	337	54.6 18.2	30
304	-	5	338	35.5 13.3	32
305	42.2 13.6	30	339	21.4 9.5	16
306	15.8 9.1	9	340	3.8 3.2	7
307	-	4	341	9.0 6.4	11
308	< 4.	6	342	6.3 4.8	13
309	9.7 6.2	8	343	12.5 8.4	11
310	6.4 4.5	8	344	7.3 5.8	11
311	12.4 8.1	12	345	8.6 6.3	10
312	13.8 7.2	17	346	7.0 8.2	12
313	-	4	347	4.0 6.7	13
314	6.2 9.3	7	348	10.1 11.2	21
315	-	6	349	7.5 8.2	16
316	< 4.	6	350	8.0 8.3	13
317	33.2 26.1	16	351	7.6 7.4	12
318	4.2 5.6	9	352	12.2 10.5	13
319	< 4.	7	353	19.8 8.9	18
320	5.9 8.6	7	354	7.2 8.2	12
321	12.9 16.8	10	355	8.3 7.0	15
322	4.8 6.2	5	356	6.5 4.2	15
323	-	5	357	4.6 5.3	13
324	4.7 6.4	6	358	4.5 4.9	16
325	4.5 6.8	6	359	15.4 8.7	35
326	7.7 6.3	16	360	54.7 32.3	125
327	16.2 11.2	16	1	21.1 9.8	40
328	9.2 14.3	15	2	4.5 3.5	21
329	6.4 9.2	10	3	10.1 7.4	15
330	-	6	4	10.9 8.5	13

donde "B" es el error en el ancho de la línea. Este error está ligado a la resolución espectral de los filtros.

La sensibilidad del relevamiento realizado en la parte Sur del plano galáctico en la línea H166alfa, es muy similar a los que se realizaron en el hemisferio Norte. Por tal motivo resulta adecuada la comparación entre ambos. Las emisiones más importantes se observan entre las longitudes 330° y 340° , esta tiene su contraparte en el hemisferio Norte entre las longitudes 23° y 31° , (ver Hart y Pedlar, 1976). Algunas fuentes con emisión relativamente importante se encontraron en el hemisferio Sur en longitudes menores que 329° , las cuales no tienen contraparte en el hemisferio Norte, en longitudes mayores que 31° . Por otra parte en el hemisferio norte se observa un exceso de emisión, entre las longitudes 13° a 17° del orden de un factor dos con respecto a su simétrico en el hemisferio Sur.

Aplicando la ley de rotación para el material interestelar en la Galaxia, se obtiene la distribución de la emisión en función del radio galactocéntrico. La distribución radial de la potencia promedio de la línea H166alfa por Kpc se puede obtener utilizando la curva de rotación del material en la Galaxia. La Figura II.4 muestra con línea punteada la distribución que se obtiene con los espectros observados entre las longitudes 300° y 359° ; en línea llena se representa la distribución correspondiente al primer cuadrante (Hart, 1977). Ambas distribuciones se obtuvieron utilizando la aproximación analítica de Burton (1971) a el modelo de rotación de Schmidt (1965):

$$w(R) = 250.0 + 4.05 (R_0 - R) + 1.62 (R_0 - R)^2 \quad (II.2)$$

esta función se reemplaza en la ecuación fundamental:

$$V_r = R_0 [w(R) - w_0] \sin(l) \cos(b) \quad (II.3)$$

donde $w_0 = 25 \text{ km/s kpc}^{-1}$; en ambas ecuaciones se computa la distancia del Sol al Centro Galáctico, $R_0 = 10 \text{ kpc}$. La ecuación (II.2) es válida para $R < 10 \text{ kpc}$. Debido al cubrimiento angular las regiones galácticas dentro de $R = 2 \text{ kpc}$ y detrás de $R = 10 \text{ kpc}$ son excluidas en el presente análisis.

TABLA II.2

Resumen de la emisión de la línea H166alfa en el primer y cuarto cuadrante.		
DISTRIBUCION	1er CUADRANTE	4to CUADRANTE
ANCHO	2.5 Kpc	5.0 Kpc
RADIO MEDIO	5.7 Kpc	6.5 Kpc
RADIO DEL MAXIMO	5.2 Kpc	6.8 Kpc

Las distribuciones presentan algunas diferencias que se resumen en la Tabla II.2. Suponiendo que en ambos hemisferios la línea se forma en igualdad de condiciones físicas, podemos pensar que el hidrógeno ionizado es más abundante en el cuarto cuadrante a

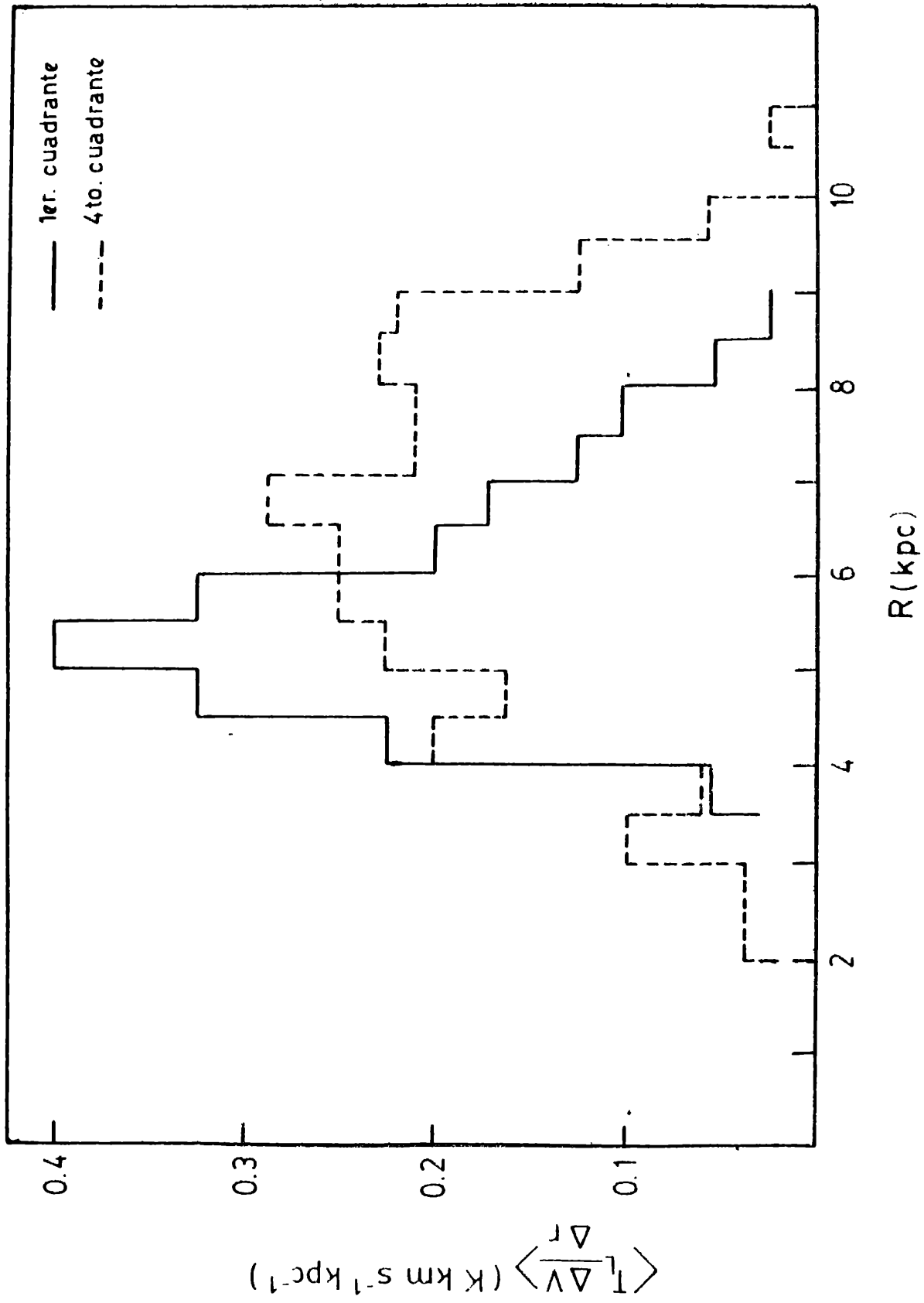


FIGURA II.4 - Abundancia de la emisión de la línea H166alpha en función del radio galactocentrico. La línea llena corresponde al primer cuadrante. La línea de trazos corresponde al cuarto cuadrante

partir de los 7 kpc que en el primer cuadrante, este exceso es aproximadamente del 60%. La asimetría en la distribución en la distribución es comparable a la encontrada por Georgelin Georgelin (1976) en la distribución de regiones HII gigantes.

Ambas distribuciones, del Norte y del Sur, muestran una asida declinación en la abundancia del material ionizado en el interior de los cuatro kpc. Este fenómeno ha sido encontrado también en la distribución radial de las moléculas en ambos hemisferios; por ejemplo Israel et al (1984) encontraron diferencia en la distribución de la molécula de CO(2-1) en el cuarto cuadrante con respecto al primero. En el cuarto cuadrante la distribución es más ancha que en el primero presentando dos picos a R=4 y 8 kpc.

Tanto el gas ionizado como el molecular forman un anillo bien definido alrededor de la Galaxia. Tal fenómeno de escala galáctica está probablemente ligado al mecanismo responsable de la generación de los brazos espirales.

La distribución radial promedio (del primer y el cuarto cuadrante) se muestra en la Figura II.4⁵. En esta vemos que a partir de la posición del máximo, la distribución decrece a través del radio galactocéntrico. Hodse (1969) estudió la distribución radial de regiones HII en galaxias. Comparando sus resultados con el de la Figura II.4, vemos que la distribución de regiones HII en galaxias del tipo Sc, es parecida a la de la línea H1661fa.

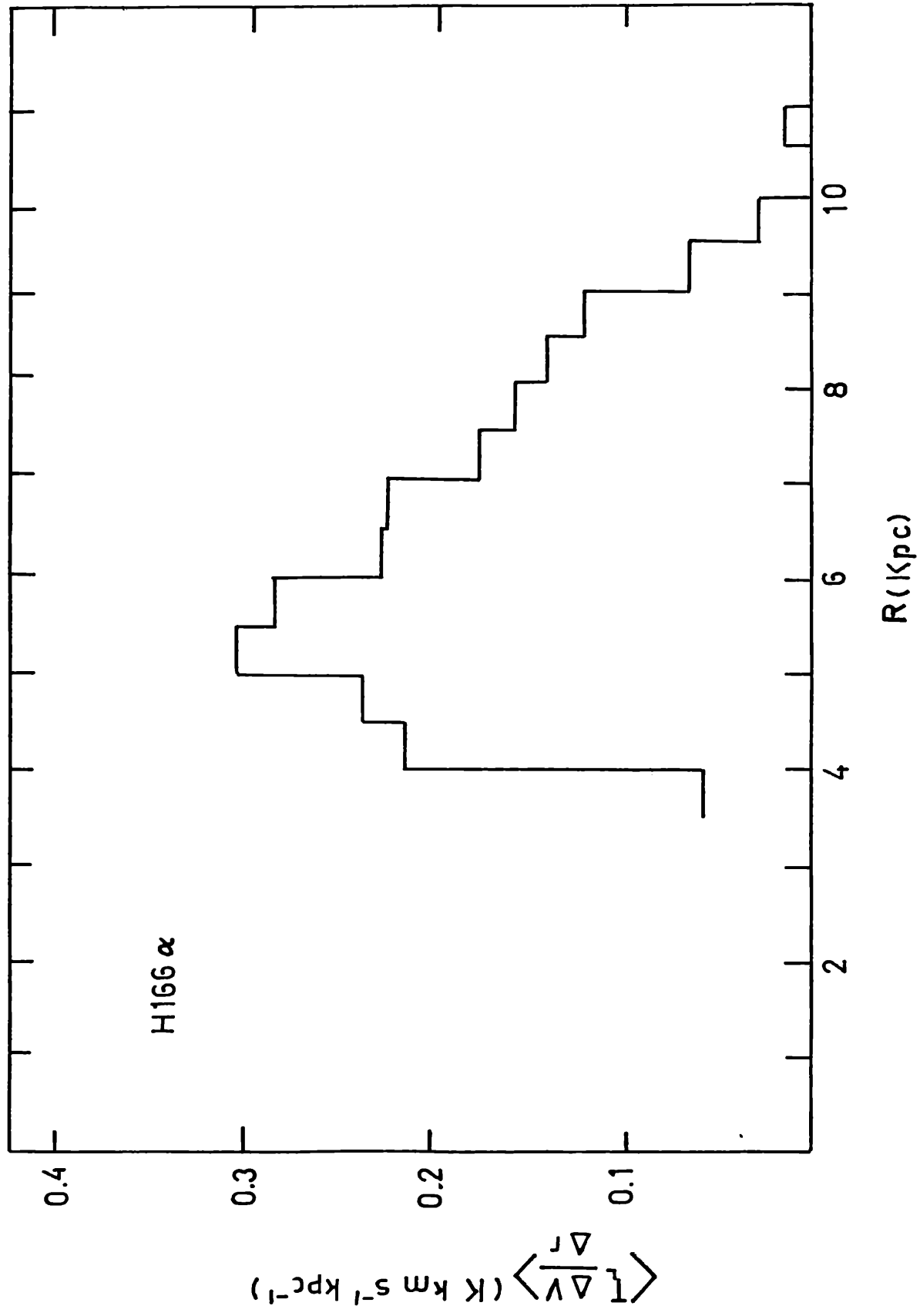


FIGURA II.5 - Promedio de la distribución del primer y cuarto cuadrante de la emisión de la línea H166 α 1fa.

II.4 - CONCLUSIONES

Podemos resumir los resultados obtenidos en ambos cuadrantes. Ellos dan una descripción adecuada de la distribución de la emisión de líneas de recombinación con frecuencias cercanas a 1 GHz. En estas frecuencias las regiones HII ópticamente delgadas son aquellas que tienen baja densidad electrónica.

En general las emisiones están asociadas con fuentes de continuo brillante (como ocurre por ejemplo entre las longitudes 331 a 339), pero no obstante otras emisiones provienen de direcciones poco brillantes en el continuo. Por otra parte los anchos de las líneas detectadas tienen valores entre 20 y 45 km/s, estos valores podrían explicarse por la superposición de fuentes en la línea de la visual.

Las regiones HII sigantes se ubican en un anillo entre 4 y 8 Kpc del centro galáctico (Wilson et al. 1970). La distribución del gas de baja densidad es similar. Entonces es probable que la línea H166alfa se forme en regiones extendidas, de transición, entre las regiones totalmente ionizadas y el material neutro.

Las emisiones de líneas de recombinación con frecuencias cercanas a 1 MHz y con temperaturas de antena pico de aproximadamente 40 mK, son observables a longitudes $l \approx 50^\circ$. Las fuentes de estas

líneas se ubican a distancias galactocéntricas menores que 9 kpc. A distancias mayores y en las regiones cercanas al Sol las líneas están prácticamente ausentes.

REFERENCIAS:

- Brocklehurst, M., Seaton, M.J.: 1972. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 157, p179
- Brown, R.L., Lockman, F.J., Knapp, G.R.: 1978. *Ann. Revs. Astron. Astrophys.* 16, p445.
- Burton, W.B.: 1971. *Astron. Astrophys.* 10, p76.
- Cersosimo, J. C., Loiseau, N.: 1980, Informe Interno IAR No. 23
- Churchwell, E.: 1975. "HII Region and Related Topics", Editado por T.L. Wilson y D. Downes, Springer Verlag, p245.
- Georgelin, Y.M., Georgelin, Y.P.: 1976. *Astron. Astrophys.*, 49, p49.
- Hart, L.: 1977. *Topics in Interstellar Matter*, Editado por Hugo van Woerden, D. Reidel Publishing Company, p187.
- Hart, L., Azcarate, I. N., Cersosimo, J. C., Colomb F. R.: 1983. *Survey of the Southern Galaxy*, Editado por W. B. Burton e I. P. Israel, (D. Reidel Publishing Company); p43.
- Hart, L., Pedlar, A.: 1976. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 176, p547.
- Hodse, P. W.: 1969. *Astrophys. J.* 155, p417.
- Israel, F.P., de Graauw, Th., de Vries, C.P., Brand, J., van de Stadt, H., Habing, H.J., Wouterloot, J.G.A., van Amerongen, J., van der Biezen, J., Leene, A., Nustemaal, I., Selman, F.: 1984. *Astron. Astrophys.* 134, p396.
- Lockman, F. J.: 1976. *Astrophys. J.*, 209, p429.
- Mezger, P. J.: 1973. "Interstellar Matter" Proc. 2nd Adv. Course, Swiss Soc. of Astron. and Astrophys., Publ. Geneva Observatory, Geneva, p168.
- Reifenstein, E.C., Wilson, T.L., Burke, B.F., Mezger, P.G., Altenhoff, W.F.: 1970. *Astron. Astrophys.* 4, p357.
- Wilson, T.L., Mezger, P.G., Gardner, F.F., Milne, D.K.: 1970.

Astron. Astrophys. 6, p264.

Schmidt, M.: 1965. Stars and Stellar Systems, 5, p513.

CAPITULO III

EMISION DE LA LINEA H166alpha ENTRE LAS

LONGITUDES GALACTICAS 330° Y 340°

III.1 INTRODUCCION

En el capítulo anterior se describió la distribución de la emisión de la línea H166alpha en el cuarto cuadrante. La mayor parte de la emisión proviene de la región comprendida entre las longitudes 330 y 340. En este capítulo se presentan observaciones de la línea entre esas longitudes galácticas observando a lo largo de $b=0^\circ$ con una grilla de medio grado. De esta manera se incrementa el material observacional de la zona en un 50%. Además con el motivo de estudiar la Distribución del gas ionizado de baja densidad en dirección perpendicular al plano galáctico, se hicieron dos mapas de la emisión en el plano (velocidad-latitud) en dirección de $l=333^\circ$ y de $l=336.5^\circ$.

Como se dijo en la sección 1.3, cuando se tienen observaciones cuidadosas de la línea y del continuo es posible medir la temperatura electrónica del gas ionizado. Para ello es necesario separar la emisión continua térmica de la no-térmica. Con este fin se ha hecho un mapa en el continuo en la zona.

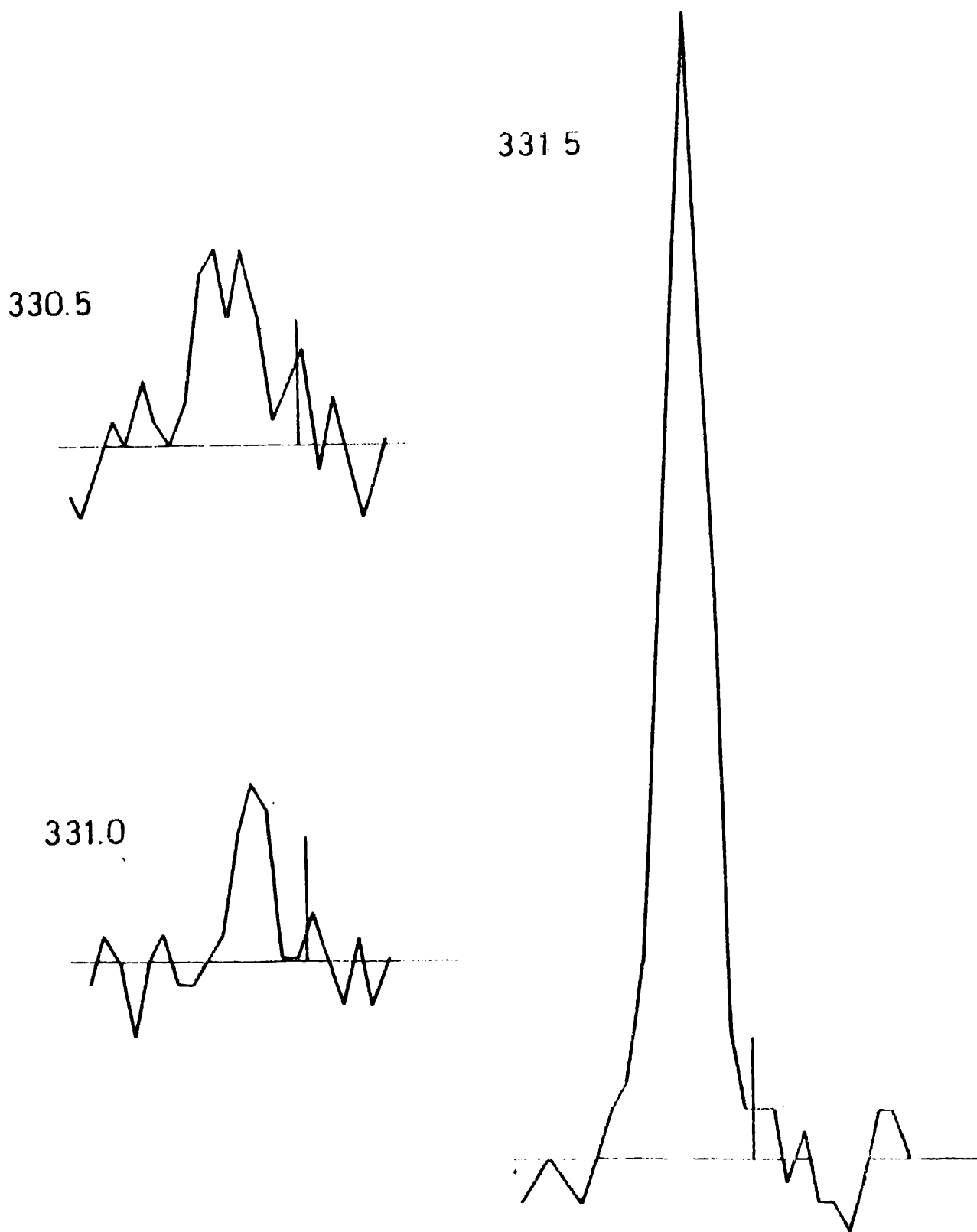
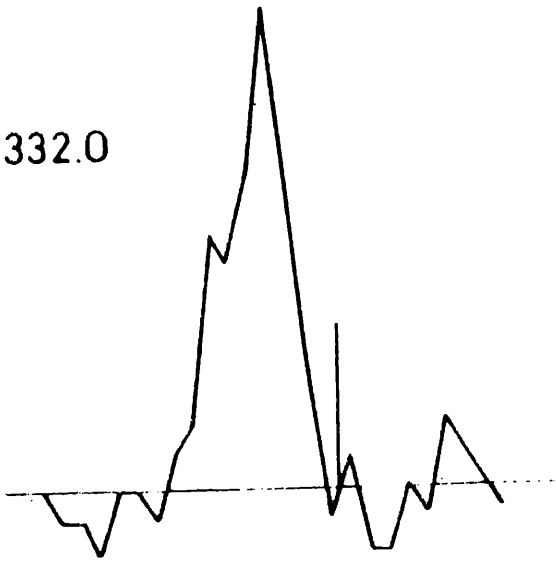
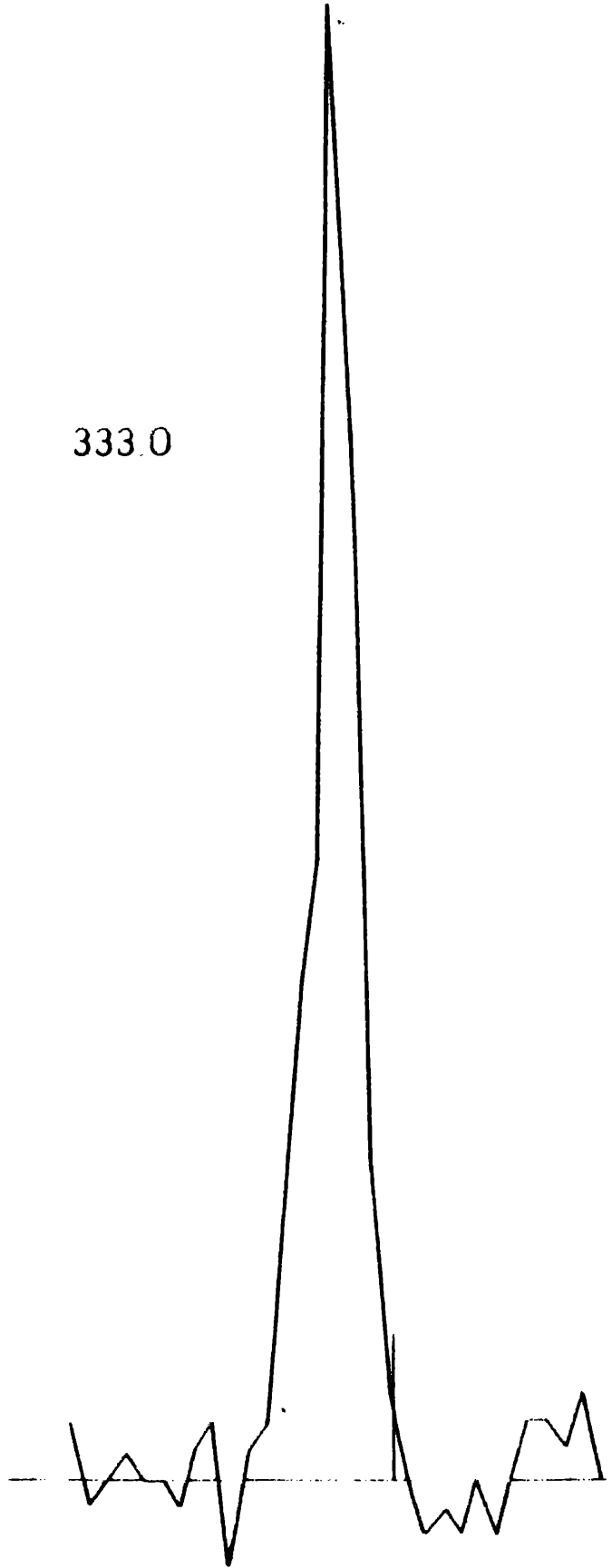


FIGURA III.1 - Espectros de la línea de recombinación H166 α a lo largo del plano galáctico entre las longitudes $l=330^\circ$ y 340° . La barra vertical indica la velocidad $V = 0$. La altura de la barra corresponde a 20 mK. La resolución en velocidad es de 15 km/s.

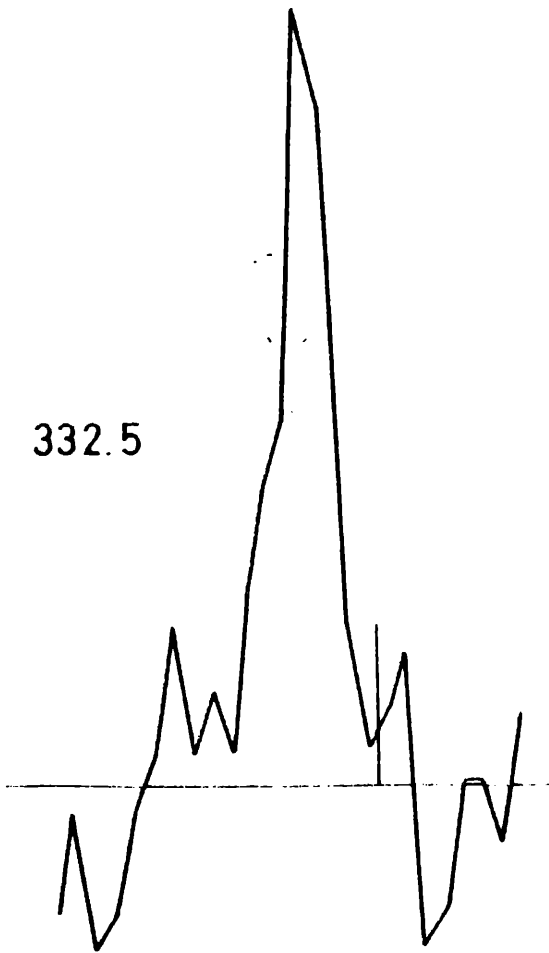
332.0

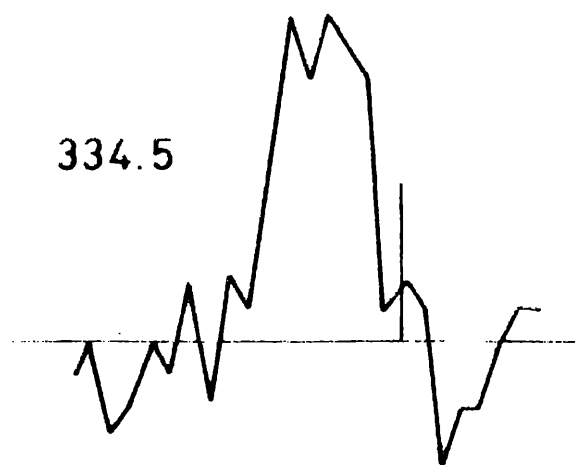
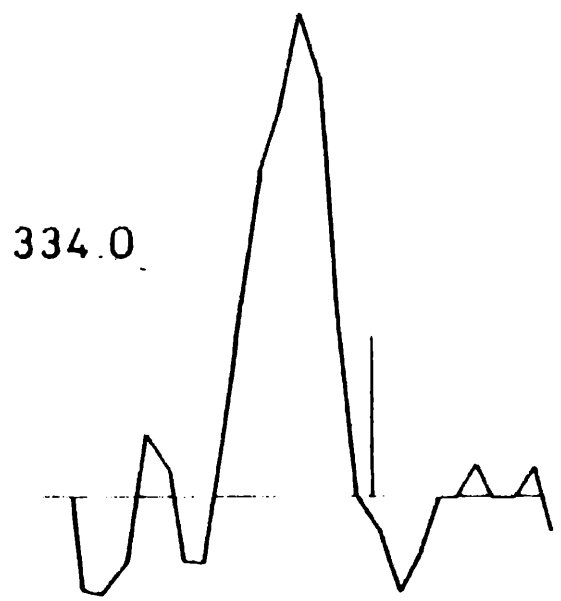
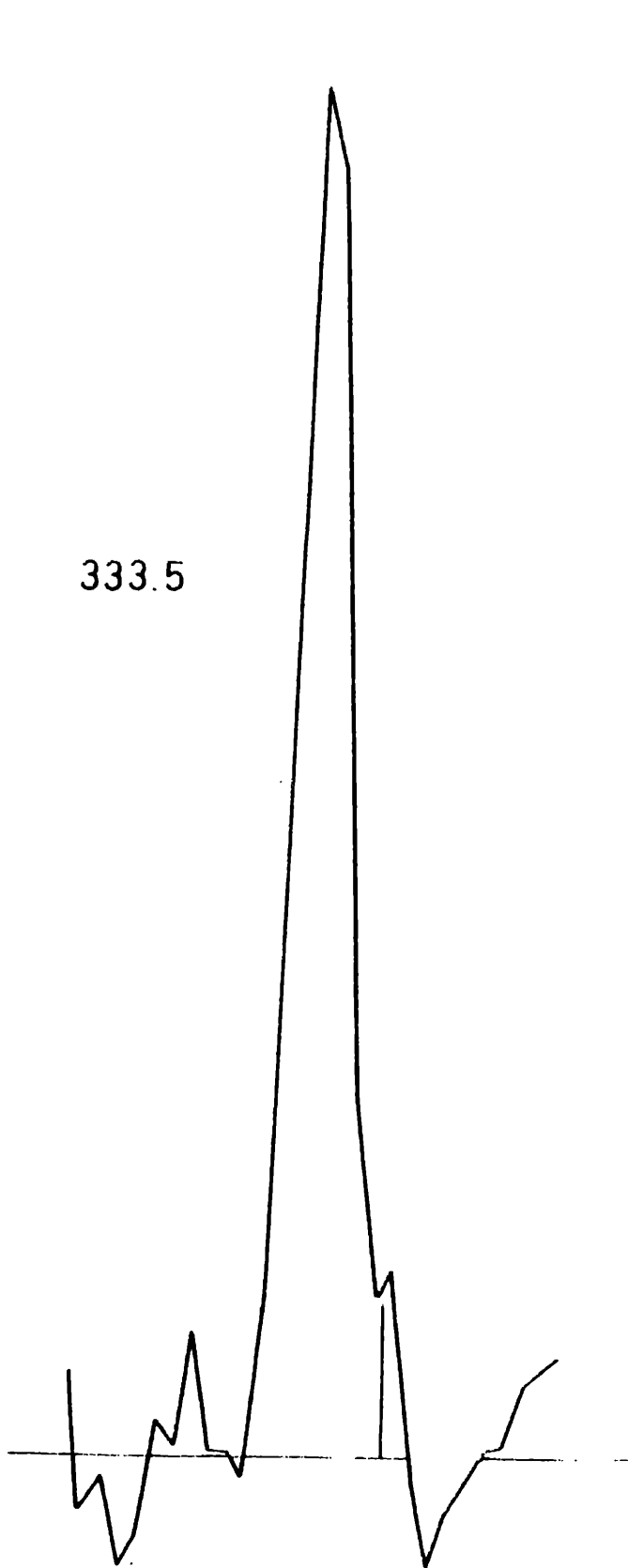


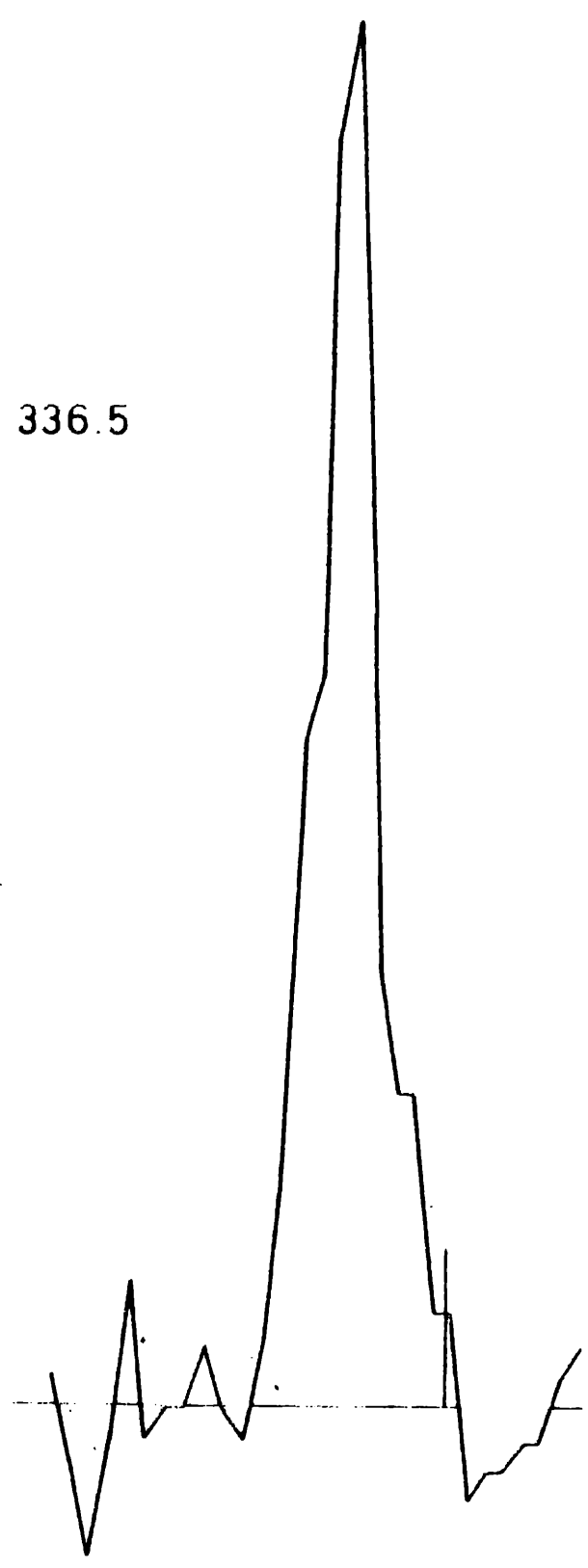
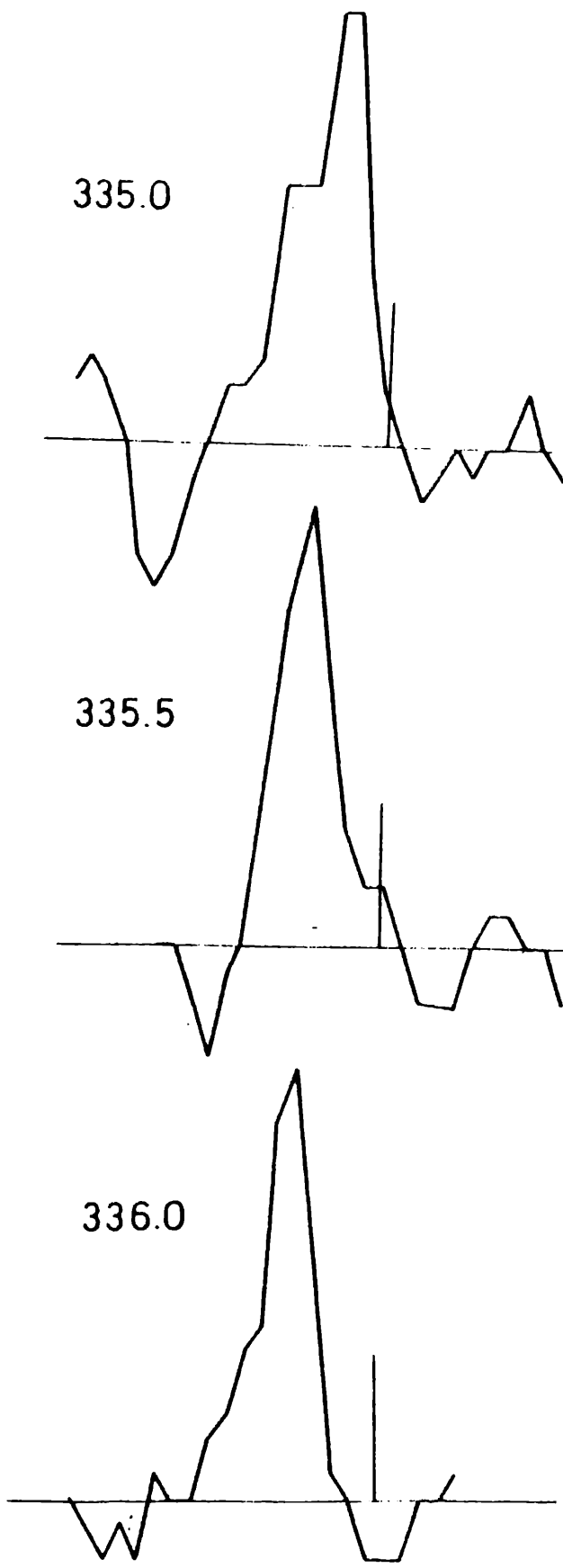
333.0



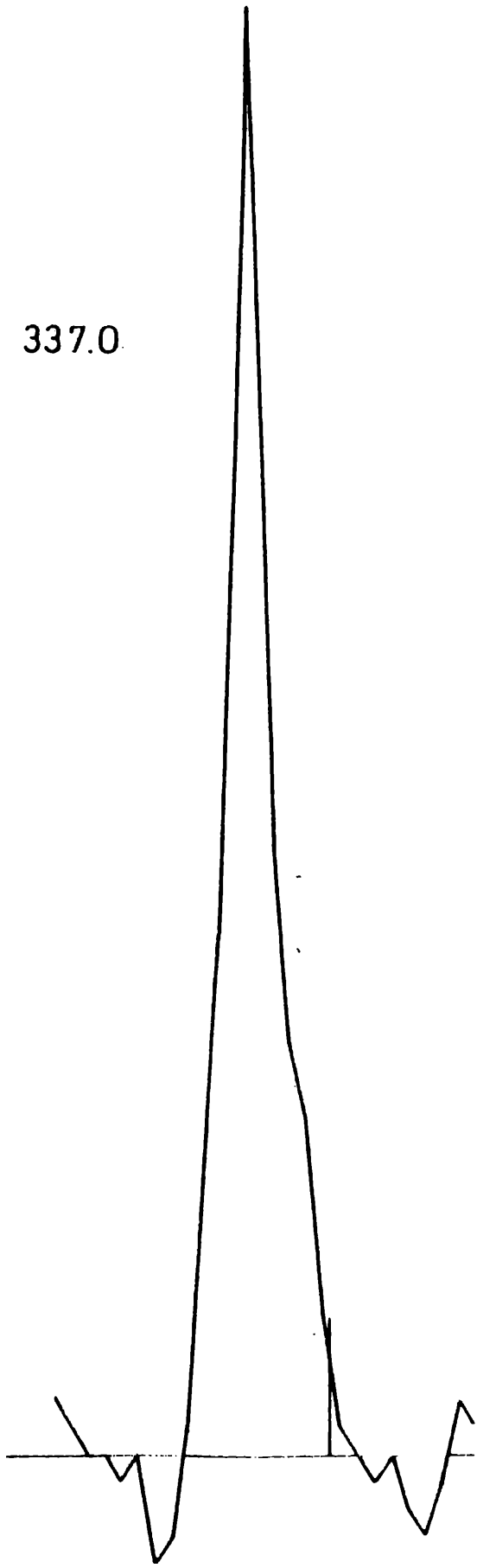
332.5



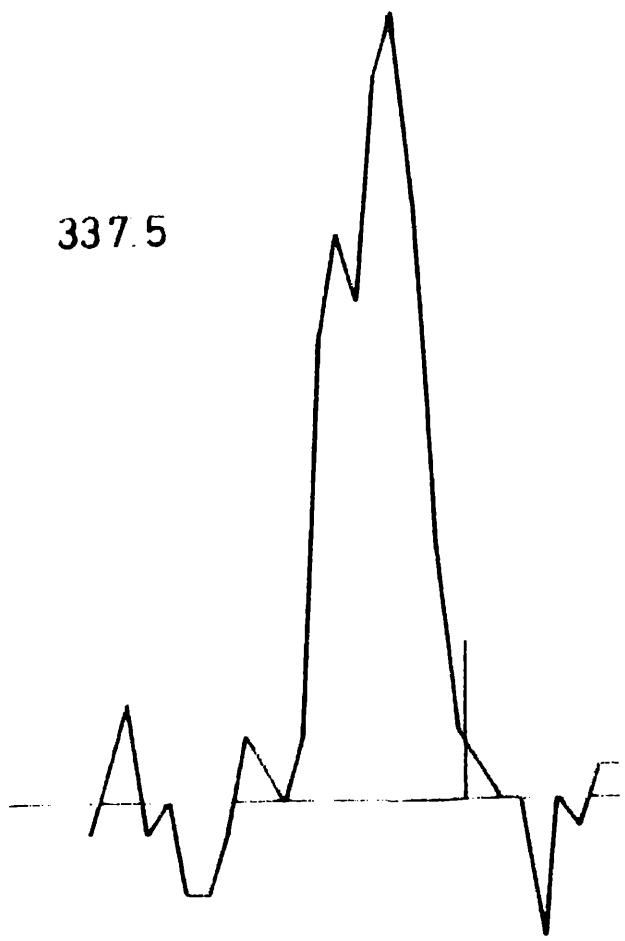




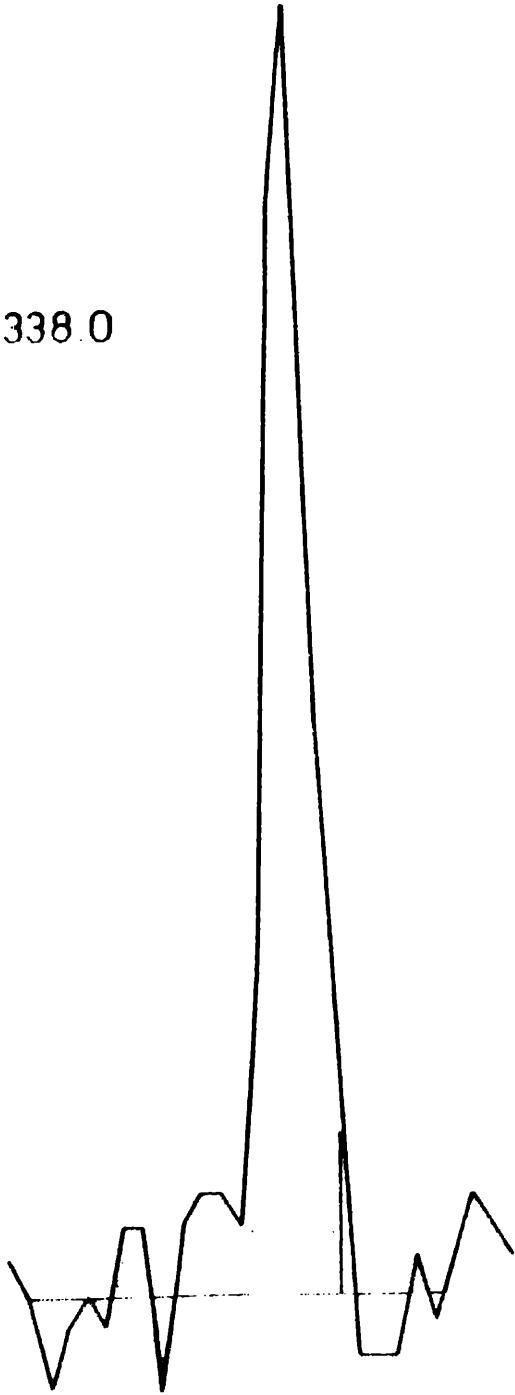
337.0



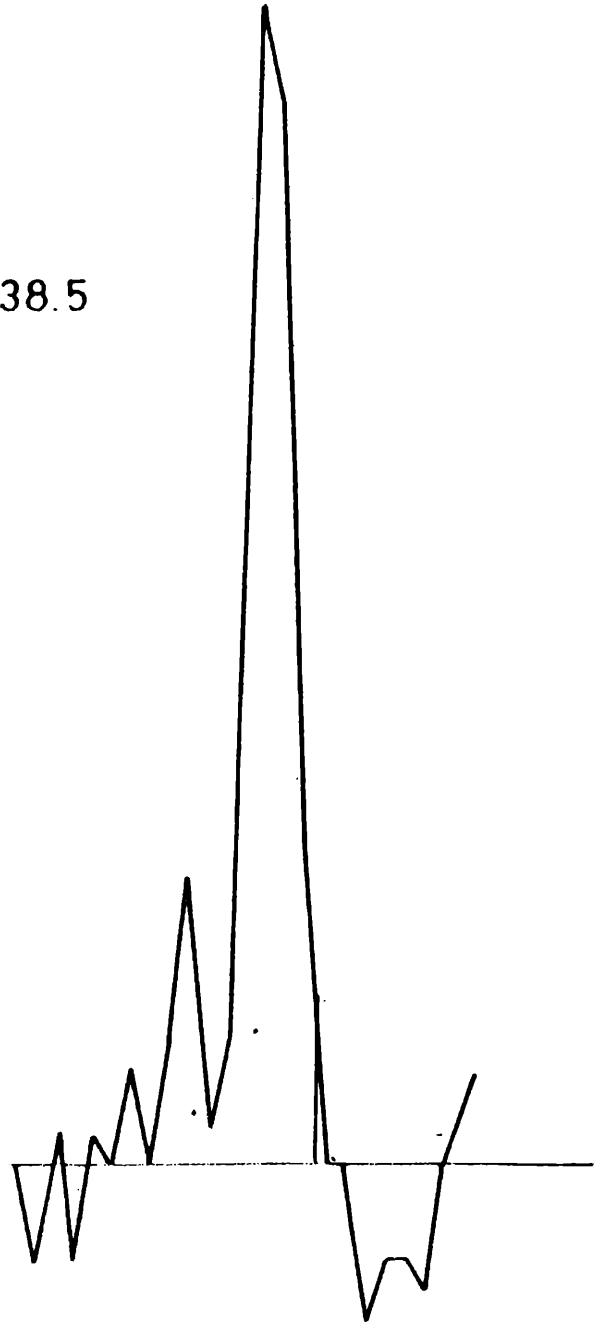
337.5

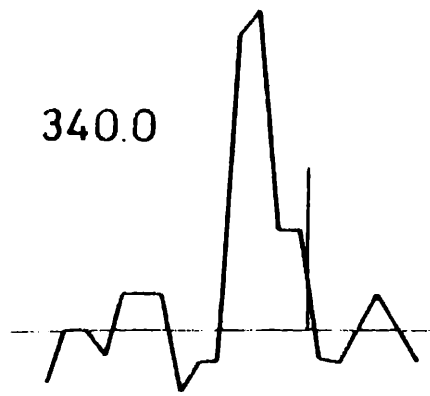
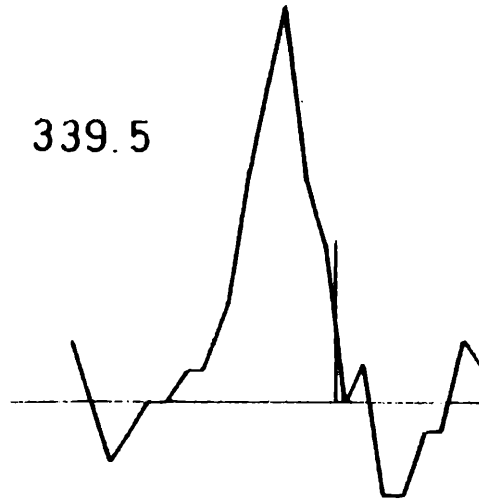
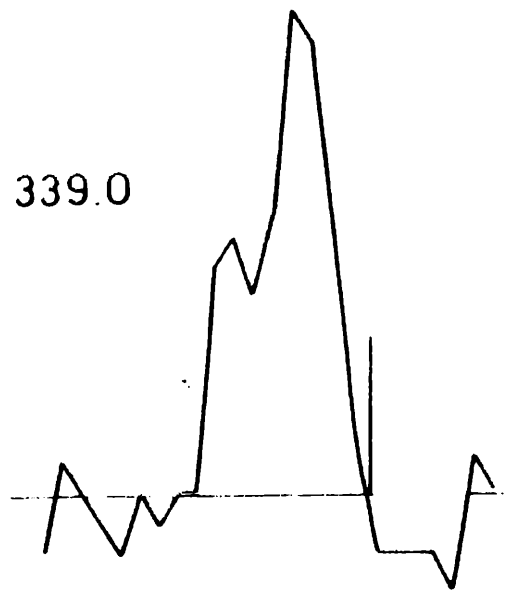


338.0



338.5





A efectos de hacer una comparación de la emisión H166alfa con el hidrógeno neutro, se observó la región en la línea del HI y se comparan ambas emisiones en función de la posición y la velocidad. Las observaciones se hicieron sobre la misma grilla se utilizó el mismo banco de filtros.

III.2 - RESULTADOS

Las observaciones del HI se hicieron con el receptor del IAR operando en el modo de conmutación en carga. Se observó cada medio grado entre las longitudes 330° y 340° a lo largo de $b=0^{\circ}$. Con el propósito de hacer una adecuada comparación con la emisión de la línea de recombinación, se utilizó el mismo banco de filtros (84 canales de 75 kHz). Cada perfil se lo observó dos veces con un tiempo de integración de 3 minutos. A cada perfil se le trazó la línea de base la cual se ajustaba con un polinomio de grado 2. El error típico (error cuadrático medio) en la línea de base es de 0.1 K. Las observaciones se resumen en la Figura III.3 donde se muestran los contornos de temperatura de antena en el plano (velocidad-longitud). Para pasar a temperatura de brillo hay que multiplicar por el factor 1.15, el cual se obtuvo por observación de punto de calibración P10 observado por Pöppel y Vieira (1973).

Las observaciones de la línea H166alfa se hicieron del modo descrito en la sección II.2. La grilla observada en ambos casos fue

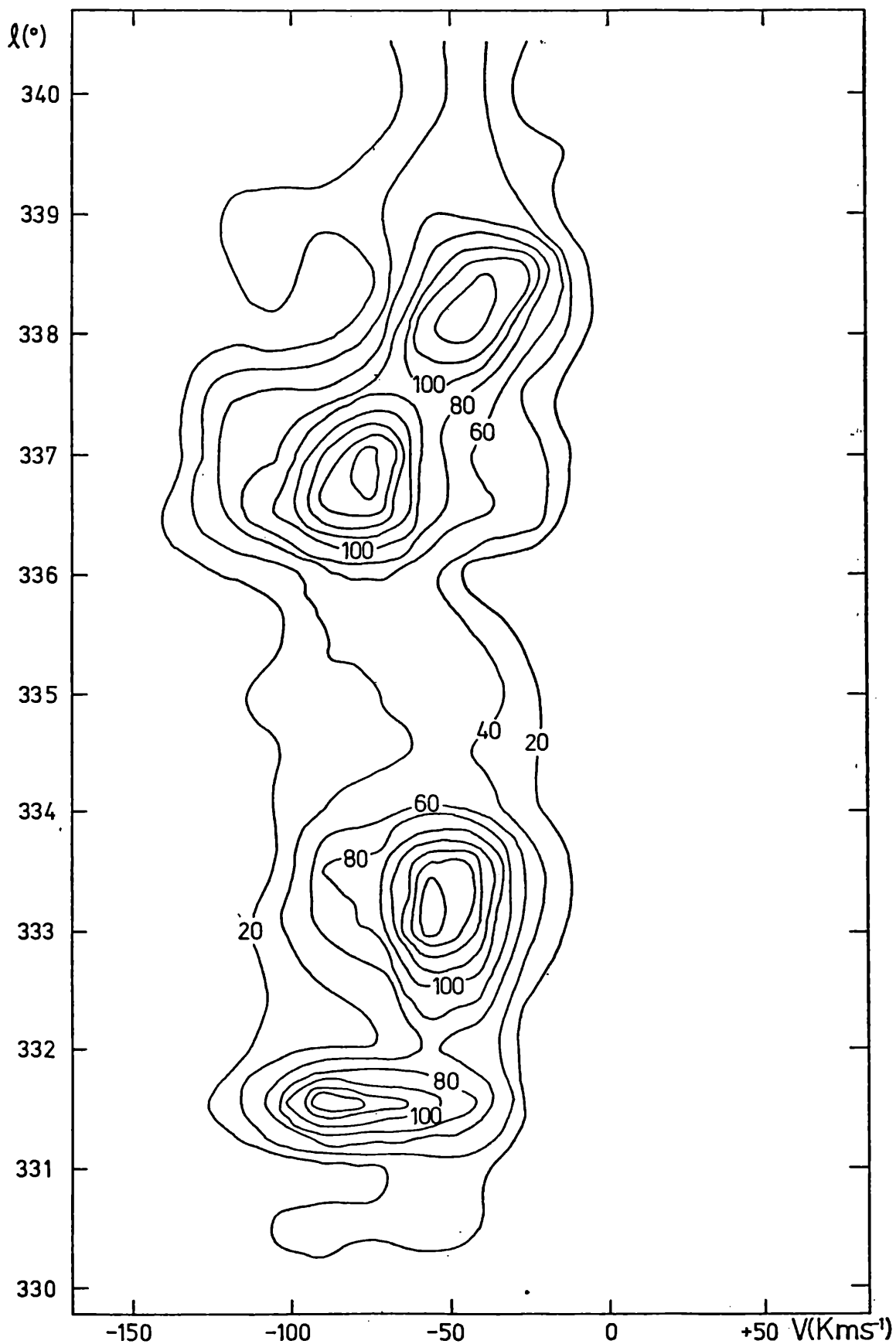


FIGURA III.2 - Diagrama velocidad-longitudud de la línea H166alfa observada a lo largo del plano galáctico cada medio grado entre $l=330^\circ$ y 340° . Los contornos están en unidades de mK, de temperatura de antena. El espaciado entre los contornos corresponde a 20 mK. La resolución en velocidad es de 15 km/s.

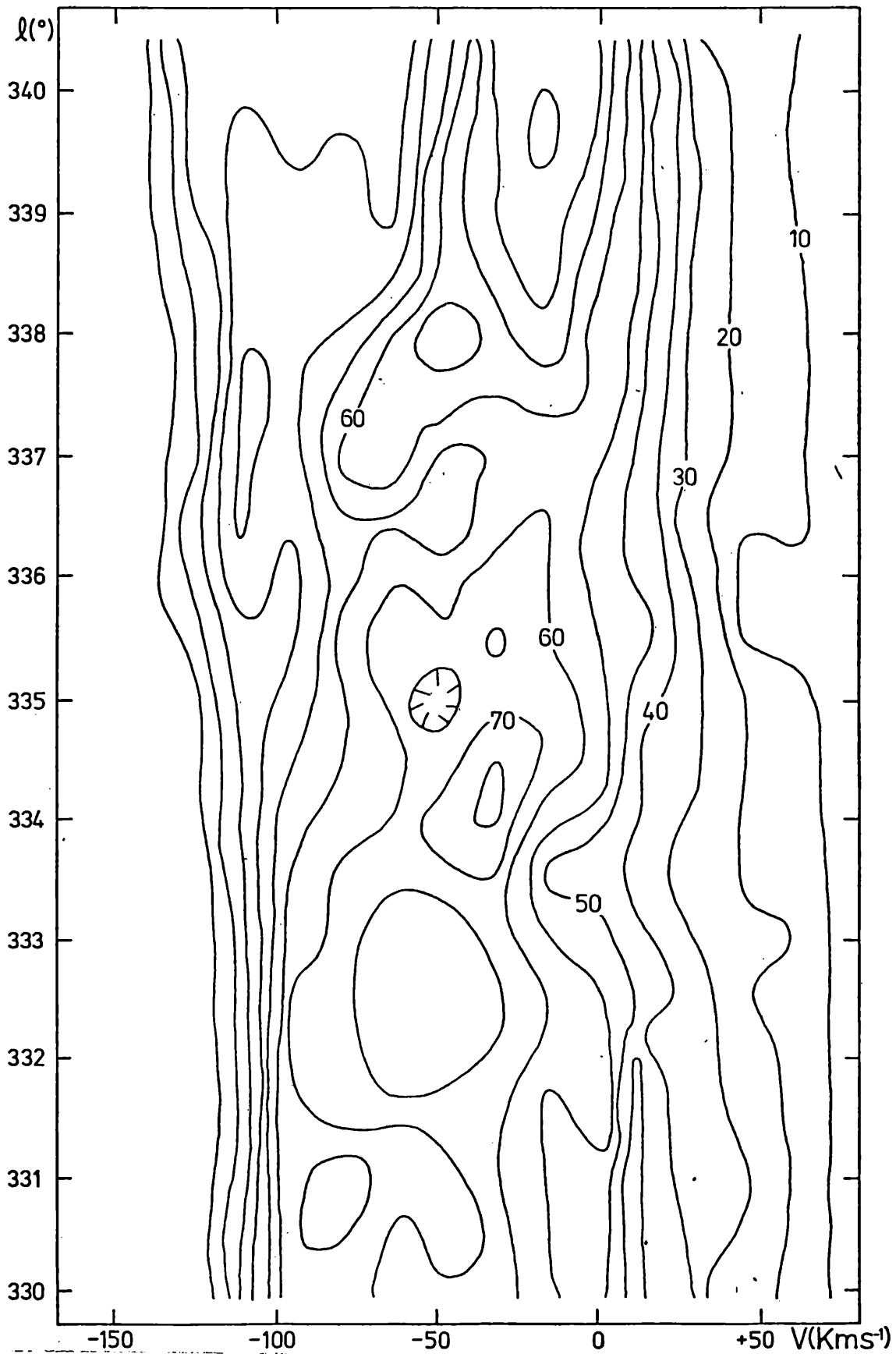


FIGURA III.3 - Diagrama velocidad-longitudud de la línea del HI observada a lo largo del plano galàctico cada medio grado entre $l=330^\circ$ y 340° . Los contornos estan en unidades de K de temperatura de antena. El espaciado entre los contornos corresponde a 10 K. La resolución en velocidades es de 15 km/s.

la misma a lo largo de $b=0^\circ$. Los perfiles se muestran en la Figura III.1; tambien se presentan de otra forma en la Figura III.2.

Las observaciones en el continuo se hicieron con la antena en movimiento rápido (a 11 grados por minuto). Los barridos se hicieron moviendo la antena en declinación, operando el receptor en el modo de conmutacion en carga. El espaciado entre barridos fue de 0.5 grados. De esta forma se obtuvo una grilla de 26 barridos de 48 puntos cada uno. El dato obtenido es la temperatura de antena "Ta" en cada punto. La frecuencia del primer oscilador fue elegida de modo tal que el filtro rechaza-banda (Olalde 1980) esté centrado en la línea del HI. El ancho total de banda utilizado fue de 30 MHz. El tiempo de integración fue de 1.4 segundos en cada punto; de donde resulta una temperatura mínima detectable de 0.02 K. La Figura III.6 muestra los contornos de temperatura de antena, cuyos datos fueron reducidos en la computadora PDP11/34 del IAR con los programas EB3P60 y EB3P62. Los niveles estan referidos al punto $l=240^\circ, b=-35^\circ$, en el cual se midió $T_a=0.95$ K.

La Tabla III.1 resume todos los datos obtenidos. En ella se indica para cada posición la temperatura pico, la potencia y el ancho de la línea H166alfa. Las dos últimas columnas continene la temperatura del continuo y la potencia de la línea del hidrogeno neutro para velocidades negativas. Los errores de la potencia de la línea H166alfa fueron calculados con la expresión II.1.

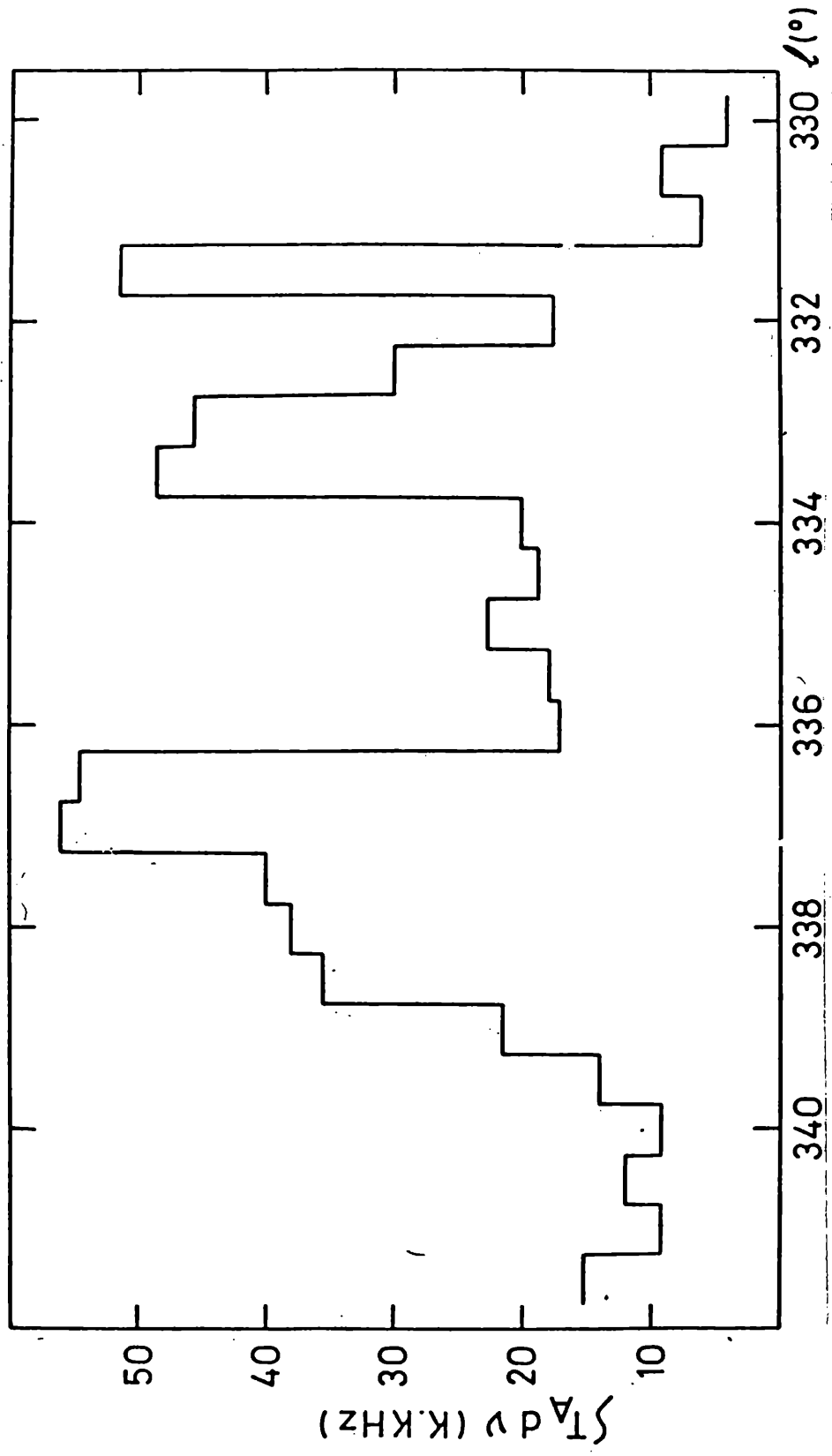


FIGURA III.4 - Potencia de la línea H166 α en función de la longitud galáctica, observada cada medio grado a lo largo del plano galáctico, entre $l=330^\circ$ y 340° .

III.3 - EMISION DE LA LINEA H166alfa Y COMPARACION CON LA EMISION DEL HI

La emision de la linea H166alfa fue detectada en todas las posiciones observadas entre las longitudes 331.5 y 340.0. La Figura III.2 muestra la temperatura de antena de la linea contra la velocidad radial donde se ilustran las caracteristicas generales de los datos. Las lineas son anchas y algunas de ellas muestran varias componentes en velocidad. La emision esta ampliamente distribuida en velocidades negativas. Otra vista de la emision de la linea H166alfa se muestra en la Figura III.4. La emision del HI se muestra en la Figura III.3. El gas neutro tiene una distribucion mas ancha en velocidad, en particular se extiende hacia las velocidades positivas hasta +50 km/s, mientras que el gas ionizado no posee velocidades positivas. El limite de velocidades negativas es coincidente para ambas componentes en aproximadamente -120 km/s, entre 331 y 333, y -150 km/s entre 336 y 338.

La Tabla III.1 muestra la potencia de la linea de recombinacion y la correspondiente al hidrogeno neutro a velocidades negativas. La variacion de la potencia de H166alfa es muy amplia, mientras que la potencia del HI casi no muestra variaciones, presentando fluctuaciones de aproximadamente del 15%. El unico efecto paralelo que se observa entre las dos emisiones se presenta en $\lambda=335$ donde ambas son deficientes. En esta direccion tambien la emision continua (ver Figura III.6) deja de ser importante. Es razonable pensar entonces que la deficiencia de HI, alrededor de $\lambda=335$, se debe a una disminucion en la densidad de atomos de hidrogeno, y no a un incremento de la profundidad optica.

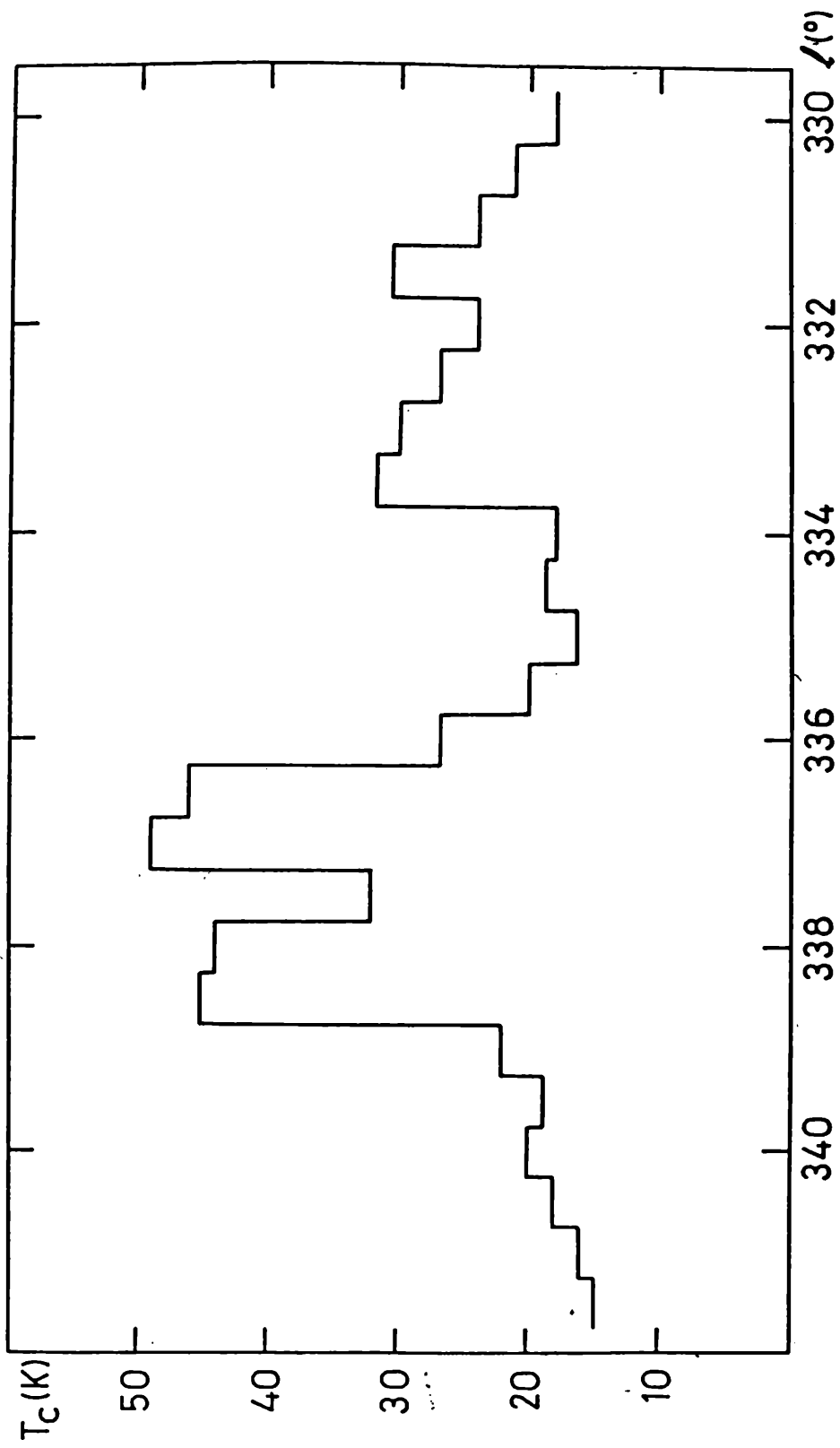


FIGURA III.5 - Temperatura del continuo en 1415 MHz en función de la longitud saláctica, a lo largo de $b=0$.

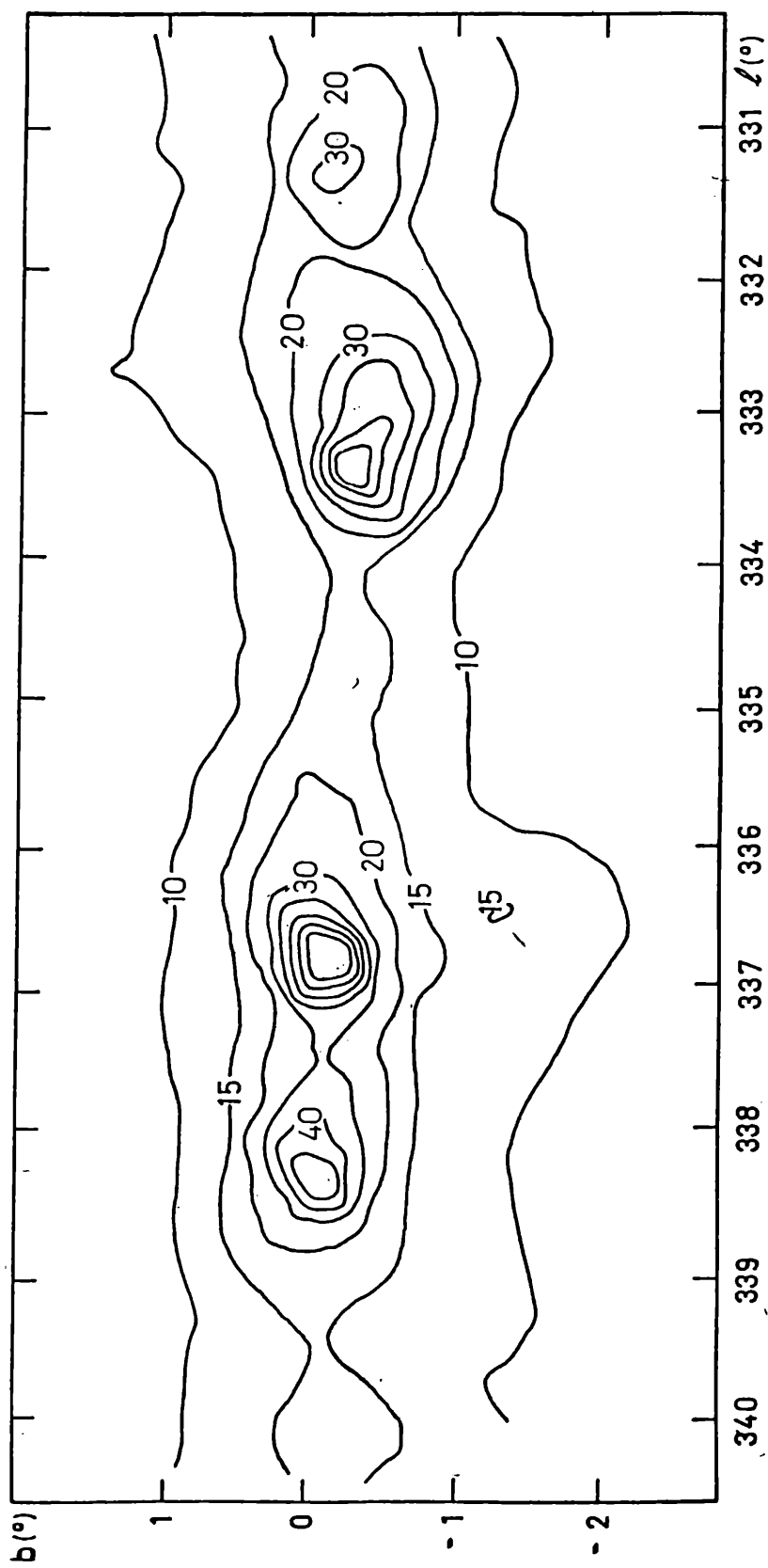


FIGURA III,6 - Mapa del continuo en 1415 MHz en la región del plano galáctico entre las longitudes $l=330^\circ$ y 340° . Los contornos están en unidades de temperatura de antena. Se tomó como referencia el punto situado en $l=330^\circ$, $b=-5^\circ$.

continuo, y suponiendo que la línea se forma y es transportada en condiciones de ETL; en consecuencia se aplicó la ecuación (I.21). Esta ecuación podría aplicarse a cada punto observado, pero no estamos seguros de que el continuo y la línea de recombinación, medidos en cada punto, provengan de la misma región. Es posible que parte de la emisión de estas regiones tengan contribuciones importantes de emisión continua no-térmica en 1415 MHz. Sin embargo podemos proceder de esta manera: supongamos que en la región HII la temperatura electrónica es constante, entonces si es cierto que la potencia "P" de la línea es proporcional al continuo térmico "Tc", podríamos evaluar esta correlación y establecer la relación entre el cociente de ambas cantidades. Este método fue utilizado por Jackson y Kerr (1975), y la determinación de la temperatura electrónica "Te(ET)" es independiente de la posible contribución del continuo no-térmico.

Debido a que la región observada es muy extensa, es probable que las condiciones físicas no sean las mismas en todas las direcciones observadas; en particular las contribuciones de la radiación continua no-térmica. Entonces si se trata a toda la región como única, la discontinuidad afectaría seriamente la correlación. Por lo tanto para calcular Te(ET) por este método se dividió la región en dos partes, de acuerdo con la configuración de la Figura III.5, en la que se muestra la temperatura del continuo a lo largo de $b=0^\circ$. Una de las regiones está entre las longitudes 331.5 y 335.5, y la restante corresponde a la comprendida entre las longitudes 336.0 y 339.0. En la Figura III.7 se grafican los valores de P y Tc para ambas regiones. Los círculos corresponden a la

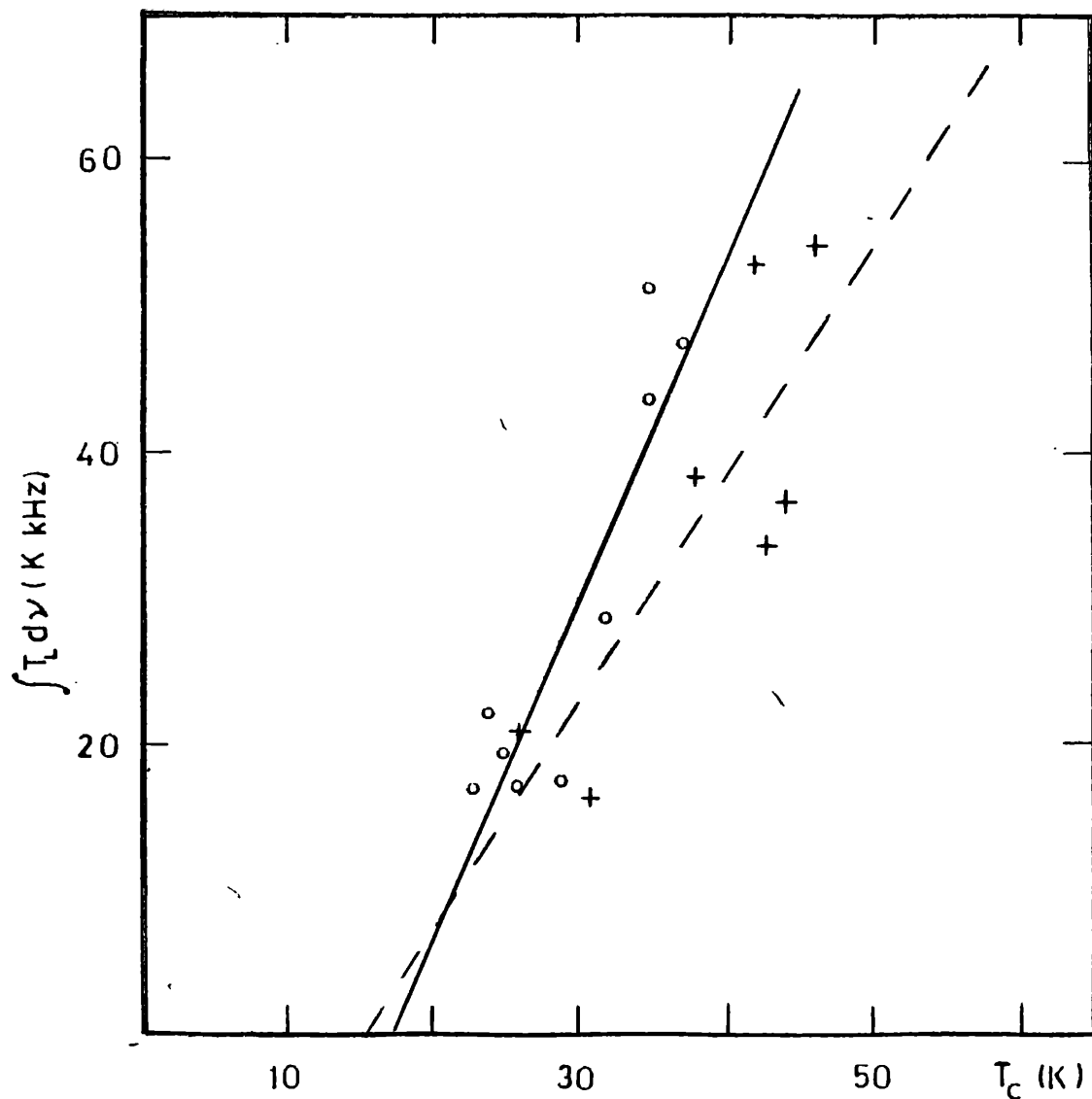


FIGURA III.7 - Potencia de la línea H166alfa en función de la temperatura del continuo en 1415 MHz. Los círculos corresponden a la región comprendida entre las longitudes 331° y 336°. Las cruces corresponden a la región entre $l=337^\circ$ y 339° . La línea llena y la de trazos son las respectivas rectas de regresión.

resión 331.5-335.5; la recta de regresión en línea llena tiene coeficiente de correlación $r=0.91$. La pendiente de esta recta es el cociente $P/T_c = 2.40$ del cual se deduce la temperatura electrónica, $T_e(ET)=5500$ K. Los puntos correspondiente a la región 336.0-339.0 que se indican en la Figura III.7 con cruces. La recta de regresión obtenida para los mismos se indica con línea cortada, el coeficiente de correlación es $r=0.82$. La pendiente de la recta de regresión es notablemente menor que la anterior ($P/T_c = 1.58$) de la cual se deduce en consecuencia una temperatura electrónica mayor, del orden de 8000 K.

La intersección de cada una de las rectas con la abscisa en la Figura III.7, podría ser consistente con la temperatura del continuo no-térmico. Ambas rectas cortan la abscisa cerca de $T_c=15.5$ K. Lo cual está de acuerdo con la presencia, en la región, de radiación continua en 408 MHz.

III.5 - ESTRUCTURA Y CINEMATICA DE LA REGION

La distribución radial entre 330° y 340° se obtuvo utilizando la curva de rotación de la Galaxia derivada por Burton (1971). Los resultados se muestran en la Figura III.8. Como puede apreciarse allí, el máximo de la emisión se encuentra a la distancia galactocéntrica de $R=6$ Kpc. Hacia el centro galáctico la emisión cae bruscamente en $R=5$ Kpc, y en el lado opuesto desciende gradualmente entre 7 y 9 Kpc. En esta misma figura se muestra

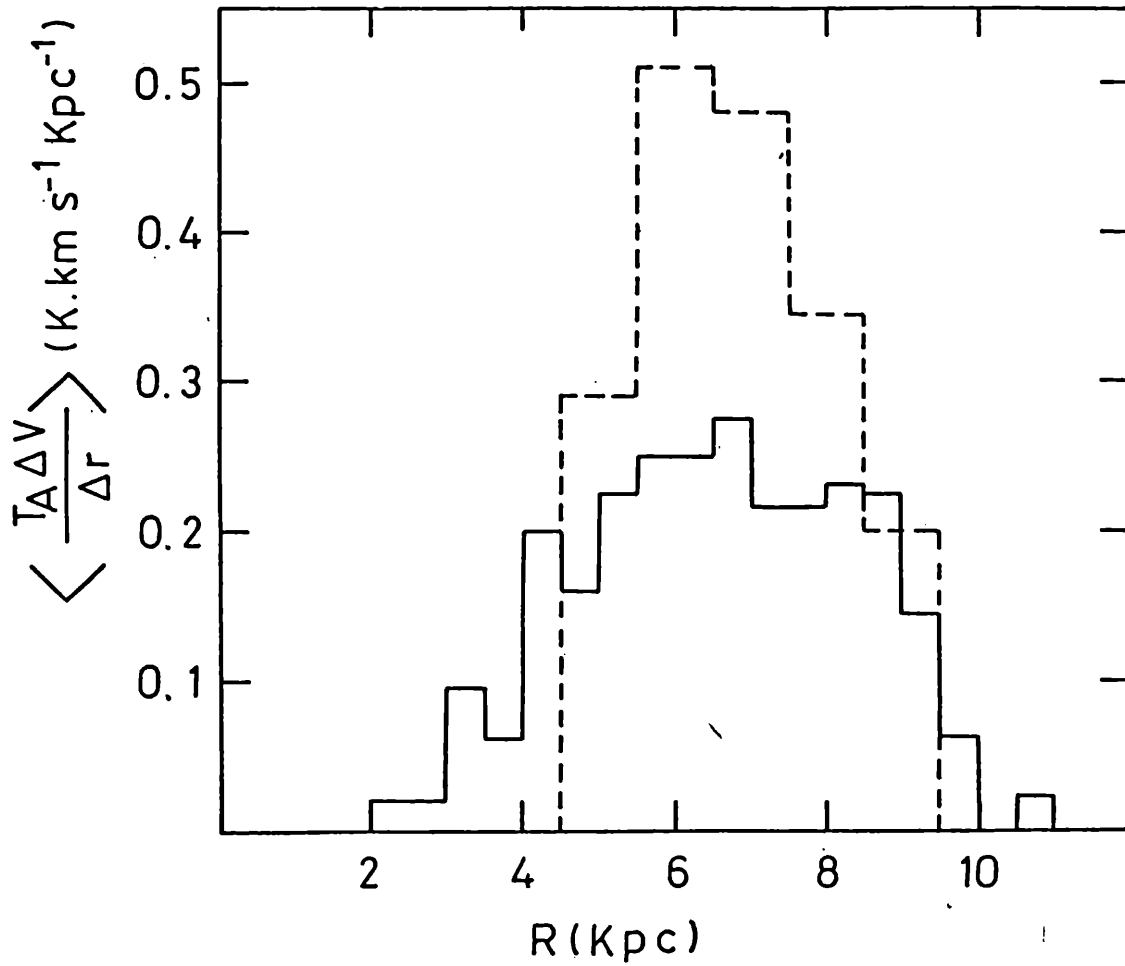


FIGURA III.8 - Abundancia de la emisión de la línea H I 66alfa en función del radio galactocéntrico. La línea llena corresponde a los espectros observados entre las longitudes 300° y 359°. La línea punteada representa la distribución obtenida con los espectros observados entre l=330° y 340°.

también la distribución correspondiente al cuarto cuadrante, entre $l=300^\circ$ y $l=359^\circ$. La mayor parte de la emisión proviene de las direcciones comprendidas entre las longitudes 330° y 340° ; de esas longitudes proviene también la emisión del gas que se sitúa más allá de los 8 Kpc.

La Figura III.2 muestra la distribución de la emisión de la línea H166alfa entre las longitudes 330 y 340. En ella observamos cuatro máximos. Debido a la resolución angular del radiotelescopio y la frecuencia en que se observó, las emisiones provendrían de gas ionizado de baja densidad (GIBD). Estas emisiones están muy bien correlacionadas con las emisiones en el continuo en 1.4 GHz observada con el mismo instrumento (ver Figura III.6). Cada una de estos objetos, "GIBD", los podemos identificar según el intervalo de longitud en que se encuentran:

GIBD(331-332).

La emisión de la línea se encuentra entre las velocidades -125 y -30 km/s. Este objeto se correlaciona bien con los grupos 1 y 2 de Georselin y Georselin (1972), los cuales tienen velocidades de -86 y -66 km/s respectivamente. El pico de la emisión de la línea H166alfa se encuentra en $V=-90$ km/s. Debido a su ancho este podría estar formado por dos componentes (ver el perfil 331.5 en la Figura III.1). En la región, Wilson et al (1972) ha detectado emisión de la línea H109alfa en varios puntos utilizando un haz de antena de $4'$ de arco, las velocidades de las emisiones se encontraban entre -90 y -55 . Además en la región

se observan manchas oscuras (Rodser et al. 1960), y emisión óptica en $331.9-1.0$, en la región RCW 102. Las observaciones en 4830 MHz de absorción del formaldehído (H_2CO), Whiteoak et al. (1974), midieron velocidades de gas neutro entre -100 a -46 km/s. Por otra parte observaciones interferométricas de absorción del HI en $330.9-0.4$, $331.3-0.3$, y $331.5-0.1$ tienen velocidades de -63 , -69 , y -89 km/s respectivamente (Caswell et al. 1975).

GIRD(332-334)

Este objeto tiene velocidades entre -100 y -10 km/s. Las líneas de absorción del H_2CO que se observan tienen velocidades entre -90 y -45 km/s (Whiteoak y Gardner, 1974). Las líneas con mayor velocidad, incluyendo la línea H109alfa, se observan en $333.2-.1$ y en $333.3+0.1$. También hay emisión de CO entre las longitudes 333° y $333^\circ.6$ y las latitudes $0^\circ.0$ y $0^\circ.4$ con velocidad de -52 km/s (de Graauw et al. 1981). En el plano (V,b) de la Figura III.11, se ve que la emisión más intensa se encuentra en $V=-40$ km/s y $b=-0^\circ.5$, la cual es coincidente con el pico de continuo en la Figura III.6. La emisión de la línea y parte de la emisión del continuo podrían estar asociadas a la emisión óptica RCW 106, la cual tiene aproximadamente la misma velocidad radial (Georselin y Georselin, 1970).

GIRD(334-336)

En esta región tanto la emisión en el continuo y en la línea son poco intensas. La temperatura pico de los perfiles de la línea H166alfa es en promedio de 40 mK y se encuentra entre las

velocidades -100 y -50 . En esta dirección Humphrey (1970) no encuentra estrellas de tipo espectral temprano. Tampoco es importante la emisión de líneas de recombinación en alta frecuencia (Wilson et al, 1970). La emisión de la línea es casi constante en todo este intervalo de longitudes sobre el plano galáctico. Ella podría provenir de material ionizado difuso no asociado a regiones HII sistèntes.

GIRD(336-337.5)

En esta dirección se encuentran los perfiles mas anchos de la línea H166alfa. La emisión tiene $TL > 20$ mK entre las velocidades -120 y -10 km/s. Wilson et al encuentran emisión de la línea H109alfa entre las velocidades -93 y -54 km/s. Los anchos a mitad de intensidad de las líneas H109alfa y H166alfa son respectivamente de 67 y 93 km/s. Ambas emisiones tienen el pico en $V = -75$; esta velocidad es coincidente con la correspondiente al grupo 4 de Georselin y Georselin (1976), el cual esta en el centro de RCW 107.

GIRD(337.5-339)

La emisión de la línea se encuentra entre las velocidades -75 a -30 km/s. La línea de absorción del formaldehido tiene velocidades entre -89 y -34 km/s (Whiteoak y Gardner, 1974). Absorción del HI (Caswell et al, 1975) se observò en $337.9-0.5$ y $338.9-0.1$ con velocidades de -50 y -62 km/s respectivamente. Las velocidades de las líneas de recombinación observadas por Wilson et al. (1970) en la region tienen valores entre -63 a -37 km/s, con excepción de la observada en la dirección $338.4, -0.2$

que tiene velocidad de -4.3 km/s.

III.6 - ORIGEN DE LA EMISION

Debido a que la intensidad de líneas de recombinación varía inversamente con la frecuencia, y es proporcional al cuadrado de la densidad electrónica, las observaciones de la línea en 1.4 GHz, son más sensibles al gas con baja densidad electrónica que las observadas en 5 GHz. La línea de recombinación se detectó en todos los puntos observados entre $l=330^\circ$ y 340° . De los datos cinemáticos que se resumen en la sección III.5, surge que la emisión estaría asociada con objetos de alta densidad, que probablemente son escenarios recientes de formación estelar. Mezser (1966) ya mencionó la existencia de gradientes de densidad en regiones HII. Las emisiones de H166alfa se originaría en las partes externas de las regiones, probablemente en las zonas de transición entre el gas ionizado y el gas neutro, donde las emisiones de líneas de recombinación en 5 GHz son suficientemente intensas para detectarse.

La temperatura electrónica de las regiones HII calculadas a través de líneas de recombinación muestran un gradiente a través del radio galáctico. Para cada frecuencia observada se calcula una recta de regresión entre los pares de puntos (R, T_e) . En todas las frecuencias la pendiente de la recta es ~ 300 K/Kpc, mientras que el término independiente de la regresión es diferente en cada frecuencia. Este es aproximadamente 2000 K más grande en 5 GHz que el

obtenido en 1.4 GHz (Azcarate, Carsosimo y Colomb, 1983). Estadísticamente es una comparación aceptable para aceptar que la temperatura electrónica de las regiones HII de alta densidad son mas calientes de las de baja densidad relativa.

En la Figura III.9 se muestra las emisiones de la línea H166alfa y la temperatura de continuo en 5 GHz de regiones HII, entre las longitudes $l=330^\circ$ y 340° . Los datos en 5 GHz se obtuvieron de Haynes et al, (1979). En la Figura III.10 se muestra la correlación encontrada entre la potencia de la línea y la temperatura de continuo en 5GHz $T_c(5)$. Los valores de la temperatura de continuo en 5 GHz, se convolucionaron con una función rectangular de $30'$ de arco de ancho. De este modo se obtuvieron pares de puntos $[P, T_c(5)]$. El coeficiente de correlación encontrado es $r=0.63$, y el error standard, $err=1.4$. En general parece que hay correlación entre ambas emisiones. Si consideramos que la emisión en 5 GHz proviene principalmente de regiones térmicas, entonces la línea de recombinación se originaría en regiones caliente del medio interestelar.

La línea H166alfa observada entre 334° y 336° esta asociada con fuentes de continuo discretas poco brillantes en 5 GHz (ver Figura III.11). En esta dirección no hay observaciones de líneas de recombinación en 5 GHz (Wilson et al, 1970). Las líneas de recombinación en 1.4 GHz, son veinte veces mas sensibles que las correspondiente en 5 GHz, debido a la relación entre la profundidad óptica y la frecuencia. Probablemente pequeñas fuentes de alta densidad no son observables en H109alfa, las cuales estarían

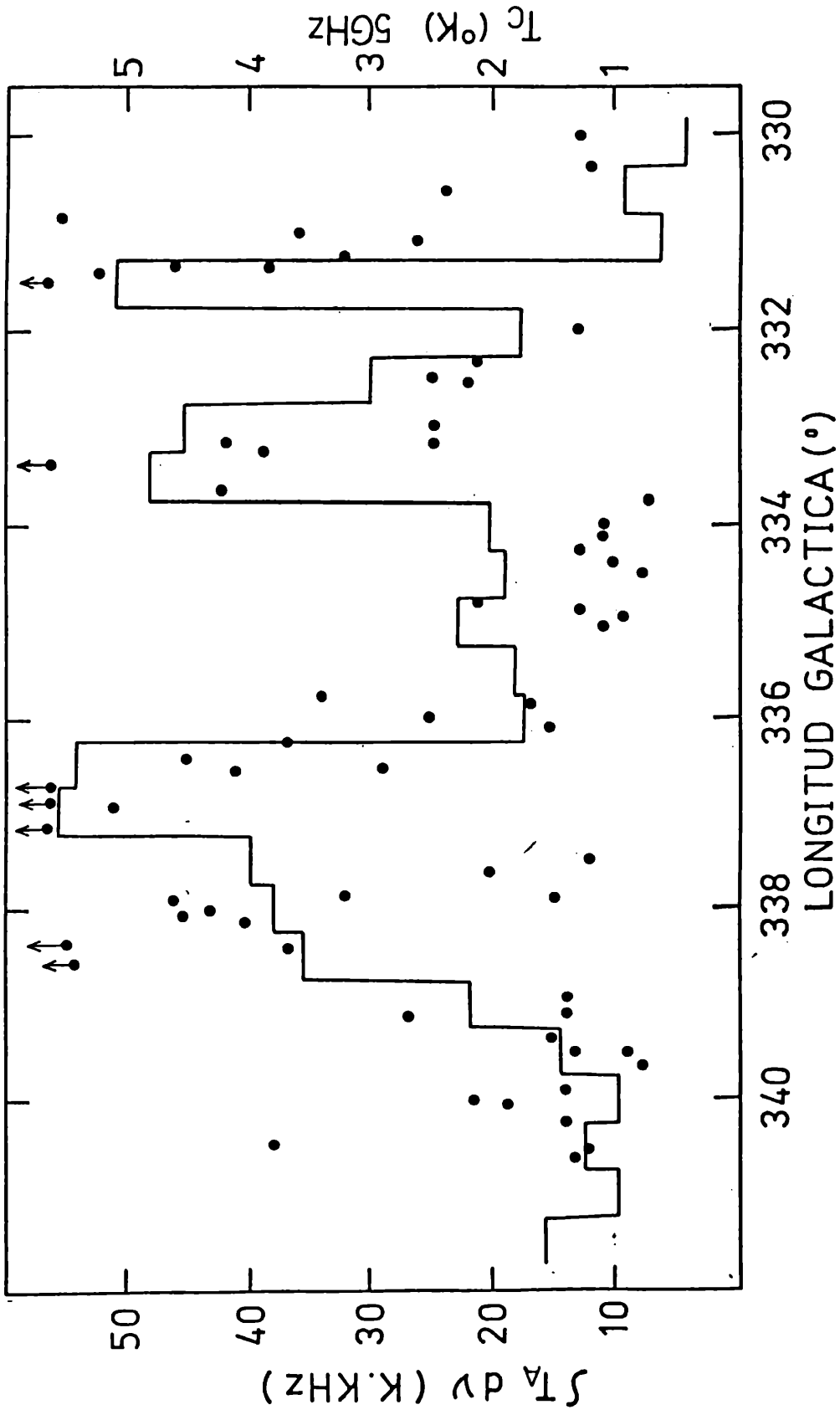


FIGURA III.9 - Diagrama de la potencia de la línea H166alfa en (K KHz), en función de la longitud galáctica. Los puntos corresponden a la temperatura de continuo en 5 GHz en (K).

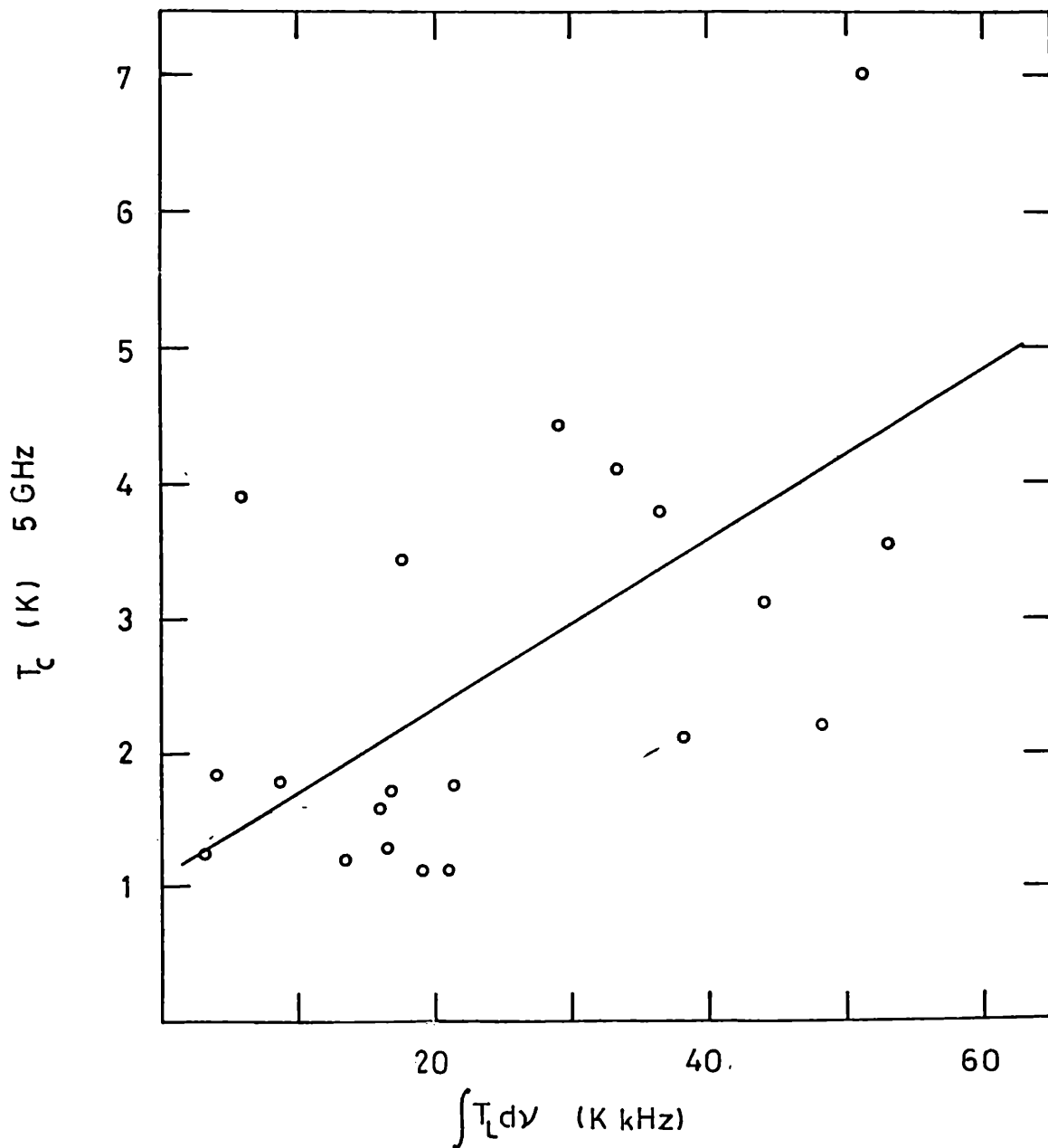


FIGURA III.10 - El diagrama muestra la temperatura de brillo del continuo en 5 GHz (K), contra la potencia de la línea H166alfa (K KHz). La línea corresponde a la recta de regresión calculada.

asociadas con gas de baja densidad.

III.7 - EXTENSION EN LATITUD

Las Figuras III.11 y III.12 muestran los niveles de intensidad de la línea H166alfa en unidades de temperatura de antena en el plano (V,b) para $l=333^\circ$ y $l=336.5$ respectivamente. El contorno de menor intensidad es de 20 mK el cual corresponde a $TL > 4\sigma$. La diferencia entre niveles es de 20 mK. En $l=333^\circ$ el máximo de intensidad se encuentra en $b=-0.5$. Esta emisión, por su posición y velocidad radial, está asociada a la región HII RCW 106 (Rodgers et al 1960). La velocidad del máximo está en $V=-35$ km/s y corresponde una extensión en $z=-78$ pc. En $b=0^\circ$ la emisión tiene el máximo en la misma velocidad, pero la línea es más extendida hacia velocidades más negativas hasta $V=-100$ km/s. En $b=0^\circ$ el gas observado hacia velocidades más negativas estaría más distante que el asociado a RCW 106.

En la Figura III.12, se muestra el diagrama (V,b) para $l=336.5$. A lo largo de $b=0$ la emisión se observa con velocidades entre -140 y -40 km/s. Se extiende en latitud desde $b=-0.5$ hasta $b=+1.0$. El máximo ocurre en $V=-60$ km/s; la extensión en z es de -69 y +87 pc. La emisión que se encuentra entre $b=-2.5$ y $b=0.5$ corresponde a la región HII RCW 108, la cual fue estudiada en radio por Carsosimo (1982). La máxima intensidad ocurre en $V=10$ km/s. La región está asociada al cúmulo joven NGC 6193, este fue estudiado ópticamente

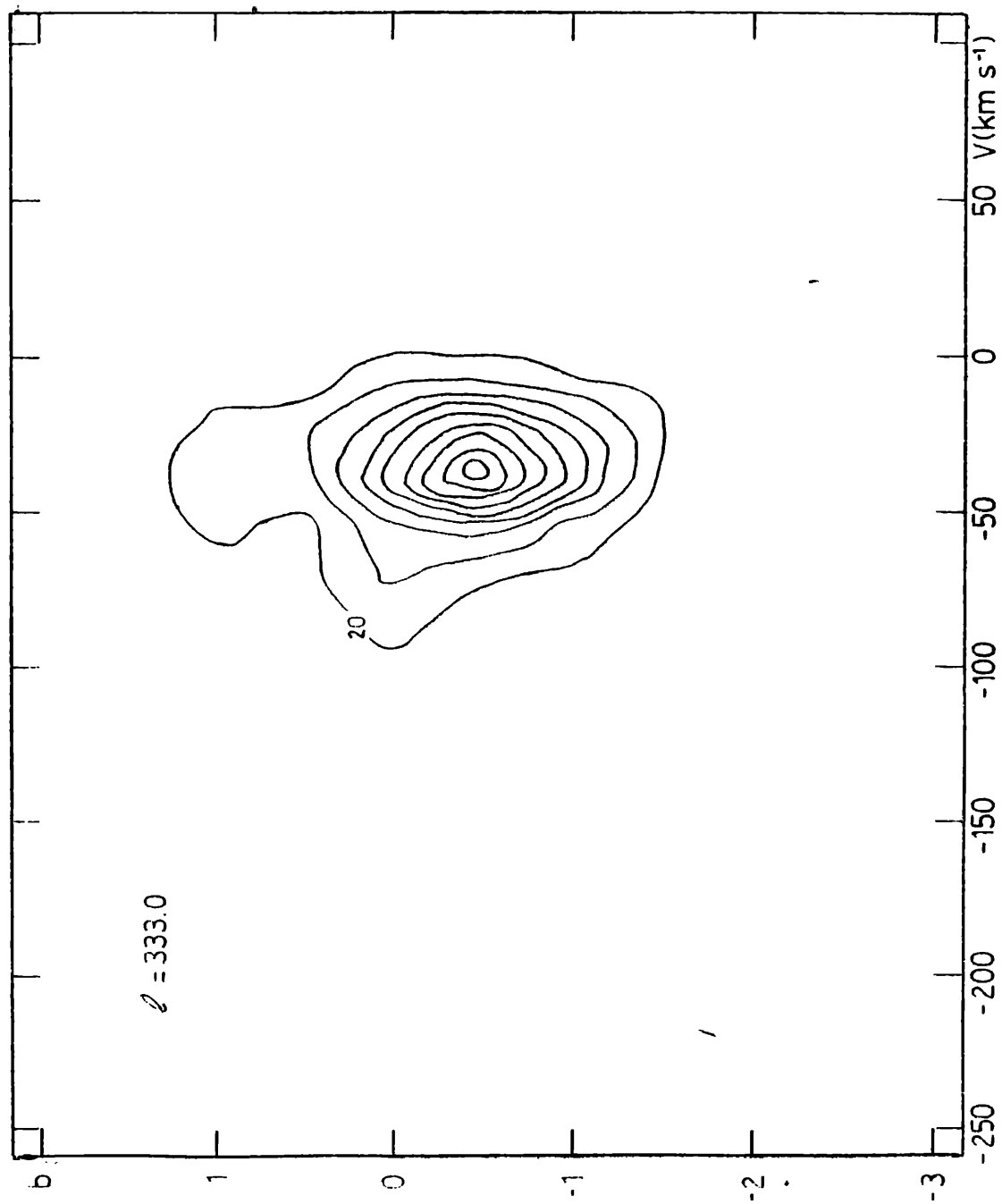


FIGURA III.11 - Emisión de la línea H1661fa en el plano (V,b) , en $l=333$. Los contornos se trazaron cada 20 mK.

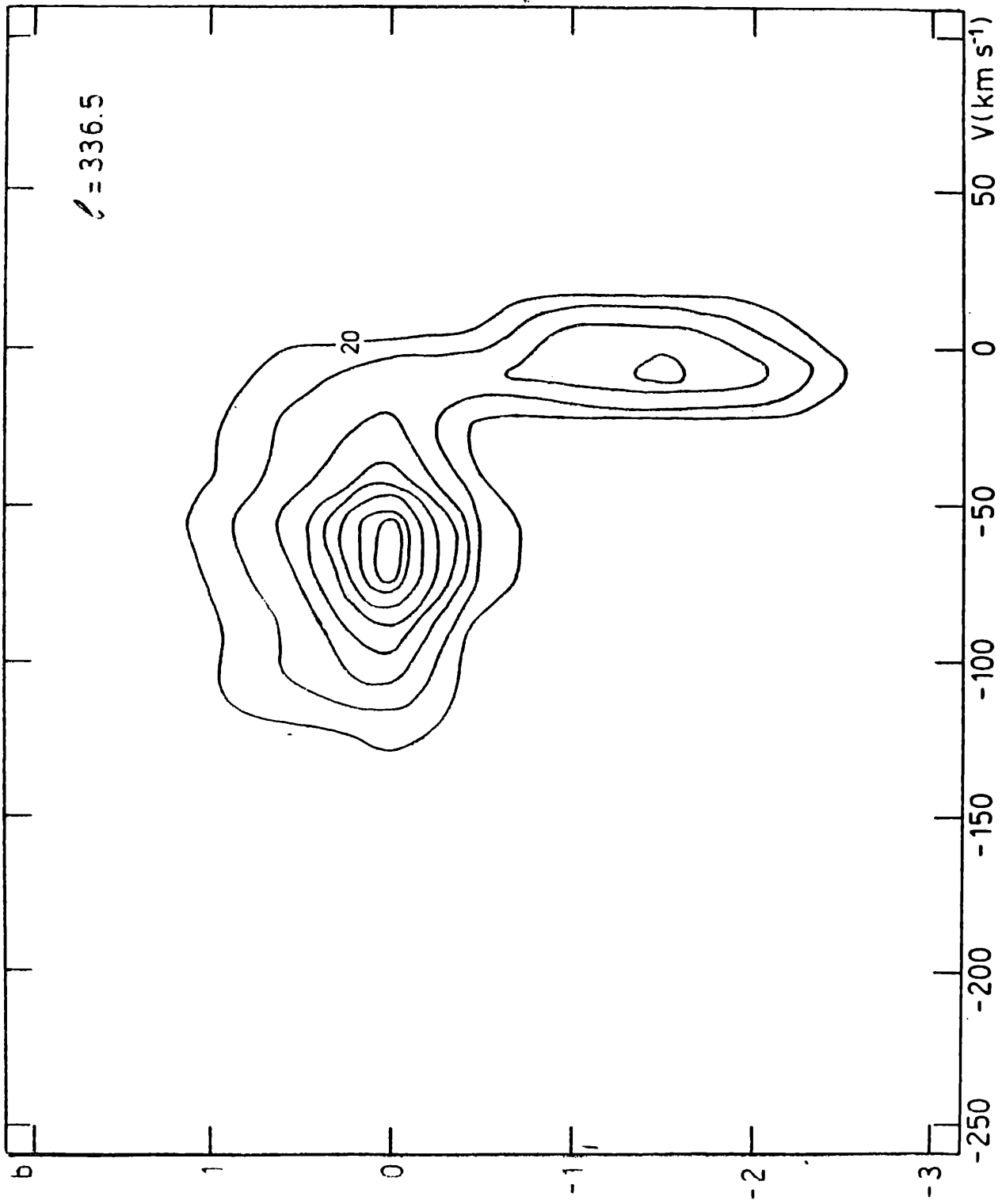


FIGURA III.12 - Igual que la Figura III.11, en $l=336.5$.

por Herbst et al. (1977) quienes deducen una distancia de 1.3 kpc. La distancia al plano galáctico de la emisión del gas de baja densidad asociado a NGC 6193 es de 56 pc.

Gordon et al (1972) han observado la extensión en latitud de la línea H157alfa en $l=33^\circ$. Estos concluyeron que la emisión está confinada a $|z|=70$ pc del plano galáctico. En este trabajo definimos el espesor medio de la extensión al valor de z , donde la emisión cae a la mitad del máximo. Entonces deducimos que a la distancia de 6 kpc del centro galáctico, (en el cuarto cuadrante) el espesor-medio de la distribución es $Z(1/2)=45$ pc. Este valor es alrededor del 20% mayor que el calculado por Gordon et al. (1972), y Hart y Pedlar (1976), en el primer cuadrante.

REFERENCIAS:

- Azcarate, I. N., Cersosimo, J. C., Colomb, R. F.: 1983. Anales de la tercera Reunión Latinoamericana, IAU, en prensa.
- Caswell, J. L., Murray, J. D., Roger, R. S., Cole, D. J., Cooke, D. J.: 1975. *Astron. Astrophys.* 45, p239.
- Cersosimo, J.C.: 1982. *Astrophys. Lett.* 22, p157.
- de Graauw, T., Lindholm, S., Fitton, B., Beckman, J., Israel, F. P., Nieuwenhuijzen, H., Veermue, J.: 1981. *Astron. Astrophys.* 102, p257.
- Georselin, Y. M., Georselin, Y.P.: 1970. *Astron. Astrophys.* 6, 349.
- Georselin, Y. M., Georselin, Y.P.: 1976. *Astron. Astrophys.* 49, p57.
- Hart, L., Pedlar, A.: 1976. *Mon. Not. R. Astron. S.* 176, p547.
- Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H., Wilson, W. L.: 1982. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 47, p1.

- Haynes, R. F., Caswell, J. L., Simons, L. W. J.: 1979. Australian J. of Physics, Astrophys. Suppl. 48, p1.
- Herbst, W., Havlen, R.J.: 1977. Astron. Astrophys. Suppl. 30, 279.
- Humphreys, R.M.: 1970. Astron. J. 75, p602.
- Dalder, J.C.: 1980. Informe Interno IAR No. 26.
- Pöppel, W.G.L., y Vieira, E.: 1973.
- Whiteoak, J. B., Gardner, F. F.: 1974. Astron. Astrophys. 37, p389.
- Wilson, T.L., Mezser, P.G., Gardner, F.F., Milne, D.K.: 1970. Astron. Astrophys. 6, p364.

CAPITULO IV

ESTUDIO DEL GAS IONIZADO DE BAJA DENSIDAD ALREDEDOR DEL CUMULO JOVEN NGC 6193

IV.1 - INTRODUCCION

Generalmente se acepta que las estrellas de tipo O se forman a partir de nubes muy densas que ocupan los brazos espirales de la Galaxia. Las estrellas jóvenes recién formadas se encuentran asociadas con nebulosas de emisión. Por otra parte se observa que muchas estrellas O no están asociadas con nebulosas de emisión. Churchwell (1975) describió seis etapas de evolución de la interacción de estrellas O con el medio interestelar. Se cree que las estrellas O ionizan el material circundante debido a su intensa radiación ultravioleta y lo expanden por acción de los vientos estelares.

El material de baja densidad que rodea a las estrellas tempranas puede observarse en el continuo de radio utilizando una antena simple, y también es posible detectar líneas de recombinación en bajas frecuencias. Estas regiones de baja densidad de hidrógeno ionizado constituyen una etapa tardía de evolución de regiones HII, las cuales se generaron casi al mismo tiempo que la estrella que las excita, formando una esfera de Strömsgren.

Los miembros más importantes de la Asociación Ara OB1 son las estrellas de tipo O, HD 150135 y 150136, las cuales están embebidas en la nebulosa de bajo brillo RCW108 (Whiteoak, 1963; Rodgers et al, 1960). Las observaciones en el continuo de radio en 5 GHz muestran en esta dirección una región HII extendida (Haynes et al, 1979) cuyo pico de emisión se encuentra a 15' de arco de las estrellas O. En la dirección del pico de emisión del continuo ($l=336^{\circ}.5$, $b=-1^{\circ}.5$) hay una fuente infrarroja (Froese y Pearson, 1974), en la misma dirección se detectó la molécula de formaldehído en asociación con velocidad radial $V=-22.4$ km/s (Whiteoak et al, 1974). Por otra parte Wilson et al (1970) detectaron la línea de recombinación H109alfa utilizando una resolución de 4' de arco y una resolución en velocidad de 6 km/s. La velocidad del pico está centrado en $V=-25$ km/s.

IV.2 - OBSERVACIONES

Se observó la línea H166alfa en dirección $l=336^{\circ}.5$, $b=-1^{\circ}.5$ donde Wilson et al. (1970) detectaron la línea H109alfa. Las observaciones se hicieron con el radiotelescopio del IAR utilizando el banco de filtros angostos de 112 canales. El ancho de cada filtro es de 10 KHz. El perfil obtenido se muestra en Figura IV.1 (parte superior), donde se muestra con línea sólida el nivel cero del perfil; esta curva se calculó ajustando, por los canales donde no hay señal, un polinomio de grado siete. En la parte inferior de la Figura IV.1 se muestra el perfil resultante después de restar el

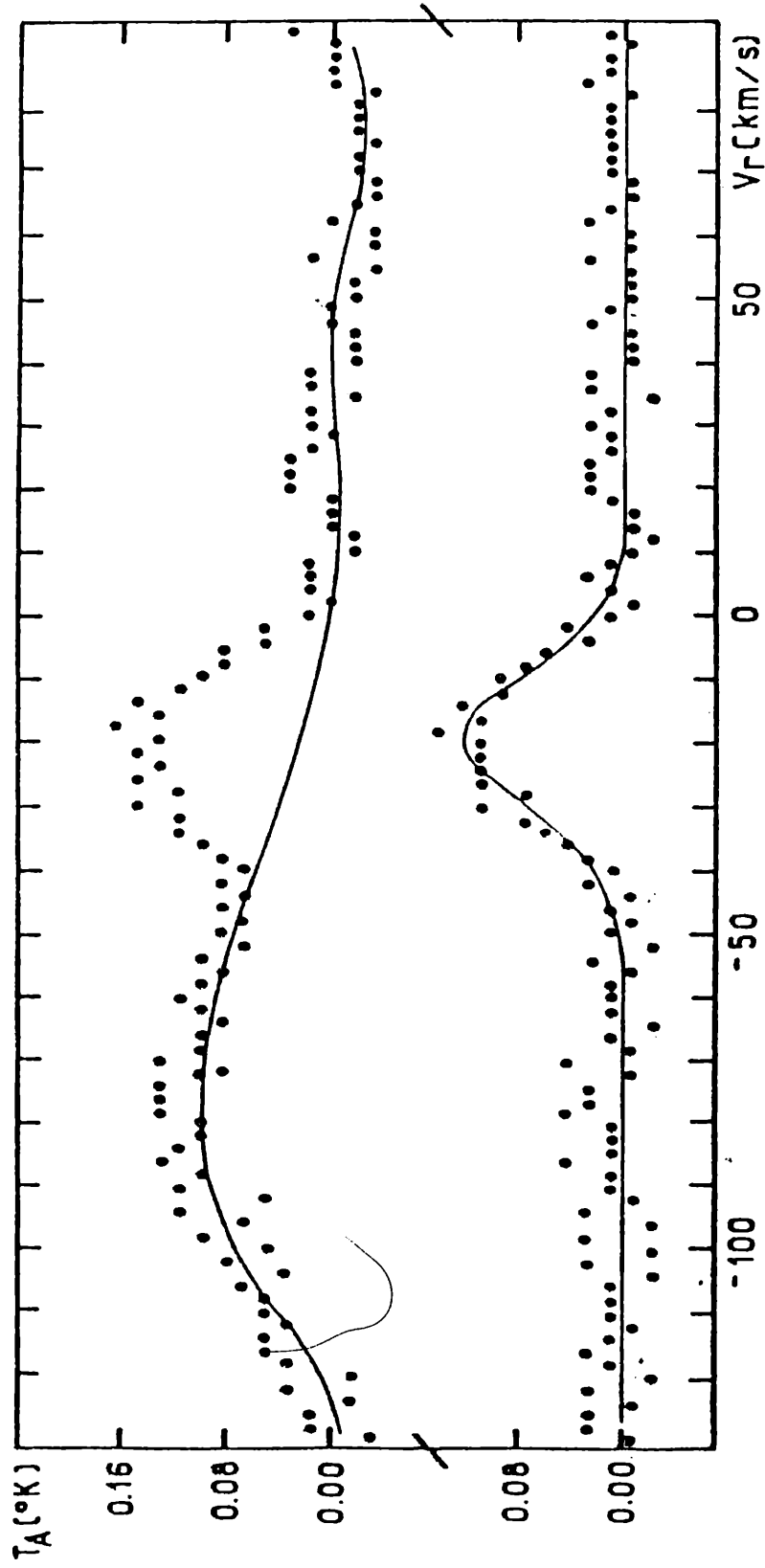


FIGURA IV.1 - Superior) Línea de recombinación H166alfa observada en dirección $l=336^{\circ}.5$, $b=-1^{\circ}.5$. La línea llena representa el plinomio de grado siete que se ajustó por los canales donde no hay señal. Inferior) El mismo perfil después de restar la línea de base; la línea llena representa la curva gaussiana ajustada al perfil.

polinomio al perfil observado. Cada punto en la Figura IV.1 representa la medida de un canal los cuales tienen un ancho en velocidad de 2 km/s.

La emisión también se observó en el continuo en la frecuencia de 1415 MHz. La grilla observada corresponde a: $240^\circ < \alpha < 249^\circ$, $-55^\circ < \delta < -43^\circ$. Las observaciones se hicieron barriendo el cielo en ascensión recta constante. Se hizo un barrido cada 0.25° , con la antena moviéndose en dirección Oeste-Este con velocidad de 11 grados por minuto. El receptor operó en el modo "Dicke" (conmutación en carga), balanceándolo en un punto fuera del plano galáctico. Se obtuvieron datos espaciados cada 0.13° en declinación; el tiempo de integración en cada punto es de 0.7 segundos. Las observaciones se muestran en Figura IV.2.

IV.3 - RESULTADOS

La temperatura de antena obtenida para la emisión continua es de 5 ± 0.75 K. Para obtener este resultado se consideró que la emisión proviene de los máximos secundarios que muestra la Figura IV.2, los cuales tienen el pico en la posición donde se encuentra el cúmulo joven NGC 6193, que supuestamente está embebido en el gas de RCW108. El continuo restante se considera como contribución del fondo galáctico. Para estimar la temperatura de antena de la zona (temperatura pico) se interpoló gráficamente el fondo ajustando una recta como límite inferior y una curva con límite superior de la

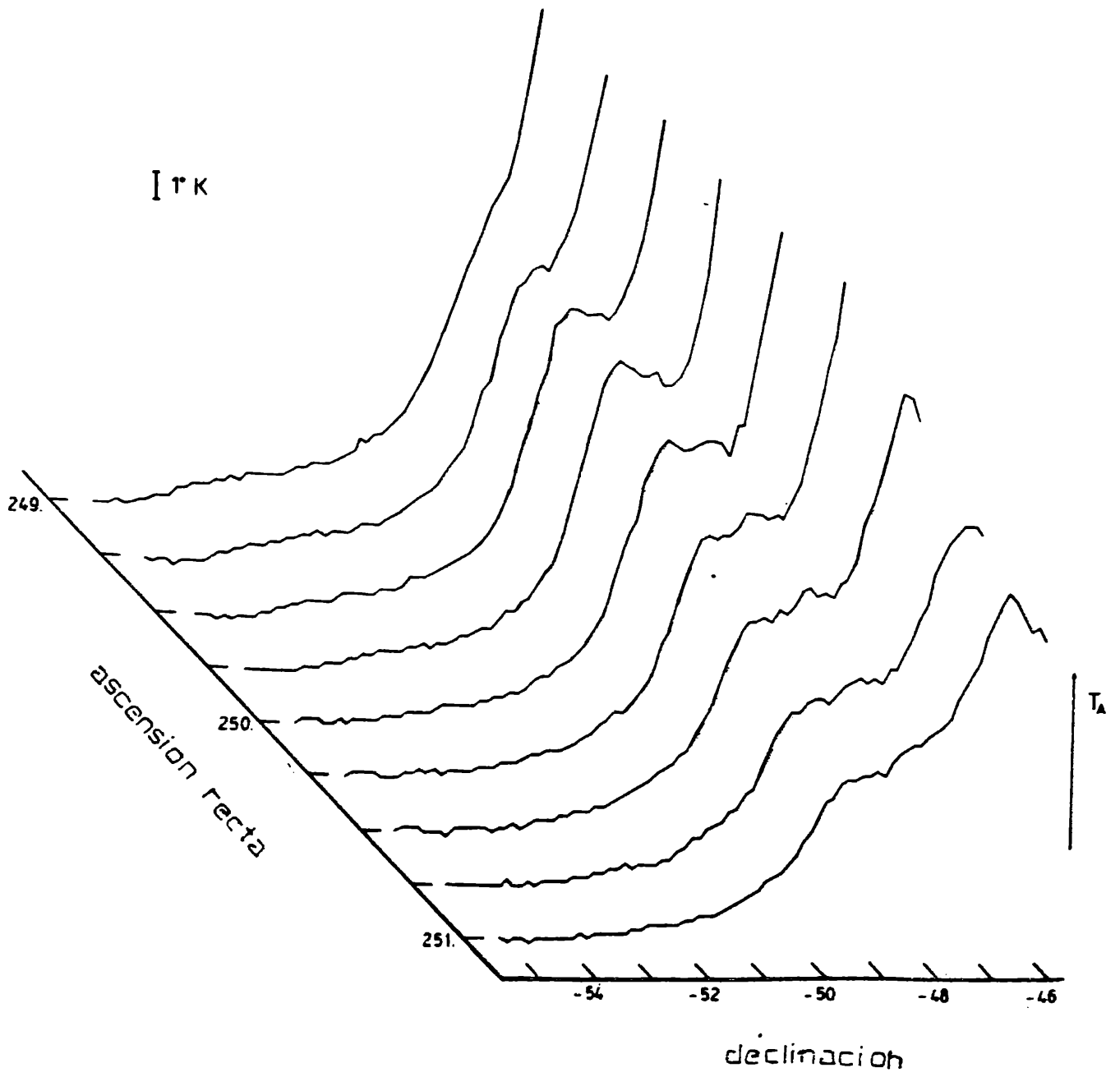


FIGURA IV.2 - Gráfico tridimensional de los barridos en el continuo.

temperatura medida, según indica la Figura IV.3. De esta se deduce el tamaño de la fuente, el cual se obtiene deconvolucionando el ancho del haz de la antena al ancho observado de la fuente. De aquí resulta $\theta=0.017$ radianes.

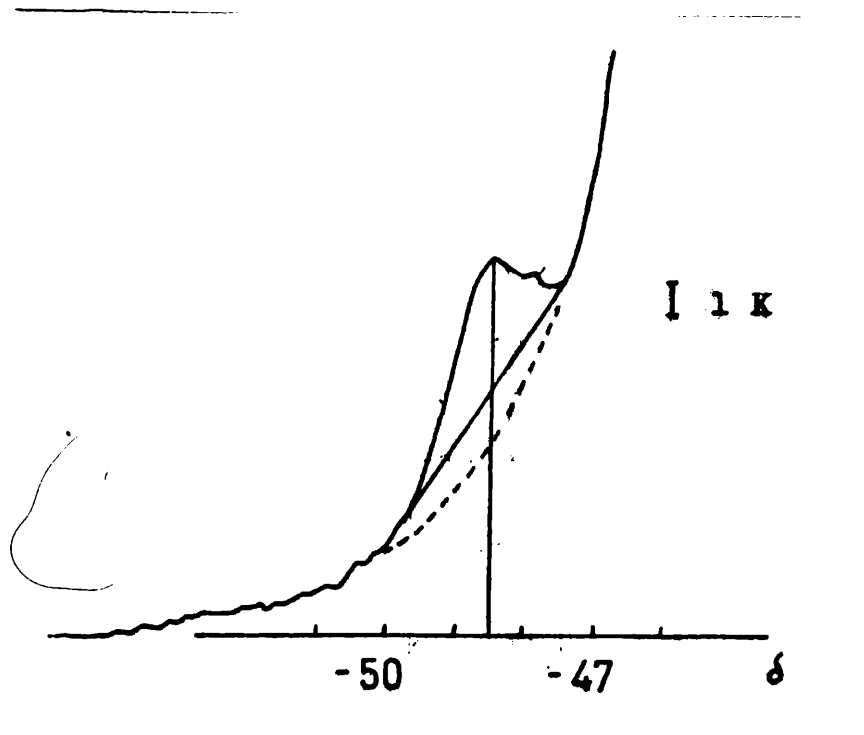


FIGURA IV.3 - Barrido en el continuo sobre el cúmulo NGC 6193. Se resta la contribución del fondo galáctico obteniéndose cotas inferior y superior.

La temperatura electrónica se obtiene desde la línea de recombinación evaluando el cociente entre la temperatura de la línea "TL" y la temperatura del continuo "Tc". Considerando entonces que la región es ópticamente delgada y que dominan las condiciones de ETL se utilizó la fórmula 1.21 para calcular la temperatura electrónica. El cociente entre la potencia de la línea "P" y "Tc" es 2.93 KHz que

corresponde a una temperatura electrónica $T_e(ET)=4600 \pm 1000$ K.

IV.4 DISCUSION

a) Equilibrio termodinámico:

La posibilidad de la existencia de desviaciones del equilibrio termodinámico local se investigó a través de la expresión I.24. Los coeficientes $b(n)$ se interpolaron en las tablas de Brocklehurst (1970) para $N_e=10 \text{ cm}^{-3}$ y $T_e=5000$ K. El cociente entre la temperatura real, T_e , y la temperatura $T_e(ET)$ es $T_e/T_e(ET)=1$. Pueden existir dos alternativas para explicar este resultado: i) podría haber una compensación entre la emisión estimulada en el gas de baja densidad debido a la radiación continua proveniente del interior, es decir de la región HII compacta de alta densidad electrónica, y el ensanchamiento de la línea debido a presión; o, ii) los efectos de apartamientos del ETL son despreciables en el gas observado y además el efecto de ensanchamiento por presión no es importante debido a que el cociente dado por la expresión I.17 es despreciable para $N_e=10 \text{ cm}^{-3}$ y $n=166$.

Las observaciones de líneas de recombinación que se hacen en baja frecuencia y con poca resolución angular son sensibles a las regiones extendidas de baja densidad, mientras que las emisiones provenientes de regiones HII densas y compactas no son detectables. Esto se debe a una combinación de los efectos de dilución y de la profundidad óptica del continuo. Con estos argumentos podemos

aceptar que la $T_e(ET)$ obtenida, bajo la suposición de que es válido el ETL, es una buena aproximación de la temperatura real T_e .

b) El modelo:

Para el siguiente análisis se considera que la emisión del continuo observada corresponde a una fuente térmica (Shaver et al, 1970). La Temperatura T_c que se obtuvo la transformamos en unidades de flujo tomando como referencia la radiofuente Hydra A igual a 43.5 Jy (Gardner et al, 1969). Así obtenemos el flujo de la fuente en 1.4 GHz: $S(1.4)=41.5$ Jy. Se supone que la región HII es una esfera de 23 pc de diámetro situada a 1.3 Kpc del Sol (Herbst et al, 1977). Por otra parte el gas ionizado se distribuye uniformemente (densidad electrónica constante) y la temperatura electrónica es constante e igual a 5000 K.

Una vez integrada la ecuación de transporte radiativo se obtiene la siguiente expresión para la intensidad de radiación:

$$I = B(T_e) [1 - \exp(-\tau_c)] \quad (IV.1)$$

donde $B(T_e)$ es la función de Planck. El flujo observado de la radiación procedente de la nebulosa es:

$$F = \frac{2k}{(c/v)^2} T_e \int [1 - \exp(-\tau_c)] d\omega \quad (IV.2)$$

donde "W" es el ángulo sólido subtendido por la fuente, y "c" es la velocidad de la luz en el vacío. En altas frecuencias se considera que la región HII es ópticamente fina, entonces F puede aproximarse por:

$$F = \frac{2k}{(c/v)^2} T_e \int t_c dW \quad (IV.3)$$

Haciendo la integración correspondiente sobre una fuente de forma esférica se obtiene la expresión del flujo deseada. Para la profundidad óptica utilizamos la expresión obtenida por Mezser Henderson (1966):

$$t_c = 8.235 E-2 a(T_e, v) v^{-2.1} T_e^{-1.35} EC \quad (IV.4)$$

Todas estas variables han sido aclaradas en la sección 1.3. Aplicando este modelo se obtienen los siguientes parámetros de la región HII.

- EC = 2000 pc cm⁻⁶
- Ne = 9 cm⁻³
- M = 1500 masas solares

c) Estructura dinámica:

Los parámetros físicos obtenidos para el gas en 1.4 GHz se muestran en la Tabla IV.1 donde se comparan con los obtenidos por

Wilson et al (1970), en 5 GHz. La comparación de estos parámetros en ambas frecuencias sugiere que en la zona se encuentran presentes una región compacta, con alta densidad y temperatura, y otra con baja densidad y temperatura electrónica más extendida que la anterior. La región compacta está presumiblemente embebida dentro del gas difuso de menor temperatura electrónica, este último pudo haber sido ionizado por la radiación ultravioleta proveniente de las estrellas tempranas del cúmulo Joven NGC 6193.

Una interacción similar entre estrellas tempranas y gas difuso fue descrita por Jackson y Kerr (1975). En nuestro caso si suponemos que las estrellas tempranas más importantes del cúmulo son de 45 masas solares cada una, ambas emitirían un total de 5.5×10^{49} fotones por segundo. Desde nuestra observación en el continuo se obtiene el flujo de fotones (Lyman alfa) por segundo: $N_c = 8. \times 10^{48}$ Ly/s, este resultado se obtiene utilizando el parámetro de excitación "U" definido por Hjellming (1968), y la expresión dada por Mezser (1973)

$$N_c = 5.0457 \times 10^{46} \left(\frac{T_e}{K} \right)^{-0.8} \left(\frac{U}{pc \text{ cm}^{-2}} \right)^3 \quad (IV.5)$$

La velocidad radial de la línea H166alfa es de -20 km/s, que surge de ajustar una gaussiana al perfil observado (Figura IV.1). Este resultado es coincidente con las observaciones ópticas hechas en la región por Georgelin et al (1970). El ancho a potencia mitad de la línea es de 25 km/s que con la temperatura electrónica de 5000 K corresponde una velocidad cuadrática media de turbulencia $V_t = 16$ km/s.

La diferencia entre las velocidades de las líneas H109alfa y H166alfa podría deberse a la baja resolución espectral utilizada en las observaciones de la línea H109alfa, pero de cualquier manera cabe la posibilidad de que existan movimientos relativos entre ambas regiones.

TABLA IV.1

 Comparación de los parámetros de la región observada en 1.4 GHz con aquellos obtenidos por Wilson et al (1970) en 5 GHz.

Hnalfa	TL/Tc	V (km/s)	Te (K)	Ne (cm ⁻³)	EL (pc cm ⁻⁶)	DV (km/s)
* 109	.084	20	9700	3000	4.E6	-25
166	.022	25	5000	9	2000	-20

 * Wilson et al, 1970.

En la región estudiada otros autores detectaron las moléculas de OH y de H2CO, ambos en absorción (ver introducción), con velocidades parecidas a la de la línea H166alfa. Las regiones neutras e ionizada podrían estar mezcladas en el espacio, es decir, podría tratarse de una región predominantemente neutra con grumos de materia ionizada. Veamos como se introduce esta consideración en el modelo propuesto para la región.

Supongamos que la región no tiene densidad electrónica

constante, sino que la materia ionizada se concentra en grumos. Como el flujo observado debe ser el mismo, obtenemos la siguiente relación entre la densidad cuadrática media "Ne" que da el modelo de densidad constante, y la densidad de los grumos "Ns"

$$N_s = s^2 N_e \quad (IV.6)$$

el factor de grumos "s" se define como el cociente entre el volumen total de la región HII y el volumen ocupado por el plasma:

$$s = \frac{\text{volumen total de la región}}{\text{volumen ocupado por el plasma}}$$

Usando las expresiones de la medida de emisión "EC" y del parámetro de excitación "U", encontramos la siguiente relación:

$$EC = N_s^{4/3} U^{-2/3} s \quad (IV.7)$$

como vemos "s" causa efectos en la EC y por lo tanto afecta la profundidad óptica "tc", y esto repercute en el cociente Te/Te(ET). La Figura (IV.4) muestra como varia este cociente para la línea H166alfa en función de la densidad de los grumos, para distintos factores de grumos. En este análisis hemos utilizado el parámetro de excitación calculado (U=50 pc cm-2). Aparentemente para cierto factor e grumos "s" el cociente tendria que tender a la unidad según aumenta la densidad de los grumos. Recordemos que en el modelo utilizado para calcular la densidad de la región HII hemos considerado que el gas es ópticamente delgado, esta aproximación hace

intervenir la profundidad óptica del continuo en la ecuación de transporte radiativo. Debido a que τ_c depende del cuadrado de la densidad, al aumentar esta, se produce amplificación en la temperatura de la línea "TL" debido a efectos de emisión estimulada. Este es motivo por el cual las curvas de la Figura IV.4 ascienden con el aumento de la densidad N_g . Los efectos de la emisión estimulada hacen que se sobreestime la temperatura electrónica en ETL.

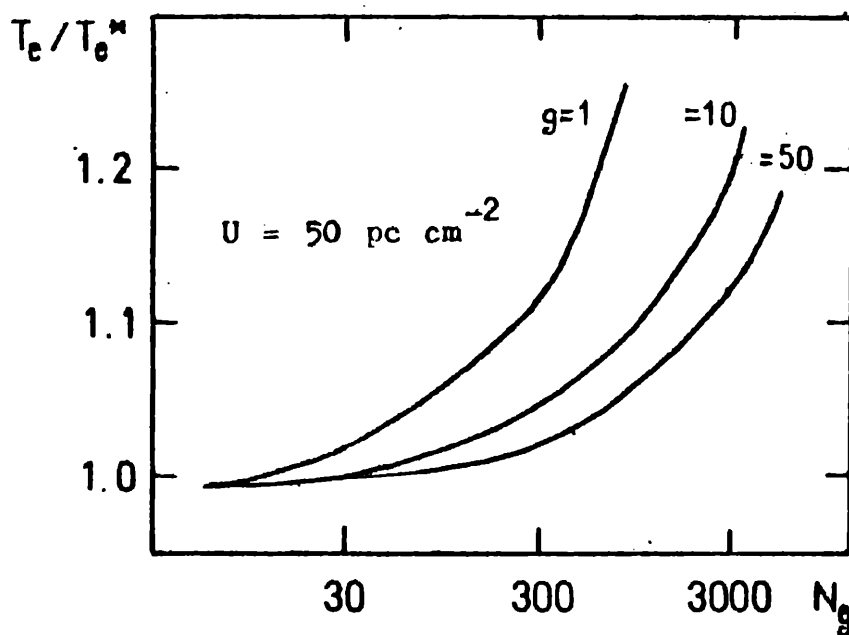


FIGURA IV.4 - El cociente $T_e/T_e(ET)$ en función de la densidad de los grupos N_g , para diferentes factores de grupos.

Por otra parte vemos en la Figura IV.4 que a mayores factores de grupos las curvas ascienden más suavemente; este efecto de g sobre el cociente se debe a que cuando aumentamos el número de grupos, con la condición de que el flujo observado sea el mismo, causa una

disminución en t_0 . En definitiva podemos decir que al aumentar el factor de grumos obtenemos grumos de mayor densidad en condiciones cercanas al ETL.

Respecto a la densidad de los grumos tenemos un límite que lo impone el efecto de ensanchamiento por presión de electrones. Si suponemos que este efecto no es importante cuando el cociente dado por la fórmula (I.17) es menor que 0.2, tenemos un límite para la densidad N_0 de 330 cm^{-3} . Para densidades mayores que este valor el efecto de ensanchamiento por presión podría compensar los efectos de emisión estimulada, y aún a densidades más altas podrían debilitar fuertemente la intensidad de las líneas de recombinación con frecuencias cercanas a 1.4 GHz debido a la presencia de las alas Lorentzianas del perfil.

IV.5 CONCLUSIONES

- i) La emisión de la línea de recombinación H166alfa se forma en un plasma de densidad cuadrática media del orden de 10 cm^{-3} .
- ii) El gas ionizado podría estar concentrado en grumos con densidades $N_0 \approx 330 \text{ cm}^{-3}$.
- iii) La velocidad radial $V = -20 \text{ km/s}$ podría ser representativa del gas neutro e ionizado en las cercanías del cúmulo NGC 6193.
- iv) La región HII de alta densidad y la nebulosa de bajo brillo RCW108 estarían físicamente asociadas debido a las velocidades medidas en las líneas H109alfa y H166alfa.

REFERENCIAS:

- Brocklehurst, M.: 1970. Mon. Not. R. Astron. Soc. 148, 417.
- Churchwell, E.: 1975. "HII Region and Related Topics". Edited for T.L. Wilson & Downes. Springer Verlag. p245.
- Frosel, J. A., Pearson, S.: 1974. Astrophys. J. 192, p351.
- Gardner, F. F., Morris, D. Whiteoak, J. B.: 1969. Australian J. Phys. 22, p79.
- Georgelin, Y. P., Georgelin, Y. M.: 1970. Astron. Astrophys. 6, p349.
- Haynes, R. F., Caswell, J. L., Simons, L. W. J.: 1979. Australian J. Phys. Astrophys. Suppl. 48, p15.
- Hjellming, R. M.: 1968. Astrophys. J. 15, p535.
- Herbst, W., Havlen, R. J.: 1977. Astron. Astrophys. Suppl. 30, p279.
- Jackson, F. D., Kerr, F. J.: 1975. Astrophys. J. 196, p723.
- Mezser, R. R., Henderson, A. P.: 1966. Astrophys. J. 147, 471.
- Mezser, P. G.: 1973. "Interstellar Mater", Proc. 2nd. Adv. Course, Swiss Soc. of Astron. and Astrophys., Publ. Genève, Observatory, Genève. p166.
- Rodser, A. W., Campbell, C. T., Whiteoak, J. B.: 1960. Mon. Not. R. Astron. Soc. 121, p103.
- Shaver, P. A., Goss, W. M.: 1970. Australian J. Phys. Astrophys. Suppl. 14, p133.
- Whiteoak, J. B.: 1963. Mon. Not. R. Astron. Soc. 125, p105.
- Whiteoak, J. B., Gardner, F. F.: 1974. Astron. Astrophys. 37, p389.
- Wilson, T. L., Mezser, P. G., Gardner, F. F., Milne, D. K.: 1970. Astron. Astrophys. 6, p364.

CAPITULO V

ESTUDIO EN LA NEBULOSA DE CARINA

V.1 INTRODUCCION

La nebulosa de Carina (NGC 3372) ha sido observada en líneas de recombinación en varias frecuencias, generalmente cerca de las fuentes Carina I II. En general las observaciones se han hecho en frecuencias mayores que 1.4 GHz. La línea de recombinación H166alfa detecta en el plano galáctico, principalmente en aquellas direcciones donde hay estrellas tempranas de tipo O. La línea ha sido detectada en dirección de las asociaciones Cassiopeia OB6 (Hart y Pedlar, 1976), y en Ara OB1 (Cersosimo 1982, o Capítulo IV de esta Tesis). En dirección de la nebulosa de Carina se encuentran las asociaciones estelares Carina OB1 OB2.

En este capítulo se estudiara las condiciones físicas del plasma en donde se forma la línea de recombinación con el fin de poder comprender algo mas acerca del comportamiento del gas de baja densidad. En particular nos ocuparemos de la temperatura electrónica. El comportamiento cinemático del gas de baja densidad se discutió previamente (Cersosimo et al, 1984)

Las observaciones se hicieron utilizando el banco de filtros

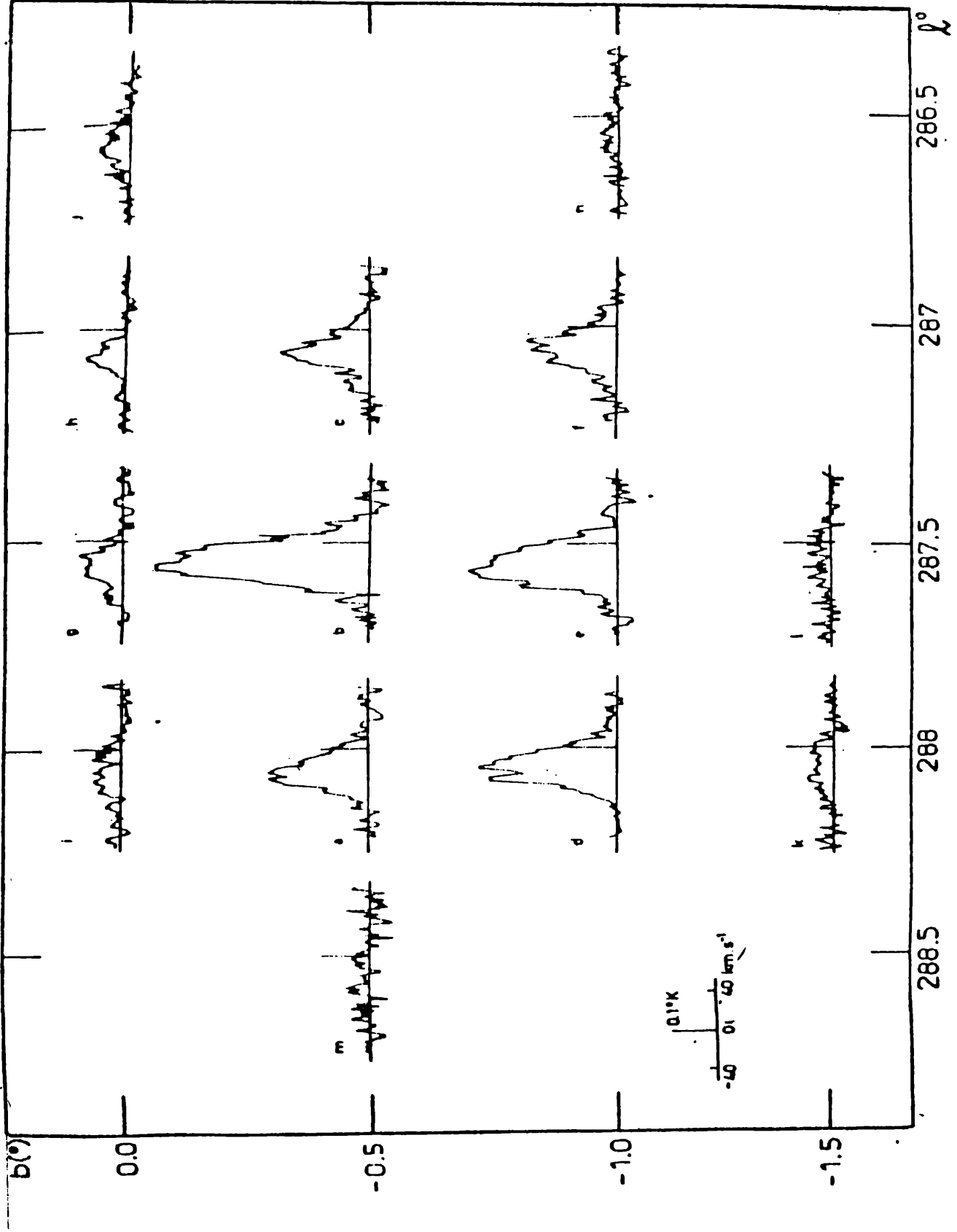


FIGURA V.1 - Perfiles de la línea H166alfa observados en dirección de la nebulosa de Carina.

angostos y del modo de conmutación en carga. El tiempo total de integración en cada perfil es aproximadamente de 5 a 6 hs. El ruido cuadrático medio es de 25 mK. A cada perfil se le trazó una línea de base que en todos los casos resultó ser de un polinomio de grado dos. Las observaciones de las líneas se muestran en la Figura V.1.

TABLA V.1

 Parámetros obtenidos en los diferentes puntos observados

l	b	P	Tc	Te(ET)
(°)	(°)	(K km/s)	(K)	(K)
287.5	0.0	3.48	12	8800
287.0	0.0	1.92	7	9300
288.0	-0.5	8.25	27	8500
288.0	-1.0	11.31	37	8000
287.5	-0.5	20.92	50	6500
287.5	-1.0	13.75	25	5100
287.0	-0.5	6.37	12	5250
287.0	-1.0	6.26	9	4100
288.0	0.0	2.00	9	11000
286.5	0.0	1.96	5	6800
288.0	-1.5	2.14	9	10000
288.5	-0.5	<0.9	4	--
287.5	-1.5	<0.9	8	--
286.5	-1.0	<0.5	4	

El perfil mas intenso se observa en la posición 287.5-.5, donde se encuentran las radiofuentes Carina I y II. Los perfiles observado en b=0 son menos intensos que los observados en dirección de la nebulosa, tienen velocidades aproximadamente igual. Se observa

emisión de la línea H16631fa en las direcciones 287.0+0.0
 287.5+0.0, donde las fotografías no muestran emisión óptica de la
 línea H16631fa. La grilla observada en el continuo en GHz comprende
 $157^{\circ} < \alpha(1982) < 164^{\circ}$, y $-63^{\circ} < \delta(1982) < -57^{\circ}$. Los contornos de niveles
 de temperatura de antena se muestran en la Figura V.2. La Tabla V.1
 resume los parámetros obtenidos de la potencia de la línea, la
 temperatura del continuo y la temperatura electrónica para cada
 punto observado utilizando la Fórmula I.21.

V.2 - ESTRUCTURA DE LA REGION

En la Figura V.II se muestra el mapa de la región en la emisión
 de 1.4 GHz. Para calcular los parámetros de la región hemos supuesto
 que el nivel cero de temperatura de continuo, es el que corresponde
 $T_c=4$ K. Adoptamos luego un modelo esférico, isotérmico con una
 distribución gaussiana del gas. La densidad de flujo de la región
 se calculó a través de la expresión:

$$F = \frac{2k}{(c/v)} \int T_c dW \quad (V.1)$$

desde la cual obtenemos 1400 unidades de flujo (uf). Utilizando las
 expresiones obtenidas por Mezger y Henderson (1966) calculamos la
 medida de emisión la densidad electrónica de la región HII. Para
 ello suponemos que la fuente se encuentra 2.7 Kpc de distancia, así
 obtenemos:

Ne 5 cm⁻³
EC 2500 pc cm⁻⁶
U 150 pc cm⁻²

En dirección de la nebulosa de carina existen objetos estelares jóvenes los cuales podrían ser responsables de la ionización del que los rodea. El flujo de fotones necesario para ionizar la región es: $N_{\gamma} = 1.9 \times 10^{50} \text{ Ly/s}$. Tal cantidad de energía podría ser suministrada por 2 estrellas de tipo O4, o por 20 estrellas de tipo O7, de secuencia principal de edad cero. La existencia de estrellas OB en la región queda establecida por las observaciones de Feinstein (1968). También en esa dirección se encuentran dos cúmulos jóvenes, Trumpler 14 y 16, que contienen 6 estrellas O3V (Walhorn, 1971, 1973). Gran parte de los fotones del continuo de Lyman lanzados por las estrellas serían absorbidos por los granos de polvo (Spitzer, 1977).

V.3 - TEMPERATURA ELECTRONICA

La tabla V.1 muestra los parámetros obtenidos para cada punto observado en dirección de la nebulosa. La columna 5 muestra la correspondiente temperatura electrónica; esta es muy diferente en algunos puntos. Se obtiene una alta temperatura electrónica en los puntos 287.5±0.0, 287.0±0.0, y 288.0±0.0. En estas direcciones, $b=0$; la temperatura del continuo podría contener emisión del fondo

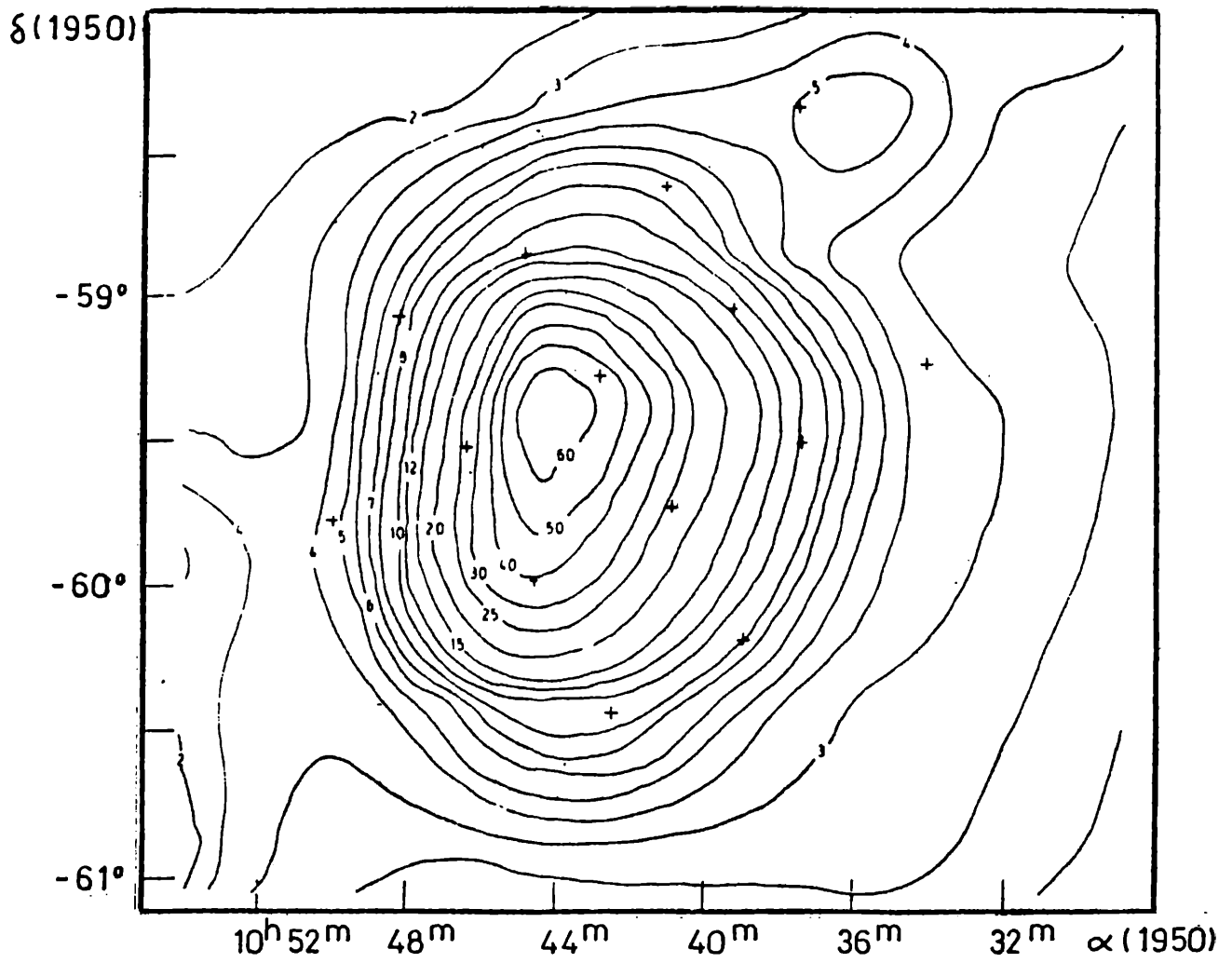


FIGURA V.2 - Mapa del continuo en 1.4 GHz. en direccion de la nebulosa de Carina.

galáctico; lo cual hace que se sobreestime $T_e(ET)$, pues $T_e(ET)$ es proporcional a T_c . En dirección 288.0-0.5 a 288.0-1.0, también es alta la $T_e(ET)$; en estas direcciones Jones (1973) encuentra intensa emisión no-térmica, tal contribución causa el efecto mencionado anteriormente. El resto de las temperaturas que se obtienen son comparables, excepto el que corresponde a 288.0-1.5, el cual es un perfil con inadecuada relación señal-ruido.

Para estimar la temperatura electrónica de la región se empleó el método estadístico utilizado en la sección III.4. La aplicación de este método requiere como hipótesis considerar que la temperatura electrónica es constante en toda la región. En la Figura V.III se muestra el gráfico de la potencia de la línea "P" contra " T_c ". De la correlación encontrada entre los puntos se obtiene el cociente entre P y T_c de 0.39 km/s, el cual corresponde una temperatura electrónica de 7000 K.

Supongamos ahora que la región ionizada en dirección de la nebulosa de Carina se compone de dos regiones de diferentes densidades. Una formada por gas de baja densidad de la cual es observable la línea de recombinación en 1.4 GHz, otras dos pequeñas y densas, que tienen intensa radiación continua en 1.4 GHz (Haynes et al, 1979). La fuerte emisión de continuo de estas dos últimas regiones podría causar desviaciones del ETL en la población de los niveles atómicos, del gas de baja densidad, provocando en la emisión de la línea un efecto de tipo maser, (Goldber, 1966). En consecuencia hacemos un nuevo cálculo de el cociente P/T_c , excluyendo el perfil observado en la dirección $l=287^{\circ}5$, $b=-0^{\circ}5$ en cuya

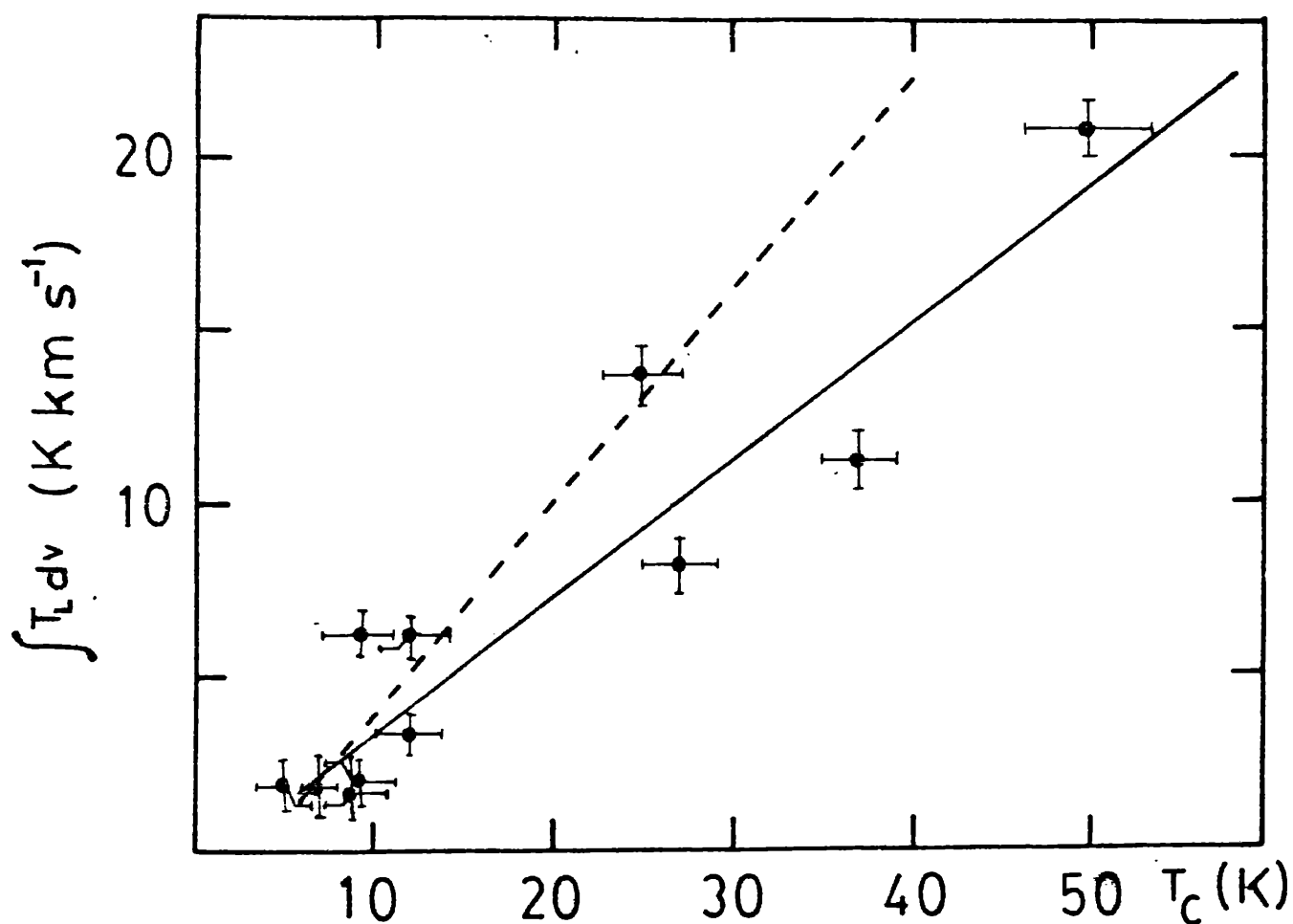


FIGURA V.3 - Potencia de la línea H166alfa contra la temperatura del continuo en 1.4 GHz. La línea llena es la recta de regresión encontrada incluyendo todos los puntos. La línea punteada corresponde a la recta de regresión calculada excluyendo los puntos 287.5-.5, 288-1.0, y 288-.5.

dirección se encuentra las radiofuentes Carina I II. Por otra parte excluimos también los perfiles correspondiente a las direcciones $l=288^{\circ}0$, $b=-0^{\circ}5$; y $l=288^{\circ}0$, $b=-1^{\circ}0$, donde, según el mapa de Jones (1973), hay fuerte emisión de continuo no-térmico. De esta forma se obtiene $T_e(ET)=4700$ K. Entonces suponemos que este valor es el que corresponde al gas de baja densidad. El mismo es semejante al obtenido por Pedlar (1980) desde observaciones de la misma línea recombinación en dirección de regiones HII de bajo brillo superficial. Por otra parte, la suposición de que en la región la línea se forma es transportada en condiciones de ETL, es válida debido al valor de la EC obtenido. El error en la $T_e(ET)$, debido a efectos de estimulación, es menor que el 10 %. Este resultado se obtiene evaluando la ecuación (I.24).

V.4 - DISCUSION

Las observaciones ópticas y en radio muestran características similares con respecto a la cinemática de la región. Deharvens Maucherat (1975) observaron desdoblamiento de las líneas ópticas "H α " [NIII] en dirección cercana a las radiofuentes Carina II. Este desdoblamiento se observó también en regiones cercanas hasta 2.5 grados del centro de la nebulosa (Walborn y Hesser, 1975). Mc Gee Gardner (1968) estudiaron la región en la línea H α 127 y H α 128, ellos detectaron, en dirección de Carina II, un perfil cuyo ancho a mitad de intensidad es de 40km/s, adjudicaron este dos componentes. Gardner et al (1970), observaron la línea H α 109 en

diferentes direcciones de la nube encontraron estructura doble en los perfiles cercanos Carina II; perfiles con estructura simple cerca de Carina I. Huchtmeier y Day (1975) han hecho un estudio completo en las líneas H109alfa H90alfa. Ellos mostraron que la estructura doble en los perfiles se observa en un área limitada alrededor de Carina II; mientras que los perfiles con estructura simple se observan en dirección cercana a Carina I. Batty (1974) observó la región en la línea H252alfa; utilizó una resolución en velocidad de 7 km/s y una resolución de 50' de arco. El pico de la línea lo observó en $V=-20$ km/s.

Los perfiles observados en el IAR (Figura V.1) muestran una estructura asimétrica, que probablemente se deba a la existencia de más de una componente. Para cada perfil se calculó la velocidad mediana " V_m ". Los contornos de igual V_m se muestran en la Figura V.4. En ésta podemos notar que en la parte central de la región, cerca del máximo en el continuo y hacia el Nor-Oeste, las velocidades son más positivas (con $V_m=-16$ km/s.) que los puntos localizado al Sur-Este de la parte central. Este corrimiento en velocidad similar al comportamiento de la emisión del CO(J=2-1), observado por de Graauw et al (1981). Del análisis cinemático realizado por Cercosimo et al. (1984), surge que el gas de baja densidad forma parte de una cascara en expansión que este asociada las asociaciones Carina OB1 OB2. La edad de este objeto es del orden de $1E+7$ años, que comparable la edad de las asociaciones, y su radio es de 60 pc.

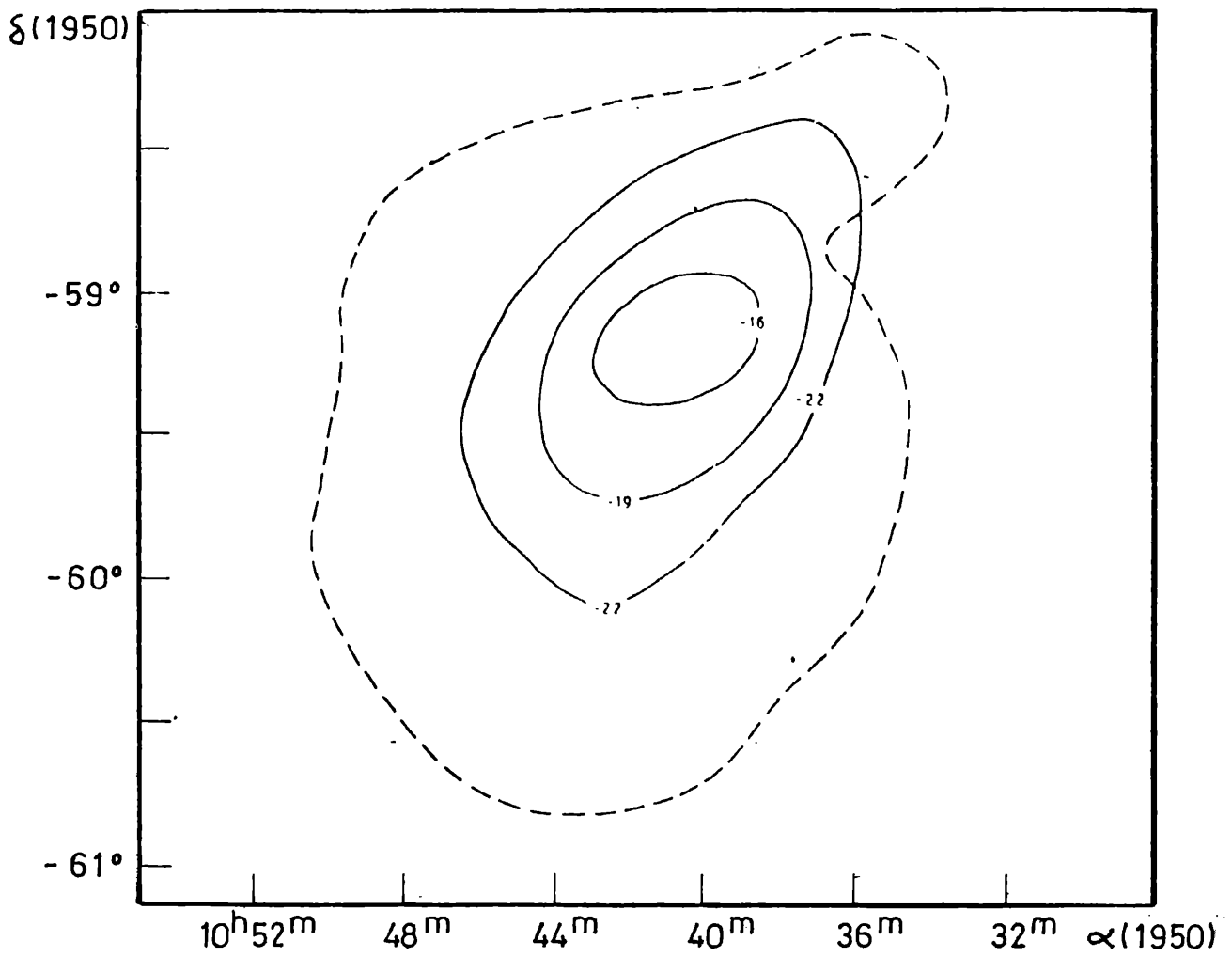


FIGURA V.4 - Mapa de velocidades (V_m), tomadas de los perfiles de la línea H166alfa.

V.5 - CONCLUSIONES

Las observaciones de la línea de recombinación H166alfa tiene velocidad radial distribución espacial las cuales sugieren que el gas responsable de la emisión está asociado a la nebulosa de Carina. Los objetos estelares jóvenes conocidos en la región están embebidos en la componente difusa de baja densidad. Ella puede ser parte del material remanente de la nube de alta densidad que dio origen a las asociaciones estelares Carina OB1 y OB2. La temperatura electrónica del gas ionizado es aproximadamente de 5000 K. Además suponiendo que el gas está confinado en una extensión de aproximadamente 120 la distancia de 2.7 kpc obtenemos la medida de emisión, que resulta de 2500 pc cm^{-6} . Según la interpretación de Churchwell (1975) y de Habing e Israel (1979), esta región extendida de baja densidad electrónica, es una región HII tardía. En particular ella es más evolucionada que las radiofuentes Carina I y II.

REFERENCIAS:

- Batte, M. J.: 1974, Mon. Not. R. Astron. Soc., 168, p37.
Cersosimo, J. C.: 1982, Astrophys. Lett., 22, p157.
Cersosimo, J. C., Azcaràte, I. N., Colomb, F. R.: 1984, Astrophys. Lett., 24, p1.
Churchwell, E.: 1975, "HII Regions and Related Topics", ed. T.L. Wilson

y D. Downes. Springer Verlag, #245.

- de Graauw, T., Lidholm, S., Fitton, B., Beckman, J., Israel, F. P.,
Nieuwenhuijzen, J., Vermue, J.: 1981. *Astron. Astrophys.*, 102, #257.
- Deherven, L., Maucherat, M.: 1975. *Astron. Astrophys.*, 41.
- Feinstein, A.: 1968. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 143, #273.
- Gardner, F. F., Milne, D. K., Mezser, P. G., Wilson, T. L.: 1970.
Astron. Astrophys., 7, #349.
- Habins, H. J., Israel, F. F.: 1979. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*
16, #145.
- Huchtmeier, W. R., Das, G. A.: 1975. *Astron. Astrophys.*, 41, #153.
- Jones, B. B.: 1973. *Australian J. Phys.*: 1973. 26, #45.
- Mc Gee, R. X., Gardner, F. F.: 1968. *Australian J. Phys.*, 21, #149.
- Spitzer, L.: 1977. *Physical Processes in the interstellar medium.*
Jhon Wiley Sons, New York, #111.
- Walborn, N. R.: 1971. *Astrophys. J.* 167, L31.
- Walborn, N. R.: 1973. *Astrophys. J.* 179, 517
- Walborn, N. R., Hesser, J.: 1975. *Astrophys. J.*, 199, #535.

CAPITULO VI

LA ENVOLTURA DE BAJA DENSIDAD EN LA NEBULOSA 30 DORADUS

VI.1 - INTRODUCCION

La nebulosa 30 Doradus se caracteriza por tener gran tamaño y emisión de radiación en comparación con las regiones HII de nuestra galaxia. Según Schmidt-Kaler y Feitzinger (1976), la región es considerada el centro de la Nube Mayor de Magallanes. La circunstancia de observar esta nebulosa es favorable debido a que se trata de una región en una galaxia externa y además no está muy lejos, tan solo a 55 Kpc del Sol.

El objeto de este capítulo es estudiar las condiciones físicas del gas ionizado de baja densidad asociado a la nebulosa, y además analizar las condiciones en las que se origina la línea de recombinación H166alfa. Es bien conocido por los astrónomos que en esta dirección existe gran cantidad de estrellas masivas e importante emisión de la línea óptica "Halfa", la detección de la línea de recombinación en 1.4 GHz, utilizando un haz de antena de 34' de arco, implica que el gas ionizado difuso en la región juega un papel importante en su estructura.

Este trabajo forma parte de un estudio sobre la emisión del

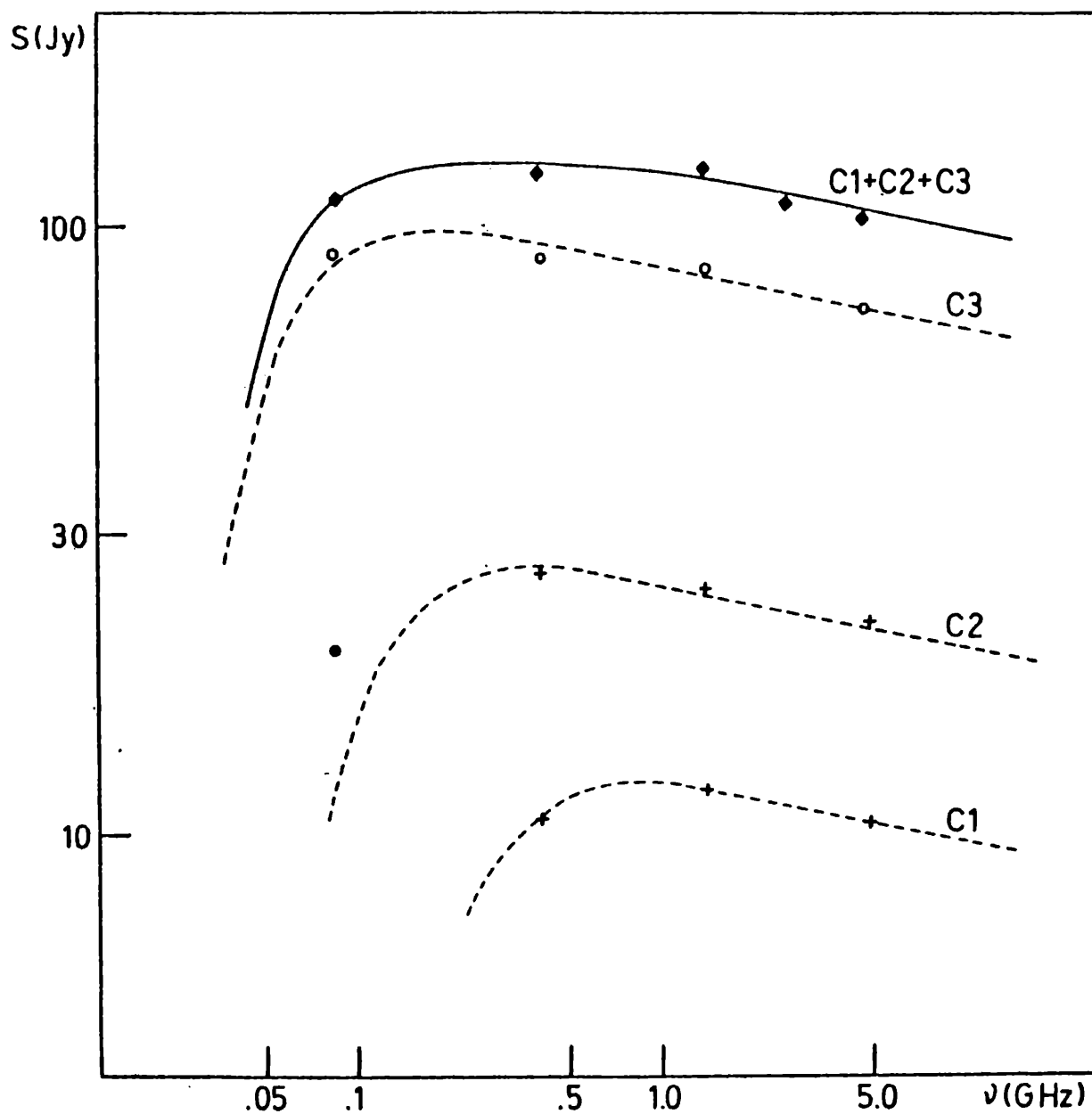


FIGURA VI.1 - Diagrama logarítmico del flujo en radio contra la frecuencia en dirección de 30 Doradus. Se muestran las dos componentes $C1$ y $C2$, interpretadas por Mills et al. (1978). La componente $C3$ es la interpretada por CL. La temperatura electrónica del modelo es $T_e=10000$ K.

continuo la línea H166alpha realizado por Ceresimo Loiseau (1984), (a los que referiremos en adelante como CL). En el mismo se interpreta que la emisión del continuo libre-libre proviene de una región ionizada compuesta por tres componentes superpuestas. Dos de ellas habían sido interpretada por Mills et al. (1978) la tercera componente agregada por CL, sumada a las otras dos, sirve explicar globalmente el espectro de radio observado entre 0.5 GHz. La Figura VI.1 muestra los resultados del modelo propuesto por CL en el diagrama logaritmico (frecuencia unidades de flujo). componente "C3" tiene un parámetro de excitación $U = 850 \text{ pc cm}^{-2}$, que corresponde a un total de fotones del continuo de Lyman $N_c = 2.7 \text{ E}+52 \text{ Ly/s}$, para el cual se necesitan 180 estrellas de tipo O4.

VI.2 - RESULTADOS

Las observaciones de la línea se hicieron en la dirección $(1950)=5\text{h } 39\text{m}$, $(1950)=69$. Se observó en el modo de conmutación en frecuencia utilizando el banco de 112 filtros de 10 KHz de ancho. El tiempo total de integración del perfil fue de 12 horas, y el ruido cuadrático medio es de aproximadamente 3 mK. El perfil resultante, luego de ajustar una línea de base recta, se muestra en la Figura VI.1. Los parámetros de la línea se obtuvieron ajustando una curva Gaussiana, ellos son:

$$T_F = 42 \text{ mK}$$

$$V = 250 \text{ km/s}$$

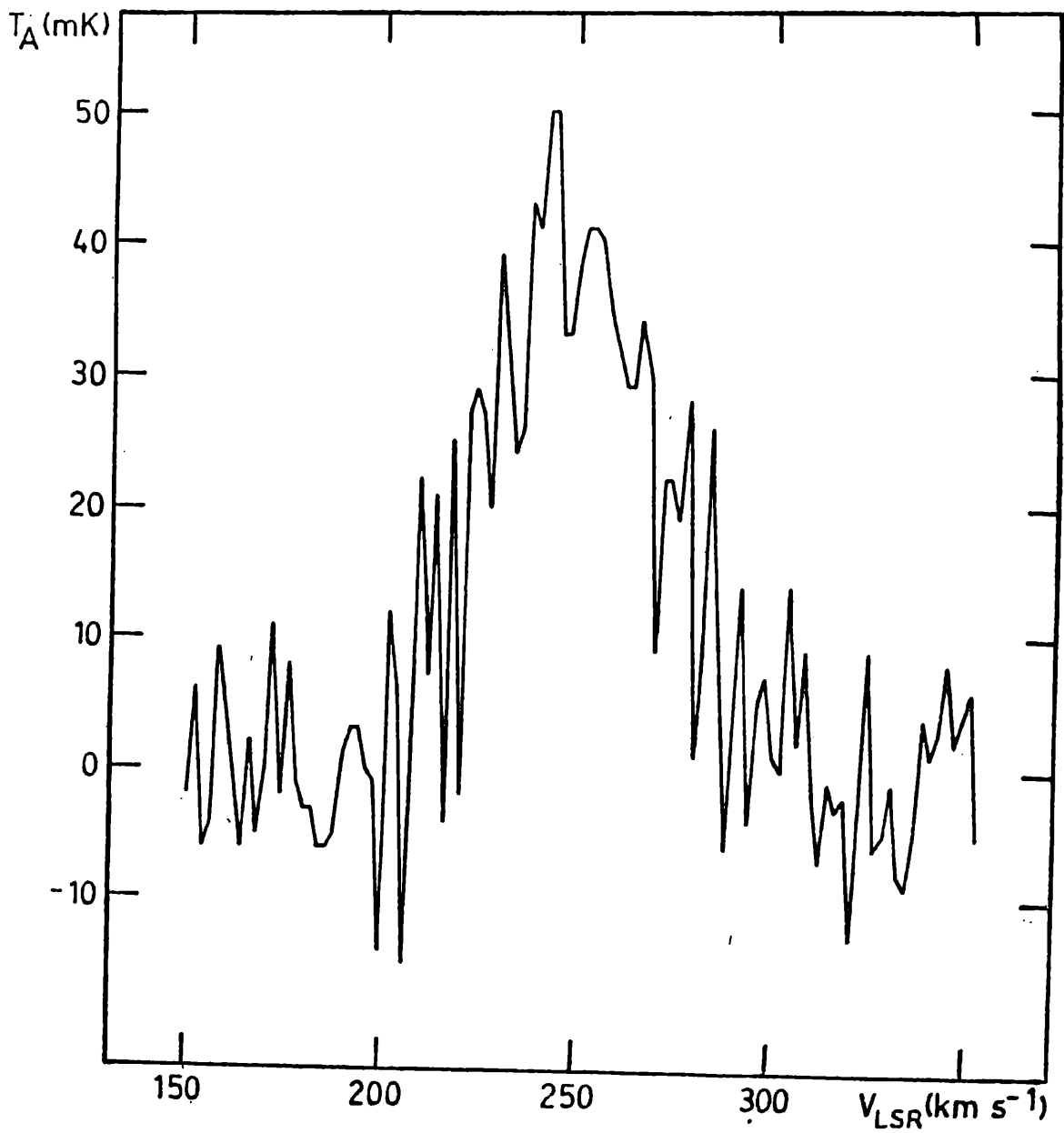


FIGURA VI.2 - Emisión de la línea H I 66alpha en dirección de 30 Doradus.

DV 49 km/s

La resolución espectral es de 2km/s.

VI.3 TEMPERATURA ELECTRONICA Y EQUILIBRIO TERMODINAMICO

La temperatura electrónica del gas ionizado se calculó utilizando la expresión (I.21). El cociente entre la potencia de la línea la temperatura del continuo es 1.44 KHz, el cual corresponde $T_e(ET)=8700 \pm 1000$ K. Este cociente es 31% mas bajo que el obtenido en dirección de la nebulosa de Carina (Capítulo V, ver tambien Carsosimo et al, 1984). En las regiones de alta densidad electrónica los valores bajos del cociente P/T_c pueden explicarse por la presencia del efecto Stark, movimientos turbulentos, a alta temperatura electrónica. Otra alternativa es la presencia de continuo no-térmico, como lo susirieron Mc Gee y Newton (1972) para línea H109alfa observada en 30 Dor. Veamos como encajan estos argumentos para explicar el elevado cociente correspondiente la línea H166alfa. Nuestra observación es sensible al gas de baja densidad electrónica, entonces la primera opción no válida. La segunda posibilidad podría no ser importante, debido a que el ancho de línea H166alfa es menor que el de la línea H109alfa, de modo que descartamos la posibilidad de grandes movimientos turbulentos. De modo que la presencia de emisión no térmica podría ser real.

Tambien es posible que el valor bajo del cociente P/T_c se deba que la temperatura electrónica sea mas grande que la que encontramos

en las regiones HII galácticas.

La posibilidad de la presencia de desviaciones del ETL investigó a través de la expresión (I.24). De esta obtenemos $T_e/T_e(ET)=1.03$, hemos adoptado una densidad electrónica $N_e=5 \text{ cm}^{-3}$, la cual surge del modelo de continuo propuesto por CL. De esto surge que es probable que la línea se emita principalmente por procesos de emisión espontánea.

La temperatura electrónica obtenida desde la línea H109alfa (Mezser et al, 1970; Huchtmeier et al, 1974; Mc Gee et al, 1974), suponiendo ETL es aproximadamente 3000 K mas alta que la obtenida desde la línea H166alfa. Esta diferencia es mayor que el 3%, que según nuestros resultados, correspondería a efectos de estimulación en la línea que es emitida desde las partes mas externas de región HII. De modo que que, según el presente analisis, es factible que la región sea mas caliente en la parte central. Este efecto se encuentra también en las regiones HII galácticas, como hemos visto, por ejemplo, en RCW108. Este fenómeno también ha sido observado por Garas y Rodríguez (1983) mediante observaciones de regiones HII en el hemisferio Norte. Un mecanismo que podría provocar la alta temperatura electrónica en el interior de la región la presencia de estrellas con alta temperatura efectiva tal como el objeto R136 (Casinelli et al, 1980). Por otra parte la temperatura electrónica podría incrementar en la zona central si la emisión proviene de grumos de materia con alta densidad, esta situación mantiene alta temperatura debido a la desexcitación colisional (Spitzer, 1977)

Como hemos visto en el capítulo IV, el efecto de estimulación de la línea puede ser atenuado si la región HII está formada por grupos de materia ionizada. Veamos este fenómeno en forma cuantitativa: suponamos en la región la existencia de grupos de materia ionizada. La densidad media de la región (según el modelo CL) es $N_e = 5 \text{ cm}^{-3}$. La densidad de cada grupo la medida de emisión de la región están dadas por las expresiones IV.6 y IV.7. Utilizemos el parámetro de excitación obtenido por CL ($U=850 \text{ pc cm}^{-2}$). Nosotros queremos conocer como es el comportamiento de la temperatura electrónica real, T_e , comparada con temperatura en ETL, $T_e(ET)$. Entonces evaluamos la expresión I.24

Las curvas resultantes de $T_e/T_e(ET)$ contra N_s se muestran en Figura VI.3. Para cierto factor de grupos constante, el cociente $T_e/T_e(ET)$ incrementa con aumento de densidad de los grupos, por lo tanto puede haber emisión estimulada. Cuando el factor grupo es grande, el cociente aumenta lentamente con la densidad. Es decir que el efecto de la presencia de grupos en la región favorece la interpretación de ETL. En comparación con el análisis que hicimos en el capítulo IV, notemos que el alto parámetro de excitación hace que las curvas asciendan más rápidamente. Es decir que U grande desfavorece la interpretación de ETL. La zona sombreada en Figura VI.3 indica los posibles valores de factores de grupos sus densidades, que se esperan en la región de 30 Dor. Para ello tomamos $T_e/T_e(ET)=1.03$, calculado previamente. El límite de N_s lo impone el efecto de ensanchamiento por presión, según lo hicimos en el capítulo IV.

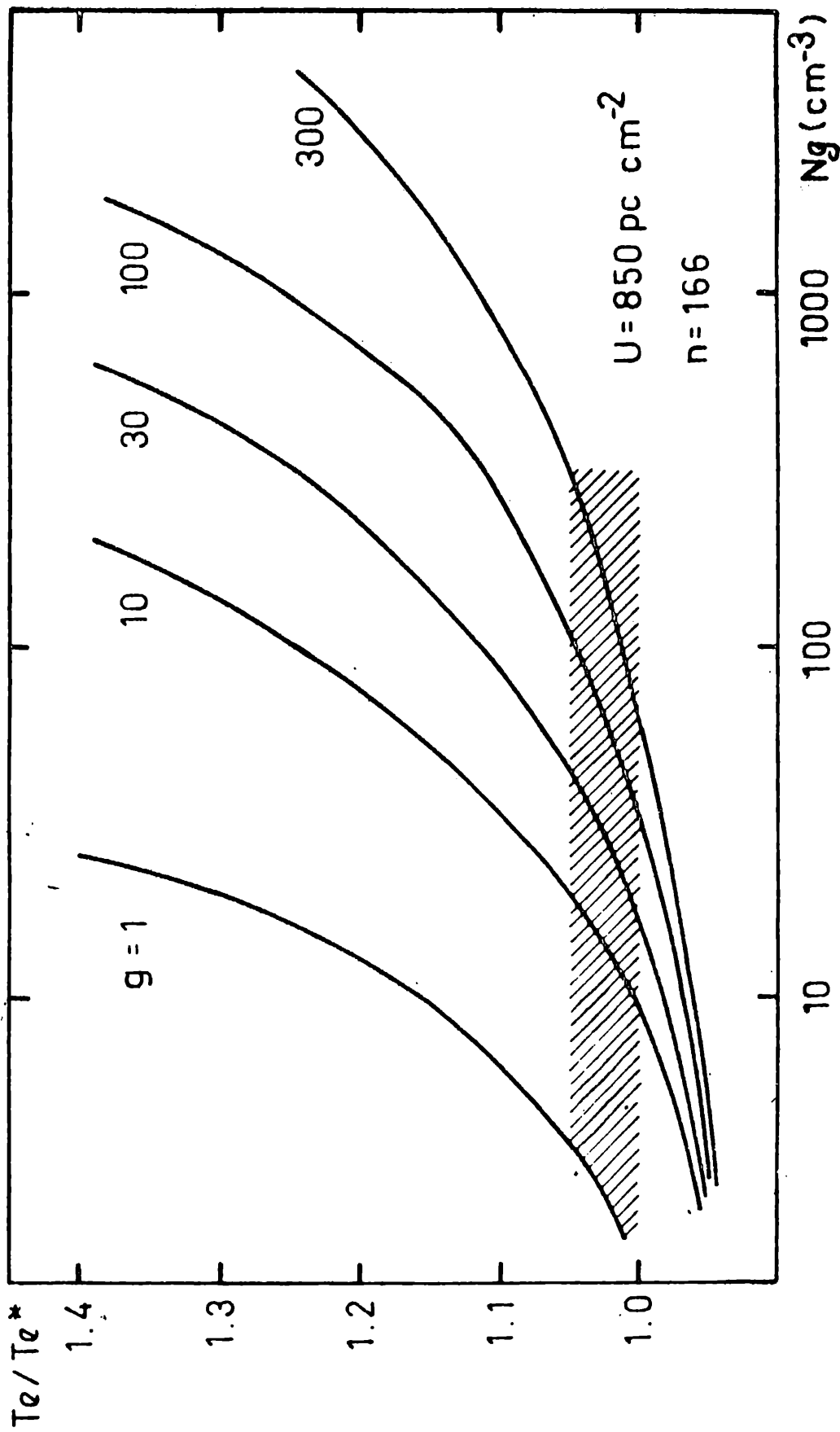


FIGURA VI.3 - $T_e/T_e(ET)$ contra la densidad de los grumos, N_g , para diferentes factores de grumos.

VI.4 DINAMICA

La velocidad central de la línea H166alfa es $V=250$ km/s. Esta velocidad es coincidente con la velocidad del pico de las líneas observadas, H90alfa, y H109alfa, en la región central (Huchtmeier et al, 1974; Mc Gee et al, 1974; Mezser et al, 1970). La velocidad que nosotros medimos es también coincidente con la velocidad del HI observado en absorción (Roser et, 1978) en emisión (Mc Gee Milton, 1966).

El ancho a potencia mitad de la línea H166alfa es 49 km/s, el cual es aproximadamente 10 km/s menor que el observado en las líneas H90alfa y H109alfa. En correlación con esto, la línea de 21 cm observada por Loiseau y Bajaja (1983), con la misma resolución angular con que se observó la línea H166alfa (34' de arco), tiene un ancho a mitad de intensidad de 40 km/s, aproximadamente 7 km/s menor que la línea de HI observada por Mc Gee y Milton (1966), utilizando una resolución angular de 15' de arco. Este comportamiento cinemático, en la región, implica que el gas ionizado de baja densidad, está asociado con material neutro. De modo que la línea de recombinación H166alfa proviene de una zona de transición entre el gas totalmente ionizado y el gas neutro.

VI.5 - CONCLUSIONES

La línea H166alfa se forma en el gas ionizado de baja densidad el cual CL identifican como componente C3 de la emisión continua. La medida de emisión, $EC = 5 E+3 \text{ pc cm}^{-6}$, es comparable a las que se encuentran en las regiones HII difusas de la Vía Láctea de bajo brillo superficial. Debido al ancho de la línea a la velocidad, ella podría estar asociada con gas neutro, es decir con hidrógeno neutro detectado en un área equivalente por Loiseau y Bajaja (1983). De la línea se obtiene una temperatura $T_e(ET)=8700 \pm 1000 \text{ K}$. La temperatura electrónica del gas donde se forma la línea H166alfa, es menor que la correspondiente a la zona central, donde se encontrarían las componentes C1 y C2 de CL. La $T_e(ET)$ que se obtienen en radio en dirección de 30 Dor son más altas que las que se obtienen en las regiones HII galácticas. En la Nube Mayor de Masallanes la relación gas-polvo es mayor que en nuestra galaxia, aproximadamente es un factor 4. Esto implica una abundancia significativamente menor de elementos pesados (Koorneef, 1984). En consecuencia el gas mantendría la alta temperatura debido a la baja abundancia de agentes enfriadores. En investigaciones futuras hay que poner énfasis en el estudio de la función de enfriamiento de 30 Dor.

REFERENCIAS:

- Cassinelli, J., Mathis, J., Savase, B.: 1980, Bull. American. Astron. Soc. 12, p796.
- Cersosimo J. C., Azcárate, I., Colomb, F. R.: 1984, Astrophys. Lett. 24, p1.

- Cersosimo J. C., Loiseau, N.: 1984. *Astron. Astrophys.* 133, p93.
- Garay, G., Rodriguez, J. F.: 1983. *Astrophys. J.* 266, p263.
- Huchtmeier, W. K., Churchwell, E.: 1974. *Astron. Astrophys.* 35, p417.
- Koornneef, J.: 1984. *Evolution of Magellanic Cloud*. IAU. 108, p333.
- Loiseau, N., BajaJa, E.: 1983. (en preparación)
- Mc Gee, R. X., Milton, J. A.: 1966. *Australian J. Phys.* 19, p343.
- Mc Gee, R. X., Newton, L. M.: 1972. *Australian J. Phys.* 25, p619.
- Mc Gee, R. X., Newton, L. M., Brooks, J. W.: 1974. *Australian J. Phys.* 27, p729.
- Mezser, F. G., Wilson, T. L., Gardner, F. F., Milne, K.: 1970. *Astrophys. Lett.* 5, p117.
- Mills, B. Y., Turtle, A. J., Watkinson, A.: 1978. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 185, p263.
- Rosser, R. S., Caswell, J. L., Murray, J. D., Cole, D. J., Cooke, D. J.: 1978. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 182, p209.
- Schmidt-Kaler, Th., Feitzinger, J.V.: 1976. *Astrophys. Space Sci.* 41, p357.

CAPITULO VII

RESULTADOS DE OBSERVACIONES DE LINEAS DE RECOMBINACION DE ALTO ORDEN

VII.1 INTRODUCCION

Las emisiones de líneas de recombinación en dirección del Plano Galáctico pueden estar amplificadas debido a mecanismos de estimulación, causado por la radiación libre-libre de regiones HII, o por fuentes de continuo no-térmico. Tales desviaciones del ETL pueden estudiarse comparando las intensidades de las líneas en diferentes frecuencias. También es posible estudiar el efecto observando líneas de recombinación de diferentes órdenes en aproximadamente la misma frecuencia. De esta manera es posible obtener distintas emisiones provenientes del mismo volumen de (ver sección I.1).

Las emisiones de líneas de recombinación detectadas con haz de antena grande (del orden de 1 baja frecuencia ($\nu < 26\text{Hz}$), provienen principalmente de regiones extendidas de baja densidad. En este trabajo se muestran datos observacionales de líneas de recombinación en 18 cm, utilizando un haz de antena de 30' de arco. La región espectral observada contiene las líneas H159alfa, H200beta, He159alfa. Las observaciones se hicieron en dirección de regiones

HII extendidas, cada una de ellas tienen uno o mas núcleos de relativa alta densidad. Las líneas detectadas en este experimento provienen principalmente de las partes exteriores de las regiones HII.

VII.2 OBSERVACIONES

Las observaciones se hicieron durante el mes de marzo de 1983, se utilizó la antena de 30 metros del IAR, la cual en la frecuencia de 1.6 GHz tiene un ancho de haz a mitad de potencia de 30' de arco. El receptor utilizado consiste de un amplificador GaAs-FET 84 filtros de 75 KHz, cuya resolución en velocidad es de 13.9 km/s. El modo de observación fue de conmutación en frecuencia. El oscilador local conmutaba en un monto menor que el ancho de banda utilizado, de esta forma se obtienen dos espectros independientes. Así el ancho de banda observado resulta ser de 3 MHz.

La temperatura del continuo de cada región se observó en el modo de potencia total. Sobre cada fuente se hicieron barridos con ascensión recta constante. La velocidad de la antena es aproximadamente 11 grados por minuto, el tiempo de integración de un segundo, y el ancho de banda de 40 MHz.

VII.3 RESULTADOS Y DISCUSION

En la Tabla VII.1 se listan los resultados básicos de las líneas H159alfa H200beta. En la última fila aparecen los cocientes entre las potencias de las líneas $P(H200beta)/P(H159alfa)$ obtenidos para cada fuente. En condiciones de ETL la teoría predice un valor de este cociente beta/alfa, (b/a) de 0.28, para valores de la fuerza del oscilador calculados por Menzel (1969). En las Figuras VII.1, VII.2, y VII.3 se muestran los perfiles obtenidos en dirección de las fuentes G268-1.1, G287.5-0.5, G305+0.0 respectivamente. Para estas fuentes se obtuvo un cociente promedio $b/a=0.14 \pm 0.05$ cual implica la presencia de fuertes efectos de no-ETL. En estas tres direcciones se observan picos de emisión en el continuo en 408 MHz (Haslam et al, 1981). Además se observa fuerte emisión de continuo en 5GHz (Haynes et al, 1979) e importante emisión de la línea H109alfa (Wilson et al, 1973); provenientes de zonas centrales de las regiones HII. Gordon y Gottesman (1971) hicieron un experimento similar observando en tres direcciones diferentes del plano galáctico libres de fuentes discretas de radiación continua. Obtuvieron un cociente promedio $b/a=0.26 \pm 0.10$. Según la teoría desarrollada por Shaver (1976) las líneas observadas por Gordon y Gottesman (1971) se originarían en un gas cuya densidad electrónica no es menor que 5 cm^{-3} . En términos de la misma teoría el cociente obtenido en dirección de las fuentes G268-1.1, G287.5-0.5, G305+0.0, sugiere que la emisión se formaría en un gas cuya densidad oscila entre $10 \text{ y } 100 \text{ cm}^{-3}$.

El efecto de emisión estimulada observado en dirección de las fuentes G268-1.1, G287.5-0.5, y G305+0.0 probablemente se debe a la intensa radiación no-térmica de fondo, pero también parte de la emisión de la línea puede producirse por mecanismos de emisión

espontánea. Es de esperar que las líneas provengan de una mezcla de gas caliente con temperatura electrónica $T_e = 5000$ K y baja medida de

TABLA I

Parámetros obtenidos de las observaciones de las líneas H159alfa y H200beta.

Nombre	72-17-0.33	268-71	287-05	305+0.0	30 Dor
	W33	RCW 38	Carina	RCW 74	
T_e (K)	7.2	30.	45.	12.	6.5
T_F (mK)	90.	297.	330.	160.	53.
DV (km/s)	48.	54.	53.	39.	39.
P (KHz)	25.06	94.45	99.68	35.59	11.77
P/T_e (KHz)	3.48	3.15	2.21	2.97	1.81
T_F (mK)	21.	45.	51.	26.	14.
DV (Km/s)	42.	52.	42.	35.	42.
P (KHz)	5.02	14.20	12.26	5.18	3.35
P/T_e (KHz)	0.70	0.47	0.27	0.43	0.51
$P(b)/P(a)$	$.20 \pm .06$	$.15 \pm .04$	$.12 \pm .05$	$.14 \pm .04$	$.28 \pm .15$

emisión (EC 1 E4), como el estudiado por Hart y Pedlar (1976a) en dirección del brazo de Perseo, y de un gas frío con $T_e=100$ K. Cuyo mecanismo de emisión está dominado por la estimulación de la radiación de fondo (Shaver, 1975).

En direcció de W33 (G12.7-.33) se observó la emisió de la línea H200beta cuya intensidad es de el 20% de la línea H159alfa (Figura VII.4). La emisió de la línea H159alfa esta por encima de los 40 mK entre las velocidades -10 y +45 km/s mientras que las observaciones en alta frecuencia y con alta resoluci3n espectral (Biesing et al. 1978) muestran emisiones con velocidades mas positivas que 10 km/s. La distribuci3n en velocidad de la emisi3n en baja frecuencia susiere que el gas responsable de la emisi3n encuentra en las cercanias de los brazos espirales de Sagitario-Carina y de Scutum-Crux (2 y 4 kpc del Sol). Shaver (1977) observó en direcció del Centro Galáctico con un haz de 31' de arco las líneas H159alfa y H200beta. Encontró una relaci3n de intensidades $b/a=0.24\pm 0.07$. El interpreta que la emisi3n proviene de gas ionizado situado en la línea de la visual. Probablemente estas emisiones las detectadas en direcció de W33, provengan del mismo tipo de gas ionizado, con $T_e = 5000$ K y $N_e = 10$ cm⁻³, que se ubica en las partes mas internas de la Galaxia.

El espectro observado en direcció de 30 Doradus tiene muy baja relaci3n seál-ruido. La línea H159alfa (Figura VII.5), es comparable a la observada en 21 cm por Carsosimo Loiseau (1984), quienes desde observaciones de la línea H166alfa y el continuo susieren la presencia de una envoltura de gas ionizado de baja densidad. El cociente de intensidades obtenido es $b/a=0.28\pm 0.15$; el alto porcentaje de error en esta medida no permite hacer un análisis adecuado de las condiciones físicas de la regi3n donde se forman las líneas H166alfa y H159alfa.

Generalmente los autores calculan la temperatura electrónica de regiones HII a partir de observaciones de líneas de recombinación. Los resultados que se muestran en la Tabla VII.1 indican que el cociente P/T_e varía significativamente de una fuente a otra. Si se supone que estas fuentes son de geometría plano-paralela, ópticamente delgada y que los niveles atómicos están poblados en condiciones de ETL, podría interpretarse que la $T_e(ET)$ varía de una fuente a otra, pues P/T_e es una función de $T_e(ET)$. Cuando se tiene un conjunto de observaciones de una fuente, algunos autores calculan la pendiente de la correlación entre P y T_e . Este método estadístico presupone que la fuente es isotérmica, o bien, si se tienen observaciones de distintas regiones HII se supone que todas las fuentes tienen igual temperatura electrónica, (Hart y Pedlar, 1976b). Este método permite evaluar la contribución de la temperatura del continuo que proviene de regiones donde no se produce emisión de la línea, pero no permite conocer el grado de estimulación de ella. Los efectos de no-ETL elevan el cociente P/T_e , y en consecuencia se obtiene un valor de $T_e(ET)$ que está por debajo del valor real. Por otra parte la contribución de emisión continua desde regiones en donde no se forma la línea de recombinación, causan un efecto opuesto al anterior. En un estudio realizado en la región de la nebulosa de Carina, Carsosimo et al. (1984) calculan la pendiente de la correlación entre P y T_e . En la misma no se incluyen los puntos en los cuales se supone que hay una contribución en la potencia de la línea debido a efectos de estimulación, y también se excluyen los puntos que contribuyen con radiación del fondo. De esta forma se obtuvo un valor de $T_e(ET)=4700$ K el cual es el 49% del obtenido incluyendo todos los puntos.

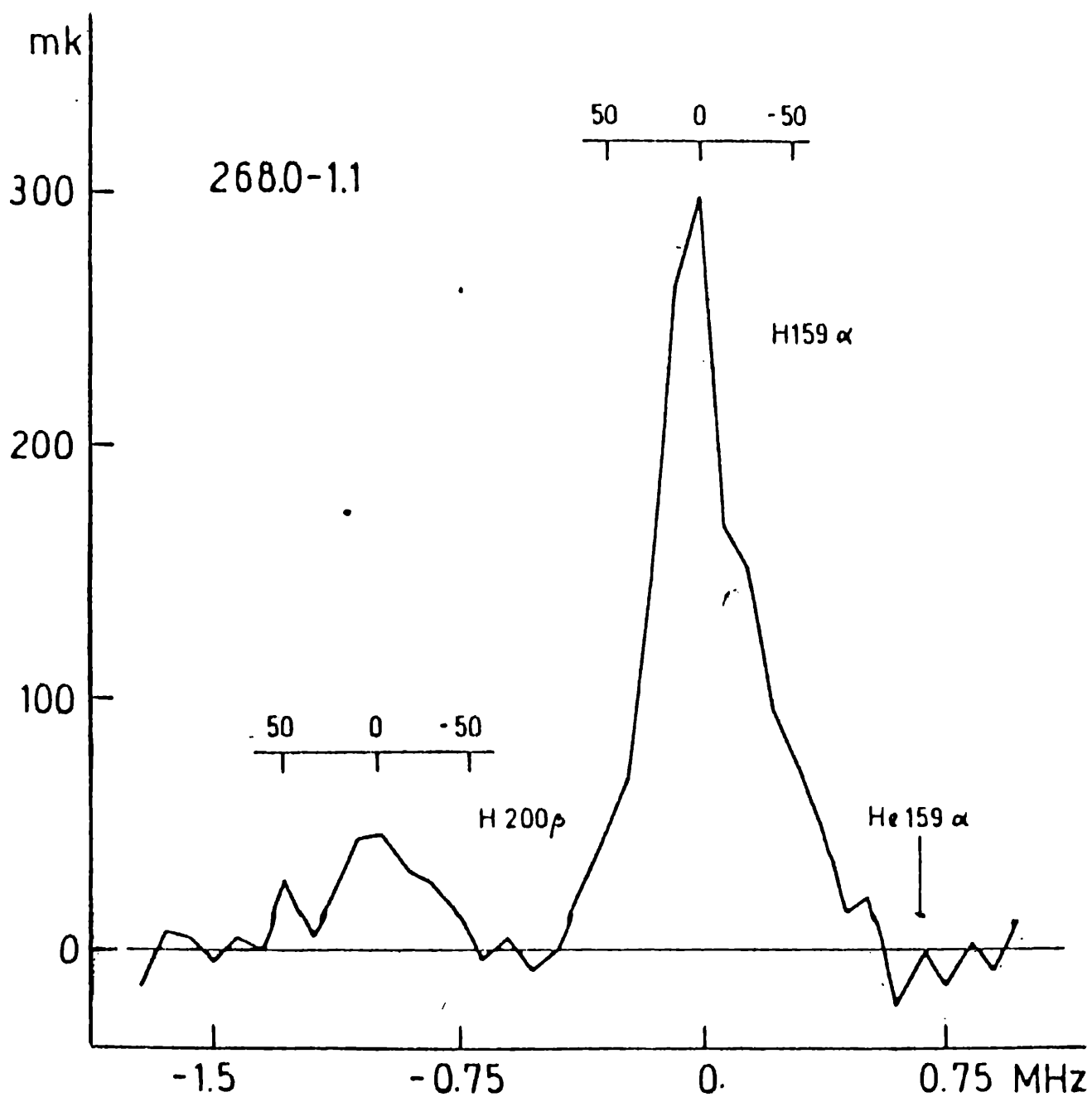


FIGURA VII.1 - Espectro observado en dirección G268-1.1. En la ordenada se indica la escala de temperaturas de antena, T_a (mk), en la abscisa se indica la frecuencia (MHz), cuyo origen corresponde a la frecuencia de laboratorio de la línea H159 α . En la parte superior de cada línea se indica la velocidad respecto del LSR. La flecha indica la posición donde se espera la línea He159 α .

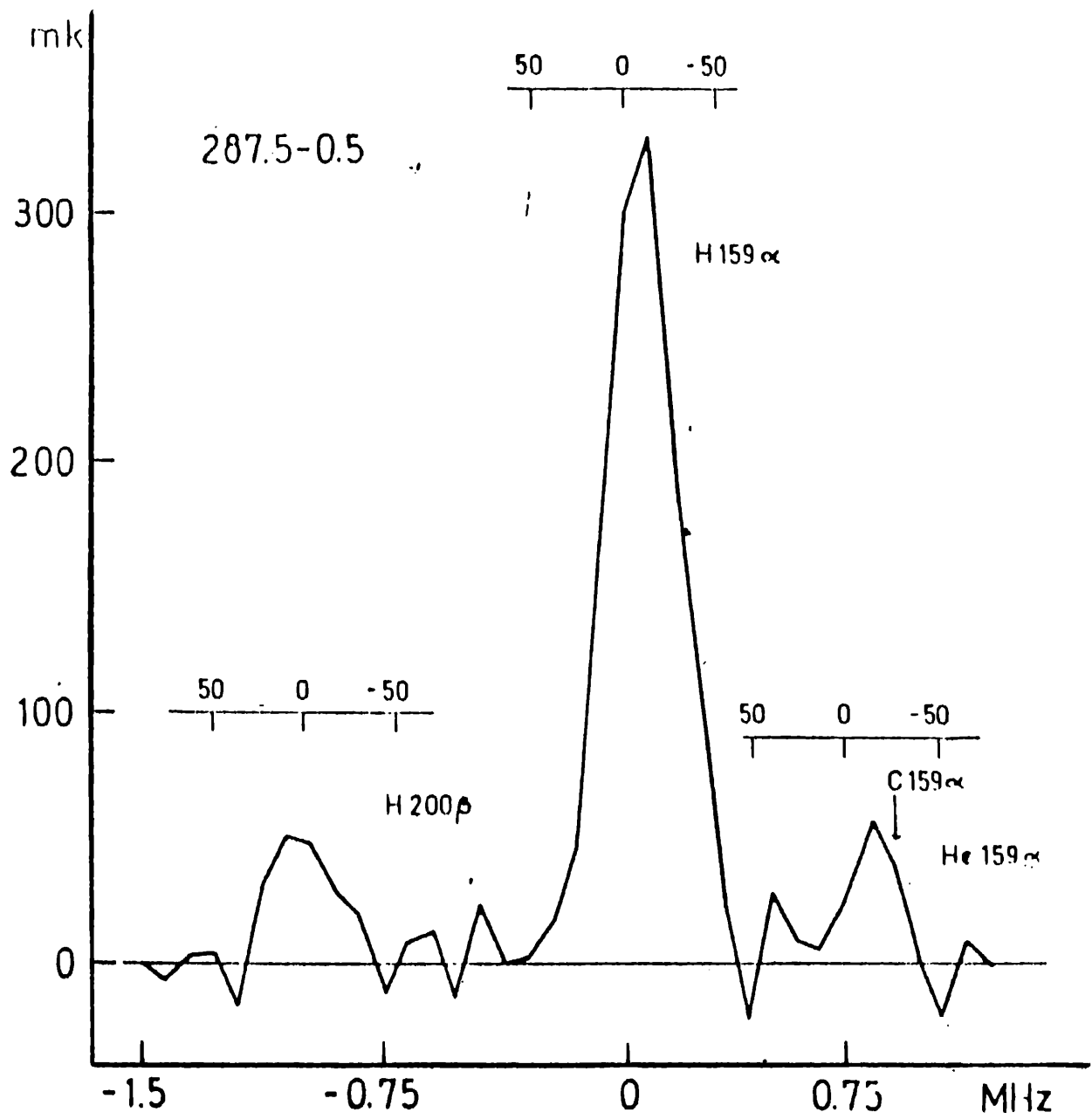


FIGURA VII.2 - Igual que en Figura VII.1, en direcci3n G287.5-0.5.

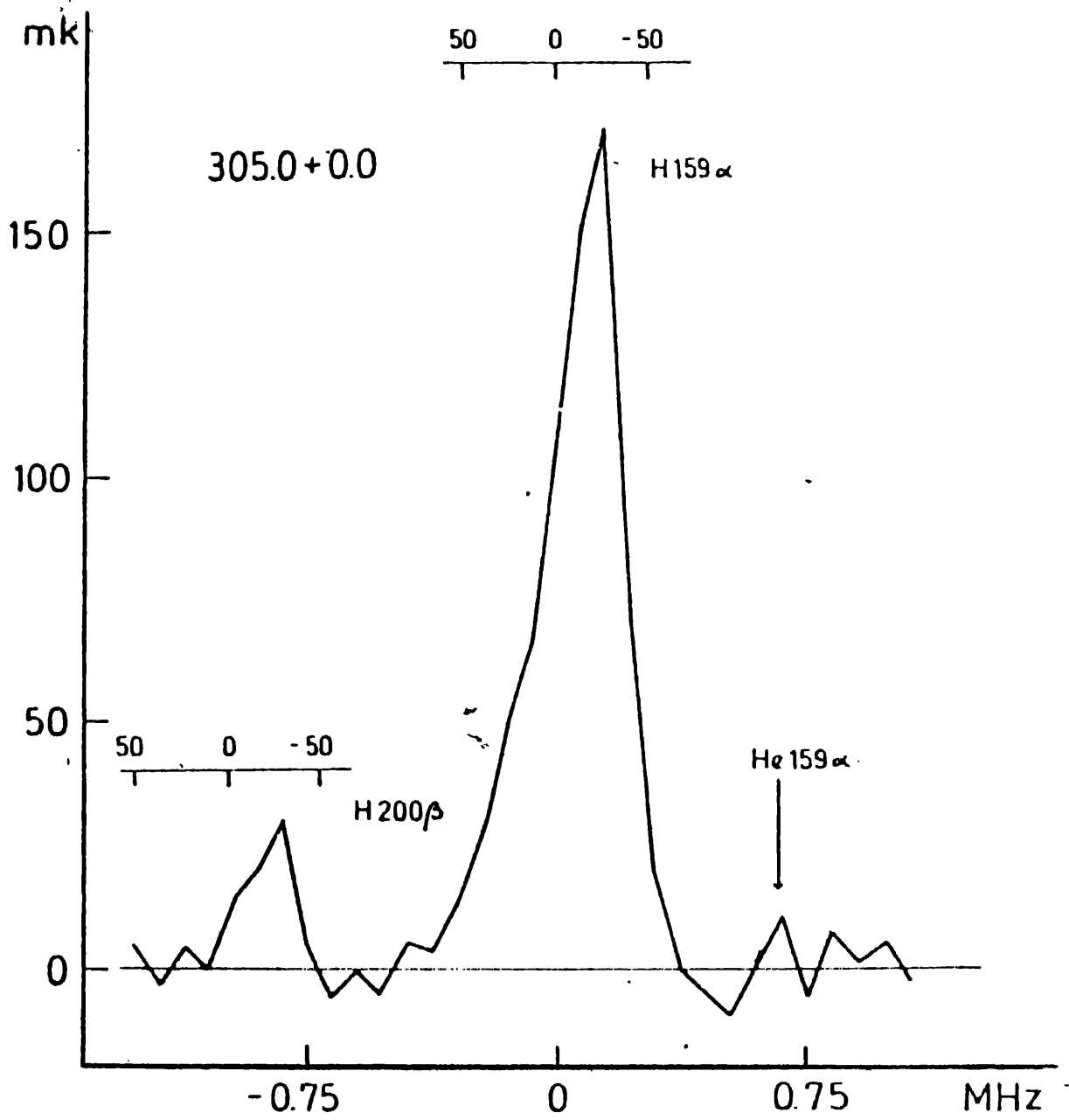


FIGURA VII.3 - Igual que en Figura VII.1, en dirección G305.0-0.0.

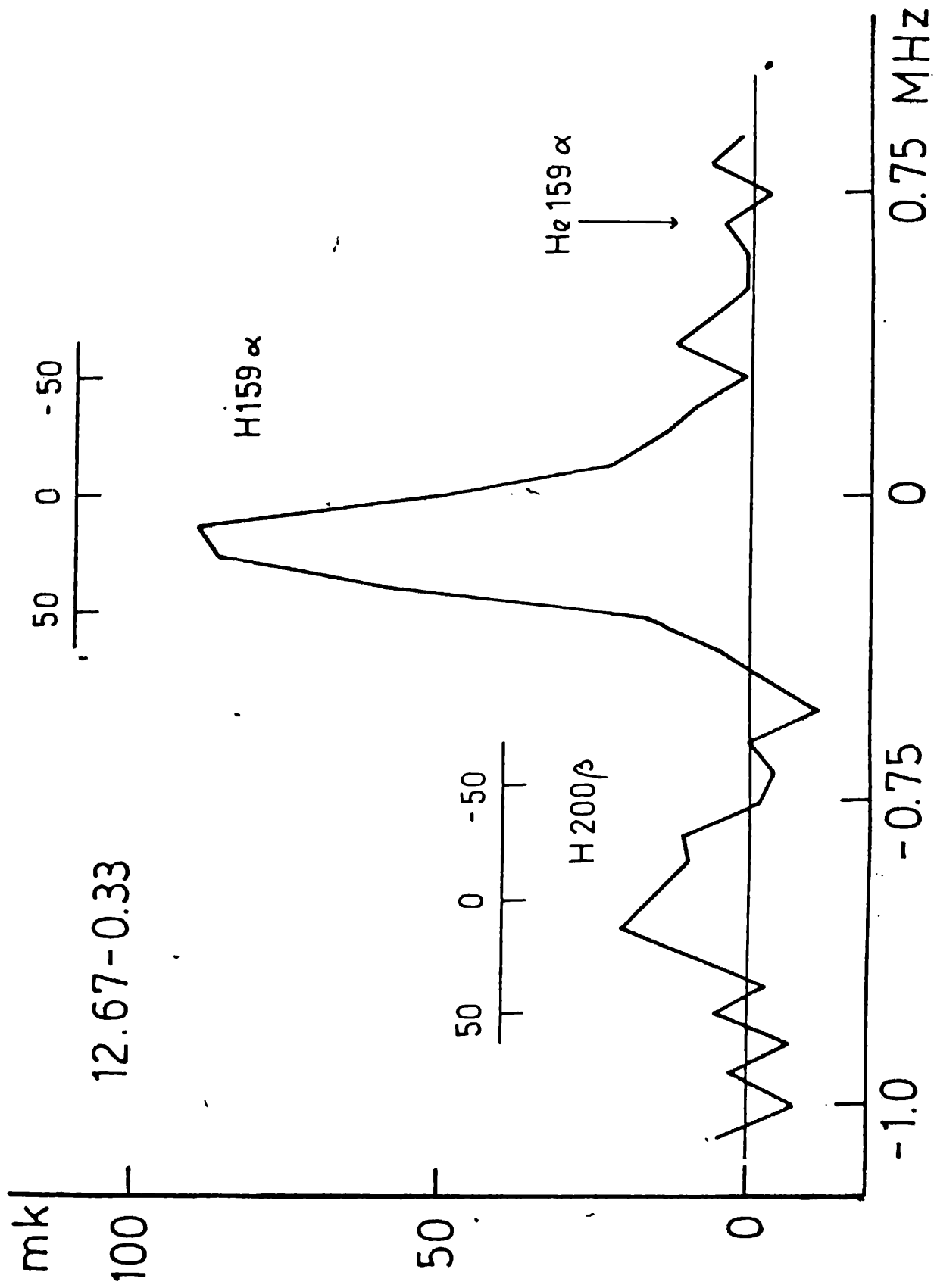


FIGURA VII.4 - Igual que en Figura VII.1, en direcció G12.7,-0.3.

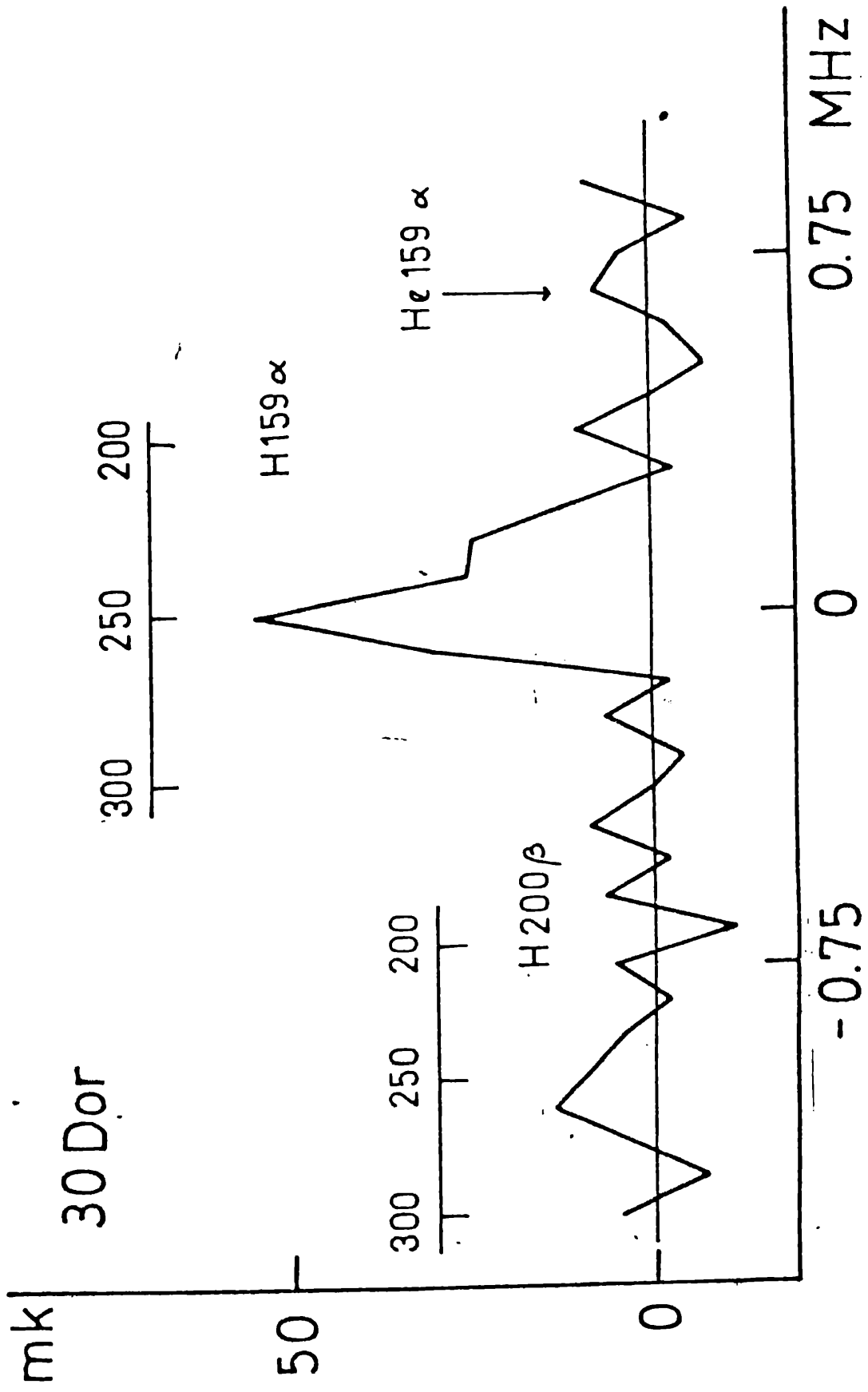


FIGURA VII.5 - Izuel que en Figura VII.1, en dirección G279.4-31.7.

Los relevamientos de la línea H1666alfa en el plano galáctico (Hart et al. Pedlar, 1976b; Lockman, 1976; Hart et al. 1983) no muestran emisión del HeII. Este resultado sugiere que la abundancia de HeII es muy baja en el medio interestelar ionizado difuso. Rubin (1969) mostró que en las regiones HII la transición entre dos estados de ionización del He (por ejemplo HeI HeII) depende fuertemente de la temperatura efectiva de la estrella excitadora. La transición podría ocurrir en el intervalo de temperatura efectiva : 34000 <math>T < 37000</math>. En los espectros que se muestran aquí solamente se observa emisión del HeII en dirección de la nebulosa de Carina (287.5-0.5). Se obtuvo una abundancia relativa HeII/HII = 0.11±0.05. Es de esperar que el HeII este distribuido en un gran volumen en la nebulosa debido a la presencia de las asociaciones Carina OBI OBI

REFERENCIAS:

- Biesing, J. H., Pankonin, V., Smith, L. F.: 1978. *Astron. Astrophys.* 64, p341.
- Cersosimo, J. C., Loiseau, N.: 1984. *Astron. Astrophys.* 133, p49.
- Cersosimo, J. C., Ascàrate, I. N., Colomb, F. R.: 1984. *Astrophys. Lett.* 24, p1.
- Gordon, M. A., Gottesman, S. T.: 1971. *Astrophys. J.* 168, p371.
- Haynes, R. R., Caswell, J. L., Simons, L. W. J.: 1979. *Australian J. Phys. Astrophys. Supp.* 48, p15.
- Hart, L., Ascàrate, I. N., Cersosimo, J. C., Colomb, F. R.: 1983. *Survey of the Southern Galaxy*. Editado por W. B. Burton e I. P. Israel, (D. Reidel Publishing Company); p43.
- Hart, L., Pedlar, A.: 1976a. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 176, p135.

- Hart, L., Pedlar, A.: 1976b. Mon. Not. R. Astron. Soc. 176, p547.
- Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H., Wilson, W. E.: 1981.
Astron. Astrophys. 28, p197.
- Jones, B. B., Finlay, E. A.: 1974. Aust. J. Phys., 27, p687.
- Menzel, D. H.: 1968. Astrophys. J. Supp. 18, p221.
- Robin, R.H.: 1969. Astron. J. 74, p994*
- Shaver, P. A.: 1975. Pramana, 5, p1.
- Shaver, P. A.: 1976. Astron. Astrophys. 49, p1.
- Shaver, P. A.: 1977. Astron. Astrophys. 59, L31.
- Wilson, T. L., Mezger, P. J., Gardner, F. F., Milne, D. D.: 1970.
Astron. Astrophys. 6, p364.

CONCLUSIONES

Del estudio realizado en dirección de RCW 108, la nebulosa de Carina y en dirección de 30 Doradus; podemos concluir algunas propiedades físicas importantes del gas que emite líneas de recombinación en frecuencias cercanas a 1 GHz. En estas fuentes fue posible separar la radiación de la del fondo galáctico. De las observaciones del continuo hemos obtenido la medida de emisión y la densidad del gas ionizado. Los valores de estos parámetros son: $N_e \sim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $N_H \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$. La temperatura electrónica del gas se calculó bajo la hipótesis de EIT, utilizando la técnica del cociente entre la potencia de la línea y el continuo. De nuestras observaciones las realizadas por Pedlar (1980) en el hemisferio Norte, deducimos que la temperatura electrónica del gas es $T_e \sim 5000 \text{ K}$. Además la emisión proviene de un gas en el cual hay embebidos objetos estelares jóvenes.

Un plasma de estas características puede ser una fuente de absorción en bajas frecuencias de la radiación no-térmica del fondo galáctico. En dirección de RCW 108 y en dirección de la nebulosa de Carinae, Jones y Finlay (1974) encontraron absorción observando en 30 MHz. Esto confirma la existencia de gas ionizado difuso.

La detección de la línea H166alpha es importante en las direcciones del plano $l < 50^\circ$. La estructura de los perfiles observados en el plano galáctico es compleja. En particular ellos

son mas anchos complejos que los observados en alta frecuencia. Podemos pensar que los espectros contienen emisiones de varias componentes que se ubican en la línea de la visual. La distribución radial promedio de la emisión de la línea H166alfa decrece suavemente a partir de la posición donde se encuentra el máximo, hacia afuera del centro galáctico. Hodse (1969) estudió la distribución radial de regiones HII en galaxias. Comparando la distribución obtenida en la Figura II.5 con las obtenidas por Hodse, se ve que la distribución (de regiones HII en galaxias externas) mas parecida a la de la línea H166alfa, es la que corresponde a las del tipo Sc. Por otra parte la distribución de regiones HII similares obtenida por Mezser (1970) no tiene la misma forma. Por lo tanto la línea H166alfa es representativa del gas ionizado difuso que es observable en galaxias externas.

La asociación de la emisión con fuentes de continuo observadas en 5 GHz indica la asociación del gas ionizado de baja densidad con fuentes de continuo discretas, como se ve en la Figura III.9. De modo que si estan asociadas las componentes de alta y baja densidad, debido a la existencia de gradientes de densidad en regiones HII (Mezser y Henderson, 1966) la línea H166alfa proviene del "halo" de las regiones HII. Probablemente ellos estan tan extendidos que conectan varias regiones, observandose así una emisión continua lo largo del radio galáctico.

Gottesman y Gordon (1970), Gordon y Gottesman (1971), y Cesarsky y Cesarsky (1971) sugirieron que la emisión de líneas de recombinación en dirección del plano galáctico puede ser atribuida

a un gas frío con $T_e \approx 1000$ K, cuya emisión ocurre en condiciones de no-ETL. En este trabajo se presentan observaciones de líneas de alto orden con el objeto de probar la existencia de ETL. Las observaciones se hicieron en distintas direcciones del plano galáctico. La detección de la línea beta en 18 cm en dirección de regiones HII extendidas, es un argumento muy importante en favor de la existencia de condiciones de ETL. Por otra parte la existencia de una componente fría podría estar asociada con fuentes de elementos pesados, tales como el carbono. Según Brown et al. (1974) Silverstone et al. (1978), la línea de recombinación del carbono se origina en regiones con $T_e \approx 1000$ K. Estas fuentes son de pequeño tamaño angular y las líneas se detectan en dirección de regiones HII asociadas con nubes moleculares. En las observaciones realizadas en el plano galáctico, no se detecta tal emisión, la cual se espera aproximadamente desplazada a 1 MHz de la línea H166alfa. De modo que la línea H166alfa se origina en un gas caliente, o mas bien tibio comparado con la T_e que se obtiene en dirección de las regiones HII densas, las cuales tienen temperaturas electrónicas de unos miles de grados mayor (Wilson et al. 1979).

En dirección de 30 Doradus, la temperatura electrónica del gas ionizado es aproximadamente 3000 K mas caliente que la obtenida en regiones HII galácticas. En la Nube Mayor de Magallanes la relación gas-polvo es mayor que en nuestra galaxia, aproximadamente en un factor 4. Esto implica una abundancia significativamente menor de elementos pesados. En consecuencia el gas mantiene la alta temperatura debido a la baja abundancia de agentes enfriadores.

REFERENCIAS:

- Brown, R. L., Gammon, R. H., Knapp, G. R., Balick, B.: 1974, *Astrophys. J.* 192, p607.
- Cesarsky, C. J., Cesarsky, D. A.: 1971, *Astrophys. J.* 169, p293.
- Gordon, M. A., Gottesman, S. T.: 1971, *Astrophys. J.* 168, p361.
- Gottesman, S. T., Gordon, M. A.: 1970, *Astrophys. J.* 162, L93.
- Hodse, P. W.: 1969, *Astrophys. J.* 155, p417.
- Jones, B. B., Finlay, E. A.: 1974, *Aust. J. Phys.* 27, p687.
- Mezser, P. G.: 1970. "The Spiral Structure of Our Galaxy",
IAU, Symposium No 38, p107.
- Mezser, P. G., Henderson, A. P.: 1967 *Astrophys. J.* 147, p471.
- Silverglate, R., Terzian, Y.: 1978, *Astrophys. J.* 224, p437.
- Wilson, T. L., Biesing, J., Wilson, W. E.: 1979, *Astron. Astrophys.* 71, p205.

Reg no 0685 6485