

Tesis de Licenciatura en Astronomía

**Estudio en continuo de radio de
dos regiones de gas ionizado
y su contenido estelar**

Alumno: Ricardo O. Amorín

Directora: Cristina Cappa
Co-Directora: Virpi S. Niemela

Septiembre de 2003

**Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata**

Resumen

En este trabajo presentamos un estudio de la emisión del gas ionizado en dos regiones HII galácticas: G 31 y G 35. Las observaciones en continuo de radio corresponden a dos relevamientos a alta frecuencia: el PMN Southern Survey, en 4850 MHz, con una resolución angular de $\approx 4.9'$, y el relevamiento en 2400 MHz de Duncan et al., con una resolución angular de $\approx 10.4'$. En el rango óptico se contó con espectros de estrellas excitatrices de G 35 y con datos bibliográficos. Además se hizo un análisis de la emisión en el lejano infrarrojo originada en el polvo presente en ambas regiones a partir de datos HIRES del satélite IRAS en las bandas de 60 y 100 μm .

Las observaciones indican que el flujo de fotones ionizantes de las extrellas excitatrices de G 31 es insuficiente para justificar la ionización del gas en la región HII, si la distancia a G 31 es $\gtrsim 3$ kpc.

En cuanto a G 35, descubrimos que el índice espectral derivado muestra la presencia de una contribución no térmica a la emisión en el continuo de radio, que podría ser debida a una emisión no térmica (RSN) en dirección a la región HII pero no asociada a ésta, o bien a una fuente no térmica inmersa en la región HII. Dado que los datos disponibles no permiten separar la componente térmica y no térmica, no se puede estimar el parámetro de excitación de la región HII.

Se presenta la clasificación de los espectros ópticos de estrellas excitatrices en la región, las que sólo contaban con datos fotométricos en la literatura.

Agradecimientos

Deseo agradecer en este espacio a muchas personas que han sido muy importantes de alguna u otra manera para llegar a esta instancia con éxito:

- A las **Dras. Cristina Cappa y Virpi Niemela**, por confiar en mi, por darme parte de su tiempo y paciencia, y por el esfuerzo y dedicación que han puesto para guiarme en este trabajo. Siento haber aprendido mucho de Uds.
- A **Ricardo, María Haydée, Sergio, Vanessa y Emmanuel**, porque los amo. Ellos siempre están y estuvieron conmigo en todos los momentos, y porque siempre hacen lo imposible para que no me falte nada y lo tenga todo de ellos para poder realizarme en todo sentido.
- A mis **grandes amigos** de la vida, los que siempre están en todo momento para dar su apoyo... y que fueron y son para mí, claves en todo proyecto en la vida, aun a la distancia.
- A las grandes personas que conocí en el Observatorio, **Compañeros y Profesores**, de las cuales he obtenido buenas amistades, he aprendido mucho y con los cuales he compartido muy buenos momentos durante estos largos años.
- A **Harris** un invaluable compañero de vida que siempre estuvo en los momentos más duros haciéndolos más amenos.
- ...y a todos los que de alguna manera aportaron su granito de arena.

A todos, **Muchas Gracias**

Índice

1	Objetivo y desarrollo de la Tesis	1
1.1	Objetivo	1
1.2	Desarrollo	2
2	Regiones HII	3
2.1	Equilibrio de Fotoionización	3
2.1.1	Introducción	3
2.1.2	Fotoionización y recombinación del hidrógeno	4
2.1.3	Fotoionización de una nebulosa de hidrógeno puro	6
2.1.4	Cálculo del número total de fotones ionizantes	10
2.2	Observaciones de nebulosas en el continuo de radio	12
2.2.1	Parámetros físicos	12
2.2.2	Modelos de nebulosas	15
2.3	El factor de llenado	17
2.3.1	El parámetro de excitación	18
2.4	Observaciones Infrarrojas	20
2.4.1	Emisión en el continuo	20
2.4.2	Consideraciones teóricas	21
2.4.3	Análisis de datos IRAS	24
3	G 31 y G 35: Antecedentes y datos observacionales	27
3.1	Introducción	27
3.2	Antecedentes	28
3.2.1	G 31	28

3.2.2	G 35	30
3.3	Datos observacionales	32
3.3.1	Ópticos	32
3.3.2	Continuo de radio	33
3.3.3	Infrarrojo	34
4	G 31 y G 35: Resultados	36
4.1	G 31	36
4.1.1	Distancia a G 31	36
4.1.2	Parámetros derivados de la emisión en continuo de radio	37
4.1.3	Contenido estelar	44
4.2	G 35	47
4.2.1	Análisis de la emisión en continuo de radio	47
4.2.2	Contenido estelar y distancia a G 35	53
4.3	Análisis de la emisión en el lejano IR	56
5	Conclusiones	68
5.1	G 31	68
5.2	G 35	70
6	Referencias	71

Capítulo 1

Objetivo y desarrollo de la Tesis

1.1 Objetivo

En el presente trabajo analizaremos el contenido estelar de las regiones HII galácticas Gum 31 y Gum 35 (Gum 1955), ubicadas en el brazo espiral de Carina. Este estudio se lleva a cabo utilizando datos de espectros de estrellas tempranas ubicadas en dirección a las regiones HII y datos en el continuo de radio a distintas frecuencias.

En base a la calibración de los tipos espectrales según la temperatura efectiva de las estrellas masivas se determinará el flujo de radiación ionizante para cada región HII.

Por otra parte, a partir de la densidad de flujo integrada en el continuo de radio de las regiones HII, luego de confirmar la naturaleza térmica de la emisión, se estimará el número de fotones UV necesarios para mantener ionizada la región. La comparación de este valor con el flujo UV de las estrellas ionizantes, nos podría indicar el grado de completitud del contenido estelar analizado.

El trabajo se completa con el estudio de la emisión del polvo en el lejano infrarrojo. Las regiones HII emiten radiación infrarroja originada en el polvo asociado. A partir del análisis de imágenes IR determinaremos la masa y temperatura de color del polvo asociado.

1.2 Desarrollo

A fin de llevar a cabo este estudio, se presenta en primer lugar una breve descripción de las bases teóricas del equilibrio de ionización en regiones HII. El proceso está muy bien analizado en el libro de Osterbrock (1989) que se toma como referencia.

En segundo lugar, se describen las observaciones en el continuo de radio de regiones HII, planteando las ecuaciones que nos llevan a la determinación de los parámetros físicos y describiendo los modelos clásicos propuestos por Mezger & Henderson (1967). Tendrá una discusión aparte el problema del factor de llenado en regiones HII que sentará las bases sobre las que justificaremos nuestros resultados.

En tercer lugar se describirá la emisión de continuo en el IR y serán expuestos algunas consideraciones teóricas siguiendo la descripción hecha en Whittet (1992).

En el capítulo 3, describiremos las regiones HII seleccionadas para este trabajo y se darán algunos resultados previos de las regiones obtenidos de la búsqueda bibliográfica. Asimismo tendrá lugar una breve exposición sobre los datos utilizados para este trabajo en los diferentes rangos: óptico, IR y continuo de radio.

Por último, en los dos últimos capítulos, mostraremos los resultados obtenidos para las dos regiones, discutiendo las conclusiones.

Capítulo 2

Regiones HII

2.1 Equilibrio de Fotoionización

2.1.1 Introducción

En este punto analizaremos el equilibrio de ionización de regiones HII siguiendo básicamente el capítulo 2 de Osterbrock (1989).

Las nebulosas de emisión resultan de la fotoionización de una nube difusa por fotones ultravioletas (UV) provenientes de una estrella excitatriz o de un cúmulo de estrellas excitatrices. El equilibrio de ionización en cada punto de la nebulosa está determinado por el balance entre fotoionizaciones y recombinaciones de electrones con iones. Dado que el hidrógeno es el elemento más abundante, podemos considerar una nube de hidrógeno puro rodeando a una única estrella caliente, como primera aproximación a la estructura de una nebulosa ionizada.

La ecuación que determina el equilibrio de ionización es :

$$N_{H^0} \int_{\nu}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu = N_e N_p \alpha(H^0, T) \quad (2.1)$$

donde J_{ν} es la intensidad media de la radiación en un punto cualquiera de la nebulosa. $4\pi J_{\nu}/h\nu$ es el número de fotones incidentes por unidad de área, por unidad de tiempo y por unidad de intervalo de frecuencia, y $a_{\nu}(H^0)$ es la sección eficaz para el hidrógeno

neutro debida a fotones con energía $h\nu$; la integral representa el número de fotoionizaciones por átomo de hidrógeno y por unidad de tiempo. N_{H^0} , N_e y N_p son las densidades volumétricas de átomos neutros, electrones y protones, respectivamente, y $\alpha(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación. El miembro derecho de la ecuación nos da el número de recombinaciones por unidad de volumen y por unidad de tiempo.

En una primera aproximación la intensidad media es simplemente la radiación emitida por la estrella reducida por el efecto de dilución geométrica introducido por la inversa del cuadrado de la distancia. Así

$$4_\pi J_\nu = \frac{R^2}{r^2} \pi F_\nu(0) = \frac{L_\nu}{4\pi r^2} \quad (2.2)$$

donde R es el radio de la estrella, $\pi F_\nu(0)$ es el flujo en la superficie estelar, r es la distancia desde la estrella al punto en cuestión, y L_ν es la luminosidad de la estrella por unidad de intervalo de frecuencia.

En una típica región de la nebulosa, el campo de radiación UV es tan intenso que el H puede considerarse ionizado por completo. Por otro lado, una fuente finita de fotones UV no puede ionizar un volumen infinito. Así, si la estrella está inmersa en una gran nube de gas, debe existir una frontera entre ambos materiales, neutro e ionizado. El espesor de esta zona de transición, la cual es debida a la absorción, es una medida del camino libre medio de un fotón ionizante y es mucho más pequeña que el radio de la nebulosa ionizada.

Examinaremos en primer lugar la sección eficaz de fotoionización y los coeficientes de recombinación para el HI, y luego usaremos esa información para calcular la estructura de una región HII hipotética.

2.1.2 Fotoionización y recombinación del hidrógeno

La vida media del átomo de H es $\approx 10^8$ seg para el nivel fundamental (1^2S), mientras que para los demás niveles excitados es de ≈ 0.1 seg. Así, consideraremos que casi todo el HI se encuentra en el nivel 1^2S , que la fotoionización desde este nivel está balanceada por las recombinaciones a todos los demás niveles, y que en las recombinaciones a niveles

excitados el electrón llega rápidamente por transiciones en cascada al nivel fundamental.

La sección eficaz de fotoionización para el nivel 1^2S del H^0 puede ser escrita como

$$a_\nu = A_0 \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^4 \frac{\exp [4 - [(4 \tan^{-1} \epsilon)/\epsilon]]}{1 - \exp(-2\pi/\epsilon)} \quad (2.3)$$

para $\nu \geq \nu_0$, donde

$$A_0 = \frac{2^8 \pi}{3\epsilon^4} \left(\frac{1}{137.0} \right) \pi a_0^2 = 6.30 \times 10^{-18} \text{ cm}^2, \quad (2.4)$$

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\nu}{\nu_1} - 1} \quad (2.5)$$

y

$h\nu_0 = 13.60$ eV es la energía correspondiente al límite de Lyman, y $h\nu_0$ es la frecuencia del límite de Lyman $= 3.29 \times 10^{15}$ Hz o $\lambda_0 = 912$.

Esta sección eficaz disminuye rápidamente con la energía, aproximadamente como ν^{-3} para frecuencias $\nu \geq \nu_0$ de forma tal que los fotones de más alta energía, en promedio, recorren una longitud de camino mayor en el gas antes de ser absorbidos.

Los electrones producidos por fotoionización tienen una distribución de velocidades, y por lo tanto de energías, de Maxwell-Boltzmann. Por ende todos los procesos colisionales ocurren con una tasa fijada por la temperatura definida por esta distribución. Por tanto, el coeficiente de recombinación de un nivel específico n^2L puede ser escrito

$$\alpha_{n^2L}(H^0, T) = \int_0^\infty v \sigma_{nL}(H^0, v) f(v) dv, \quad (2.6)$$

donde

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp(-mv^2/2kT) \quad (2.7)$$

es la distribución de Maxwell-Boltzmann para los electrones, y $\sigma_{nL}(H^0, v)$ es la sección eficaz de recombinación del término n^2L del H^0 para electrones con velocidad v .

El coeficiente de recombinación total es la suma sobre todos los niveles, normalmente escrito como

$$\alpha_A = \sum_{n,L} \alpha_{n^2L}(H^0, T) = \sum_n \sum_{L=0}^{n-1} \alpha_{nL}(H^0, T) = \sum_n \alpha_n(H^0, T) \quad (2.8)$$

donde α_n es el coeficiente de recombinación a todos los niveles con número cuántico principal n . Los valores numéricos para α_A son 6.82×10^{-13} y 4.18×10^{-13} para un gas a $T = 5000K$ y $T = 10^4K$, respectivamente (ver por ej. Hummer & Storey, 1987).

2.1.3 Fotoionización de una nebulosa de hidrógeno puro

Consideramos el problema idealizado de una sola estrella que es fuente de fotones ionizantes en una nube de H I homogénea y estática. Sólo radiación con frecuencias $\nu \geq \nu_0$ es efectiva en la fotoionización del H desde el nivel fundamental. En estas condiciones, la ecuación de equilibrio de ionización en cada punto de la nebulosa es (2.1). La ecuación de transporte para radiación con $\nu \geq \nu_0$ puede ser escrita en la forma

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -N_{H^0} a_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (2.9)$$

donde I_ν es la intensidad específica de la radiación y j_ν es el coeficiente de emisión local (en energía por unidad de volumen, por unidad de ángulo sólido y por unidad de frecuencia) de la radiación ionizante.

Es conveniente dividir el campo de radiación en dos partes, una *estelar* ($I_{\nu s}$), resultado directo de la radiación incidente de la estrella, y una *difusa* ($I_{\nu d}$), resultado de la emisión del gas ionizado,

$$I_\nu = I_{\nu s} + I_{\nu d} \quad (2.10)$$

La **radiación estelar** disminuye a causa de la dilución geométrica y de la absorción, y si la estrella es la única fuente, puede ser escrita como

$$4\pi J_{\nu s} = \pi F_{\nu s}(r) = \pi F_{\nu s}(R) \frac{R^2 \exp(-\tau_\nu)}{r^2} \quad (2.11)$$

donde $\pi F_\nu(r)$ es el flujo de la radiación estelar en r (por unidad de área, por unidad de tiempo y por unidad de intervalo de frecuencia), $\pi F_\nu(R)$ es el flujo en el radio de la estrella

R , y τ_ν , es la profundidad óptica en r ,

$$\tau_\nu(r) = \int_0^r N_{H^0}(r') a_\nu dr' \quad (2.12)$$

la cual puede ser escrita

$$\tau_\nu(r) = \frac{a_\nu}{a_{\nu_0}} \tau_0(r) \quad (2.13)$$

en términos de τ_0 , la profundidad óptica en el límite de Lyman.

La ecuación de transporte para la radiación difusa $I_{\nu d}$ es

$$\frac{dI_{\nu d}}{ds} = -N_{H^0} a_\nu I_{\nu d} + j_\nu, \quad (2.14)$$

y para $kT \ll h\nu_0$, la única fuente de radiación ionizante es la recaptura de electrones desde el continuo al nivel 1^2S . El coeficiente de emisión para esta radiación es

$$j_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} a_\nu \exp[-h(\nu - \nu_0)/kT] N_p N_e, \quad (\nu > \nu_0) \quad (2.15)$$

que tiene el máximo en $\nu = \nu_0$. El número total de fotones generados por la recombinación al nivel fundamental está dado por el coeficiente de recombinación

$$4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{j_\nu}{h\nu} d\nu = N_p N_e \alpha_1(H^0, T) \quad (2.16)$$

donde para $\alpha_1 = \alpha_{1^2S} < \alpha_A$, el campo difuso $J_{\nu d}$ es más pequeño, en promedio, que el de radiación estelar $J_{\nu s}$, y puede ser calculado por un procedimiento iterativo. Para una nebulosa ópticamente delgada a esa radiación, una buena aproximación es tomar $J_{\nu d} \simeq 0$.

En cambio, para una nebulosa ópticamente gruesa a esa radiación, una buena aproximación está basada en el hecho de que los fotones ionizantes no pueden escapar, así cada fotón generado por el campo de radiación difuso es absorbido nuevamente en la nebulosa.

Entonces,

$$4\pi \int \frac{j_\nu}{h\nu} dV = 4\pi \int N_{H^0} \frac{a_\nu J_{\nu d}}{h\nu} dV \quad (2.17)$$

donde la integración es sobre todo el volumen de la nebulosa.

La así llamada aproximación *on-the-spot* asume que una relación similar tiene lugar localmente :

$$J_{\nu d} = \frac{j_{\nu}}{N_{H^0} a_{\nu}} \quad (2.18)$$

Esta expresión, de hecho, automáticamente satisface (2.17), y sería exacta si todos los fotones fueran absorbidos muy cerca del punto donde fueron generados (*on-the-spot*). Esta aproximación se justifica porque los fotones del campo de radiación difuso tienen $\nu \approx \nu_0$, y de esa manera un gran a_{ν} , y por lo tanto un camino libre medio chico antes de ser absorbidos.

Haciendo la aproximación *on-the-spot* y usando (2.11) y (2.16), reformulamos la ecuación de ionización reemplazando J_{ν} por $J_{\nu s}$ y α_A por α_B ,

$$\frac{N_{H^0} R^2}{r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} a_{\nu} \exp(-\tau) d\nu = N_e N_p \alpha_B(H^0, T) \quad (2.19)$$

donde

$$\alpha_B(H^0, T) = \alpha_A(H^0, T) - \alpha_1(H^0, T) = \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n(H^0, T) \quad (2.20)$$

El significado físico de (2.19) es que en una nebulosa ópticamente gruesa, *la ionización causada por los fotones del campo de radiación estelar son equilibrados por la recombinación a estados excitados del H, dado que las recombinaciones al nivel fundamental generan fotones ionizantes que son absorbidos en algún sitio de la nebulosa y no tienen efecto en el balance de ionización total.*

Conocido $\pi F_{\nu}(R)$, puede tabularse la integral en (2.19) en función de τ_0 , dado que a_{ν} y τ_{ν} son funciones conocidas de ν . Así, para cualquier distribución de densidad,

$$N_H(\tau) = N_{H^0}(\tau) + N_p(\tau) \quad (2.21)$$

y una distribución de temperatura $T(\tau)$, las ecuaciones (2.19) y (2.12) pueden ser integradas para hallar $N_{H^0}(\tau)$ y $N_p(\tau) = N_e(\tau)$.

Es de esperar que la zona de completa ionización llegue hasta un dado radio τ_s , el cual puede ser hallado de (2.19) y (2.12). Entonces, de (2.12) se tiene,

$$\frac{d\tau_{\nu}}{dr} = N_{H^0} a_{\nu} \quad (2.22)$$

e integrando sobre r :

$$R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} d\nu \int_0^{\infty} d(-\exp(-\tau)) = \int_0^{\infty} N_e N_p \alpha_B r^2 dr = R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} d\nu \quad (2.23)$$

Considerando ionización completa ($N_p = N_e \approx N_H$) dentro de r_s , y cercana a cero ($N_p = N_e \approx 0$) fuera de r_s , tendremos

$$4\pi R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}}{h\nu} d\nu = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = Q(H^0) = \frac{4\pi}{3} r_s^3 N_H^2 \alpha_B \quad (2.24)$$

Aquí $4\pi R^2 \pi F_{\nu}(R) = L_{\nu}$ es la luminosidad de la estrella a la frecuencia ν , y el significado físico de (2.24) es que el número total de fotones ionizantes (con $h\nu > 13.6$ eV) emitidos por la estrella, $Q(H^0)$, alcanzan a equilibrar el número de recombinaciones a niveles excitados dentro del volumen $4\pi r_s^3/3$, llamado esfera de Strömgren. El radio r_s se denomina por extensión, radio de Strömgren (Strömgren, 1939).

Una expresión equivalente se obtiene si se incluye el Helio, el elemento más abundante después del hidrógeno y cuya abundancia relativa es del 10 al 15 %.

El HeI posee un potencial de ionización de 24.6 eV, mientras que el HeII tiene un potencial de ionización de 54.4 eV, pero la mayoría de las estrellas O no emiten fotones con $h\nu > 54.4$ eV y una segunda ionización del He no ocurre en regiones HII. Aclaremos que fotones con energías 13.6 eV $< h\nu < 24.6$ eV pueden solo ionizar H, pero fotones con energía $h\nu > 24.6$ eV pueden ionizar a ambos, H y He. Como resultado de esto, son posibles dos diferentes tipos de estructuras de ionización (se da un fenómeno de estratificación de la ionización), dependiendo del espectro de la radiación ionizante y de la abundancia de He. Por un lado, si el espectro está concentrado en frecuencias justo por encima de 13.6 eV y contiene pocos fotones con $h\nu > 24.6$ eV, entonces los fotones con energías 13.6 eV $< h\nu < 24.6$ eV mantienen el hidrógeno ionizado, y los fotones con $h\nu > 24.6$ eV son absorbidos por el He. De esta manera, la estructura de ionización consiste de una pequeña zona central de HII y HeII rodeada por una gran región de HII y HeI. En cambio, si el espectro contiene una gran fracción de fotones con $h\nu > 24.6$ eV, entonces esos fotones dominan la ionización tanto del H como del He, los bordes externos de ambas regiones ionizadas coinciden, y tendremos una única región HII, HeII.

Con las mismas aproximaciones hechas para el hidrógeno, se puede llegar a una ecua-

ción análoga a (2.24) para el HeII.

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = Q(He^0) = \frac{4\pi}{3} r_{He}^3 N_{He+} N_e \alpha_B(He^0) \quad (2.25)$$

donde $Q(He^0)$ es el número total de fotones ionizantes del He (con $h\nu > 24.6$ eV) y además,

$$N_e = N_p + N_{He+} \quad (2.26)$$

y el radio r_{He} corresponde a la zona de ionización del He (radio de Strömgren para el He). Suponiendo que la zona de HeII es mucho menor que la zona de HII de manera que la mayoría de los electrones de la zona de HII provienen solamente de la ionización del HI y que en la zona del HeII los electrones provienen de la ionización de ambos, H y He

$$\left(\frac{r_s}{r_{He}} \right)^3 = \frac{Q(H^0)}{Q(He^0)} \frac{N_{He}}{N_H} \left(1 + \frac{N_{He}}{N_H} \right) \frac{\alpha_B(He^0)}{\alpha_B(H^0)} \quad \text{con } r_{He} < r_s \quad (2.27)$$

A partir de (2.26) y (2.27), y conociendo la densidad electrónica de H y He, además del número de fotones ionizantes para cada elemento, puede obtenerse el radio de las zonas de HII y HeII.

2.1.4 Cálculo del número total de fotones ionizantes

Tanto $Q(H^0)$ como $Q(He^0)$, se pueden determinar a partir de modelos de atmósferas estelares (ver por ej. Smith et al., 2002), conociendo el tipo espectral, del cual es fuertemente dependiente.

La Tabla 2.1 muestra el número de fotones estelares que pueden ionizar el hidrógeno, $Q(H^0)$, y el helio, $Q(He^0)$, en función del tipo espectral y la temperatura efectiva para estrellas con abundancias del tipo solar, según los modelos de atmósfera calculados por Smith et al.(2002).

De la ecuación (2.24), y considerando $N_H = N_e$.

$$\frac{3Q(H^0)}{4\pi\alpha_B} = N_e^2 r_s^3 \quad (2.28)$$

Tabla 2.1: Número de fotones ionizantes para el H y el He obtenidos a partir de modelos de atmósfera para estrellas OB de secuencia principal

#	T_{eff} (kK)	SpT	$\log Q(H^0)$ (s^{-1})	$\log Q(He^0)$ (s^{-1})
1	50.0	O3V	49.5	48.8
2	45.7	O4V	49.4	48.7
3	42.6	O5V	49.2	48.5
4	40.0	O7V	49.0	48.2
5	37.2	O7.5V	48.7	47.6
6	34.6	O8V	48.5	46.6
7	32.3	O9V	47.9	45.7
8	30.2	B0V	47.4	44.8
9	28.1	B0.5V	47.0	44.5
10	26.3	B1V	46.5	46.1
11	25.0	B1.5V	46.1	43.4

El miembro derecho de la ecuación se puede obtener a partir de observaciones en continuo de radio u observaciones de líneas ópticas. Conocidos los tipos espectrales y las clases de luminosidad de las estrellas excitatrices de una región HII, se puede estimar el número de fotones ionizantes en el continuo de Lyman emitidos por la estrella y así obtener el miembro izquierdo de la ecuación (2.28). Al contrastar dicho miembro con el miembro derecho se puede analizar si el contenido estelar conocido de la región HII es suficiente para ionizar la nebulosa.

A continuación se mostrará el análisis que proviene de las observaciones en el continuo de radiofrecuencias.

2.2 Observaciones de nebulosas en el continuo de radio

2.2.1 Parámetros físicos

Para interpretar cuantitativamente las observaciones en el continuo de radio es necesario entender cómo viaja la radiación a través del medio a partir de la ecuación de transporte radiativo, planteada para la radiación proveniente de la nebulosa

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + B_\nu(T_e) \quad (2.29)$$

cuya solución es,

$$I_\nu = \int_0^{\tau_\nu} B_\nu(T_e) \exp(-\tau_\nu) d\tau_\nu \quad (2.30)$$

donde I_ν es la intensidad de la radiación emitida y $B_\nu(T_e) = j_\nu/k_\nu$ es la función fuente que en *LTE* estará bien representada por una función de Planck y T_e la temperatura electrónica. Considerando la región de radiofrecuencias, esta función puede aproximarse como

$$B_\nu(T_e) \approx \frac{2kT_e\nu^2}{c^2} \quad (2.31)$$

La intensidad de la radiación emitida en un punto de la superficie de la región HII es descrita en términos de la temperatura de brillo T_b ,

$$T_b = \int_0^{\tau_\nu} T_e \exp(-\tau_\nu) d\tau_\nu \quad (2.32)$$

que para una nebulosa isotérmica y ópticamente delgada, ($\tau_c \ll 1$)

$$T_b = T_e [1 - \exp(-\tau_c)] \approx T_e \tau_c \quad (2.33)$$

con $\tau_c \equiv \tau_\nu$ y donde T_e es la temperatura electrónica de la fuente. Esta última depende sólo levemente de la temperatura efectiva de la estrella ionizante (Osterbrock, 1965) y se puede calcular a partir de observaciones en líneas de recombinación en radio o en el rango óptico.

Mediante observaciones en el continuo de radio, se puede determinar la densidad de flujo integrada sobre la fuente S_ν , que puede definirse como

$$S_\nu = \int I(\nu, T_b) d\Omega \quad (2.34)$$

donde $I(\nu, T_b)$ es la distribución de brillo de la fuente y la integral se extiende sobre el ángulo sólido subtendido por la fuente.

En condiciones de *LTE*, la intensidad específica de la radiación obedece la *Ley de Planck*. En el rango de longitudes de onda centimétricas, $h\nu \ll kT_b$ y $I(\nu, T_b)$ puede aproximarse mediante la expresión de *Rayleigh-Jeans*,

$$I(\nu, T_b) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT_b}{h\nu} = \frac{2\nu^2}{c^2} kT_b \quad (2.35)$$

donde T_b es la *temperatura de brillo* de la fuente. Así, la densidad de flujo medida en términos de T_b queda definida como :

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} \int T_b d\Omega \quad (2.36)$$

Si la temperatura de brillo es constante sobre toda la fuente, la ecuación (2.36) queda

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_b \Omega_f \quad (2.37)$$

donde Ω_f es el ángulo sólido subtendido por la fuente y es un dato proporcionado por las observaciones en el continuo de radio.

La profundidad óptica para la emisión *libre-libre* viene dada por (Oster, 1961):

$$\begin{aligned} \tau_c(Oster) = & 3.014 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{^\circ K} \right)^{-1.5} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-2.0} \left\{ \ln \left[4.955 \times 10^{-2} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-1} \right] \right. \\ & \left. + 1.5 \ln \left(\frac{T_e}{^\circ K} \right) \right\} \left(\frac{EM}{pc \text{ cm}^{-6}} \right) \end{aligned} \quad (2.38)$$

que puede aproximarse por (Altenhof et al. 1960)

$$\tau_c(AMWW) = 8.235 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{^\circ K} \right)^{-1.35} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-2.1} \left(\frac{EM}{pc \text{ cm}^{-6}} \right) \quad (2.39)$$

En ambas ecuaciones $N_i = N_e$ y la *medida de emisión* $EM = \int N_e^2 ds$ tiene dimensiones de $pc\ cm^{-6}$. Se define al cociente entre $\tau(Oster)/\tau(AMWW)$ como :

$$a(\nu, T_e) = \frac{\tau_c(Oster)}{\tau_c(AMWW)} = 0.366 \left(\frac{T_e}{\circ K} \right)^{-0.15} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{0.1} \left\{ \ln \left[4.955 \times 10^{-2} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-1} \right] + 1.5 \ln \left(\frac{T_e}{\circ K} \right) \right\} \quad (2.40)$$

Este factor mide la desviación entre el valor exacto y su aproximación. Teniendo en cuenta esto y habiendo asumido $T_e = cte$ para toda la región, sustituyendo en (2.33)

$$T_b = 8.235 \times 10^{-2} a(\nu, T_e) \left(\frac{T_e}{\circ K} \right)^{-0.35} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-2.1} \int N_e^2(x, y, r) dr \quad (2.41)$$

donde se ha especificado la variación de N_e con la posición dentro de la nebulosa; x, y son las coordenadas cartesianas en la superficie y r es la profundidad en la dirección de la visual a la nube.

Volviendo a la ecuación (2.37) y teniendo en cuenta (2.36), para $\tau \ll 1$

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_e \tau_c \Omega_f \quad (2.42)$$

$S_\nu \propto \nu^\alpha$ donde α el índice espectral de la fuente. El valor de este índice depende de la naturaleza de la radiación que se observa. Para fuentes térmicas el mecanismo que origina la radiación es la emisión *libre-libre* y el índice espectral es $\alpha = 2$ para $\tau_c \gg 1$ y $\alpha = -0.1$ para $\tau_c \ll 1$, esto es, a bajas y altas frecuencias (dentro del rango centimétrico), respectivamente. En cambio para remanentes de supernova, una de las posibles fuentes no-térmicas, en general se tiene $\alpha \leq -0.3$.

El índice espectral puede determinarse a partir de dos observaciones en el continuo de radio a distintas frecuencias, mediante,

$$\alpha = \frac{\log(S_1/S_2)}{\log(\nu_1/\nu_2)} \quad (2.43)$$

donde S_1 y S_2 son las densidades de flujo a ν_1 y ν_2 , respectivamente.

Como ya se mostró, la profundidad óptica depende de la medida de emisión EM y de esta forma, de la geometría de la nube. Por lo tanto, de aquí en más, si el objetivo es

calcular los parámetros físicos de la nebulosa como por ejemplo la densidad electrónica y la masa total de gas ionizado, será necesario adoptar un *modelo* de distribución en densidad, modelo del cual estos parámetros dependerán fuertemente.

2.2.2 Modelos de nebulosas

Mezger & Henderson (1967) analizaron, en un trabajo clásico, varios modelos geométricos de regiones HII. Los modelos geométricos considerados son: a) un modelo esférico de densidad uniforme N_0 dentro de una esfera de diámetro aparente θ_{sph} y cero fuera de ella; b) un modelo cilíndrico de densidad uniforme N_0 dentro de un cilindro de diámetro aparente θ_{cyl} , cuyo eje de simetría está en la dirección de la visual y cuya longitud es igual a su diámetro, siendo cero la densidad fuera del cilindro; y c) un modelo que asume una distribución exponencial, cuyo máximo en densidad es N_0 y donde el ancho a potencia mitad (*HPBW*) del cuadrado de esta distribución es θ_G .

Analizaremos en algún detalle el modelo a). Cuando nosotros reemplazamos las dimensiones lineales por ángulos aparentes a través de las relaciones

$$\theta = (x^2 + y^2)^{1/2}/d; \quad \phi = r/d \quad (2.44)$$

con d la distancia a la región HII, la ecuación (2.41) toma la forma

$$T_b = 82.35 a(\nu, T_e) \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-2.1} \left(\frac{T_e}{\circ K} \right)^{-0.35} \left(\frac{D}{Kpc} \right) \int N^2(\theta, \phi) d\phi \quad (2.45)$$

Evaluando la integral del segundo miembro,

$$\begin{aligned} N(\theta, \phi) &= N_0 && \text{para } \sqrt{\theta^2 + \phi^2} \leq \frac{\theta_{sph}}{2} \\ &= 0 && \text{para el resto} \end{aligned} \quad (2.46)$$

obtenemos

$$\int N^2(\theta, \phi) d\phi = N_0^2 \theta_{sph} (1 - 4\theta^2/\theta_{sph}^2) = N_0^2 \theta_{sph} \psi_s(\theta) \quad (2.47)$$

La función $\psi_s(\theta)$ tiene sentido de distribución de temperatura de brillo normalizada (ψ_{max}) = 1. Con la notación definida, podemos escribir para el ángulo sólido de la fuente

$$\Omega_f = 2\pi \int_0^\infty d\theta \theta \psi(\theta) \quad (2.48)$$

el cual, una vez calculado nos da para nuestro modelo

$$\Omega_f = \frac{\pi}{6} \theta_{sph}^2 = 1.133 \theta_G^2 \quad (2.49)$$

donde θ_G^2 es el diámetro aparente correspondiente a una distribución gaussiana para la temperatura de brillo de la fuente que aproxime al ancho a potencia mitad de la fuente.

La relación entre ésta y el θ_{sph} es

$$\theta_{sph} = 1.471 \theta_G \quad (2.50)$$

Incluyendo al modelo en las ecuaciones que involucran las cantidades observables S_ν, T_e y d , se encuentran expresiones para la densidad electrónica promedio de una región HII

$$\left(\frac{N_e}{cm^{-3}} \right) = u_1 a^{1/2} 6.351 \times 10^2 \left(\frac{T_e}{10^4 k} \right)^{0.175} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{0.05} \left(\frac{S_\nu}{Jy} \right)^{0.5} \left(\frac{d}{Kpc} \right)^{-0.5} \left(\frac{\theta_G}{arcmin} \right)^{-1.5} \quad (2.51)$$

y para la masa de hidrógeno ionizado

$$\left(\frac{M}{M_\odot} \right) = u_2 a^{1/2} 0.3864 \left(\frac{T_e}{10^4 k} \right)^{0.175} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{0.05} \left(\frac{S_\nu}{Jy} \right)^{0.5} \left(\frac{d}{Kpc} \right)^{2.5} \left(\frac{\theta_G}{arcmin} \right)^{1.5} \quad (2.52)$$

donde u_1 y u_2 dependen en particular del modelo elegido para la distribución de densidad de la región HII. Los valores de u_1 y u_2 para los modelos a), b) y c) se listan en la Tabla 2.2 (Mezger & Henderson, 1967).

Tabla 2.2: Factores de conversión de los modelos para calcular la masa total y densidad electrónica

	u_1 (densidad)	u_2 (masa)
Modelo a) (Esfera)	0.775	1.291
Modelo b) (Cilindro)	0.857	1.167
Modelo c) (Gaussiana)	0.911	3.106

2.3 El factor de llenado

En las nebulosas existen fluctuaciones en densidad que no son tenidas en cuenta por el modelo adoptado para calcular los parámetros. Los valores medidos observacionalmente de T_b resultan más pequeños que los predichos por la ecuación (2.41), típicamente en un factor del orden de diez cuando se toma N_e obtenido a partir de cociente de líneas ópticas. Esta diferencia puede sólo ser entendida en términos de fluctuaciones en densidad y se debe a que las determinaciones de densidad a partir de, por ejemplo, cocientes de líneas de [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6716 muestran las regiones de alta densidad de las nebulosas. Las fluctuaciones en densidad deben ser tomadas en cuenta en la descripción de la estructura nebular.

Una manera simple de tener en cuenta las fluctuaciones en densidad es considerar que la nebulosa está formada por pequeñas condensaciones o grumos, con una densidad electrónica N'_e . El *factor de llenado* f es la fracción del volumen total ocupado por las condensaciones referido al volumen total donde están distribuidas (Strömgren, 1948). El espacio entre las condensaciones (vacío en este modelo), no genera ninguna contribución a la emisión de la nebulosa. El factor de llenado deberá ser considerado constante para toda la nebulosa. Al ser la densidad de flujo S_ν una propiedad integral, de su invarianza obtenemos que

$$N'_e = \frac{1}{\sqrt{f}} N_e \quad y \quad M' = \sqrt{f} M \quad (2.53)$$

donde N'_e y M' son las nuevas densidades y masas teniendo en cuenta las condensaciones. Como se ve de las expresiones, la densidad N_e , calculada sin tener en cuenta las condensaciones, resulta una cota inferior (también llamada densidad electrónica *rms*) de la densidad electrónica real de la nebulosa, mientras que la masa M resulta una cota superior para la masa total de gas real de la nube.

2.3.1 El parámetro de excitación

Definiremos el *parámetro de excitación de la nebulosa*

$$u = r_s N_e^{2/3} [\text{pc cm}^{-2}] \quad (2.54)$$

donde r_s es el radio de Strömgen. Esta cantidad resulta idéntica a la raíz cúbica del miembro derecho de la ecuación (2.28) y como se mencionó anteriormente tanto el radio de Strömgen r_s como la densidad electrónica pueden obtenerse a partir de observaciones en el continuo de radio en la región ópticamente delgada del espectro nebuloso.

Como vimos en la sección §2.1.4 a partir de modelos de atmósferas estelares se determina el número total de fotones ionizantes emitidos por la estrella, $Q(H^0)$. Podemos definir

$$U^3 = \frac{3Q(H^0)}{4\pi\alpha_B} \quad (2.55)$$

En presencia de varias fuentes ionizantes embebidas en la nebulosa,

$$U = \left[\sum_{i=1}^m U_i^3 \right]^{1/3} \quad (2.56)$$

donde cada U_i se corresponde con el $Q_i(H^0)$ de cada estrella excitatriz.

En definitiva, $u^3 = r_s^3 N_e^2$ representará el número de fotones de Lyman que se consumieron en ionizar la región HII, mientras que $U^3 = \frac{3Q(H^0)}{4\pi\alpha_B}$ representará el número de fotones de Lyman emitidos por la/s estrella/s excitatriz/ces. Así tenemos una manera práctica de contrastar el flujo de fotones ionizantes emitidos por la estrella excitatriz con los resultados observacionales de densidad y de radio nebulares.

En condiciones ideales donde todos los fotones emitidos por la/s estrella/s son utilizados en la ionización del gas, $u \equiv U$.

A partir de la comparación de estos parámetros se puede hacer el siguiente análisis:

- Si $U = u$ podemos interpretar que se conocen todas las estrellas excitatrices, que la región HII está **limitada por ionización** y que no hay polvo libre en la región. En este caso se han consumido todos los fotones estelares en la ionización del gas y la región estará rodeada por una nube de HII.

- Si $U > u$ se dice que la región está **limitada por densidad**. En este caso la nube de gas neutro donde está inmersa la región está ionizada por completo y fuera de ella no hay prácticamente material ionizable. O bien, hay mucho polvo mezclado con el gas ionizado y parte de los fotones se gastaron en calentarlo.

- Si $U < u$ no se conocen todas las estrellas excitatrices. Podría haber polvo libre dentro de la región ionizada, que absorbería fotones del UV emitidos por la estrella y los reemitiría en el IR con lo cual dichos fotones se consumen y dejan de servir para ionizar el gas. La presencia de este polvo puede dificultar la detección de las estrellas excitatrices.

La igualdad $U = u$, entre los parámetros de excitación, es una herramienta básica en el estudio de las relaciones entre regiones HII y estrellas excitatrices, aunque existen algunas limitaciones en su uso (ver Felli M., 1979). Por tanto, la comparación de U con u en regiones HII nos permitirán conocer cuánto y cómo se aparta la región HII de las condiciones ideales y cuáles podrían ser las causas pudiendo llegar a conclusiones sobre el contenido estelar y la presencia de polvo en la nebulosa.

2.4 Observaciones Infrarrojas

2.4.1 Emisión en el continuo

La emisión difusa del polvo interestelar fue predicha por van de Hulst (1946) como una consecuencia de la presencia de la absorción: la energía absorbida por los granos de polvo sobre todo el espectro electromagnético debería ser reemitida en el infrarrojo. Una partícula de polvo, gana energía principalmente por absorción de fotones UV del campo de radiación interestelar (CRI). Se establece un estado estacionario cuando los granos emiten una energía igual a la absorbida, a alguna temperatura T_p , la cual dependerá de su tamaño y composición. Van de Hulst mostró que para esferas dieléctricas de radio $a \approx 0.1\mu m$ se esperan temperaturas del polvo en el rango 10-20 K, y la emisión podría así ocurrir en el lejano infrarrojo (FIR, entre 30 y 300 μm), una predicción confirmada 25 años después (Pipher, 1973).

La emisión del polvo constituye $\approx 10 - 30\%$ de la radiación total emitida por la Galaxia, teniendo así importancia en el balance de energía detallado del disco galáctico.

De esta manera, observaciones de la emisión difusa en el IR proveen importante información sobre la distribución espacial del polvo en el medio interestelar, así como sobre las propiedades de los granos (Hildebrand, 1983).

El descubrimiento de fuertes excesos de emisión en el infrarrojo mediano (MIR, entre 5 y 30 μm) fue más sorprendente. Esta emisión indica la presencia de una componente del polvo mucho más caliente (100-500 K).

Los estudios de continuo y de líneas de emisión en el cercano infrarrojo (NIR, entre 1 y 5 μm) indicaron temperaturas de los granos de polvo mucho mayores que las esperadas para las partículas clásicas (radio $a \gtrsim 0.1\mu m$) en equilibrio térmico con su medio ambiente, llevando al desarrollo de modelos que incluyeran emisión por parte de granos de polvo mucho más pequeños sujetos a calentamiento.

2.4.2 Consideraciones teóricas

Temperatura de equilibrio del polvo

Los granos de polvo interestelar intercambian energía con su medio ambiente como resultado de la absorción y emisión de la radiación, de colisiones, y de reacciones exotérmicas en la superficie, como la recombinación del hidrógeno. Sin embargo, la temperatura de equilibrio (en estado estacionario), está determinada por los procesos radiativos, excepto en nubes moleculares de alta densidad (ver Spitzer, 1978).

Considerando a los granitos de polvo como un cuerpo negro esférico, su temperatura de equilibrio T_b la da la Ley de Stefan-Boltzmann, resultando $T_b \simeq 3.1$ K.

Consideremos un grano de polvo esférico de radio $a \approx 0.1\mu m$. La potencia **absorbida** del CRI es,

$$W_{abs} = c(\pi a^2) \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda) u_\lambda d\lambda \quad (2.57)$$

donde Q_{abs} es el factor de eficiencia para la absorción por los granos y u_λ es la densidad de energía del CRI en función de la longitud de onda λ .

La potencia **radiada** por el grano de polvo es,

$$W_{rad} = 4\pi(\pi a^2) \int_0^\infty Q_{rad}(\lambda) B_\lambda(T_p) d\lambda \quad (2.58)$$

donde $Q_{rad}(\lambda)$ es *emisividad* del grano, y $B_\lambda(T)$ es la función de Planck. Se desprende de la ley de Kirchhoff que Q_{abs} y Q_{rad} son, de hecho, idénticas a una dada longitud de onda, por lo que serán reemplazadas por la función Q_λ . En equilibrio entre las tasas de ganancia y pérdida de energía, tenemos $W_{abs} = W_{rad}$, y así:

$$\int_0^\infty Q_\lambda u_\lambda d\lambda = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty Q_\lambda B_\lambda(T_p) d\lambda \quad (2.59)$$

esta ecuación puede ser usada para deducir la temperatura T_p de los granos de polvo si se conoce Q_λ .

Pueden, de hecho, darse temperaturas del polvo mayores que T_b , dado que la absorción ocurre predominantemente en el UV y la emisión en el FIR. Q_λ , debe ser calculada de la

teoría de Mie. En general, Q_λ sigue una ley de potencia en el FIR (para $a \ll \lambda$) y

$$Q_{FIR} \propto \lambda^{-\beta} \quad (2.60)$$

donde β dependerá de la naturaleza del material y para granos interestelares $1 \leq \beta \leq 2$.

Granos de polvo en diferentes entornos dentro del medio interestelar tienen T_p diferente. En las profundidades de una nube molecular calentada sólo por la CRI externa, el flujo UV y visible está severamente atenuado y los granos se calientan predominantemente por absorción de radiación infrarroja. Mediante modelos de transporte de radiación dentro de nubes densas, se ha llegado a calcular la temperatura del polvo como función de la profundidad óptica (Leung 1975; Mathis et al. 1983), así por ejemplo, en una nube esférica con extinción visual $A_V = 10$ mag hacia su centro, $T_p \gtrsim 15$ K en las regiones externas de la nube y $T_p \gtrsim 7$ K en la zona central. $T_p \approx 20 - 30$ K en el polvo de nubes típicas del medio interestelar y $T_p \approx 30 - 40$ K son típicas de regiones HII (ver por ejemplo Chan & Fich, 1995).

En la inmediata vecindad de una estrella temprana, tiene lugar un crecimiento dramático de la densidad de energía en el UV, por lo que $T_p \gtrsim 500$ K. Sin embargo, la temperatura de un grano en estos entornos está limitada por su temperatura de sublimación ($T_p \approx 1000-1500$ K).

Emisión de continuo en el FIR

Consideremos una nube idealizada conteniendo N granos de polvo esféricos de tamaño, composición y temperaturas uniformes. Como se dijo con anterioridad, asumimos que los granos de polvo son esferas de radio $a \approx 0.1 \mu m$, y que cada grano está en equilibrio térmico con el campo de radiación ambiente. Una nube interestelar real, contendrá granos con un rango de tamaños. Los efectos de la temperatura en granos muy pequeños ($a < 0.05 \mu m$) del cual resulta un flujo adicional a longitudes de onda cortas, no será considerado ahora. Asumiendo que la nube es ópticamente delgada en el FIR, la densidad de flujo recibida será,

$$F_\lambda = N \left(\frac{\pi a^2}{d^2} \right) Q_\lambda B_\lambda(T_p) \quad (2.61)$$

donde d es la distancia a la nube. La longitud de onda del pico en la distribución de flujo, deducida a partir de la ley de desplazamiento de Wien, está relacionada con la temperatura por,

$$\lambda_{pico} \simeq 3000 \left(\frac{5}{\beta + 5} \right) T_p^{-1} \quad (2.62)$$

con λ_{pico} en μm .

En primer lugar consideraremos el caso de una nube densa e inerte que no contenga fuentes internas de luminosidad. Para éstas se predicen $T_p \leq 10$ K para el polvo interno, resultando un pico en la emisión a longitudes de onda superiores a los $200\mu m$. Debido a las propiedades inherentes de la función de Planck, algunos granos fríos casi no emiten un flujo apreciable en $\lambda \leq 100\mu m$. Sin embargo, una nube inerte no será realmente isotérmica pero tendrá una capa externa de polvo cálido calentado por la CRI externa a las temperaturas aproximadamente dadas en regiones desprotegidas de polvo; para $T_p \approx 23K$, típica del medio interestelar difuso, considerando granos con $\beta \approx 1.5$ (silicatos y carbono), el pico de emisión sobre las capas externas ocurre cerca de los $100 \mu m$. Así, la emisión detectada en la banda de paso de $100 \mu m$ de IRAS depende sólo de la densidad de energía del CRI y de las propiedades superficiales de la nube, y nubes de diferentes masas pueden tener así similares brillos superficiales.

Muchas nubes interestelares están verdaderamente libres de fuentes embebidas. Las nubes moleculares son sitios de formación estelar, y una estrella masiva joven embebida en su nube asociada debe generar un intenso flujo UV local. La radiación de corta longitud de onda no puede penetrar muy adentro de la nube; la absorción y posterior reemisión por polvo cercano a la fuente la convierte en radiación infrarroja, a la cual la nube es relativamente transparente, y esto tiende a calentar el polvo.

El flujo observado de una nube calentada internamente puede ser usado para deducir la masa de la nube y ponerle limitaciones a las propiedades de los granos de polvo, como discuten Hildebrandt (1983) y Thronson (1988). El volumen de polvo en la nube viene dado por

$$V = Nv \quad (2.63)$$

donde $v = (4/3)\pi a^3$ es el volumen de un grano individual y N es el número de granos. Sustituyendo de la ecuación (2.62) tenemos

$$V = \left(\frac{F_\lambda d^2}{\pi a^2 Q_\lambda B_\lambda(T_p)} \right) v \quad (2.64)$$

Si los granos de polvo están compuestos por un material de densidad s , la ecuación (2.64) podrá ser escrita en términos de la masa total de polvo

$$M_p = Vs = \frac{4sF_\lambda d^2}{3B_\lambda(T_p)} \left(\frac{a}{Q_\lambda} \right) \quad (2.65)$$

Si $a \ll \lambda$, la cantidad a/Q_λ es independiente de a y depende sólo del índice de refracción m a la longitud de onda λ . La contribución de cada grano al flujo observado es de esta forma proporcional a a^3 , o sea, a su volumen. Adoptando promedios pesados apropiados de a/Q_λ , la ecuación anterior se puede usar para estimar la masa total de polvo en una nube a partir de la densidad de flujo observada en el FIR sin necesidad de conocer detalladamente la distribución de tamaños de los granos.

Mediante observaciones de una nube calentada internamente en el FIR y en el rango submilimétrico se puede obtener el índice espectral de la emisividad y, en principio, este se puede usar luego para determinar restricciones a los modelos de grano de polvo.

2.4.3 Análisis de datos IRAS

En esta sección mostraremos una serie de expresiones que son especialmente útiles en el análisis de los datos IR obtenidos con el satélite astronómico infrarrojo *IRAS*, que figuran en la página web de M. Sauvage, (<http://marc.sauvage.free.fr>).

Las luminosidades derivadas de las observaciones en las cuatro bandas de IRAS (12, 25, 60 y 100 μm) son, por definición,

$$L_\nu = \Delta\nu S_\nu 4\pi d^2 \quad (2.66)$$

donde S_ν va es Jy y para fines de cálculo,

$$\begin{aligned}\Delta\nu &= \Delta\nu_{12}10^{12} \text{ Hz} \\ d &= d_{Mpc} 3.08 \times 10^{22} m\end{aligned}$$

así,

$$L_\nu(L_\odot) = 3.14 \times 10^5 \Delta\nu_{12} S_\nu d_{Mpc}^2 \quad (2.67)$$

es la luminosidad en unidades solares.

Por otra parte, se puede derivar la temperatura y la masa del polvo utilizando las propiedades espectrales de éste, considerando sólo la emisión en las bandas de 60 y 100 μm , y que las densidades de flujo de IRAS son monocromáticas (lo cual está lejos de ser cierto, si se examinan las respuestas de los ancho de banda). El coeficiente de absorción del polvo es:

$$k_\nu = 4 \left(\frac{\nu}{3 \times 10^{12} \text{ Hz}} \right)^n \text{ kg}^{-1} \text{ m}^2 \quad (2.68)$$

donde $n = 1 - 1.5$ es el índice espectral.

La temperatura del polvo puede obtenerse como:

$$T_p(K) = \frac{95.94}{\ln \left[(1.67)^{3+n} \frac{S_\nu(100)}{S_\nu(60)} \right]} \quad (2.69)$$

Si se conoce T_p , puede derivarse la masa de polvo expresada para un medio ópticamente delgado (caso usual en 60 y 100 μm), como

$$M_{p,\nu} = \frac{S_\nu d^2}{k_\nu B_\nu(T_p)} \quad (2.70)$$

donde

$$B_\nu(T_p) = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} (\exp(h\nu/kT_p) - 1)^{-1} \quad (2.71)$$

es la función de Planck.

Luego de normalizar en frecuencia, se obtiene

$$M_{p,\nu}(M_\odot) = 25.8 3^n \nu_{12}^{-(3+n)} S_\nu(Jy) d_{Mpc}^2 \left[\left[(1.67)^{3+n} \frac{S_\nu(100)}{S_\nu(60)} \right]^{0.5\nu_{12}} - 1 \right] \quad (2.72)$$

luego, para un índice espectral $n = 1.5$ tendremos, para 60 y 100 μm

$$M_{p,100}(M_{\odot}) = 0.959 f_{100}(Jy) d^2_{Mpc} \left[\left[\left(9.96 \frac{S_{100}}{S_{60}} \right)^{1.5} - 1 \right] \right] \quad (2.73)$$

$$M_{p,60}(M_{\odot}) = 9.63 \times 10^{-2} f_{60}(Jy) d^2_{Mpc} \left[\left[\left(9.96 \frac{S_{100}}{S_{60}} \right)^{2.5} - 1 \right] \right] \quad (2.74)$$

Capítulo 3

G 31 y G 35: Antecedentes y datos observacionales

3.1 Introducción

Las regiones HII seleccionadas para el presente estudio, pertenecientes a la región de Carina, fueron identificadas por Gum (1955) y se enumeran en la Tabla 3.1 junto con sus coordenadas (l , b) y [α , δ (J2000)], sus distancias en kpc, una estimación de su diámetro angular en minutos de arco, y el cúmulo o estrellas excitatriz. En este último caso se ha citado sólo la principal estrella excitatriz.

Tabla 3.1: Regiones seleccionadas para este trabajo: coordenadas, distancia y cúmulo o principal estrella excitatriz

#	Nombre	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	α (hh mm ss)	δ ($^{\circ}$ ' ")	d (kpc)	θ (')	Estrellas o cúmulo excitatriz
1	G 31	286.2	-0.2	10 37 25	-58 37 36	3.0 ± 0.1 (1)	10.7 (4)	NGC 3324
2	G 35	289.8	-1.3	10 58 50	-61 06 38	8.0 (2)	10 (3)	LS 2063

(1): Carraro et al.(2001), (2): Avedisova et al.(1987), (3): Maršálková (1974), (4): Caswell & Haynes (1987)

3.2 Antecedentes

3.2.1 G 31

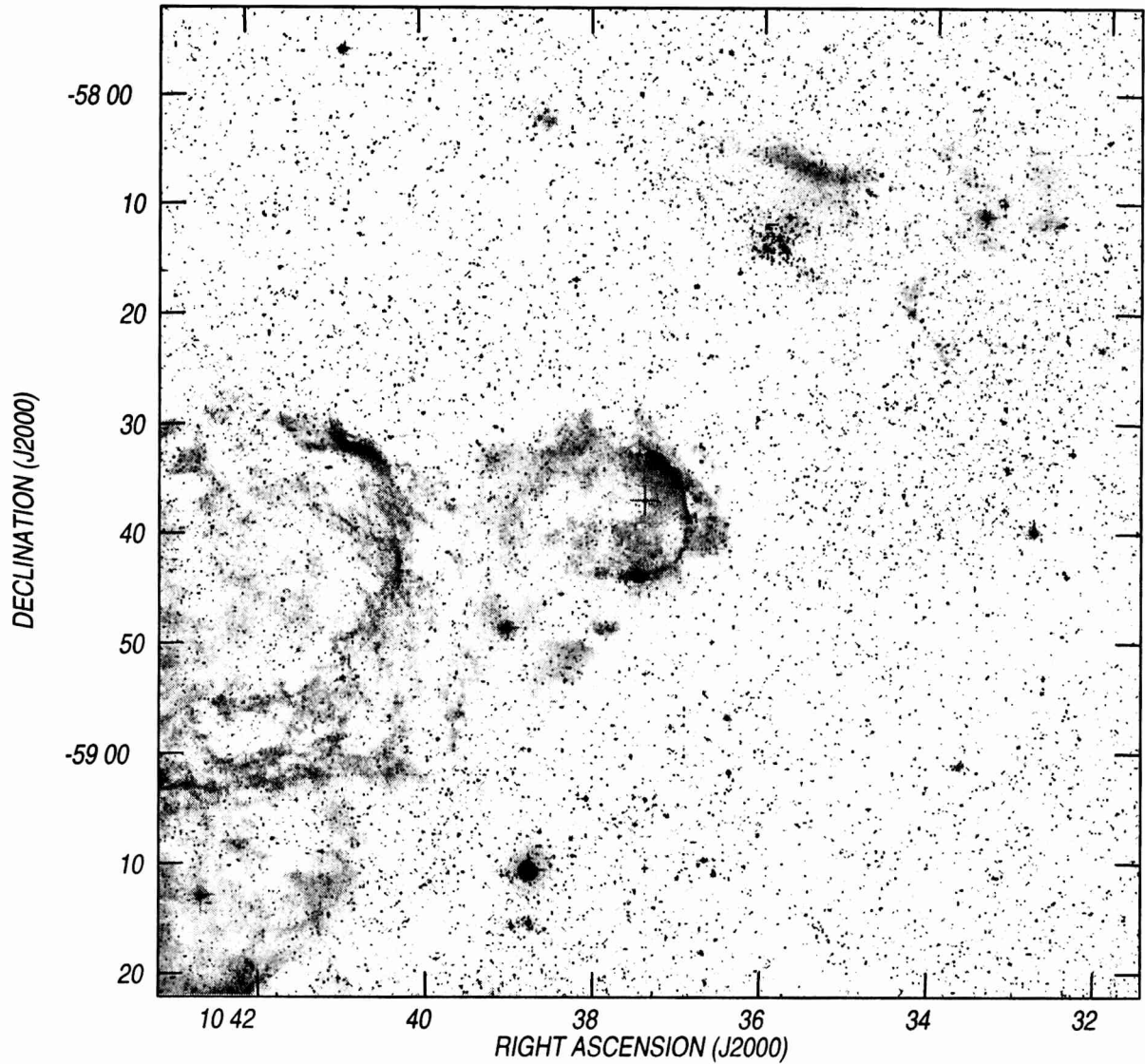


Figura 3.1: G 31 (al centro de la imagen). Imagen extraída de DSS2-R (Digital Sky Survey, banda R, de *Skyview*). La escala de grises está en unidades arbitrarias. Hacia el SE puede apreciarse la parte NO de la Nebulosa de Carina. La cruz indica la posición de la estrella múltiple *HD 92206*

Es una región HII situada en el brazo espiral de Carina y perteneciente a la asociación estelar *Car OB1*, al noroeste de la región HII gigante conocida como Nebulosa de Carina (*NGC 3372*). En el interior de G 31 se halla inmerso el relativamente pequeño y joven cúmulo abierto *NGC 3324*, que presenta varias características típicas de un traza-

dor espiral. La región HII está formada por una gran nebulosidad filamentaria de forma aproximadamente elíptica como muestra la *Figura 1*. El cúmulo *NGC 3324* se encuentra proyectado sobre la región ópticamente más brillante de la nebulosa. La región HII se extiende hacia el E donde es considerablemente más débil, mostrando en conjunto una estructura de anillo parcial. Se evidencia en la figura la presencia de un borde bien definido hacia el O de la región más brillante, que puede sugerir la presencia de una región de interacción con el medio circundante.

Este cúmulo fue estudiado por primera vez por Moffat & Vogt (1975), quienes proveyeron fotometría fotoeléctrica para unas 12 estrellas dentro de un radio de 1' en el núcleo del cúmulo. Fue sugerida entonces una distancia ≈ 3.28 kpc y un enrojecimiento $E(B - V) \approx 0^m.45 \pm 0^m.05$.

Clariá (1976) estableció, utilizando fotometría *UBV*, una distancia de 3.12 ± 0.22 kpc, un enrojecimiento $E(B - V) \approx 0^m.47 \pm 0^m.08$ y un diámetro angular medio de 6', confirmando los resultados de Moffat & Vogt. Feinstein & Vásquez (1990), mediante fotometría *UBV(RI)* fotoeléctrica, derivan un módulo de distancia $12^m.80$ que corresponde a una distancia $d = 3.6$ kpc. Más recientemente Carraro et al.(2001), mediante fotometría *UBVRI*, encontraron ≈ 25 posibles nuevos miembros y sugirieron una distancia y una extinción de 3.0 ± 0.1 kpc y $0^m.48 \pm 0^m.03$, respectivamente.

Las estrellas más brillantes de este cúmulo son las estrellas excitatrices de la región HII *G 31*. Carraro et al. (2001) encontraron la posible presencia de numerosas estrellas de pre-secuencia principal en contracción. Esto refuerza la idea de que el cúmulo es muy joven, con una edad < 3 Myr.

En la Tabla 3.2 se enumeran algunas de las estrellas más brillantes del cúmulo, las únicas, por otra parte, clasificadas como de tipo espectral O, de acuerdo a Carraro et al. (2000). Los tipos espectrales fueron obtenidos espectroscópicamente por Walborn (1982), mientras que la magnitud V y el resto de parámetros fotométricos fueron extraídos de Clariá (1977). *HD 92206* está indicada en la *Figura 3.1*.

En lo que respecta a estudios en la banda de ondas de radio, Caswell & Haynes (1987) estimaron, en base a un relevamiento en el continuo de radio en 5 GHz, una densidad de flujo $S_\nu = 35 Jy$ y un diámetro angular $\theta = 10'.7$ para *G 31*. Sin embargo al presente no se han publicado imágenes de la nebulosa en el continuo de radio. A partir de observa-

ciones de líneas de recombinación de hidrógeno en ≈ 5 GHz (H109 α y H110 α), Caswell & Haynes (1987) derivan una temperatura electrónica $T_e = 7100K$, y una velocidad para el gas ionizado referida al LSR $V_{LSR} = -18$ km s $^{-1}$, mientras que el ancho a potencia mitad del perfil de la línea de recombinación en dirección a la nebulosa es $\Delta V = 26$ km s $^{-1}$.

Tabla 3.2: Estrellas brillantes en *NGC 3324*

#	<i>HD/C1(1)</i>	<i>Sp. Type</i>	<i>V(mag)</i>	$V_0 - M_v$	$E(B-V)$
1	92206 A	O6.5V	8.21	12.19	0.44
2	92206 B	O8.5V *	9.21 *	12.19 *	0.44 *
3	92206 C	O8.5V	9.16	12.45	0.47

*: suponiendo una diferencia de brillo de ≈ 1 mag entre las componentes A y B (Walborn, 1982)

3.2.2 G 35

G 35(= RCW 54a [Rodgers, Campbell & Whiteoak 1960], G 289.8-1.3, H 43 [Hoffleit 1953]) es una región HII extendida e irregular, como se puede apreciar en la *Figura 2*, ubicada en la región del cielo entre la nebulosa de Carina y el complejo *NGC 3576*. La región es claramente notable en las imágenes $H\alpha$ presentadas por Georgelin et al. (2000).

G 35 es una radiofuente térmica (Georgelin et al. 2000). De acuerdo a Caswell & Haynes (1987) su densidad de flujo en el continuo de radio en 5 GHz es $\approx 17.4Jy$.

La región emite en líneas de recombinación en radio. De observaciones en H109 α , Caswell & Haynes (1987) han obtenido velocidades $V_{LSR} = 22$ km s $^{-1}$ y $\Delta V = 29$ km s $^{-1}$. Por otro lado, Georgelin et al. (2000) midieron $V_{LSR} = 14$ km s $^{-1}$ y $\Delta V = 35$ km s $^{-1}$ para la línea $H\alpha$.

En cuanto a las distancias, Georgelin & Georgelin (1970) calcularon una distancia cinemática $d_k = 8.7$ kpc usando el modelo de Schmidt (1965). Mientras que utilizando el ajuste analítico a la curva de rotación de Brand & Blitz (1993), se obtienen $d_k = 7.5$ kpc y $d_k = 8.3$ kpc para $V_{LSR} = 14$ km s $^{-1}$ y $V_{LSR} = 22$ km s $^{-1}$, respectivamente. Avedisova & Palouš (1989) estimaron $d = 6 \pm 2.8$ kpc usando tipos espectrales conocidos de las

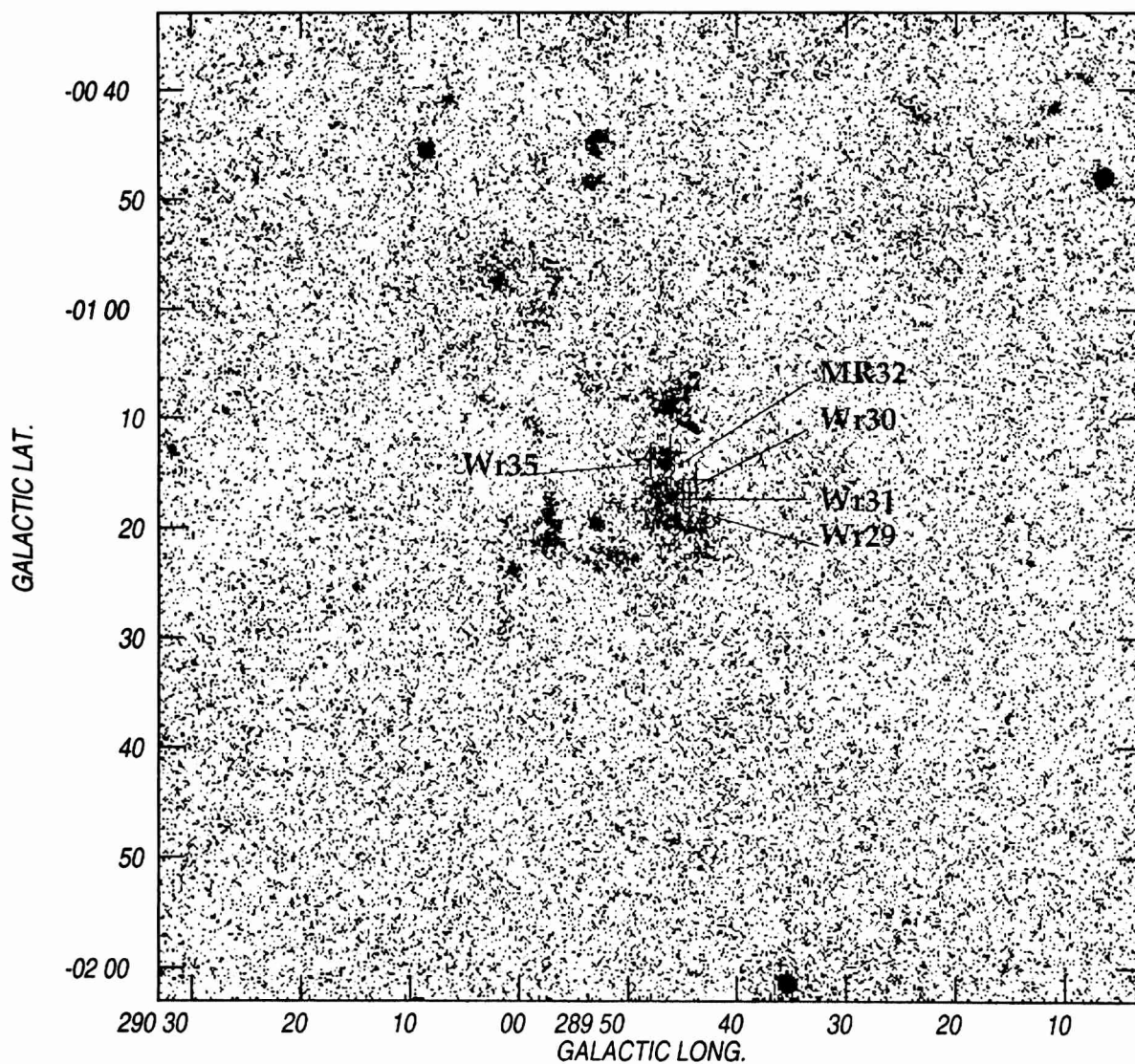


Figura 3.2: G 35 (al centro de la imagen). Imagen extraída de DSS2-R (Skyview). La escala de grises está en unidades arbitrarias. Se indican algunas de las estrellas de la región.

estrellas excitatrices y su fotometría en B y V . Georgelin et al. (2000) prefiere asignarle la distancia de una de sus estrellas excitatrices, MR 32(= LS 2063), $d \approx 8$ kpc.

Georgelin et al. (2000) propone a MR 32 como una de las estrellas excitatrices de G 35, la cual según Smith (1968), es una estrella situada a una $d = 7.9$ kpc, en buen acuerdo con la distancia cinemática. En cuanto al contenido estelar de la región HII, Georgelin et al. (2000) enumeran las estrellas excitatrices más relevantes de la región junto con los datos fotométricos y su tipo espectral. Estas estrellas con sus respectivos datos se muestran en la Tabla 3.3.

En la columna 2 se da la identificación de la estrella con la siguiente notación :

Tabla 3.3: Estrellas excitatrices de *G35*

#	Nombre	Sp. Type	V(mag)	B-V	$m_0 - M$
1	LS 2063	Of/WN *	10.6	0.8	14.5
2	Wr II 28	(O6)	13.61	0.88	14.8
3	Wr II 29	(O9)	14.34	0.81	15.2
4	Wr II 30	(O6)	12.89	0.80	14.3
5	Wr II 31	(O7)	12.76	0.75	15.0
6	Wr II 33	(O6)	14.86	1.05	15.5
7	Wr II 35	(O7 III)	11.67	0.91	13.4
8	Wr II 36	(O6)	13.70	0.86	15.0
9	Wr II 38	(O9)	12.58	0.44	14.6
10	Wr II 39	(O9)	13.19	0.80	14.1
11	Wr II 40	(O7 Iab)	11.50	1.02	13.7
12	Wr II 43	(O5 V)	12.30	0.61	14.7

*: ver Gómez & Niemela (1987)

LS (Luminous Stars, Stephenson & Sanduleak 1971), Wr (Wrandemark 1976). El tipo espectral se lista en la columna 3. Los que están entre paréntesis fueron calculados solamente de la fotometría y sólo en unos pocos casos se ha citado la clase de luminosidad (ver Georgelin et al. 2000). En las columnas 4 y 5 damos la magnitud visual y el índice de color B-V, mientras que en la columna 6 listamos los respectivos módulos de distancia, obtenidos con los tipos espectrales tabulados.

3.3 Datos observacionales

3.3.1 Ópticos

Para estudiar el contenido estelar de las regiones seleccionadas se hizo uso de datos disponibles en Internet, tanto datos bibliográficos como archivos de datos públicos. La

búsqueda en la *WWW* se hizo mediante el Centre de Données Stellaires de Strasbourg (*CDS*), la base de datos astronómicas *SIMBAD*, el Atlas interactivo del cielo *ALADIN* y el servicio de *ADS* (*NASA*). Se trató de reunir la mayor cantidad de datos que aportaran al conocimiento del tipo espectral de las fuentes estelares inmersas en las regiones HII, para calcular con posterioridad el flujo de fotones de Lyman emitidos por estas estrellas, que eran los responsables de la ionización del gas.

Para G 31, en particular, se carecen de espectros propios como para clasificar espectroscópicamente a las estrellas, por lo que hemos usado datos disponibles a través de Internet.

En el caso de G 35 se dispone de un número reducido de espectros digitales obtenidos en CASLEO y el Observatorio Interamericano de Cerro Tololo, Chile, por J.F Albacete y V. Niemela, respectivamente. Los espectros de CASLEO fueron adquiridos en el telescopio de 2.15 m, con el espectrógrafo REOSC en modo de dispersión simple, y los de CTIO en el telescopio de 1 m con el espectrógrafo 2DF (contador de fotones bidimensional).

El análisis de los espectros permitió determinar el tipo espectral de algunas de las estrellas excitatrices de la región HII.

3.3.2 Continuo de radio

Los datos de continuo de radio utilizados fueron extraídos de dos relevamientos a alta frecuencia:

- 1) el *Parkes - MIT - NRAO Southern Survey* (PMN Southern Survey), en 4850 MHz (Condon, Griffith & Wright 1993, Griffith & Wright 1993); y
- 2) el relevamiento en 2417 MHz (Duncan et al. 1995).

1) El primer relevamiento cubre el cielo desde $-87^{\circ}.5$ hasta -37° en declinación (J2000). El mismo fue realizado con el radiotelescopio de Parkes (Australia), cuyo diámetro es de 64 metros y cuya montura es acimutal. A 4.85 GHz la resolución angular es de aproximadamente $5'$. El relevamiento cubre 2.5 sr con un límite de flujo que varía de 20 mJy cerca del polo sur celeste hasta 45 mJy en la zona más meridional.

El ruido rms varía entre 5 y 10 mJy haz^{-1} dependiendo de la declinación, mientras que el rms por confusión en las imágenes del relevamiento es $\sigma \approx 8 \text{ mJy } \text{haz}^{-1}$

El receptor de 4850 MHz tiene una temperatura de sistema $T_{sys} \gtrsim 40$ K y un ancho de banda de 600 MHz. Es importante notar que el método de reducción aplicado para procesar las imágenes ha removido toda información referida a medidas angulares mayores que aproximadamente 1° (ver www.atnf.csiro.au/resources).

2) El segundo relevamiento, centrado en una frecuencia de 2.417 GHz, con un ancho de banda de 145 MHz, tiene una resolución angular de $10'.4$. El ruido rms en las imágenes del relevamiento es $\sigma \approx 12 \text{ mJy haz}^{-1}$.

Las imágenes en formato fits se analizaron utilizando el paquete de programas AIPS (Astronomical Imaging Processing System) disponible tanto en el IAR como en FCAG.

3.3.3 Infrarrojo

En 1983 el satélite *IRAS* realizó un relevamiento infrarrojo en las bandas fotométricas centradas en 12, 25, 60 y $100 \mu\text{m}$. Detalles del relevamiento se dan en el *IRAS Explanatory Supplement* (1985). Para analizar la radiación infrarroja que emiten estas dos regiones HII, se solicitaron los datos de alta resolución (HIRES, *High-RESolution*) disponibles a pedido en IPAC (*Infrared Processing and Analysis Center*).

El procesamiento HIRES usa el método de máxima correlación (MCM, H.H Aumann, J.W. Fowler and Melnyk, 1990) para producir imágenes de alta resolución (mejor que la nominal) para los datos de IRAS.

HIRES es una herramienta poderosa para estudios morfológicos y para separar fuentes confusas, pudiendo lograr una resolución mejor que el minuto de arco, siendo ésta, sin embargo, variable no sólo banda a banda sino también punto a punto en una imagen dada.

El conjunto de datos que provee IPAC está constituido por una serie de archivos, conteniendo las imágenes fits (o mapas de brillo superficial) de las fuentes en las cuatro bandas fotométricas de IRAS (12, 25, 60 y $100 \mu\text{m}$), cada una de ellas desglosadas en 4 archivos de distinta resolución de acuerdo a la cantidad de iteraciones (5, 10, 15 y 20) que sufrieron durante el procesamiento con el algoritmo. El conjunto de datos incluye además, entre otros archivos, una imagen (una para cada banda, y para cada número de iteraciones) en el que se indica sobre la fuente la muestra de haces, la cual resulta una

herramienta útil para hallar la resolución de las imágenes HIRES, que dependerá de la intensidad de la fuente y de la complejidad de la emisión de fondo. De esto último dependen los resultados para fuentes que están por debajo de 1 Jy, mientras que las fuentes demasiado luminosas (> 1000 Jy) pueden sufrir de diversos artefactos típicos de los datos IRAS como, por ejemplo, saturación.

Las imágenes en formato fits se analizaron utilizando el paquete de programas AIPS. En el presente estudio se consideran las imágenes a 60 y 100 μm con el fin de determinar las características del polvo asociado.

Capítulo 4

G 31 y G 35: Resultados

4.1 G 31

4.1.1 Distancia a G 31

A fin de determinar los parámetros físicos de la región HII que se desprenden de las observaciones en continuo de radio, es necesario conocer el valor de la distancia a dicha región.

En los resultados previos provenientes de estudios fotométricos, se encuentran discrepancias en los valores de distancia hallados para la asociación estelar Car OB1 pues el valor adoptado para el factor R (cociente entre extinción total y selectiva) utilizado en dichas determinaciones, no está bien definido en esta dirección y se halla actualmente en discusión (ver por ejemplo, Walborn 1995). R es un parámetro que depende del enrojecimiento, de la distribución de energía en el espectro estelar y de la posición en la Galaxia. Las distancias derivadas para esta asociación OB teniendo en cuenta esto están en el rango 1.8 a 2.8 kpc (ver Walborn, 1995). Por otro lado se ha encontrado una distancia $d = 2.2 \pm 0.2$ para la estrella ηCar utilizando las velocidades observadas de la Nebulosa Homúnculus que rodea a la estrella (Allen & Hillier, 1993). Independientemente del valor de R , esto nos otorga otra estimación de la distancia a Car OB1, del cual ηCar es miembro.

Además, Georgelin et al. (1986) encuentran que la velocidad radial de G 31 determi-

nada a partir de líneas de recombinación es similar a la de otras regiones HII en la región de Car OB 1, y por lo tanto incluyen a G 31 como integrante de esta asociación OB.

Teniendo en cuenta estas razones y los valores de distancia en base a estudios fotométricos para el cúmulo abierto NGC 3324 inmerso en G 31 (ver §3.2.1) que muestran distancias mayores a 3 kpc, como por ejemplo Feinstein & Vázquez (1990) con $d = 3.6$ kpc, adoptamos para G 31 una distancia entre 2.0 kpc y 4.0 kpc, compatible con la mayoría de los valores publicados para NGC 3324 y para Car OB 1. Calcularemos los parámetros con este conjunto de valores para luego a partir de los resultados, volver a discutir este punto.

4.1.2 Parámetros derivados de la emisión en continuo de radio

Densidad de flujo e índice espectral

Las Figuras 4.1, 4.2, 4.3 y 4.4 muestran las imágenes de G 31 en el continuo de radio en 4.85 GHz (Condon et al. 1993) y 2.417 GHz (Duncan et al. 1995) junto con las superposiciones de ambas con la imagen óptica (DSS2-R, Figura 3.1), logradas por medio del paquete de programas AIPS. Las figuras correspondientes al relevamiento en 4.85 GHz así como su superposición con la imagen óptica fueron llevadas a coordenadas galácticas usando el “verbo *celgal*” de AIPS, puesto que originalmente el relevamiento entrega imágenes en coordenadas ecuatoriales. En ellas se puede apreciar que la región de mayor emisión en el óptico coincide con los máximos de emisión en el continuo de radio, y los picos de emisión tanto en 4.85 GHz como en 2.417 GHz (5.98 Jy/haz y 16.14 Jy/haz, respectivamente) están situados en dirección a la, supuestamente, principal estrella excitatriz *HD 92206*. La región con débil emisión óptica al E [$\alpha(J2000) \approx 10^h 39^m$, $\delta(J2000) \approx -58^\circ 40'$, ver Figura 3.1] se identifica en la imagen de continuo de radio como una extensión de la radiofuente. Claramente, la emisión en ambas frecuencias refleja las principales características morfológicas descritas en §3.2.1.

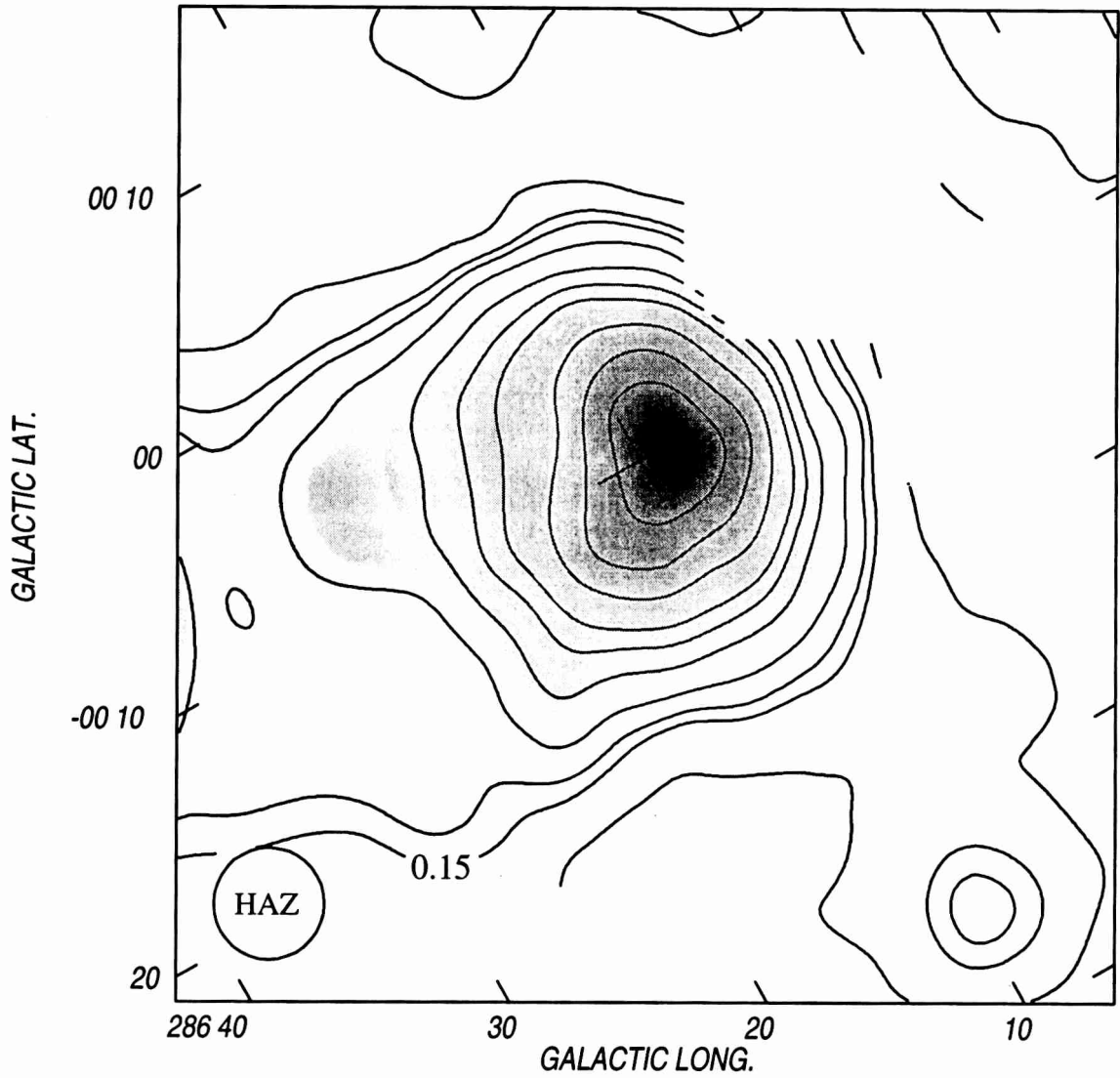


Figura 4.1: G 31. Imagen en 4850 MHz. La escala de grises corresponde al rango $(-0.072, 5.982)$ Jy/haz. Los contornos nos indican la emisión en 0, 0.15 (indicado en la imagen), 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2, 3, 4 y 5 Jy/haz. La circunferencia en el ángulo inferior izquierdo muestra el tamaño del haz ($295''$), mientras que la cruz en la zona central de la figura indica la posición de la estrella *HD 92206*. La región de la imagen donde se cortan las líneas de contorno (superior derecha), corresponde a áreas donde faltan datos en el archivo original.

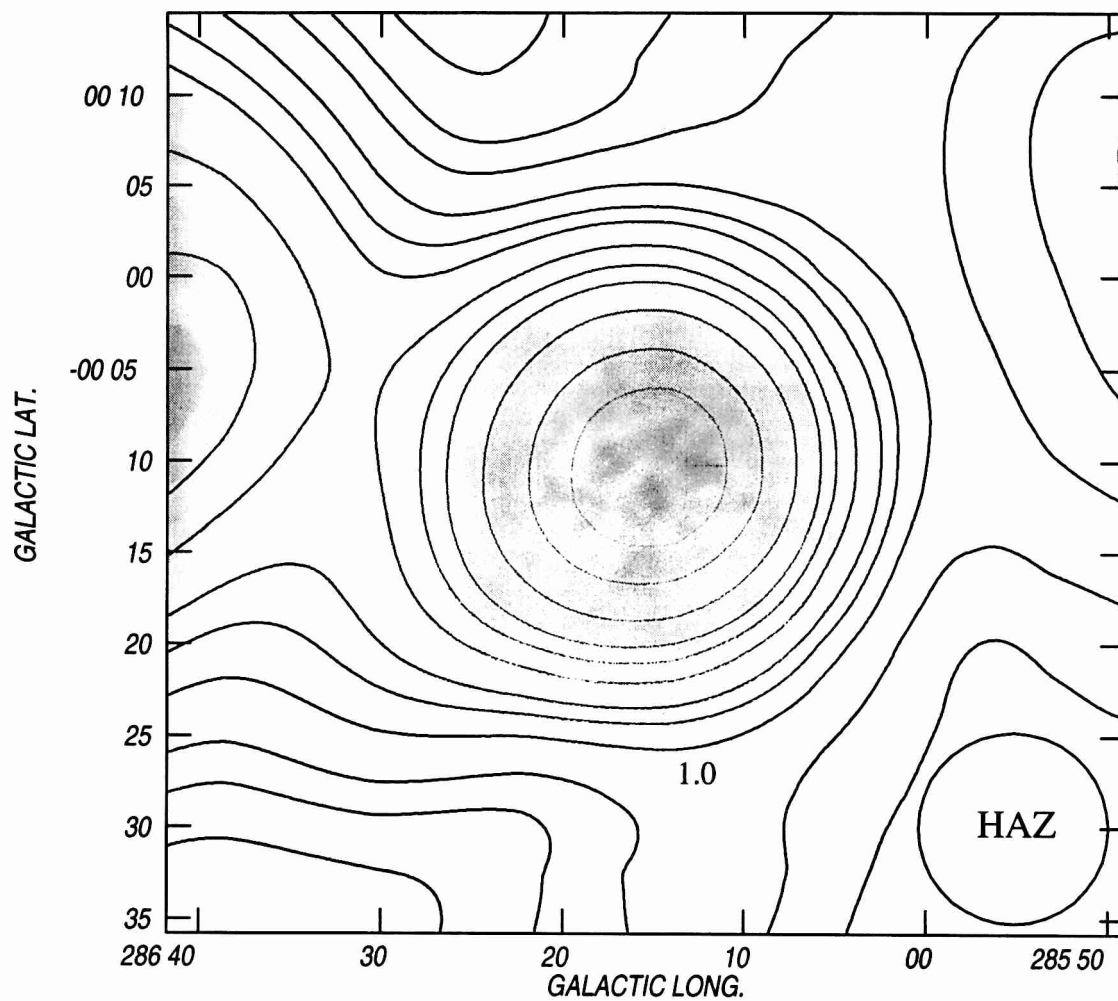


Figura 4.2: G31. Imagen en 2417 MHz. La escala de grises corresponde al rango (-0.18, 16.14) Jy/haz. Los contornos nos indican la emisión en 0, 0.25, 0.5, 1 (indicado en la imagen), 1.5, 2, 3, 4, 5, 7, 10 y 13 Jy/haz. La circunferencia en el ángulo inferior derecho muestra el tamaño del haz (625"), mientras que la cruz en la zona central de la figura indica la posición de la estrella *HD 92206*.

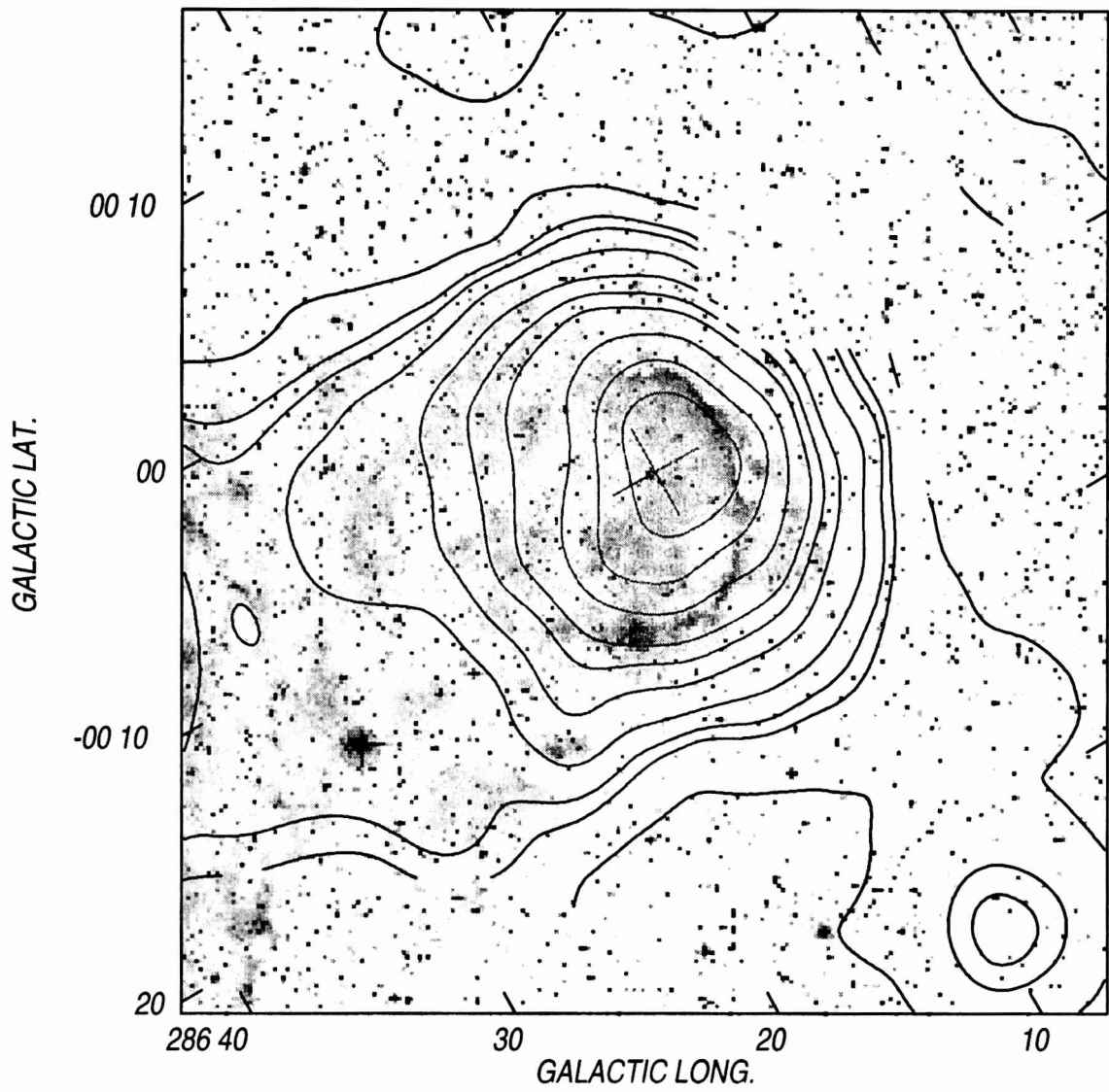


Figura 4.3: G 31. Superposición de los contornos de la imagen en 4850 MHz con la imagen óptica (DSS2-R).

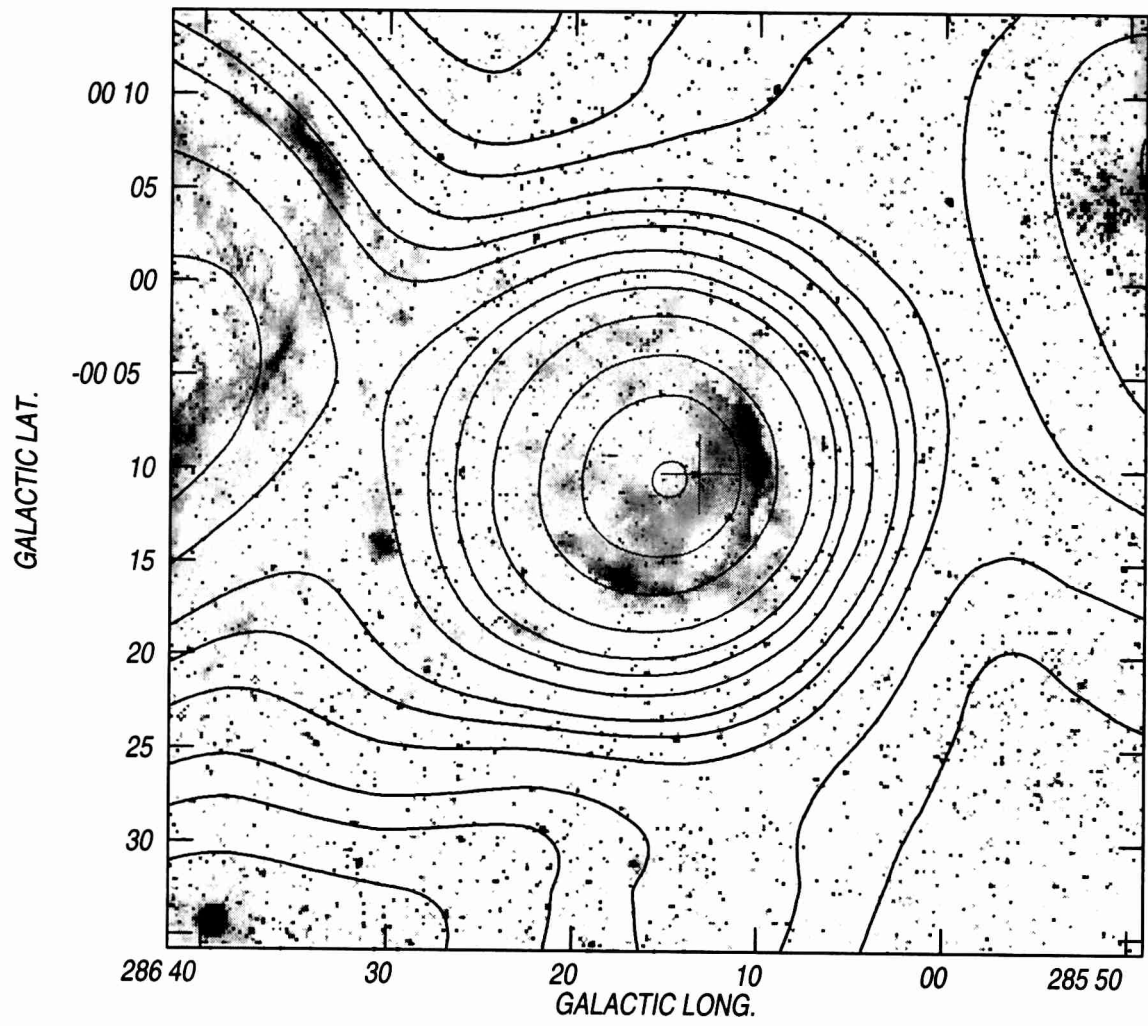


Figura 4.4: G 31. Superposición de los contornos de la imagen en 2417 MHz con la imagen óptica (DSS2-R).

A partir de las imágenes en el continuo de radio y utilizando el paquete de programas *AIPS* se determinó la densidad de flujo S_ν de la fuente en 2.417 y 4.85 GHz. Para esto fue necesario estimar apropiadamente la emisión del fondo en el continuo de radio, esto es, emisión que no está asociada con la región HII, sino que se origina por delante o por detrás de ésta. Esta emisión de fondo debe sustraerse para obtener la densidad de flujo de la fuente.

En el caso de la imagen en 4.85 GHz, se sustrajo una emisión de fondo de 0.15 Jy/haz. Teniendo en cuenta una incerteza en la determinación de ésta de ≈ 0.1 Jy/haz y el ruido rms (8 mJy/haz, Griffith & Wright 1993) se obtuvo una densidad de flujo integrada $S_{4.85} = 30.7 \pm 2.2$ Jy.

En tanto que para la imagen en 2.417 GHz, procediendo en forma idéntica se consideró una emisión de fondo correspondiente al contorno de 1.0 Jy/haz, y teniendo en cuenta un error en la determinación del fondo de 0.3 Jy/haz y un ruido rms de 12 mJy/haz (Duncan et al. 1995) se obtuvo $S_{2.417} = 32.9 \pm 2.2$ Jy.

A partir de estos dos resultados se pudo derivar directamente el índice espectral α de la fuente, presentado en §2.2.1 y cuya determinación responde a la ecuación (2.43), y así corroborar su naturaleza térmica pues $\alpha = -0.10 \pm 0.14$.

Parámetros de la región HII

Se utilizó la imagen obtenida a más alta frecuencia (4.85 GHz) para determinar los parámetros físicos de la región HII:

$$\begin{aligned}\theta_0 &= 15'.0 \pm 0'.4 \\ \theta_f &= 14'.1 \pm 0'.4 \\ \Omega_f &= (2.2 \pm 0.1) \times 10^{-5} sr\end{aligned}$$

donde θ_0 es el ancho a potencia mitad de la fuente en minutos de arco obtenido utilizando la tarea *slice* en *AIPS* sobre las imágenes en α, δ con su respectivo error, y θ_f es el diámetro angular (el error indicado corresponde a 1σ) de la fuente en minutos de arco luego de deconvolucionar con el haz de antena, que para este relevamiento es $\theta_b = 4'.92$, así $\theta_f = \sqrt{\theta_0^2 - \theta_b^2}$. Ω_f es el ángulo sólido de la fuente con su error en esteroradianes.

Por otra parte, adoptando un modelo esférico de densidad uniforme, [ver modelo a), en §2.2.2] para la región HII, y teniendo en cuenta una temperatura electrónica $T_e = 7100K$ (ver §3.2.1) se obtuvieron la profundidad óptica τ_c y la medida de emisión EM de la región con sus respectivos errores.

$$\tau_c = (2.8 \pm 0.2) \times 10^{-4}$$

$$EM = (1.50 \pm 0.12) \times 10^4 \text{ pc cm}^{-6}$$

Como se explicó anteriormente en §4.1.1, es necesario fijar un valor de la distancia para determinar la densidad electrónica y la masa de gas ionizado. Teniendo en cuenta el rango amplio de posibles distancias, optamos por el cálculo de los parámetros para un conjunto de distancias (entre 2.0 y 4.0 kpc).

Además, la imagen óptica muestra que la región HII está lejos de ser homogénea. Fue necesario estimar entonces un factor de llenado para luego determinar los valores de N'_e y M'_i en base a las expresiones,

$$N'_e = \frac{1}{\sqrt{f}} N_e \quad y \quad M'_i = \sqrt{f} M_i$$

Cálculo del factor de llenado

Como se presentó en §2.3 es necesario, en la mayoría de los casos, enfrentar el problema de calcular un factor de llenado que represente en buena medida la inhomogeneidad de la nebulosa.

A partir de la imagen óptica, se consideró una región de material nebuloso aproximadamente esférica, cuya mayor concentración se distribuye en un anillo circular cuyo grosor Δr estimamos entre 2' y 2'.5. Entonces, definiendo un radio interno r_{int} y un radio externo r_{ext} tal que $r_{ext} - r_{int} = \Delta r$, y tomando el valor para r_{ext} del radio equivalente, $r_{eq} = \theta_f/2$, donde θ_f es el diámetro angular de la fuente, se hallaron varios valores (variando Δr) para el factor de llenado a partir de

$$f = \frac{3/4\pi(r_{eq}^3 - r_{int}^3)}{4/3\pi r_{eq}^3} k \quad (4.1)$$

donde $k = 0.5$ estima el porcentaje de la cáscara ocupado por el plasma. Se pudo notar que los valores estaban comprendidos entre $f = 0.3$ y $f = 0.4$.

Es importante notar que la adopción de un factor de llenado conlleva incluir una fuente importante de incerteza.

Cálculo de los parámetros físicos de G 31

Se estimó el parámetro de excitación u de la nebulosa a partir de la ecuación (2.28), donde el radio de Strömgen fue obtenido a partir del valor de la distancia y el radio equivalente de la nube, $r_s = r_{eq}d$. Los resultados, junto con las densidades electrónicas y las masas de gas ionizado, se muestran en la Tabla 4.1 para tres valores diferentes del factor de llenado. Lógicamente el valor de este parámetro genera una dependencia en u a partir de N_e . En la columna 1 se indica la distancia, y en las siguientes columnas los valores de N_e' , M_i' y u , respectivamente para tres valores del factor de llenado.

Las masas consideradas son sólo de HII sin tener en cuenta la abundancia de Helio. Para abundancias típicas de HeI $\approx 10 - 15\%$, y si sólo se considera que hay HeII (y no HeIII), la masa ionizada debe incrementarse en $\approx 27\%$.

La mayor fuente de incerteza en estos parámetros proviene de los errores en distancia, dado que N_e , M_i y u dependen de $(d)^{-0.5}$, $(d)^{2.5}$, y $(d)^{1.0}$ respectivamente.

Como se mencionó anteriormente la elección de un factor de llenado es también una fuente importante de incertidumbre.

La última línea de la Tabla 4.1 da los valores medios (con su error) de N_e , M_i y u para los tres valores de f teniendo en cuenta las incertezas en distancia.

Vemos que el valor de u estimado es fuertemente dependiente de d y f .

4.1.3 Contenido estelar

A partir de la búsqueda bibliográfica se concluyó que las estrellas excitatrices pertenecientes al cúmulo abierto *NGC 3324* que contribuyen en mayor medida a la ionización del gas, son las componentes del sistema múltiple HD 92206. Como se aprecia en la *Figuras 3.1 y 4.3* este grupo está proyectado sobre la zona que corresponde a la máxima emisión nebulosa en la imagen óptica, y también sobre la correspondiente contraparte en el continuo de radio.

Tabla 4.1: Parámetros de *G31*

<i>d</i>	f=1			f=0.4			f=0.3		
	N'_e	u'	M'_i	N'_e	u'	M'_i	N'_e	u'	M'_i
2.0	37	45	840	58	62	530	69	68	460
2.25	35	50	1130	55	67	700	63	73	620
2.5	33	53	1470	52	71	930	60	79	800
2.75	31	56	1900	50	76	1180	57	84	1020
3.0	30	60	2320	47	81	1450	55	89	1270
3.25	29	63	2830	46	85	1790	52	94	1550
3.5	28	66	3400	43	89	2150	51	98	1860
3.75	27	69	4050	42	94	2560	49	103	2210
4.0	26	71	4700	41	98	3010	47	107	2600
3.0 ± 1.0	30 ± 6	60 ± 13	2300 ± 1900	47 ± 9	81 ± 17	1500 ± 1100	55 ± 10	89 ± 18	1300 ± 1000

Notas: d [kpc], N_e [cm^{-3}], u [$pc\ cm^{-2}$] y M_i [M_\odot]

La estrella múltiple HD 92206 es la más brillante del cúmulo NGC 3324 (Clariá 1977, Carraro et al. 2000) y la única estrella de tipo O. Walborn (1982) asigna a sus componentes la siguiente nomenclatura y tipos espectrales: *HD 92206 A+B (O6.5)* y *HD 92206 C (O8.5)*. Por otra parte, los espectros de *HD 92206 A+B (O6.5)* han sido tomados con ambas componentes (A y B) dentro de la ranura del espectrógrafo pero según Walborn la componente B no contribuye porque es ≈ 1 mag más débil. Esto significa que HD 92206 B tiene una magnitud y un color muy similar a la componente C, (ver Clariá, 1977) y por lo tanto, podemos considerar a la componente B también como una estrella de tipo espectral O8.5. Estas serían las 3 estrellas que contribuyen en mayor medida a la ionización del gas en G 31.

Sin embargo cabe la posibilidad que la componente A, más brillante y temprana, sea una estrella binaria pues los sistemas múltiples abundan en este tipo de regiones por lo que podríamos tener para la componente A dos estrellas de tipo espectral O6.5.

Para estimar el parámetro de excitación, $U = \left(\frac{3Q(H^0)}{4\pi\alpha_B} \right)^{1/3}$ [ver ec. (2.55) y (2.56)], se consideraron las dos opciones expuestas:

a) Dos componentes de tipo espectral O8.5 (*HD 92206 B y C*) y una componente O6.5 (*HD 92206 A*).

b) Dos componentes de tipo espectral O8.5 (*HD 92206 B y C*) y dos componente O6.5 (*HD 92206 A*, binaria).

Se tomaron los valores de $Q(H^0)$ para estrellas O6 y O8 sin interpolar en la Tabla 2.1 de manera de encontrar valores extremos para U . Los resultados para las dos posibilidades se muestran en la Tabla 4.2. En la columna 4 se muestra el tipo espectral adoptado, en la columna 5 la magnitud V , y en la última el parámetro de excitación. Notamos en la opción b) que la estrella 1 (*HD 92206 A*) está considerada binaria con dos componentes del mismo tipo espectral.

Tabla 4.2: Parámetro de excitación a partir del número de fotones ionizantes en *NGC 3324*

opción	#	HD/Cl(1)	Sp. Type	V(mag)	U (pc/cm ²)
a)	1	92206 A	O6.5V	8.21	70
	2	92206 B	O8.5V	9.21	
	3	92206 C	O8.5V	9.16	
b)	1	92206 A	O6.5V + O6.5V	8.21	83
	2	92206 B	O8.5V	9.21	
	3	92206 C	O8.5V	9.16	

Comparación de los parámetros de excitación obtenidos

De acuerdo a los resultados obtenidos, estamos en condiciones de comparar los parámetros de excitación de la región HII (u o u' , dependiendo de f) con el parámetro que surge del número de fotones del continuo de Lyman que emiten las estrellas excitatrices (U). Vamos a considerar las dos opciones presentadas:

a) Si las estrellas excitatrices son dos componentes de tipo espectral O8.5 (*HD 92206 B* y *C*) y una componente O6.5 (*HD 92206 A*), podemos comparar el valor $U = 70$ pc/cm² con el conjunto de valores de u de la Tabla 4.1 y observar, que para la situación medianamente realista de tomar un factor de llenado $f = 0.3$ para tener en cuenta las inhomogeneidades de la región HII para todos los valores de distancia, el número de fotones ionizantes es menor o igual a los que necesita la nebulosa para justificar su emisión en continuo de radio.

Por un lado podemos decir que para distancias $d < 2.5$ kpc los parámetros son similares, con lo que estaríamos en condiciones de suponer que se conocen todas las estrellas excitatrices. Pero más allá de esas distancias la insuficiencia de fotones ionizantes es marcada. Esto sugiere que no hemos encontrado todas las estrellas excitatrices de la región HII, si la distancia es mayor que 2.5 kpc.

b) Si las estrellas excitatrices son dos componentes de tipo espectral O8.5V (*HD 92206 B y C*) y una estrella binaria (*HD 92206 A*), con ambas componentes de tipo espectral O6.5V, comparamos el valor $U = 83$ pc/cm² con el conjunto de valores de u y notamos que para la distancia $d \approx 2.3$ kpc estimada a η Car, y hasta $d \approx 3.0$ kpc, $u \approx U$, mientras que para distancias $d \gtrsim 3$ kpc (distancia fotométrica a *NGC 3324* según la mayoría de los autores) $u > U$. Esto sugiere opciones similares a las planteadas en a) para la misma situación.

En ambas opciones, si uno adoptara un valor para el factor de llenado menos exigente como $f = 0.4$, estaría en una situación similar, sólo que la distancia a la cual $u > U$ sería un poco mayor.

La insuficiencia de fotones UV estelares se hace más evidente si consideramos la presencia de polvo en la región HII, ya que una porción de los fotones estelares serían absorbidos por el polvo y reemitidos en el IR, con lo que no serían útiles para ionizar el gas (volveremos sobre este punto en §4.3).

4.2 G 35

4.2.1 Análisis de la emisión en continuo de radio

Las *Figuras 4.5, 4.6, 4.7 y 4.8* muestran las imágenes de G35 en el continuo de radio en 4.85 GHz (Condon et al. 1993) y 2.417 GHz (Duncan et al. 1995), junto con las superposiciones de ambas con la imagen óptica (DSS2-R, *Figura 3.2*), logradas por intermedio del paquete de programas *AIPS*. En las *Figuras 4.7 y 4.8* se aprecia que la emisión en la banda óptica está correlacionado con un máximo en el continuo de radio tanto en 2.417 como en 4.85 GHz, con picos de emisión en 18.6 Jy/haz y 5.24 Jy/haz,

respectivamente. Estos máximos en el continuo de radio coinciden con la región cercana a LSS2063, la estrella más luminosa, temprana y supuestamente la principal estrella excitatriz de la región HII.

En la zona NE (entre los vértices $\approx 289^{\circ}55'$, $-0^{\circ}40'$ y $290^{\circ}20'$ $-1^{\circ}00'$) de la imagen óptica se puede notar la presencia de otra zona de emisión en continuo de radio (ver *Figura 4.8*), y que la imagen en 4.85 GHz (de mayor resolución) permite resolver en dos radiofuentes que no estarían relacionadas directamente con la región HII.

A partir de las dos imágenes en el continuo de radio y utilizando *AIPS* se determinó la densidad de flujo, S_{ν} , de la fuente. Para la imagen en 2.417 GHz, se consideró apropiado (luego de diversas pruebas) restar una emisión del continuo de fondo de 4 Jy/haz. Tomando una incerteza en la emisión de fondo de 0.5 Jy se obtiene una densidad de flujo $S_{\nu} = 52 \pm 5$ Jy.

La imagen en 4.85 GHz revela la conveniencia de adoptar un fondo de continuo ≈ 0.25 Jy/haz, y con una incerteza para la emisión del fondo de 0.1 Jy/haz, resulta una densidad de flujo $S_{\nu} = 31.8 \pm 2.5$ Jy.

Hacemos notar que la emisión del fondo en esta región es compleja y hay emisión óptica, en principio no relacionada a G 35, que podría contribuir a la emisión en el continuo a ambas frecuencias.

El índice espectral

A partir de los resultados de la densidad de flujo en las dos frecuencias se llevó a cabo la estimación del índice espectral para la fuente obteniéndose $\alpha = -0.6$. Este valor es claramente indicativo de la presencia de una componente de naturaleza no térmica mezclada o combinada con la región HII. Combinando todos los posibles valores de S_{ν} que se obtienen al restar diferentes fondos que admiten las imágenes en ambas frecuencias, se halló que siempre $\alpha < -0.4$ lo cual siempre sugiere la existencia de una contribución no térmica.

La presencia de una componente térmica se evidencia en la observación de líneas de recombinación en 5 GHz (Caswell & Haynes, 1987) originadas en el gas ionizado.

Debemos indicar que en el cálculo de la densidad de flujo de la región HII se midió la

región central de la imagen excluyendo la región de emisión localizada en la zona NE (entre los vértices $\approx 289^{\circ}55'$, $-0^{\circ}40'$ y $290^{\circ}20'$, $-1^{\circ}00'$, ver *Figura 4.6*). En esa dirección se halla situado el remanente de supernova (RSN) G 290.1-0.8 (= MSH 11-61A) y emisión óptica adicional en $\approx (290^{\circ}, -1^{\circ})$.

No puede dejarse de lado completamente la existencia de emisión no térmica en dirección a G 35 no asociada a la región HII, o la existencia de un RSN dentro de la región HII.

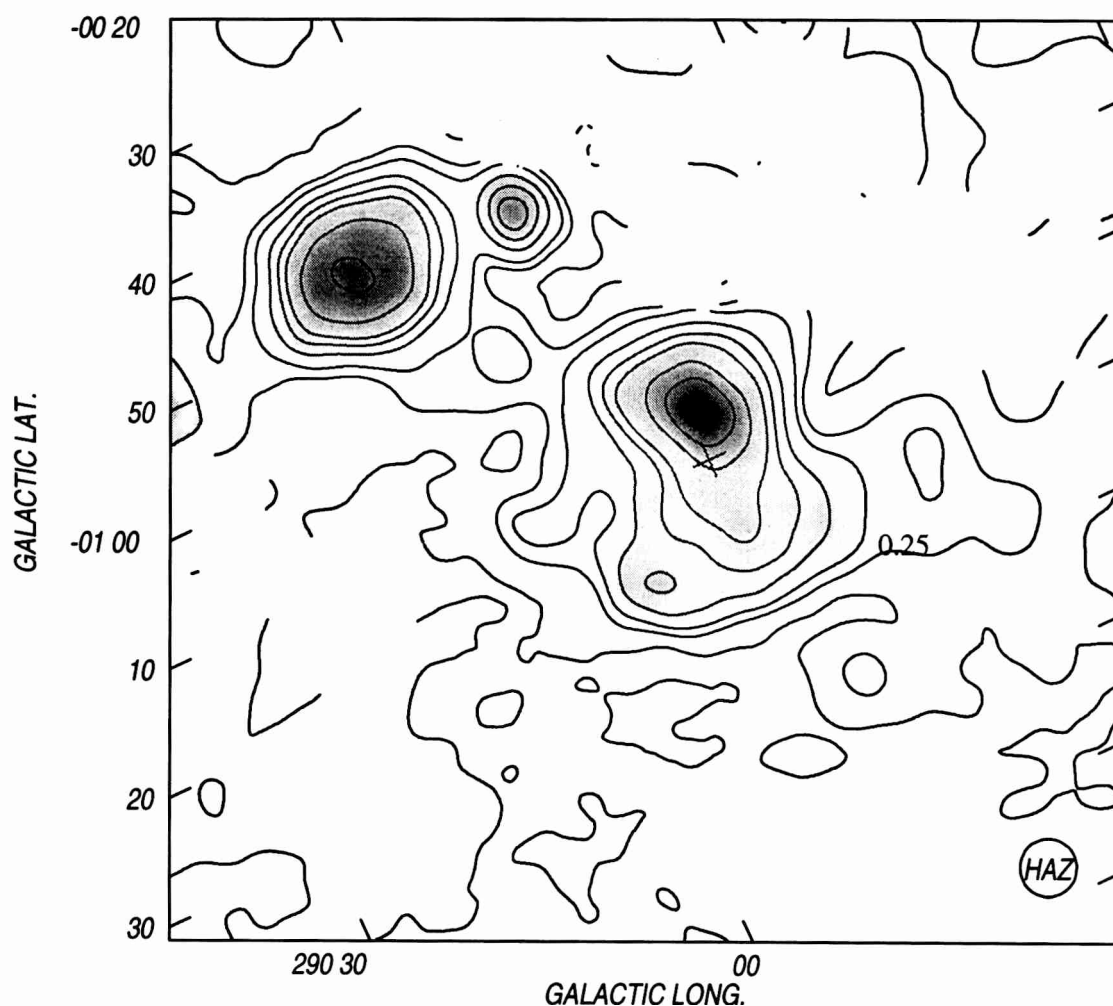


Figura 4.5: G 35. Imagen en 4850 MHz. La escala de grises corresponde al rango (-0.098, 5.24) Jy/haz. Los contornos nos indican la emisión en 0, 0.25 (indicado en la imagen), 0.5, 1, 1.5, 2, 3, 4 y 5 Jy/haz. La circunferencia en el ángulo inferior derecho muestra el tamaño del haz ($295''$), mientras que la cruz en la zona central de la figura indica la posición de la estrella *LSS 2063*. Las regiones de la imagen donde se cortan las líneas de contornos pertenecen a áreas donde hay ausencia de datos en el archivo original.

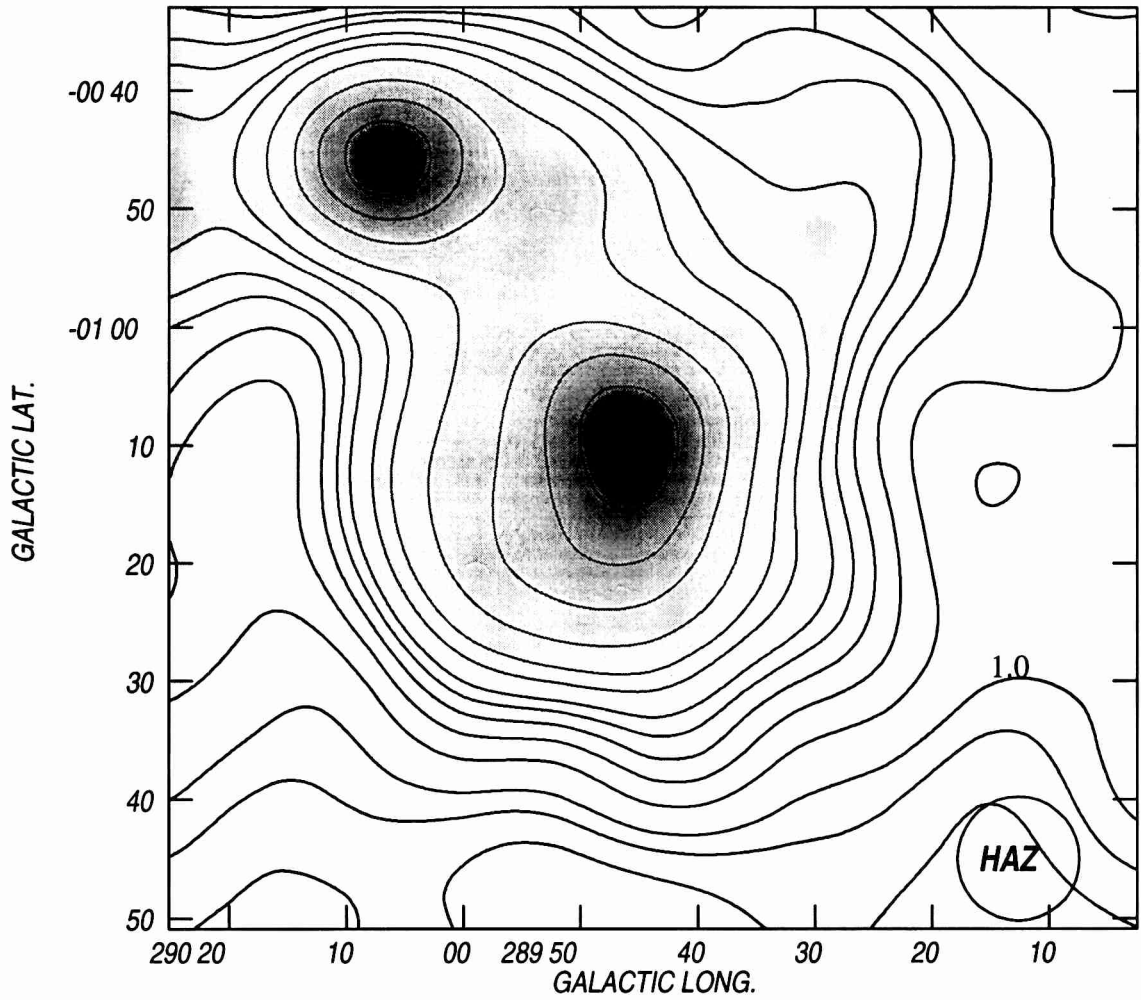


Figura 4.6: G 35. Imagen en 2417 MHz. La escala de grises corresponde al rango $(-0.24, 18.61)$ Jy/haz. Los contornos nos indican la emisión en 0, 0.25, 0.5, 1 (indicado en la imagen), 1.5, 2, 2.5, 3, 4, 5, 7, 10, 13 y 16 Jy/haz. La circunferencia en el ángulo inferior derecho muestra el tamaño del haz ($625''$), mientras que la estrella *LSS 2063* está señalada con una cruz en la zona central de la figura.

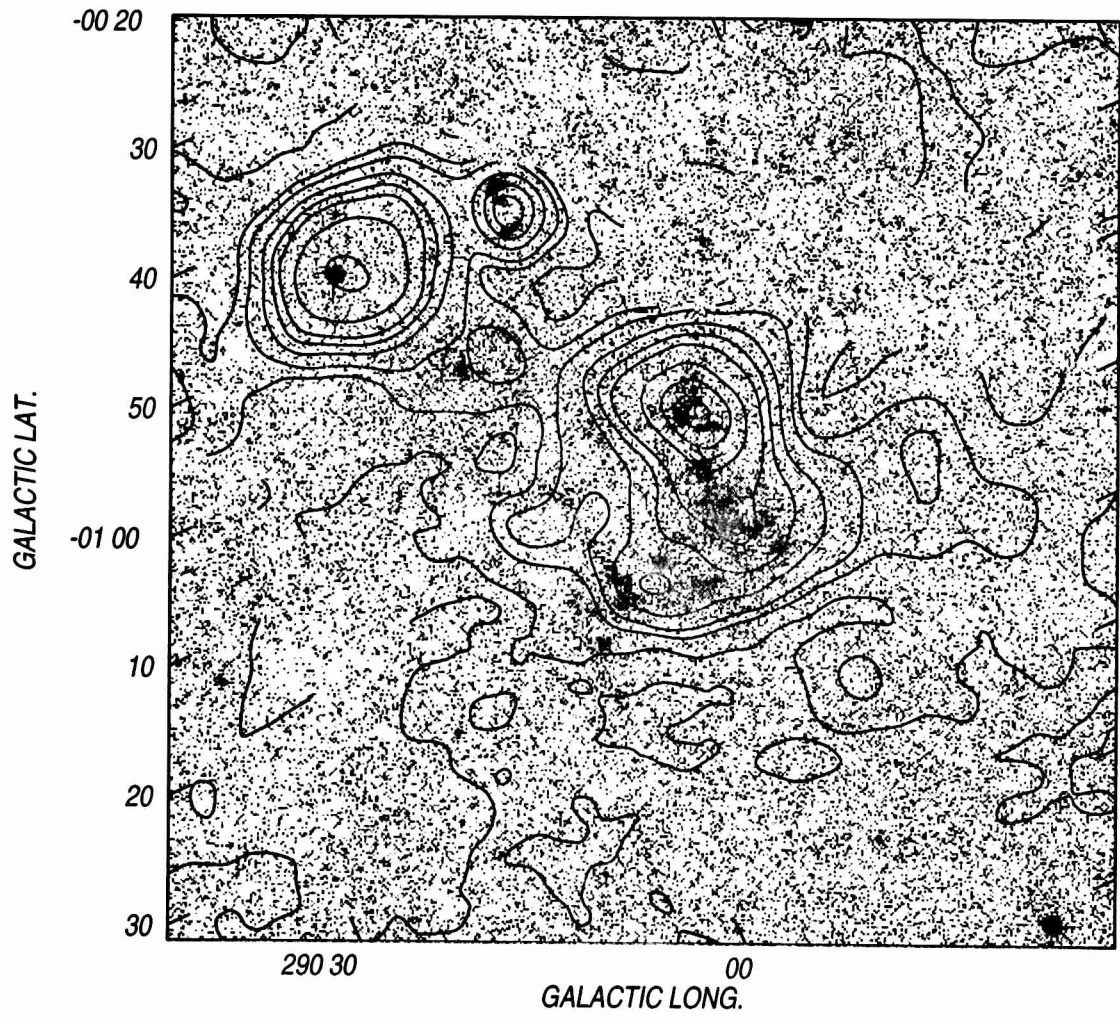


Figura 4.7: G 35. Superposición de los contornos de la imagen en 4850 MHz, con la imagen óptica (DSS2-R).

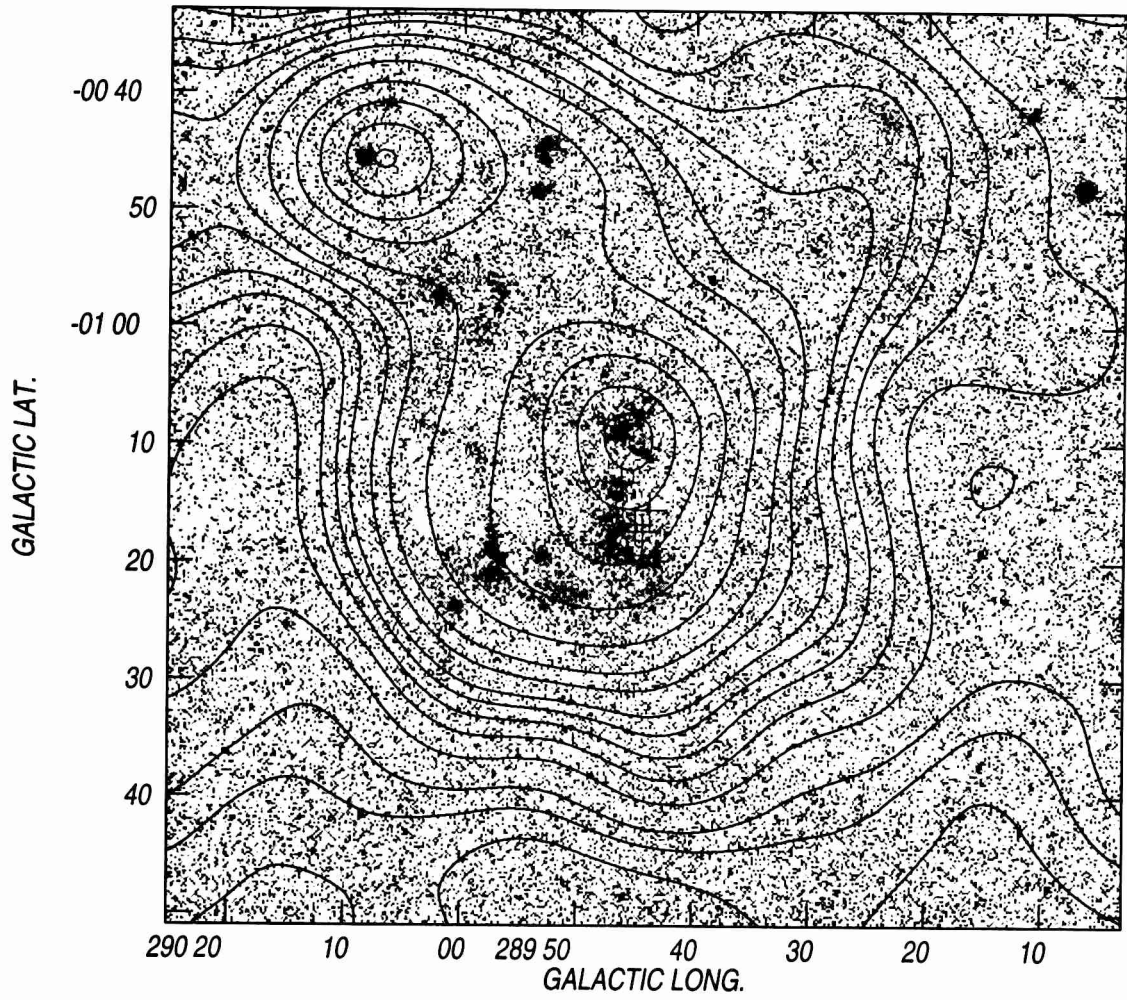


Figura 4.8: G 35. Superposición de los contornos de la imagen en 2417 MHz, con la imagen óptica (DSS2-R).

Parámetros de la región HII

Como se ha mostrado anteriormente, la región HII G 35 presenta un continuo de radio contaminado con una componente no térmica. La presencia de una componente no térmica hace que carezca de sentido calcular los parámetros físicos de la región HII derivados del continuo de radio, puesto que no podemos discriminar la emisión térmica que proviene de G 35 de la no térmica. De esta forma se ve frustrado nuestro objetivo de comparar el parámetro de excitación de la región HII con el número de fotones estelares ionizantes de las estrellas excitatrices.

4.2.2 Contenido estelar y distancia a G 35

Aunque no podamos llevar a cabo el objetivo principal de este trabajo con G 35, por completitud, incluimos una breve descripción de las características de las estrellas excitatrices de G 35.

Al igual que con G 31, el análisis del contenido estelar de G 35 comenzó a partir de la búsqueda bibliográfica siendo completada con datos espectroscópicos propios (ver sección §3.3.1) de algunas de las estrellas de la zona de interés. En las *Figuras 4.9 y 4.10* se muestran los dos conjuntos de espectros digitales de estrellas de G 35 con los que se trabajó, con sus principales líneas detalladas. Los espectros obtenidos en C. Tololo poseen una dispersión recíproca de $0.5 \text{ \AA}/\text{pixel}$, mientras que los de CASLEO $1.8 \text{ \AA}/\text{pixel}$.

La principal estrella excitatriz de G 35 es MR 32 (=LSS 2063) (como proponen Georgelin & Georgelin, 1970) cuyo espectro revela las características de una estrella Of/WN como ya anteriormente citan Gómez & Niemela (1987).

En cuanto al resto de las posibles estrellas excitatrices de G 35 enumeradas en la Tabla 3.3, el análisis del espectro de Wr 32 muestra que se trata de una estrella de tipo espectral O6, como lo revelan los cocientes de las líneas $\text{HeI}\lambda 4471/\text{HeII}\lambda 4541 \approx 0.35$, y $\text{HeII}\lambda 4541/\text{H}\gamma\lambda 4340 \approx 0.5$ (Criterios básicos de clasificación espectral del sistema MK, ver Landolt-Börnstein, 1982). Sin embargo, una vez estimada la distancia a G 35 pudimos apreciar que esta estrella está, según los estudios fotométricos previos de Wrandemark (1976), a una distancia mucho menor que la de la región HII.

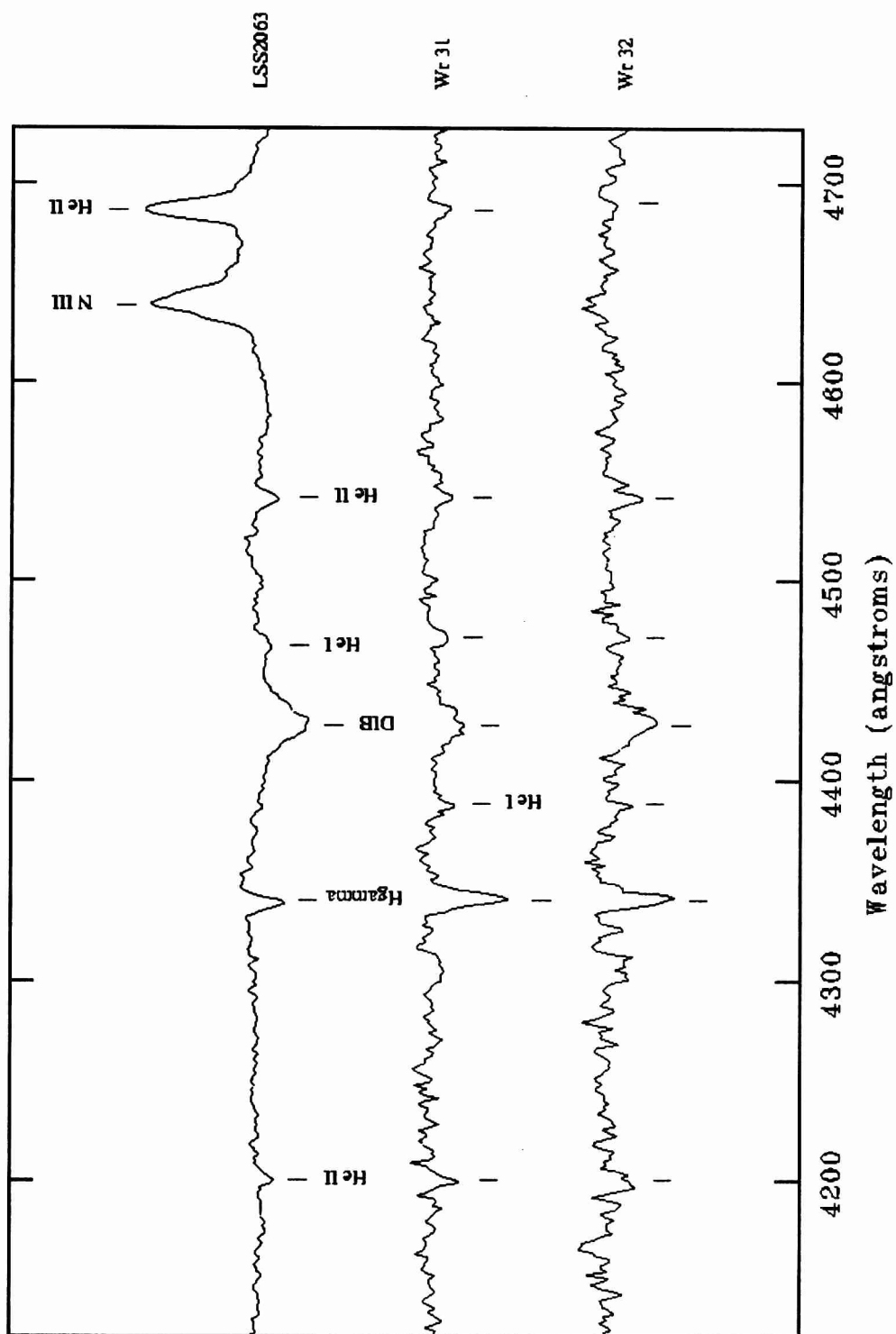


Figura 4.9: Espectros obtenidos en CASLEO de las estrellas: LSS 2063, Wr 31 y Wr 32, con sus principales líneas identificadas: En Wr 31, HeI λ 4387. En LSS 2063, H γ λ 4340; NIII λ 4634-40-42; HeI λ 4471; HeI λ 4200,4541,4686 y HeII λ 4686 (en emisión, sólo en LSS 2063), y la banda difusa interestelar λ 4430

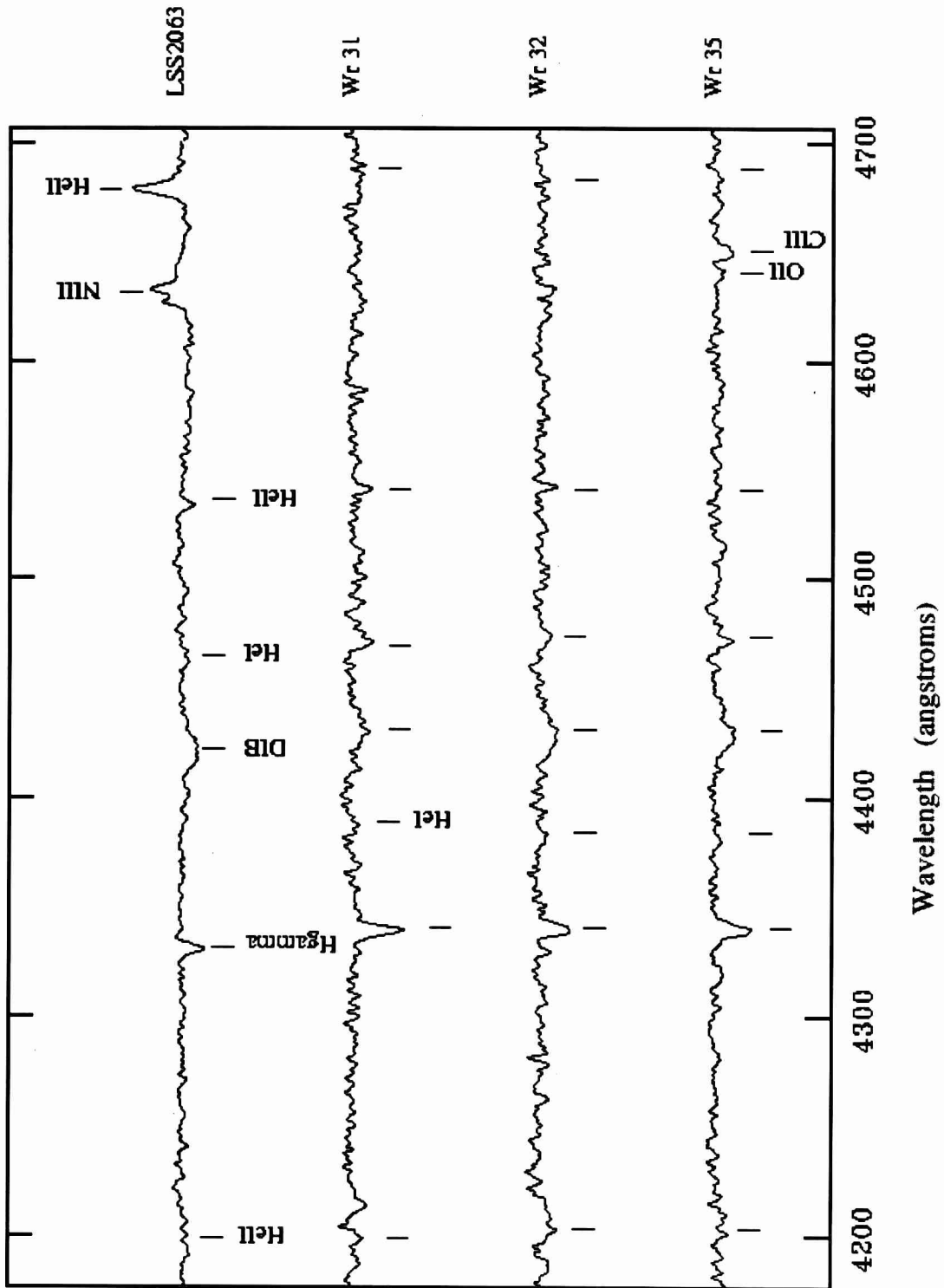


Figura 4.10: Espectros obtenidos en Cerro Tololo de las estrellas: LSS 2063, Wr 31, Wr 35 y Wr 32, con sus principales líneas identificadas: en Wr 35, C III+O II $\lambda\lambda$ 4650 (blend) y O II $\lambda\lambda$ 4640. En Wr 31, He I $\lambda\lambda$ 4387. En LSS 2063, H γ λ 4340; N III $\lambda\lambda$ 4634-40-42; He I $\lambda\lambda$ 4471; He I $\lambda\lambda$ 4200,4541,4686 y He I λ 4686 (en emisión, sólo en LSS 2063), y la banda difusa interestelar λ 4430

Otra de las estrellas de las que disponemos datos espectroscópicos es Wr 31. Sus características espectrales corresponden a una estrella más temprana que O7 V, tal vez O6 V u O6.5 V, pero no más temprana que O6V. Los cocientes revelan $\text{HeI}\lambda 4471/\text{HeII}\lambda 4541 \approx 0.44$, y $\text{HeII}\lambda 4541/\text{H}\gamma\lambda 4340 \approx 0.4$. Con este tipo espectral y utilizando la calibración en M_v y $(B - V)_0$ de (Schmidt-Kaler, 1982) y los valores de $V = 12^m.76$ y $(B - V)_0 = 0^m.75$ de Wrandemark (1976) encontramos una distancia $d \approx 8.9$ kpc. Esta es, posiblemente, una de las estrellas excitatrices de la región HII.

Por último, la cuarta estrella de la que tenemos espectros propios, Wr 35, resultó con un tipo espectral B0 V y no más temprana puesto que $\text{HeI}\lambda 4471/\text{HeII}\lambda 4541 > 1$, con lo cual sería más tardía que O7 (como propone Georgelin et al., 2000), además presenta una línea $\text{HeII}\lambda 4200$ muy débil y un cociente $\text{HeI}\lambda 4387/\text{HeI}\lambda 4471 < 1$, lo que la haría más tardía que O9. Posiblemente sea una de las estrellas de la región, puesto que su distancia es similar al de ésta ($d_k \approx 8$ kpc, Georgelin et al., 2000), pero no sería una importante fuente de fotones UV para ionizar la región. Con respecto al resto de las estrellas mencionadas en la Tabla 3.3, no se dispone de datos espectroscópicos suficientes para analizar. Wrandemark (1976) considera que éstas son también responsables de la emisión de G 35.

4.3 Análisis de la emisión en el lejano IR

A partir de los datos *HIRES* de IRAS descritos en §3.3.3, se determinaron las características del polvo presente en G 31 y G 35.

G 31

Las Figuras 4.11, 4.12, 4.13 y 4.14, muestran las imágenes *HIRES* de G 31 en $60\mu m$ y en $100\mu m$ junto a sus superposiciones con la imagen óptica (DSS2-R). La resolución de estas imágenes es $\approx 1'.1$ y $1'.9$, para $60\mu m$ y $100\mu m$, respectivamente.

Como se puede apreciar tanto en 60 como en $100\mu m$, la distribución de la emisión muestra una estructura arqueada. Se puede notar en la superposición que parte de la emisión IR está proyectada sobre (y probablemente asociada a) la región HII. Los máximos IR más intensos a ambas frecuencias están proyectados sobre los bordes O y S de la región

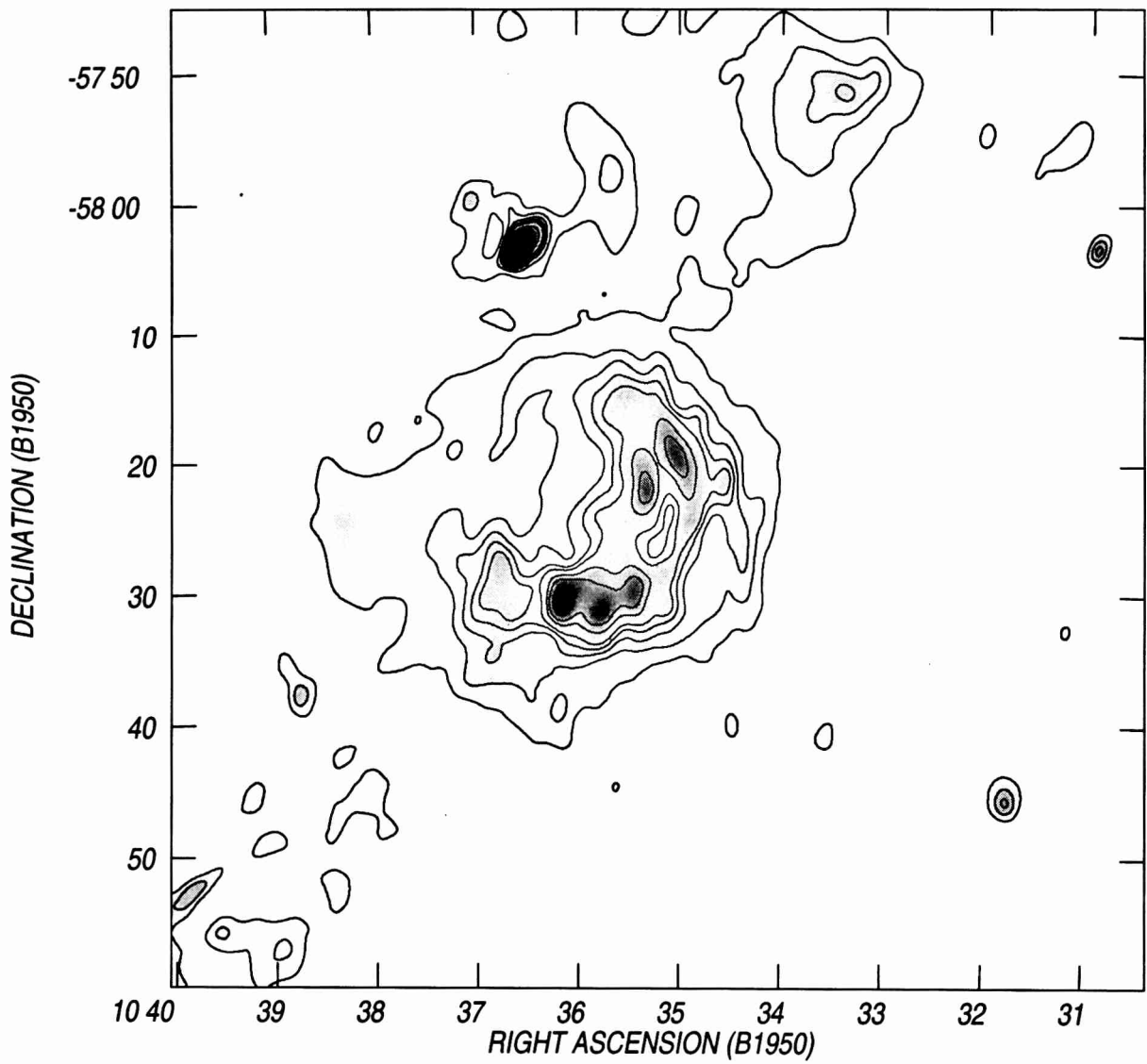


Figura 4.11: G 31. Imagen HIRES en $60\mu m$ (resolución angular $\approx 1'.1$). La escala de grises corresponde al rango (-100, 3500) MJy/sr. Se muestran los contornos 200, 400, 600, 800, 1000, 1500, 2000, 3000, 5000 y 7000 MJy/sr.

HII, más allá de los límites de ésta. Al igual que en la emisión en el continuo de radio, la región con débil emisión óptica al E se identifica en las imágenes de 60 y $100\mu m$ como una extensión de menor emisión IR.

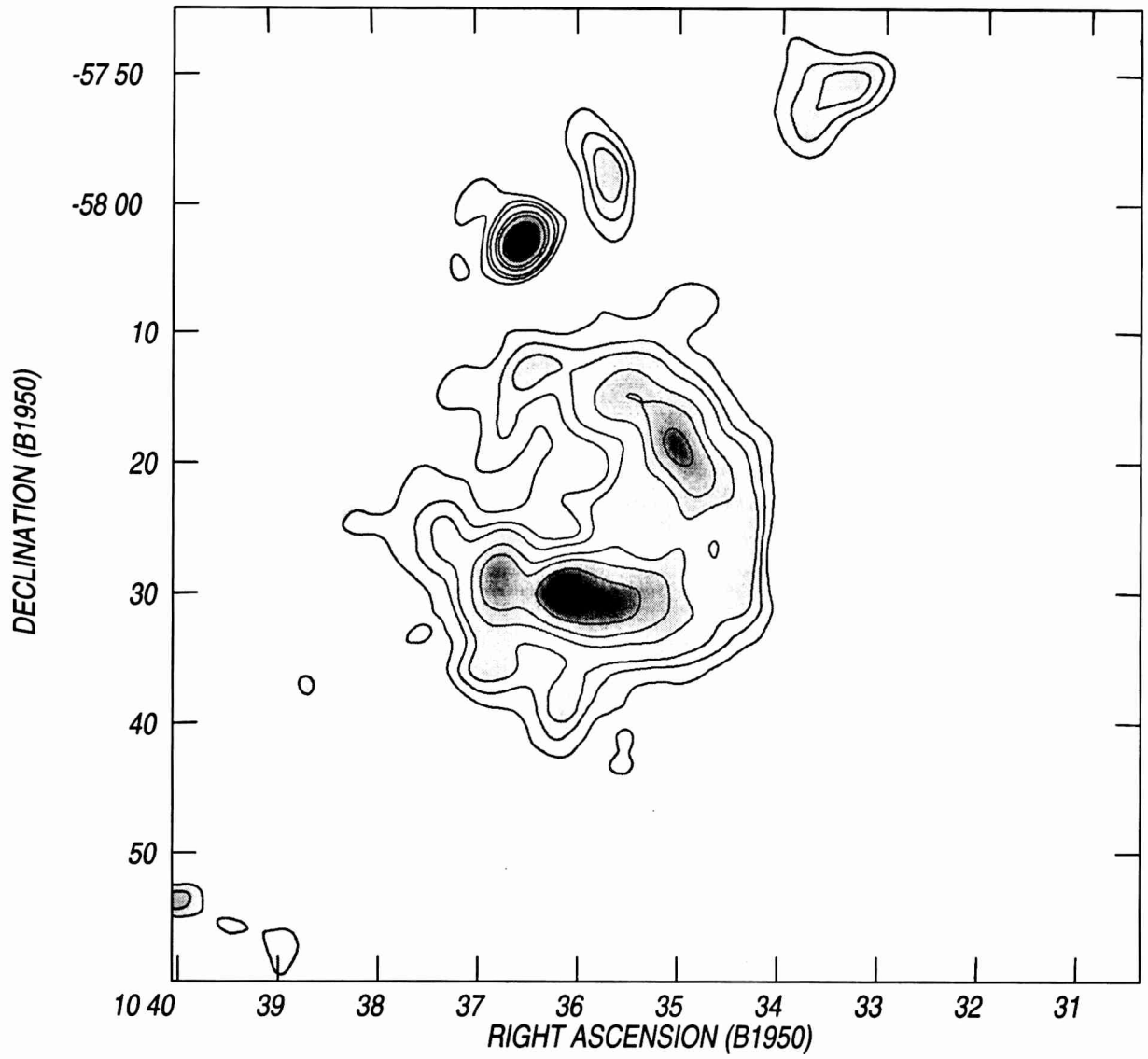


Figura 4.12: G 31. Imagen HIRES en $100\mu m$ (resolución angular $\approx 1''.9$). La escala de grises corresponde al rango (0, 5000) MJy/sr. Se muestran los contornos 600, 800, 1000, 1500, 2000, 3000, 5000 y 6700 MJy/sr.

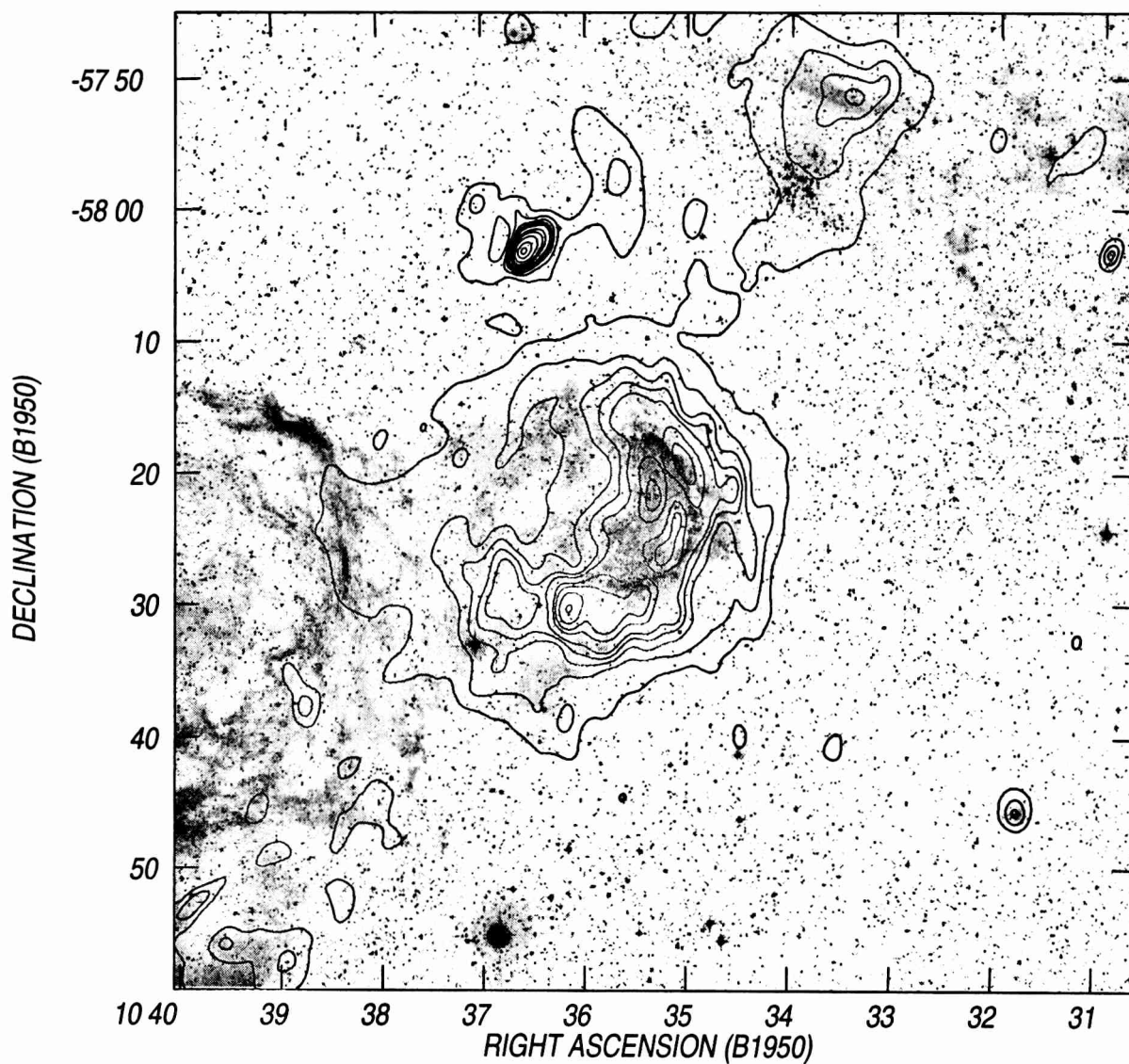


Figura 4.13: G31. Superposición de los contornos de la imagen HIRES en $60\mu m$ con la imagen óptica, DSS2-R.

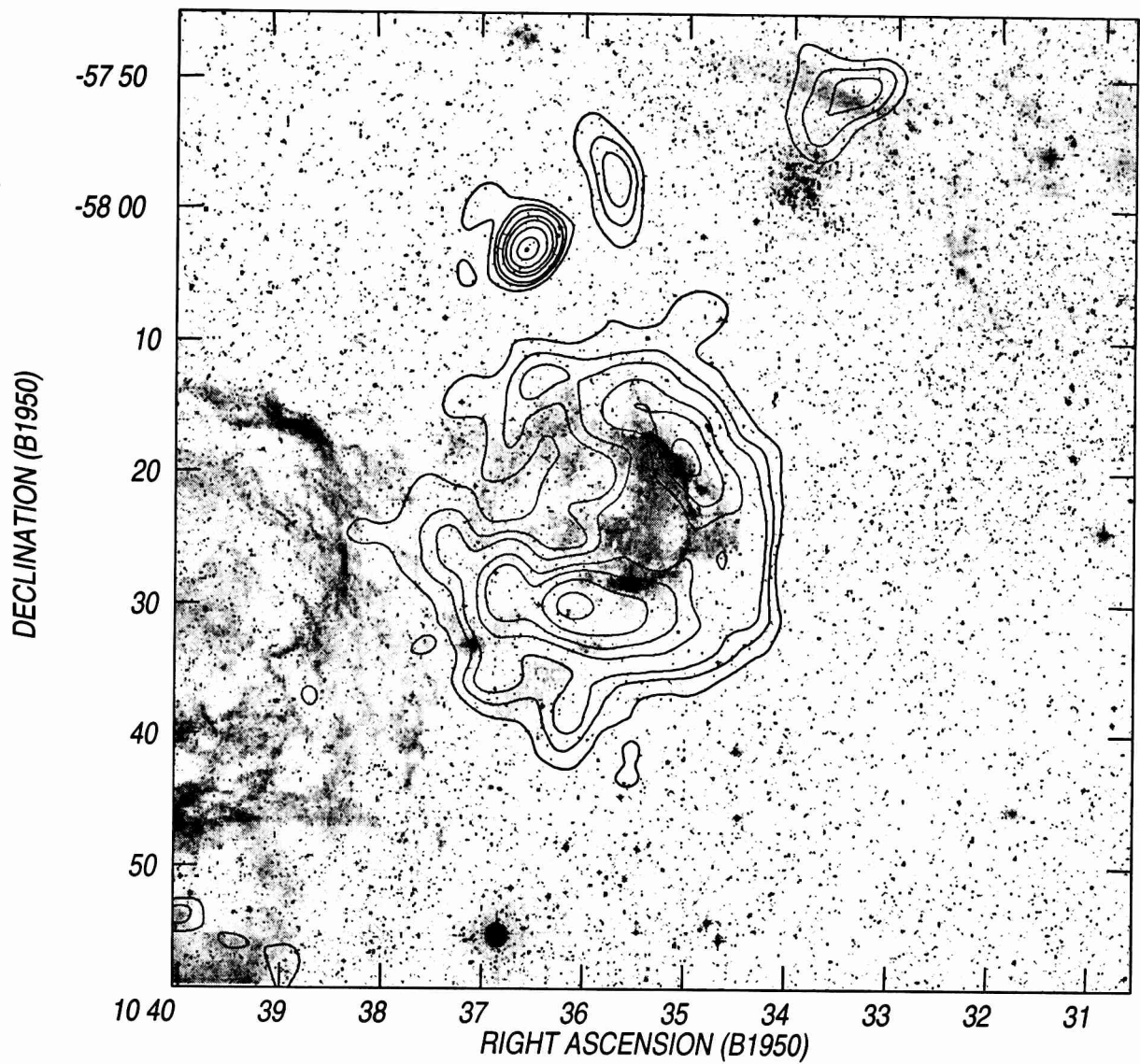


Figura 4.14: G 31. Superposición de los contornos de la imagen HIRES en $100\mu m$ con la imagen óptica, DSS2-R.

G 35

En las Figuras 4.15, 4.16, 4.17 y 4.18, se muestran las imágenes de G 35 en 60 y 100 μm (HIRES), así como las superposiciones con su contraparte óptica (DSS2-R). La resolución angular de estas imágenes es $\approx 1'.2$ y $1'.9$, en 60 y 100 μm respectivamente. La emisión en el lejano IR está concentrada en su mayor parte en dirección de G 35 aunque se extiende más allá de ésta abarcando la región del RSN MSH 11-61A (donde justamente están los picos de máxima emisión) y la emisión óptica en $\alpha \approx 11^h$, $\delta \approx -60^\circ 45^m$. Se puede apreciar también en las imágenes que la emisión más intensa en 60 μm en dirección a G 35, coincide con la región de máxima emisión en el rango óptico. Nótese que es diferente al caso de G 31, donde las regiones de mayor intensidad en el IR están fuera de los límites de la región HII. En el caso de G 35, los máximos en el IR coinciden con la región HII.

Densidad de flujo a 60 y 100 μm para G 31 y G 35

A partir de estas imágenes, utilizando AIPS, se determinó la densidad de flujo en ambas frecuencias, S_{60} y S_{100} , para ambas regiones HII. En forma similar al mecanismo utilizado con las imágenes de continuo de radio fue necesario estimar la emisión del fondo en 60 y 100 μm para hallar la densidad de flujo integrada de la fuente.

Para G 31, en el caso de la imagen en 60 μm , se consideró como emisión de fondo el contorno correspondiente a $200 MJy/sr$. En el caso de la imagen en 100 μm (siempre para G 31), el valor del fondo adoptado fue de $600 MJy/sr$. De esta manera se obtuvieron: $S_{60} = 27.5 \times 10^3 Jy$ y $S_{100} = 39.5 \times 10^3 Jy$.

En cambio para G 35 se sustrajo un fondo, en 60 μm , de $\approx 400 MJy/sr$, mientras que en 100 μm fue de $\approx 500 MJy/sr$. Debemos decir que la elección del contorno de fondo sustraído se hizo considerando la emisión sobre un área (aproximadamente igual en ambas longitudes de onda) que abarca la región HII evitando tomar la emisión del RSN. De esta manera las densidades de flujo que se obtuvieron fueron: $S_{60} = 13.2 \times 10^3 Jy$ y $S_{100} = 25.2 \times 10^3 Jy$.

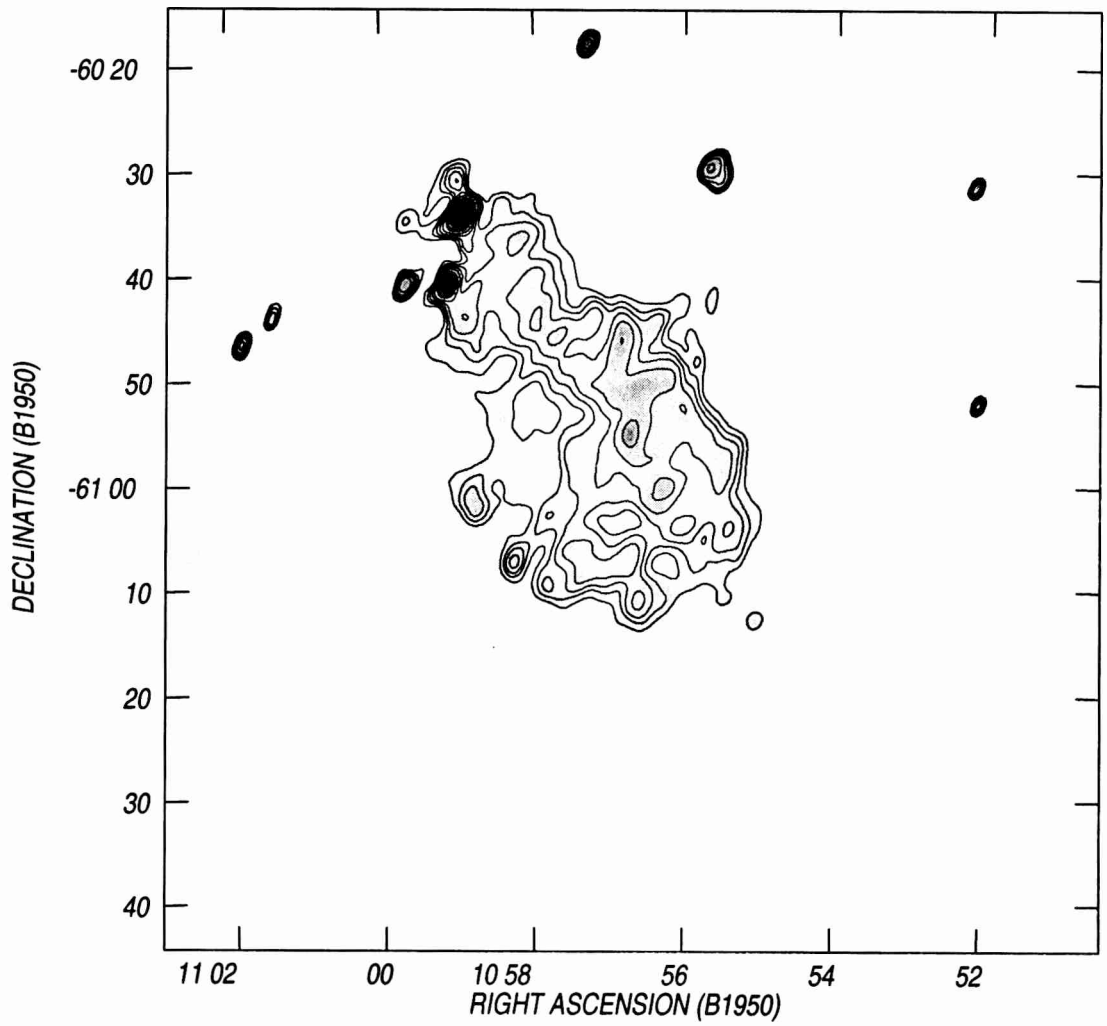


Figura 4.15: G 35. Imagen HIRES en $60\mu m$ (resolución angular $\approx 1''.2$). La escala de grises corresponde al rango (-100, 3500) MJy/sr. Se muestran los contornos 400, 500, 600, 750, 1000, 1500, 2000, 3000, 5000 y 8000 MJy/sr.

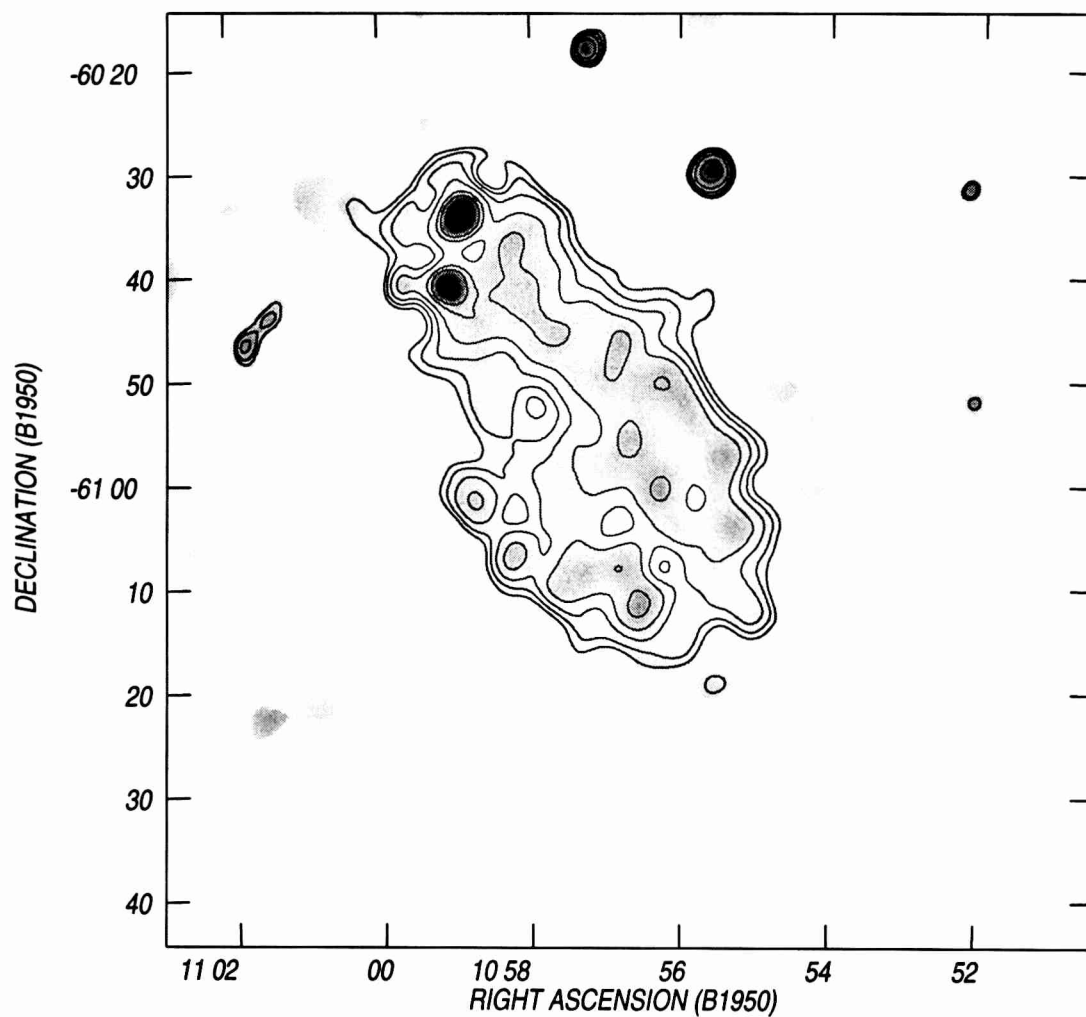


Figura 4.16: G 35. Imagen HIRES en $100\mu m$ (resolución angular $\approx 1'.90$). La escala de grises corresponde al rango (-100, 3500) MJy/sr. Se muestran los contornos de 500, 600, 750, 1000, 1500, 2000, 3000 y 5000 MJy/sr.

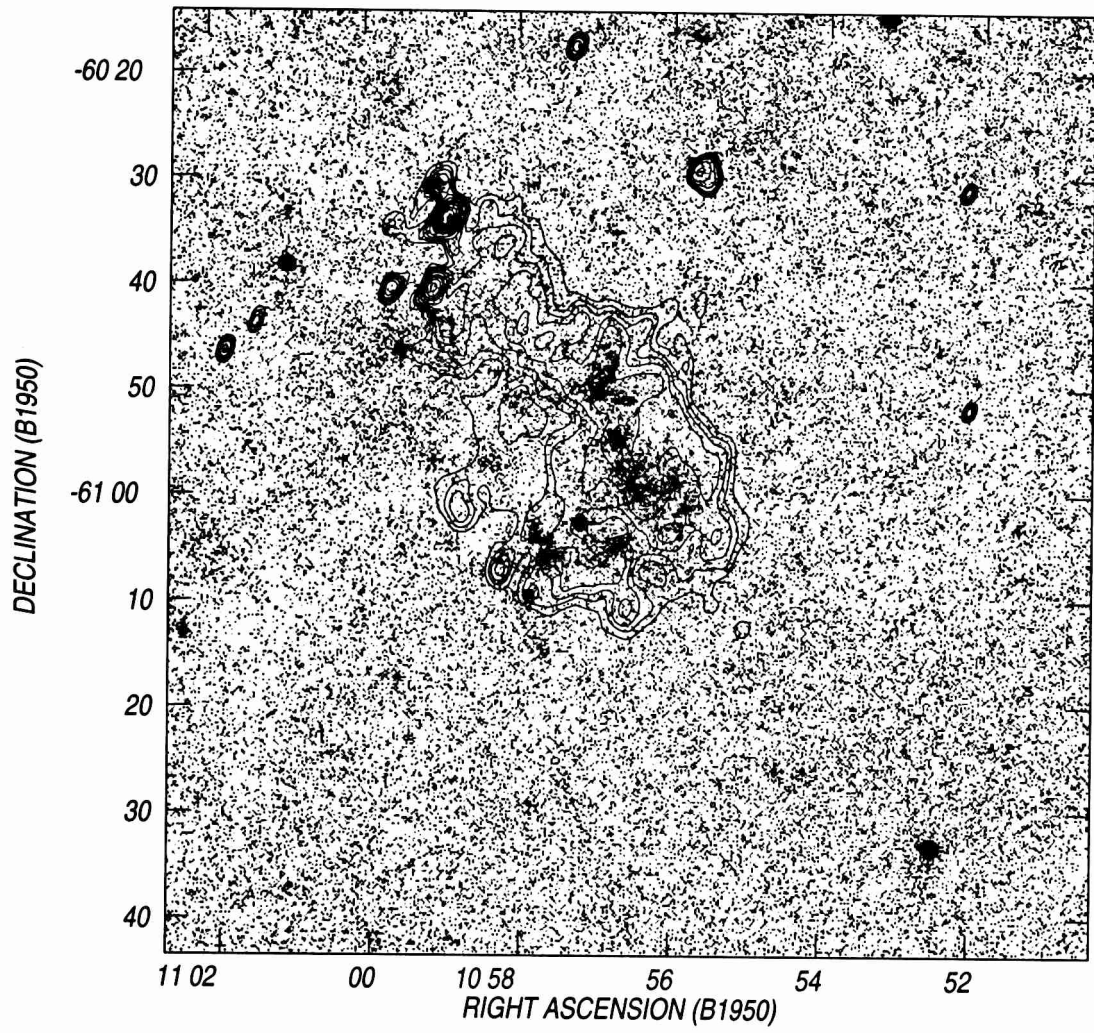


Figura 4.17: G 35. Superposición de los contornos de la imagen HIRES en $60\mu\text{m}$ con la imagen óptica, DSS2-R.

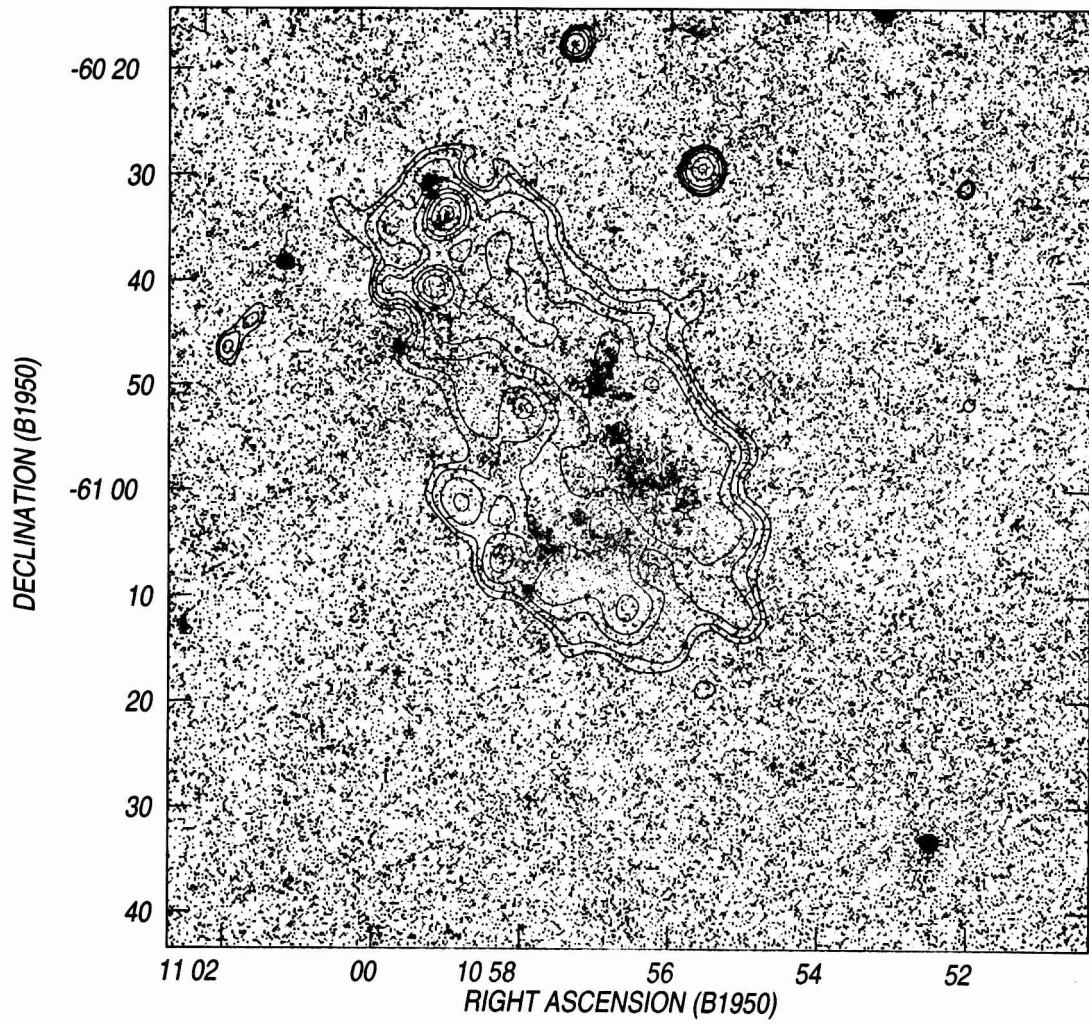


Figura 4.18: G 31. Superposición de los contornos de la imagen HIRES en $100\mu m$ con la imagen óptica, DSS2-R.

Temperatura y masa total de polvo

A partir de estos resultados podremos hallar tanto la temperatura como la masa total de polvo en ambas regiones, utilizando a tal fin las ecuaciones detalladas en §2.4.3. Los resultados se resumen en la Tabla 4.3. En la primera columna se indica la región HII, en las columnas 2 y 3, las densidades de flujo en $60 \mu m$ y $100 \mu m$, mientras que en la cuarta y quinta columnas se muestran la temperatura y la masa total de polvo en ambas frecuencias respectivamente. En el caso de G 31, la masa de polvo asociada a la región HII es probablemente menor que el valor estimado, dado que parte de la emisión IR aparece proyectada sobre la región que rodea a G 31.

Estos resultados confirman la presencia de polvo tanto en G 31 como en G 35.

Las temperaturas halladas para el polvo asociado a G 31 y G 35 son típicas para regiones HII (ver Chang & Fich, 1995).

La masa de polvo en G 31, por otra parte, nos sirvió para tratar de estimar el cociente

Tabla 4.3: Temperatura y masa total del polvo en *G31* y *G31*

<i>Región</i>	S_{60}	$S_{100\mu m}$	T_d	M_d
<i>HII</i>	(<i>Jy</i>)	(<i>Jy</i>)	(<i>K</i>)	(M_{\odot})
<i>G 31</i>	27.5×10^3	39.5×10^3	36	< 18
<i>G 35</i>	13.2×10^3	25.2×10^3	33	130

gas-polvo. A partir de los resultados hallados en §4.1.2 para la masa de gas ionizado, adoptando los valores promediados expuestos en la Tabla 4.1 para $f = 0.3$ ($d = 3.0 \pm 1.0$ kpc, $M_g = 1800 \pm 1400 M_{\odot}$, donde $M_g = 1.27 \times M_i$ para tener en cuenta la contribución del HeII), encontramos $M_g/M_p \gtrsim 100$ lo cual representa $\gtrsim 1\%$ de la masa ionizada de la región HII. El valor derivado para el cociente es compatible con los valores que se esperan típicamente para regiones HII, o sea $M_i/M_p \approx 100$. Hay que tener en cuenta en esta estimación los enormes errores en la determinación de la masa ($\approx 75 - 80\%$), arrastrados a partir de las incertezas en la distancia a G 31 ($\approx 30\%$), por lo cual se deben tomar con precaución estos resultados.

La confirmación de la presencia de polvo en G 31 refuerza la idea planteada en §4.1.2

sobre la insuficiencia de los fotones UV estelares para justificar la emisión en el continuo de radio, ya que una porción de estos fotones serían absorbidos por el polvo presente en la región HII para luego reemitirlos (y por lo tanto observarlos) en el IR, con lo que no serían útiles para ionizar el gas.

En el caso de la región G 35, obviamente al no ser posible un cálculo del parámetro de excitación de la región HII, por lo planteado en §4.2.1, no es posible llegar a una conclusión acerca de esta cuestión. De todas formas, no podemos, en base a nuestros datos, hacer una estimación cuantitativa de los fotones UV estelares absorbidos por el polvo, siendo necesario a tal fin otro tipo de estudio.

Capítulo 5

Conclusiones

5.1 G 31

A partir del estudio de la emisión del HII en el continuo de radio en 2.417 y 4.85 GHz, y del contenido estelar de G 31, fue posible determinar varias características de esta región HII, que pasamos a enumerar:

- G 31 presenta una morfología en forma de anillo parcial, tanto en el rango óptico como en su contraparte de continuo de radio. En este aspecto hay una buena correlación entre las emisiones en estos dos rangos espectrales. Su tamaño angular es de $\approx 14'.1$.
- Aparentemente la estrella múltiple *HD92206*, que se sitúa en la dirección a la región de máxima emisión en el continuo de radio, sería la principal causante de la ionización del hidrógeno nebuloso.
- A partir del estudio de la emisión del HII en 4.85 GHz y 2.417 GHz se pudieron estimar algunos parámetros físicos de la región HII:
 - Las densidades de flujo en 4.85 GHz y 2.417 GHz (30.7 ± 2.2 Jy y 32.9 ± 2.2 Jy, respectivamente) indican un índice espectral $\alpha = -0.10 \pm 0.14$, que confirma la naturaleza térmica de la radiación.
 - Considerando una distancia $d = 3.0 \pm 1.0$ kpc para G 31, en acuerdo con resultados previos de diversos autores, y un factor de llenado $f = 0.3$ para la región HII, se obtuvo una densidad electrónica $N_e = 56 \pm 10$ cm⁻³, una masa de gas de hidrógeno

ionizado $M_i = 1400 \pm 1100 M_\odot$, y un parámetro de excitación $u = 88 \pm 19 \text{ pc cm}^{-2}$.

- A partir del análisis del contenido estelar y de modelos de atmósfera se determinó el número de fotones de Lyman, capaces de ionizar el hidrógeno. El número de fotones de Lyman depende del número de componentes que se consideren para la principal estrella excitatriz de G 31, la estrella múltiple *HD 92206*.

En base a la comparación de ambos parámetros de excitación, U y u , se desprenden las siguientes alternativas:

a) Si *HD 92206* es un sistema formado por dos componentes de tipo espectral O8.5V (*HD 92206 B y C*) y una componente simple O6.5V (*HD 92206 A*), $U \approx 70 \text{ pc/cm}^2$. Para que el flujo de fotones originado en estas estrellas sea suficiente para ionizar el gas ($U \approx u$), G 31 debería estar a una distancia $d \lesssim 2.5 \text{ kpc}$, lo cual no es del todo compatible con las estimaciones de distancia previas. Para $d > 2.5 \text{ kpc}$, se evidencia la insuficiencia de fotones estelares ionizantes, lo que sugeriría un mayor número de estrellas excitatrices.

b) Si *HD 92206* es un sistema formado por dos componentes de tipo espectral O8.5V (*HD 92206 B y C*) y una componente binaria O6.5V (*HD 92206 A*), $U \approx 82 \text{ pc/cm}^2$, G 31 debería estar a una distancia $d \lesssim 3 \text{ kpc}$ para que los fotones estelares sean suficientes para ionizar el gas. Si la distancia fuese efectivamente $\approx 3 \text{ kpc}$ podríamos sospechar fundadamente que *HD 92206 A* es un sistema, al menos, binario. Para $d > 3 \text{ kpc}$, nuestros resultados indican que no encontramos todas las estrellas excitatrices.

La insuficiencia de fotones ionizantes se ve reforzada por el análisis de la emisión en el lejano infrarrojo, que confirma la presencia de polvo libre en G 31. Este polvo consumiría una porción de fotones UV estelares, que de esta manera no serían útiles para ionizar el gas.

Como se puede apreciar, estos resultados conducen a pensar que no son conocidas todas las estrellas excitatrices de G 31, aunque este resultado depende fuertemente de una precisa determinación de la distancia.

5.2 G 35

En el caso de esta región HII, el análisis de las imágenes de los dos relevamientos en continuo de radio (2.417 y 4.85 GHz) nos deparó otro tipo de resultado. Pasamos a enumerar las características fundamentales que se desprenden de su estudio:

- Existe una buena correlación entre las imágenes en continuo de radio y su contraparte óptica. Los máximos de emisión en continuo de radio coinciden en dirección a LSS 2063, una de las estrellas excitatrices de G 35.
- Midiendo la emisión en 2.417 y 4.85 GHz se puede apreciar que la emisión de fondo resulta compleja y además hay emisión óptica no perteneciente a G 35 que puede contribuir a la emisión.
- El resultado de la medición de la emisión en el continuo de radio arroja densidades de flujo: $S_{2.417\text{ GHz}} = 52 \pm 5$ Jy y $S_{4.85\text{ GHz}} = 31.8 \pm 2.5$ Jy. Estos resultados indican valores para el índice espectral claramente no térmicos, no conocidos anteriormente.
- Es posible que, o bien haya una fuente de emisión no térmica en dirección a G 35 (no asociada a la región HII), o bien sea un RSN dentro de la propia región HII el causante de esta contaminación no térmica en la emisión.

A partir de estos resultados no fue posible determinar el parámetro de excitación de la región HII, y lograr el objetivo planteado de la comparación del parámetro de excitación de la región HII con el número de fotones ionizantes de las estrellas excitatrices.

Se presenta la clasificación de los espectros ópticos de estrellas excitatrices en la región, los que sólo contaban con datos fotométricos en la literatura.

Además según nuestro análisis en base a datos en el lejano infrarrojo, hay una gran cantidad de polvo asociado a la región HII.

Capítulo 6

Referencias

- Allen, D.A., & Hillier, D.J. 1993, Proc.Astron.Soc.Aust., 10, 338.
- Altenhoff, W., Mezger, P. G., Wender, H. & Westerhout, G. 1960, Veröff. Sternwarte, Bonn, No. 59, 48.
- Avedisova, V.S., & Palouš, J. 1989, BAICz, 40, 42.
- Brand, J., & Blitz, L. 1993, A&A, 275, 67.
- Carraro, G., Patat, F., & Baumgardt, H. 2001, A&A, 371, 107.
- Caswell, J. L., & Haynes, R. F., 1987 A&A, 171, 261.
- Centre de Données Stellaires de Strasbourg (CDS), <http://cdsweb.u-strasbg.fr>.
- Clariá, J.J. 1977, A&A, 27, 145.
- Condon, J.J., Griffith, M.R., & Wright, A.E. 1993, AJ, 106, 1095.
- Chan, G., & Fich, M. 1995, AJ, 109, 2611.
- Duncan, A.R., Stewart, R.T., Haynes, R.F., & Jones, K.L. 1995, MNRAS, 277, 36.
- Feinstein, A., & Vásquez, R.A. 1990, RMxAA, 21, 346.
- Felli, M. 1979, *Stars and Star Systems*, B.E. Westerlund (ed.), p.195.
- García, B. 1988, Tesis Doctoral, FCAG, UNLP.
- Georgelin, Y.P., & Georgelin, Y.M. 1970, A&A, 6, 349.
- Georgelin, Y.M., Lortet, M. C., & Testor, G. 1986, A&A, 162, 265.
- Georgelin, Y.M. 2000, A&A, 357, 308.
- Gómez, D.O., & Niemela, V.S. 1987, MNRAS, 224, 641.
- Green, D.A., Catálogo de Remanentes de Supernova (<http://mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs>.)

- Griffith, M.R., & Wright, A.E. 1993, AJ, 105, 1666.
- Gum, C.S. 1955, MNRAS, 67, 155.
- Hildebrandt, R.H. 1983 Quarterly Journal of the RAS, 24, 267.
- Hoffleit, D. 1953, Ann. Harvard College Observatory, 119, 37.
- Hummer, D.G., Storey, P.J. 1987, MNRAS, 224, 80.
- IRAS Explanatory Supplement, 1983
- Leung, C.M. 1975, ApJ, 199, 340.
- Maršálková, P. 1974, Ap&SS, 27, 3.
- Mathis, J.S. 1983, ApJ, 267, 119.
- Mezger, P.G., & Henderson, A.P. 1967, ApJ, 147, 471.
- Mie, G. 1908, *Ann. Phys., NY*, 25, 377
- Moffat, A.F.J., & Vogt, N. 1975, A&AS, 20, 125.
- Oster, L. 1961, Rev. Mod. Phys., 33, 525.
- Osterbrock D.E. 1965, ApJ, 142, 1423.
- Osterbrock, D.E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, ed. por University Science Books, CA.
- Pipher, J.L. 1973, en *IAU Symp. no. 52, Interstellar Dust and Related Topics*, eds. J.M. Greenberg and H.C. van de Hulst (Reidel, Dordrecht) p 559.
- Rodgers, A.W., Campbell, C.T., & Whiteoak, J.B. 1960, MNRAS, 121, 103.
- Schmidt-Kaler, Th. 1982. En Landolt-Börnstein, *Numerical data and Functional Relationships in Science and Tecnology*, New Series, Group VI, vol. 2(), ed. K. Shaifers, & H.H. Voigt (Springer Verlag, Berlin).
- Schmidt, M. 1965. En: *Stars and Stellar Systems*, Vol. V, Blaauw, A. & Schmidt, M. (eds.), The University of Chicago Press.
- Smith, L.F. 1968, MNRAS, 138, 109.
- Smith, L.J., Norris, R.P.F., & Crowther, P.A. 2002, MNRAS, 337, 1309.
- Spitzer, L.Jr. 1978, *Physical process in the interstellar medium*, ed., Interscience Publ., J. Wiley & Sons, N. York
- Stephenson, C.B., & Sanduleak, N. 1971, Publ. Warner Swasey Obs., 1, nro. 1.
- Strömgren, B. 1939, ApJ, 89, 526.
- Strömgren, B. 1948, ApJ, 108, 242.

- Thronson H.A. 1988 en *Galactic and Extragalactic Star Formation*, eds. R.E. Pudritz & M. Fich (Kluwer, Dordrecht) p 621.
- van de Hulst H.C. 1946, *Rech. Astron. Obs. Utrecht*, 11, 1.
- Walborn, N.R. 1982, *AJ*, 87, 1300.
- Walborn, N.R. 1995, *RevMexAA(Serie de Conferencias)*, 2, 51.
- Whittet, D.C.B. 1992, *Dust in the Galactic Environment*, Cambridge University Press.
- Wrandemark, S. 1976, *A&AS*, 23, 231.