

00386  
RECEBIDA EN  
SECRETARIA DE  
ESTADOS  
15/11/12



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTONOMA DE MEXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS  
DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

ESTUDIO DEL GAS ALREDEDOR DE  
ESTRELLAS MASIVAS JOVENES



TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE  
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMIA)

PRESENTA

MAYRA ENID LEBRON SANTOS

DIRECTORA DE TESIS: DRA. ESTELA SUSANA LIZANO SOBERON

CODIRECTOR DE TESIS: DR. LUIS FELIPE RODRIGUEZ JORGE

2000  
281300



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

# Agradecimientos

Quiero agradecer a mis asesores de tesis Susana y Luis Felipe por haberme permitido ser su estudiante. Por la infinita paciencia que han tenido conmigo, sobre todo a la hora de enviar propuesta de observación. Por haber tratado de enseñarme a trabajar de forma organizada (con poco éxito). Por haberme permitido crecer profesionalmente y aprender de ellos. A Susana por siempre preocuparse por mi bienestar personal. A Luis en especial quiero agradecerle todo el tiempo que dedicó a mi tesis. Agradezco también su confianza en mis decisiones, y su apoyo incondicional a mi carrera. Por compartir su experiencia observacional conmigo y haberme enseñado a utilizar el VLA. Quiero agradecer también a Yolanda por el trabajo con GGD 12–15 y por las discusiones sobre las observaciones de HI y líneas de recombinación. A Vladimir por las extensas pláticas sobre las PDRs y la política.

Agradezco a mis sinodales del examen doctoral, Luis, Susana, Jorge, Elías, Pepe, Miriam y Salvador por leer y darme buenos comentarios sobre mi trabajo. Agradezco al Instituto de Astronomía y a su personal ya sea en el D.F. como en Morelia. Agradezco a la UNAM por su beca de maestría y doctorado de DGAPA, así como el apoyo económico de PADEP.

Agradezco a los profesores del Colegio en Humacao que me iniciaron en los caminos de la astronomía. En especial agradezco a Abraham quien me envió a México a aprender astronomía con la esperanza de que aprendiera también del mundo. A la gente del Observatorio de Arecibo porque siempre están pendiente de mí. A Phil por haberme apoyado desde que lo conocí y haber sido tan sabio en dejarme ir. A Carmen Pantoja por los buenos ratos juntas y por los que faltan.

Quiero agradecer a mi familia, por la confianza y apoyo que me han brindado y por sentirse orgullosos de mí sin importar lo que haga. A mi hermano Negro (Ricardo) por tener una familia maravillosa y darme dos sobrinos super energéticos (Ricardito y Jesre-

hel). A mi hermano Carlos que al igual que yo está lejos de casa. Por darme 6 sobrinos maravillosos (Ana, Carlitos, Legna, Giovanni, Karla, y Keishla). A mi hermana y amiga Delma, por ser fuerte y un ejemplo para mi. Por tener a José Enrique y permitirme disfrutarlo. A mi mamá, que me ha visto crecer y confía en mi ciegamente. Por alegre y, sobre todo, generosa. A mi papá que aunque en silencio, yo sé que está orgulloso de mi. Por haberme enseñado el amor por los libros y la política. A toda mi familia (la cual es numerosa) por quererme así como soy.

A los amigos que conocí desde que llegué a México y llevaré en el recuerdo todos los buenos momentos que compartimos. A Paola, mi compañera de oficina durante mis primeros años en México y los más difíciles. Por su paciencia y sobre todo por escuchar con interés todas mi historias (varias veces). A Javier y Valentina que me ayudaron muchísimo en las clases y me vieron llorar infinita cantidad de veces. A Mayra Osorio por convertirse en mi amiga. Sin todas esas horas de buen chisme no hubiera podido acabar la tesis. Agradezco a Sandra, Lorenzo, Bárbara, Lorena, Gerardo, Maru, Luis, Javier, Vale, Anabel, Pao por haber ido al menos una vez a URI para hacer algún trámite para mi. Quiero agradecer también a Bertha por tener todas las respuestas sobre cualquier cosa que tenga que ver con trámites del posgrado. A Will y Jane por su amistad y permitirme cuidar a Oscar. A Cesar, Jim y Matilde por compartir departamento conmigo y tener tan buenas fiestas en casa (nada como la FIESTA ANIMAL del Cesar. Quién no la recuerda???) . A Verónica, Alberto, Rodrigo y Alonso por su tiempo conmigo. A los nuevos amigos que conocí aquí en Morelia: Alan, Fulgencio, Teresa, Adriana, Remy, Alfonso, Jorge, Carlos y Reynaldo. Agradezco también a Jorgina por su amistad y las reuniones en su casa.

Agradezco muy en especial a Stan por ser siempre muy bueno conmigo y por la paciencia infinita que me tiene. Por los buenos momentos que hemos pasado juntos.

# Índice General

<b>Agradecimientos</b>	<b>1</b>
<b>Resumen</b>	<b>7</b>
<b>1 Efecto de las estrellas masivas jóvenes sobre sus alrededores</b>	<b>11</b>
1.1 Regiones HII . . . . .	14
1.2 Regiones Fotodisociadas (PDR) . . . . .	22
1.3 Viento Estelar . . . . .	27
1.4 Flujos moleculares y jets . . . . .	29
<b>2 La línea de 21 cm del HI</b>	<b>33</b>
2.1 Coeficiente de absorción y opacidad de la línea . . . . .	34
2.2 La intensidad de la línea . . . . .	35
2.3 La densidad columnar y masa de HI . . . . .	37
2.4 Las estrellas jóvenes y su tasa de fotones disociantes . . . . .	38
<b>3 HI fotodisociado en NGC 2023</b>	<b>43</b>
3.1 Introducción . . . . .	43

3.2	Las observaciones . . . . .	45
3.3	Resultados y discusión . . . . .	45
3.3.1	La distribución espacial de la emisión de HI . . . . .	45
3.3.2	El espectro de HI . . . . .	47
3.3.3	Comparación con otras observaciones . . . . .	50
3.4	¿Existe una región fotodisociada independiente en NGC 2023? . . . . .	52
3.5	Conclusiones . . . . .	53
<b>4</b>	<b>Determinación de los parámetros físicos de las regiones HII</b>	<b>55</b>
4.1	De la emisión de continuo . . . . .	55
4.2	De las líneas de recombinación . . . . .	60
4.2.1	Los coeficientes de absorción y emisión . . . . .	61
4.2.2	El perfil de la línea . . . . .	64
4.2.3	Determinación de la temperatura electrónica . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Una región fotodisociada asociada a la región HII en GGD12-15</b>	<b>71</b>
5.1	Introducción . . . . .	72
5.2	Las observaciones . . . . .	73
5.3	Resultados . . . . .	75
5.3.1	Emisión de continuo . . . . .	75
5.3.2	Líneas de recombinación . . . . .	76
5.3.3	La línea a 21 cm de H I . . . . .	81
5.4	Discusión . . . . .	84
5.4.1	La región fotodisociada . . . . .	86

---

7.5	La interpretación . . . . .	127
<b>8</b>	<b>Conclusiones y trabajos futuros</b>	<b>131</b>
8.1	NGC 2023 . . . . .	131
8.2	GGD 12-15 . . . . .	132
8.3	G111.61+0.37 . . . . .	132
	<b>REFERENCIAS</b>	<b>134</b>
<b>A</b>	<b>Calibración de los datos</b>	<b>145</b>
A.1	El resumen de las observaciones y el patrón de las antenas . . . . .	146
A.2	Inspección de los datos . . . . .	146
A.3	Asignación de flujo al calibrador de amplitud . . . . .	147
A.4	Ganancia: Soluciones de amplitud y fase para todos los calibradores. . . . .	148
A.5	Determinación de flujo para los calibradores de fase . . . . .	150
A.6	Interpolación de las soluciones . . . . .	150
A.7	Corrección de "Bandpass" . . . . .	151

5.5	Un modelo para la región fotodisociada . . . . .	87
5.6	Conclusiones . . . . .	91
<b>6</b>	<b>La emisión de amoníaco (NH<sub>3</sub>) a 1.3 cm</b>	<b>95</b>
6.1	La profundidad óptica . . . . .	95
6.2	La densidad columnar . . . . .	97
6.3	La temperatura de rotación (T <sub>rot</sub> ) . . . . .	100
6.4	Determinación de masa a partir de observaciones de amoníaco . . . . .	100
<b>7</b>	<b>Observaciones de las componentes gaseosas asociadas a G111.61+0.37103</b>	
7.1	Introducción . . . . .	103
7.2	Observaciones y reducción de los datos . . . . .	105
7.2.1	Las observaciones a 1420 MHz . . . . .	105
7.2.2	Las observaciones de la línea H92α . . . . .	107
7.2.3	Las observaciones de amoníaco . . . . .	107
7.3	Resultados . . . . .	109
7.3.1	La emisión de continuo . . . . .	109
7.3.2	La Línea H92α . . . . .	111
7.3.3	La línea de HI a 21 cm . . . . .	114
7.3.4	Las líneas NH <sub>3</sub> (1,1) y NH <sub>3</sub> (2,2) . . . . .	115
7.4	Discusión . . . . .	117
7.4.1	Las regiones HII . . . . .	117
7.4.2	La región fotodisociada . . . . .	122
7.4.3	El gas molecular de los alrededores . . . . .	126

# Resumen

En este trabajo nos concentramos en estudiar el gas alrededor de las estrellas masivas jóvenes mediante observaciones en ondas de radio. En particular, estudiamos las regiones fotodisociadas (conocida por sus siglas en inglés como PDRs) e ionizadas (regiones HII) que se forman en la vecindad de estas estrellas, además del gas molecular denso en sus alrededores. Mediante observaciones de la línea de 21 cm del HI detectamos la zona neutra de las PDRs. Encontramos que la masa de gas neutro es mucho mayor que la masa de hidrógeno fotoionizado observado. El estudio del HI en las PDR es de interés para establecer las condiciones físicas de las nubes moleculares en las cuales se forman las estrellas masivas y el efecto destructivo de estas estrellas sobre las nubes. Encontramos además que mediante estudios detallados de las componentes de gas ionizado, neutro y molecular, como el que realizamos para la fuente G111.61+0.37, se puede establecer la evolución dinámica de la region HII, la PDR y el gas molecular. Mediante las observaciones de líneas de recombinación pudimos identificar la naturaleza de la distribución cometaria del gas ionizado en varias de las fuentes estudiadas. Encontramos que dichas fuentes están experimentando una expansión tipo champaña. Esto indica que el gas molecular donde se formaron estas estrellas es inhomogéneo con un gradiente de densidad que ocasiona la aceleración del gas ionizado. La distribución no homogénea del gas molecular fue confirmada cuando detectamos varios grupos de gas molecular denso en los alrededores de la región HII con observaciones de la emisión de la molécula de amoníaco.

En esta tesis presentamos los resultados obtenidos para tres regiones de formación de estrellas. De ella hemos publicado dos artículos (Lebrón & Rodríguez 1997, y Gómez et al. 1998) y estamos por enviar un tercer artículo (Lebrón, Rodríguez & Lizano 2001). El primer capítulo de la tesis es una introducción sobre los efectos de las estrellas masivas sobre su medio ambiente. En él discutimos las regiones HII y las regiones fotodisociadas. Además dedicamos algunas secciones a los vientos y flujos moleculares. Aunque no son temas que hayamos investigado en la tesis, fueron incluidos en la introducción porque muestran también la interacción de las estrellas jóvenes con su medio ambiente.

Parte del trabajo de tesis se basó en observaciones de hidrógeno neutro en cada una de las regiones. En el capítulo 2 resumimos algunos aspectos teóricos de la emisión de la línea a 21 cm del hidrógeno neutro y presentamos las ecuaciones que son utilizadas para la determinación de las condiciones físicas del gas de hidrógeno neutro. En el capítulo 3 se discuten los resultados de las observaciones de HI a 21 cm en la nebulosa de reflexión NGC 2023, donde la estrella excitadora de la nebulosa es de tipo B1.5V y se encuentra en la periferia de la nube molecular donde se formó. El efecto de esta estrella en la nube es principalmente de disociación ya que la región HII que forma no es muy brillante. Esta fuente es conocida como la región fotodisociada clásica y ha sido estudiada ampliamente. Nosotros nos concentramos en estudiar la región HI de la PDR, la cual detectamos por primera vez, y comparamos nuestros resultados con los obtenidos por otros autores de observaciones en el infrarrojo. El trabajo descrito en este capítulo fue publicado en la Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (Lebrón & Rodríguez 1997).

Además de estudiar gas neutro, también estudiamos las regiones HII que se observan en las otras dos regiones observadas (GGD 12–15 y G111.61+0.37). En el capítulo 4 discutimos los aspectos teóricos de la observación de regiones HII a frecuencias de radio. Presentamos las ecuaciones que se utilizan para la determinación de los parámetros físicos de estas regiones, basado en las observaciones de radio continuo y observaciones de líneas de recombinación también a frecuencias de radio. En el capítulo 5 discutimos en detalle la región HII compacta que se encuentra en la región de formación estelar GGD 12-15. La región HII está siendo excitada por al menos una estrella de tipo B0.5. Esta región HII está totalmente inmersa en la nube molecular con lo cual no se detecta la contraparte óptica. Estudiamos la región fotodisociada mediante la observación de la línea a 21 cm de HI y líneas de recombinación de carbono a frecuencias de radio. Estudiamos, además, la región HII mediante observaciones de continuo en radio así como líneas de recombinación de hidrógeno y establecimos las condiciones físicas que prevalecen en ambas regiones. Este trabajo fue realizado en colaboración principal con Yolanda Gómez, así como con Luis F. Rodríguez, Guido Garay, Susana Lizano, Vladimir Escalante y Jorge Cantó. El trabajo fue publicado en la revista *The Astrophysical Journal* (Gómez et al. 1998).

En el capítulo 6 se resumen los aspectos fundamentales de la determinación de parámetros físicos del gas molecular de amoníaco en sus transiciones de inversión (1,1) y (2,2). Presentamos las ecuaciones y metodología que se utiliza para determinar opacidad, densidad columnar, y masa del gas molecular. Sólo en una de las regiones estudiadas hicimos observaciones de amoníaco. En el capítulo 7 discutimos la región HII compacta G111.61+0.37 y su interacción con el medio ambiente a su alrededor. Esta región HII se encuentra también en la periferia de una nube molecular. La estrella excitadora de la región HII se estima

---

como al menos una estrella tipo O9V. En G111.61+0.37 estudiamos la cinemática de la región HII mediante observaciones de líneas de recombinación, la región HI mediante la transición a 21 cm del hidrógeno neutro, y el gas molecular denso en la vecindad de la fuente de observaciones de amoníaco (1,1) y (2,2). Determinamos las condiciones físicas que prevalecen en cada una de las zonas. Este estudio de G111.61+0.37 es muy completo puesto que incluye a las componentes ionizada, atómica, y molecular asociadas a la región y será enviado a publicación en breve. En el capítulo 8 presentamos las conclusiones de toda la tesis así como los trabajos a realizar sobre este tema.

## Capítulo 1

# Efecto de las estrellas masivas jóvenes sobre sus alrededores

La formación estelar ocurre donde existe la mayor concentración de material molecular, ésto es, principalmente en el plano galáctico. Este material molecular está distribuido de forma inhomogénea y grumosa en estructuras conocidas como nubes moleculares. Estas nubes gigantes, que pueden alcanzar dimensiones de decenas de pc con densidades de  $100 \text{ cm}^{-3}$ , contienen a su vez estructuras más pequeñas (décimas de pc) con densidades entre  $10^3$  y  $10^7$  partículas  $\text{cm}^{-3}$  (e.g. Williams, Blitz, & McKee 2000) que son los lugares donde ocurre la formación de las estrellas. Se cree que el proceso de formación es continuo y que perdura hasta que se acaba el abasto de material molecular.

El efecto de las estrellas masivas recién formadas sobre las nubes moleculares en las que están inmersas es devastador. Estas estrellas se forman en cúmulos y permanecen inmersas en la nube molecular de la cual se formaron entre 10% y 20% de su tiempo de vida de secuencia principal (Wood & Churchwell 1989). Luego de su formación, la radiación de la estrella interactúa con el medio ambiente molecular modificando dramáticamente sus características. Con sus vientos tan potentes (velocidades del viento  $v_w \sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ ; tasa de pérdida de masa  $\dot{M} > 1 \times 10^{-7} M_\odot \text{ año}^{-1}$ ; e.g. Lamers & Leitherer 1993), son capaces de barrer el material de sus alrededores y con su campo de radiación tan energético (número de fotones ionizantes por segundo  $\dot{N}_{UV} > 2 \times 10^{47} \text{ fotones s}^{-1}$ ; Thompson 1984) logran excitar, fotodisociar y fotoionizar las moléculas de la nube produciendo a su alrededor regiones de gas tanto neutro como ionizado. Un ejemplo espectacular de ésto lo tenemos en la región de formación estelar en Orión, que es la región de formación de

estrellas OB más cercana a nosotros, con una distancia estimada de  $\sim 450$  pc (Genzel & Stutzki 1989) y por lo mismo la región más estudiada. En Orión un grupo de estrellas masivas recién formadas han generado una cavidad en la nube molecular donde se formaron quedando visibles al observador muchas de las estrellas dentro de la región.

El estudio de las nebulosas de gas ionizado (regiones HII) generadas por las estrellas OB jóvenes es crucial para el entendimiento de las condiciones en las que se forman estas estrellas y de la interacción de las estrellas jóvenes con su medio ambiente. Pero las regiones HII no sólo son estudiadas por su importancia como resultado de los procesos de formación estelar sino que también son relevantes para el estudio de la estructura y condiciones físicas de la Galaxia como un todo. Se ha encontrado que su distribución a gran escala denota la estructura espiral del disco de las galaxias espirales y que sigue también la distribución del gas molecular en el plano. Las determinaciones de la temperatura electrónica de las regiones HII a lo largo de toda la Galaxia han revelado que existe un gradiente de abundancias en la Galaxia (e.g. Deharveng et al. 2000; Shaver et al. 1983; Wink et al. 1983). Se encuentra que las temperaturas de las regiones HII, a radios galactocéntricos menores es más baja. Esto se ha explicado mediante los procesos de calentamiento y enfriamiento. Se encuentra que si tenemos altas abundancias de elementos pesados el enfriamiento se vuelve más eficiente y estas regiones se mantienen a temperaturas relativamente bajas. Las regiones HII también han sido utilizadas para establecer la distribución de asociaciones OB en la Galaxia como función de su flujo ionizante (McKee & Williams 1997). Se encontró que la distribución de luminosidad de asociaciones OB en la Galaxia se ajusta muy bien con una ley de potencias truncada.

Además de ionizar el gas, las estrellas masivas jóvenes logran disociar una gran cantidad de moléculas formando a su alrededor zonas de material neutro. Estas zonas son conocidas como regiones fotodisociadas (PDR). En las estrellas más masivas la región fotodisociada es la interfase entre la región HII y la nube molecular. La química de estas regiones y su termodinámica están dominadas por el campo de radiación estelar. La emisión de las regiones fotodisociadas es básicamente de líneas de iones, átomos y moléculas y de emisión de continuo de polvo. Las líneas de carbono ionizado, oxígeno neutro, carbono neutro, transiciones fluorescentes del hidrógeno molecular, además de transiciones del CO, entre otras, son ejemplos de los átomos y moléculas que caracterizan estas regiones. La mayoría de estas líneas son emitidas a longitudes de onda desde el milimétrico hasta el infrarrojo cercano y debido a esto, solo en los últimos años se ha logrado establecer vínculos directos entre los modelos de las PDRs y las observaciones (Hollenbach & Tielens 1997). Las PDRs no sólo existen en regiones de formación de estrellas sino que se forman siempre que haya un campo de radiación en el lejano ultravioleta (LUV) suficientemente

intenso y gas molecular para disociar. Por ejemplo, en nuestra Galaxia existe un campo de radiación difusa en el LUV<sup>1</sup> debido principalmente a radiación de estrellas calientes dispersada por polvo (Sasseen & Deharveng 1996). Esta radiación difusa es la responsable de la disociación de la superficie de las nubes moleculares creando una envoltura o halo de gas neutro alrededor de ellas (e.g. Andersson, Roger, & Wannier 1992). Algunos autores proponen que la mayor parte del material neutro de las galaxias es gas fotodisociado. Aunque existen regiones fotodisociadas en toda la Galaxia nosotros nos concentramos en estudiar las PDR asociadas a las regiones de formación de estrellas. Estas regiones son conocidas como regiones fotodisociadas densas.

Se ha observado que las estrellas masivas tienen vientos muy intensos y se cree que estos vientos están presentes desde la formación de la estrella. La presencia de estos vientos estelares intensos en las etapas de juventud de las estrellas masivas (cuando todavía las estrellas están inmersas en su nube progenitora), es elemento fundamental para muchos modelos de la evolución del medio interestelar alrededor de estrellas masivas jóvenes; (e.g. choque de proa (van Buren et al. 1990); discos fotoevaporados (Hollenbach et al. 1994); y vientos cargados de masa (Lizano et al. 1996)). En cada caso el viento es fundamental al modelo, aunque observacionalmente no se han podido estudiar muy bien estos vientos. En este capítulo dedicamos una sección a la discusión de los vientos en estrellas masivas jóvenes, dada su importancia en el medio circundante.

Algunos de los fenómenos que caracterizan las regiones de formación de estrellas de baja masa son los flujos bipolares moleculares, la presencia de jets muy colimados, así como la evidencia de la interacción de estos jets con el medio ambiente circundante (objetos HH). En las regiones de formación de estrellas masivas estos fenómenos están presentes pero no es muy fácil observarlos. En los últimos años un sinnúmero de astrónomos han hecho un gran esfuerzo para tratar de establecer la presencia de flujos moleculares bipolares en regiones de formación de estrellas masivas. Aunque los trabajos que se han realizado arrojan resultados positivos todavía hacen falta muchas observaciones con alta resolución espacial para establecer con detalle la distribución y propiedades generales de estos flujos en estrellas masivas. Adicionalmente a los flujos moleculares se han detectado jets que parecen estar siendo generados por estrellas masivas. En la sección 1.4 discutimos los resultados que se tienen hasta el momento sobre los flujos moleculares, jets y HHs en regiones de estrellas masivas.

---

<sup>1</sup>El campo promedio de radiación difusa en el LUV de la Galaxia se conoce como flujo de Habing. La densidad de energía ( $\lambda u_\lambda$ ) del MI a una longitud de onda  $\lambda = 1000 \text{ \AA}$  es igual a  $4 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-3}$  (Draine & Bertoldi 1996).

### 1.1 Regiones HII

Debido a su potencial de ionización (13.6 eV) el hidrógeno en el medio interestelar (MI) puede ser ionizado mediante radiación intensa de fotones ultravioleta. Las fuentes de radiación ultravioleta (UV) en el MI son varias, pero las estrellas masivas jóvenes constituyen una de las principales. El flujo UV total con  $\lambda < 912\text{\AA}$  que radia una estrella con temperatura efectiva  $\sim 30,000\text{ K}$  es  $> 10^{47}$  fotones por segundo y con esta producción de fotones UV una estrella puede formar a su alrededor una región de gas ionizado (región HII) significativa. El equilibrio de ionización a cada punto para una región HII es establecido por el balance entre las fotoionizaciones y recombinaciones de electrones con iones. Dado que el hidrógeno es el elemento más abundante, se puede obtener, bajo suposiciones idealizadas (temperatura constante y medio homogéneo), la estructura de la región HII considerando una nube de hidrógeno puro la cual contiene en su interior a una estrella masiva joven. La ecuación de equilibrio de ionización en un elemento de volumen a una distancia  $r$  de la estrella está dada por:

$$n_{HI} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{F_{\nu}}{h\nu} \sigma_{\nu} d\nu = n_e n_p \alpha_B(T), \quad (1.1)$$

donde  $F_{\nu}$  es el flujo de la radiación estelar en el punto. El término  $\frac{F_{\nu}}{h\nu}$  es el número de fotones incidentes por unidad de área, tiempo, e intervalo de frecuencia.  $\sigma_{\nu}$  es la sección recta de ionización para fotones con energía  $h\nu$ .  $n_{HI}$ ,  $n_e$  y  $n_p$  son las densidades volumétricas por número de hidrógeno neutro, electrones y protones, respectivamente. El término del lado izquierdo representa el número de fotoionizaciones de hidrógeno por unidad de tiempo y volumen debido a la radiación estelar.  $\alpha_B(T)$  es el coeficiente de recombinación del caso B (no se consideran las recombinaciones al nivel base)<sup>2</sup>. Entonces, el término de la derecha representa el número de recombinaciones efectivas por unidad de tiempo y volumen. El tamaño de las regiones HII está dado por el radio de Strömgren ( $R_S$ ):

$$R_S = \left( \frac{\dot{N}_{UV}}{\frac{4}{3} \pi n_e^2 \alpha_B(T)} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (1.2)$$

donde  $\dot{N}_{UV}$  es la tasa de fotones estelares UV. Así, el tamaño queda determinado por

<sup>2</sup>Solo se consideran las recombinaciones a los niveles  $n \geq 2$ , ésta se conoce como la aproximación 'on the spot', pues supone que las recombinaciones a  $n=1$  producen un fotón ionizante que es absorbido muy cerca, de modo que no hay una recombinación neta.

$\dot{N}_{UV}$  y  $n_e$ , y de acuerdo a este parámetro las regiones HII son clasificadas como clásicas ( $R_S \sim 10$  pc), compactas ( $R_S \leq 0.5$  pc) y ultracompactas ( $R_S \leq 0.1$  pc) (e.g. Franco et al. 2000). Aunque los tamaños y densidades de las regiones HII pueden variar en varios órdenes de magnitud, no ocurre lo mismo para su temperatura. El rango de temperaturas electrónicas de las regiones HII van de 6,000 a 10,000 K y ésto no depende fuertemente del tipo de región HII. La poca variabilidad en las temperaturas electrónicas se debe al efecto termostático de las líneas prohibidas (Spitzer 1978).

Inicialmente las regiones HII eran estudiadas por su emisión en el óptico, la cual está dominada por líneas de recombinación de hidrógeno, líneas prohibidas de oxígeno dos veces ionizado ([OIII]) y nitrógeno una vez ionizado ([NII]), entre otras. Las líneas prohibidas del oxígeno y el nitrógeno son el principal enfriador de las regiones HII, llevándose la mayor parte de la energía inyectada por los fotones ionizantes en la nebulosa. En adición a las líneas ópticas prohibidas, las líneas más prominentes que emiten las regiones HII son las líneas de recombinación de hidrógeno. Estas se observan desde el UV, con la serie de Lyman, hasta el radio con transiciones de altos niveles electrónicos en el átomo. Además de las líneas de hidrógeno, en el radio se han detectado también líneas de recombinación de helio y carbono. Las observaciones ópticas permiten estudiar las regiones HII que se encuentran en la superficie de las nubes moleculares. Estas fuentes son conocidas como regiones HII clásicas y se les considera la fase más tardía de la evolución de las regiones HII. Con los avances en las técnicas de observación en las frecuencias de radio se comenzó a estudiar la emisión de continuo de las regiones HII que está formada principalmente por la radiación libre-libre o Bremsstrahlung del rango centimétrico al infrarrojo cercano, la cual proviene directamente de la región HII, y por la emisión térmica de polvo desde el rango milimétrico hasta el infrarrojo cercano, que proviene de polvo caliente en los alrededores. La figura 1.1 ilustra el espectro de emisión de continuo de una región HII.

Desde el establecimiento de la teoría del primer radio de Strömgren hasta la actualidad, los modelos para la evolución de las regiones HII se han diversificado bastante y cada vez son más detallados y complejos.

El *modelo clásico* (Spitzer 1978) describe la formación del primer radio de Strömgren, seguida de la expansión del gas ionizado en un medio homogéneo. Esta expansión se debe a la sobrepresión del gas ionizado y caliente (Región HII) respecto al gas neutro (o molecular) y frío.

El gas ionizado fue calentado durante el proceso de fotoionización obteniendo una temperatura de equilibrio de  $\sim 10^4$  K, mientras que el material neutro fuera de la re-

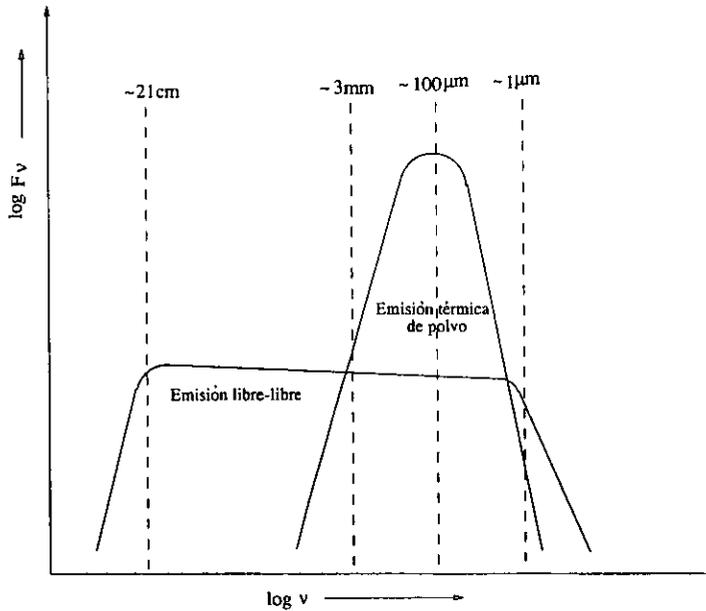


Figura 1.1: Espectro de continuo de una región HII

gión HII conserva su temperatura inicial de  $\sim 100\text{--}1000$  K. Inicialmente, la expansión de la región HII tendrá una velocidad similar a la velocidad del sonido del gas ionizado ( $\sqrt{\frac{kT}{\mu}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ). Esta expansión se detendrá cuando se alcance el equilibrio de presiones entre la región HII y el gas externo. La región HII permanecerá en equilibrio con su medio ambiente hasta que la estrella ionizante deje la secuencia principal, suponiendo que su flujo de fotones ionizantes ( $\dot{N}_{UV}$ ) permanece constante en el tiempo.

Wood & Churchwell (1989) en su búsqueda de nuevas regiones HII en ondas de radio encontraron que existen regiones HII en su fase ultracompacta en número muy superior a lo esperado dada la teoría clásica de evolución y la tasa de formación de estrellas masivas y concluyeron que las regiones HII ultracompactas permanecen en esta fase alrededor de  $10^5$  años, lo cual es 100 o más veces mayor que el tiempo de cruce del sonido a través de la región HII,  $t_{\text{cruce}} \sim R/c_i$ , donde  $R$  es el tamaño de la región y  $c_i$  es la velocidad del sonido en gas ionizado.

La morfología de las regiones HII depende de forma complicada de la edad de la fuente, de la dinámica del gas ionizado ( $\text{H}^+$ ) y molecular ( $\text{H}_2$ ), de la estructura en densidad del medio interestelar local, y del movimiento de la región HII con respecto a su medio ambiente. Debido a que la forma de las regiones HII depende de muchos factores, no ha sido fácil poder establecer el mecanismo que determina su forma ni que las mantiene en

su fase ultracompacta. Algunos de los modelos propuestos para explicar su morfología y tiempos de vida son los siguientes (e.g. Churchwell 1999):

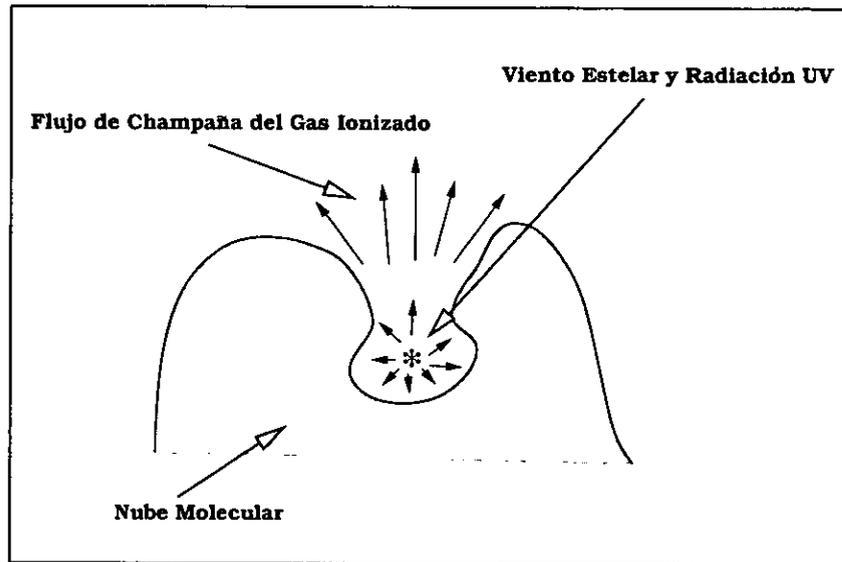


Figura 1.2: Modelo de Champaña (Churchwell 1999)

- *El modelo de champaña* (Tenorio-Tagle 1979; York, Tenorio-Tagle & Bodenheimer 1983; y referencias ahí citadas). Esta teoría se desarrolló a principios de los años 70's cuando se pensaba que las estrellas masivas se formaban preferentemente en la superficie o cerca a los bordes de las nubes moleculares, donde existe un fuerte gradiente en densidad. Las estrellas recién formadas comienzan a ionizar el material de sus alrededores hasta crear una cavidad en la superficie de la nube. La radiación estelar queda confinada en la dirección de la parte densa de la nube molecular (región limitada por radiación), pero puede escapar libremente hacia afuera de la nube (región limitada por densidad).

El modelo de champaña predice que el máximo de la emisión de la región HII se produce en la zona más cercana a la nube molecular (la cabeza de la región HII), y es en esta zona también donde ocurre el gradiente máximo de la emisión. La emisión del gas ionizado hacia fuera de la nube (cola de la región HII) decae más lentamente que en la cabeza. Este comportamiento se puede ver en la Figura 1.3b (Figura 1 de York, Tenorio-Tagle & Bodenheimer 1983) donde Yorke et al. presenta un mapa de intensidad de la emisión del continuo a 11 cm de una región HII en un flujo de champaña. La distribución en velocidad se muestra en la Figura 1.3a (Figura 1a de York, Tenorio-Tagle & Bodenheimer 1983) donde las flechas indican las velocidades en

## Flujo de champaña

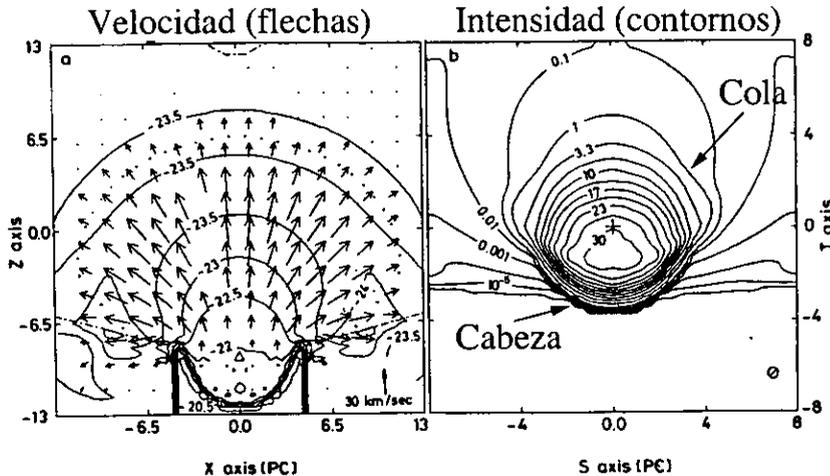


Figura 1.3: Resultados del modelo de champaña (Figura 1 de Yorke et al. 1983). a. Distribución en velocidad de una región HII con un flujo de champaña. b. Mapa de contornos de la emisión de continuo a 11 cm de una región HII experimentando un flujo de champaña.

el plano medio de la región HII. La distribución de velocidades que predice el modelo de champaña es un gradiente en velocidad con velocidades muy bajas ( $\sim 0 \text{ km s}^{-1}$ ) en la zona de la cabeza de la región HII y van aumentando en la dirección del flujo de champaña. El gas en la cola de la región HII puede alcanzar velocidades varias veces la velocidad del sonido en el gas ionizado ( $c_i \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ). Aunque se logran alcanzar altas velocidades en la cola de la región HII la emisión en esta zona puede ser varios ordenes de magnitud menor que la emisión en la cabeza de la región HII lo que hace muy difícil poder observar las zonas de mayor velocidad. El modelo de champaña reproduce muy bien la morfología cometaria observada en un sinnúmero de regiones HII. Este modelo es idóneo para explicar las regiones HII que están cerca de la superficie de nubes moleculares.

- *El modelo de choque de proa* (Mac Low et al. 1991; van Buren et al. 1990). La idea del modelo de choque de proa es que los objetos estelares jóvenes tienen un movimiento relativo al grumo molecular donde se formaron. Estos autores consideran la dispersión de velocidades observada en las estrellas de las asociaciones OB como la velocidad a la que se mueven estas estrellas cuando todavía están dentro de su nube molecular materna. Este movimiento relativo entre el grumo molecular y la es-

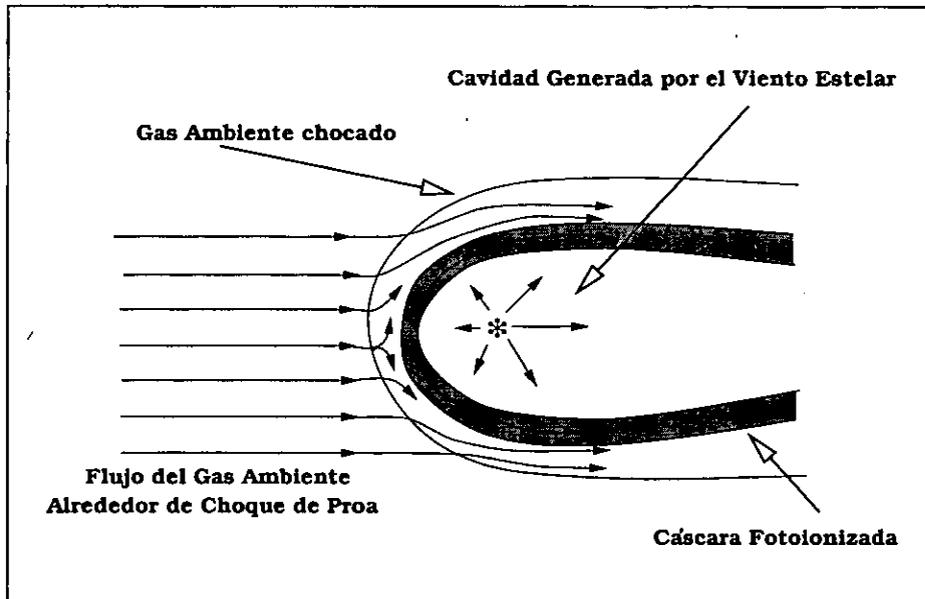


Figura 1.4: Modelo de Choque de Proa (Churchwell 1999)

trella produce un choque de proa en la dirección del movimiento debido a la presión dinámica del medio ambiente. Esta presión es opuesta a la presión producida por el viento estelar chocado de baja densidad y muy caliente que se forma en una cavidad dentro de la región HII. Esta hipótesis produce una configuración estática para la región HII la cuál no se expande ni contrae (aunque sí se va desplazando) y permanece así mientras la estrella permanezca dentro del grumo molecular. En este escenario la fuente presenta una morfología cometaria cuando se observa a la fuente de costado y una forma núcleo-halo cuando se observa a la fuente desde la cabeza o la cola.

- *El modelo de discos fotoevaporados.* Este modelo fue desarrollado por Hollenbach et al. (1994) partiendo de la hipótesis que las estrellas masivas se forman por medio de discos de acreción y de que tienen un fuerte flujo UV, para explicar la longevidad de las regiones HII en sus fases ultracompactas. La idea de este modelo es que la radiación UV de la estrella central ioniza la superficie del disco de acreción. El material del disco que es fotoevaporado dentro de un radio  $r_g$ , (el radio en el cual la velocidad del sonido es igual a la velocidad de escape del disco) fluye hacia afuera del disco formando una región HII compacta y este plasma es continuamente reemplazado por nuevo material del disco hasta que éste se acabe. Fuera de este radio  $r_g$ , el gas fluye también fuera del disco pero con velocidades mayores a la velocidad

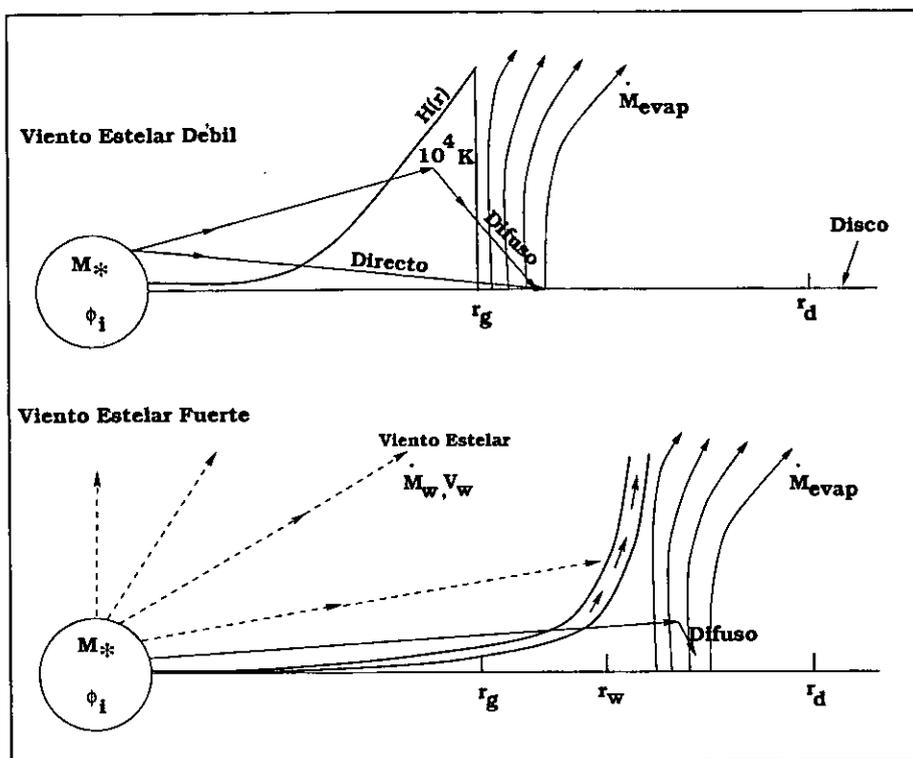


Figura 1.5: Modelo de Disco Fotoevaporado (Hollenbach et al. 1994)

de escape del disco y esto produce un viento. En el caso de que la estrella tenga un viento estelar muy intenso, el radio al cual se produce el viento del disco será mayor que el radio  $r_g$ , debido a la presión del viento estelar. El modelo de discos fotoevaporados provee una explicación a los tiempos de vida de las regiones HII en sus fases ultracompactas. Estos modelos pueden ser utilizados solamente en las fuentes que no son resueltas espacialmente cuando se observan con alta resolución espacial o son del tipo núcleo-halo.

- *Los modelos de confinamiento por presión.* En los años recientes se ha descubierto que las densidades del material molecular en las inmediaciones de las regiones HII ultracompactas son mucho más altas de lo que se suponía originalmente. Se han determinado valores de hasta  $10^7$  partículas por  $\text{cm}^{-3}$ . De Pree, Rodríguez, & Goss (1995) y De Pree, Goss, & Gaume (1998) encontraron que para gas ambiente alrededor de las regiones HII de densidades muy altas se produce la suficiente presión sobre la región HII para mantener la región HII confinada por periodos de tiempo de hasta  $10^5$  años. Los modelos analíticos de De Pree et al. han sido confirmados por García-Segura & Franco (1996). Una idea alternativa al confinamiento debido



Figura 1.6: Modelo de Confinamiento por Presión (Churchwell 1999)

a altas densidades fue propuesto por Xie et al. 1996 donde sugieren que la presión turbulenta proporciona suficiente presión ambiente sobre la región HII para mantenerla confinada. Debido a que este modelo no necesita altas densidades, se elimina el inconveniente de las altas medida de emisión ( $EM \sim 10^{10} \text{ pc cm}^{-6}$ ) que sí generan los modelos de alta densidad. A pesar de esto, los modelos de confinamiento por presión (ya sea por densidad o turbulencia) son capaces de resolver el problema de la longevidad de las regiones HII en sus fases ultracompactas pero no explican todas las morfologías observadas.

- *El modelo de vientos cargados de masa* (Dyson, William, & Redman 1995; Lizano et al. 1996; Redman, Williams, & Dyson 1996; Williams, Dyson, & Redman 1996). Este modelo propone que las regiones HII se pueden mantener en su fase compacta mediante vientos cargados de masa. La idea es que si el medio donde se formó la estrella contiene muchos grumos pequeños y densos de material neutro, el viento estelar y la radiación UV pueden erosionar y fotoionizar las envolventes o partes externas de los grumos, inyectando material continuamente al gas de la región HII. Esto produciría en los grumos estructuras cometarias como la de los *Proplyds* en

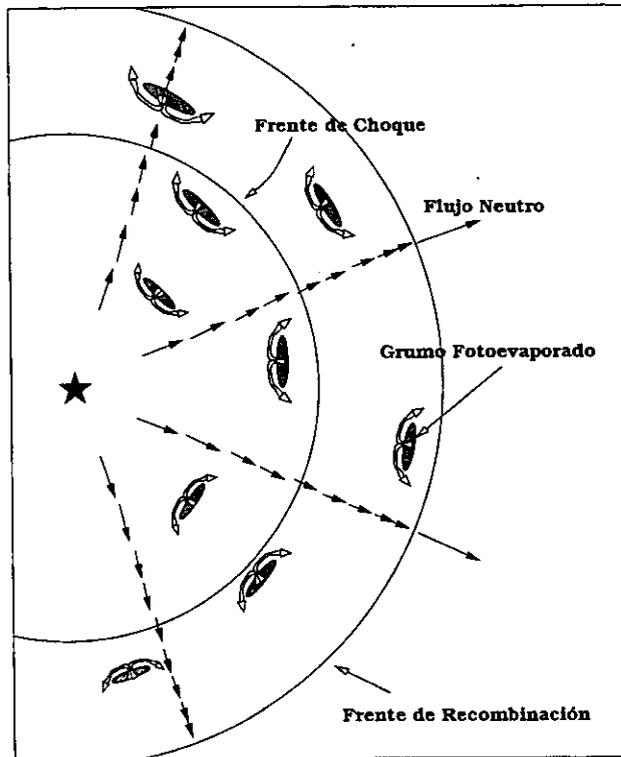


Figura 1.7: Modelo de Vientos Cargados de Masa (Lizano et al. 1996)

Orión (Henney & O'Dell 1999, y referencias ahí citadas). La continua inyección de material ionizado nuevo a la región HII por medio de la fotoionización de los grumos neutros atrapa el frente de ionización y mantiene la nebulosa en un estado compacto. Este modelo resuelve el problema de la longevidad de las regiones HII ultracompactas, y dependiendo de la distribución de grumos que se establezca se pueden obtener morfologías cometarias o esféricas.

## 1.2 Regiones Fotodisociadas (PDR)

Las regiones fotodisociadas asociadas a las regiones de formación estelar no fueron consideradas de importancia sino hasta finales de los 70's cuando se comenzó a establecer una relación entre las regiones HII y la emisión molecular. Con la idea de que las regiones HII se forman en las nubes moleculares quedó bien establecida la existencia de una interfase de material parcialmente ionizado o neutro entre la nube molecular y la región HII. Las estrellas OB producen una cantidad apreciable de fotones ultravioletas como ya se discutió

antes. Los fotones con energías mayores a 13.6 eV son capaces de disociar e ionizar al hidrógeno en las cercanías de la estrella, formando a su alrededor una región HII (ver sección 1.1). Los fotones del LUV<sup>3</sup> con energías entre 6 y 13.6eV, aunque no pueden ionizar al hidrógeno neutro, todavía pueden disociar la molécula de H<sub>2</sub> y la molécula de CO, además son capaces de ionizar al carbono, y otros átomos con potenciales de ionización bajo (e.g. S, Fe, Si, Mg). Por otra parte, el oxígeno se mantiene en su estado neutro debido a su potencial de ionización (13.62 eV). Alrededor de la región HII se crea entonces una región fotodisociada. El calentamiento y la composición química de esta capa fotodisociada están dominados por el campo de radiación del LUV. La extensión de una región fotodisociada comienza justo afuera de la región HII donde el hidrógeno está predominantemente neutro (HI) y se extiende hasta que el oxígeno está predominantemente en su estado molecular (O<sub>2</sub>) (Hollenbach & Tielens 1997). La figura 1.8 muestra un esquema donde se ilustran las diferentes regiones dentro de la PDR.

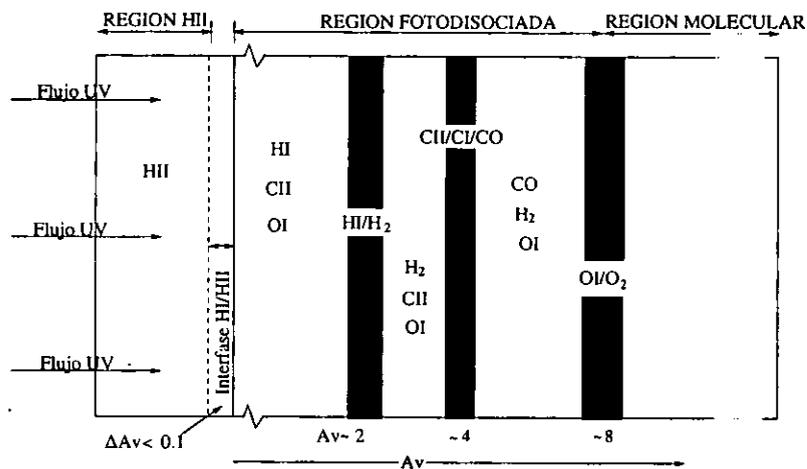


Figura 1.8: Esquema de una región fotodisociada (Hollenbach & Tielens 1997).

La radiación del LUV es absorbida primeramente por moléculas grandes de carbono, conocidas como hidrocarburos aromáticos policíclicos o por sus siglas en inglés PAHs, y por granos de polvo. Esto ocurre dentro de una zona correspondiente a una extinción en el visual  $A_V \sim 1$  (que corresponde a una densidad columnar de núcleos de hidrógeno de  $N = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ). La mayor parte de la energía que se absorbe es utilizada para excitar los PAHs y calentar el polvo, convirtiéndola en emisión de PAHs en el infrarrojo y en emisión térmica del polvo en el lejano infrarrojo. Aproximadamente entre el 0.1 y 1% de la radiación del lejano ultravioleta que se absorbe es convertida en fotoelectrones energéticos

<sup>3</sup>LUV se refiere a los fotones conocidos en inglés como fotones del Far-UV que tienen energía entre 6 y 13.6 eV, y no a los fotones del EUV.

(energías  $\sim 1$  eV) que son eyectados de los PAHs y los granos de polvo y estos electrones calientan el gas. Este proceso de calentamiento por eyección de electrones es conocido como calentamiento fotoeléctrico, y es el proceso de calentamiento más importante en las PDRs. A pesar de que el gas recibe entre  $10^2$  y  $10^3$  veces menos energía de calentamiento por unidad de volumen que el polvo, la temperatura del gas es más alta que la del polvo debido a que el enfriamiento del gas es menos eficiente que el del polvo. En estas zonas de la PDR el enfriamiento del gas ocurre principalmente mediante la emisión de las líneas [CII]  $158\mu\text{m}$  y [OI]  $6\mu\text{m}$ . La posición en la PDR donde ocurre la transición de hidrógeno neutro (HI) a hidrógeno molecular ( $\text{H}_2$ ) depende enteramente de la absorción de la radiación por polvo y ocurre típicamente a  $A_V \sim 2$  ( $N = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ). En esta zona de transición, el polvo ha reducido significativamente la tasa de fotodisociación del  $\text{H}_2$  y la columna de densidad del  $\text{H}_2$  es lo suficientemente alta para que el proceso de auto-escudamiento del hidrógeno se establezca. En esta zona, donde el auto-escudamiento del  $\text{H}_2$  se hace importante, es donde ocurre la transición  $\text{H}/\text{H}_2$ . La temperatura del gas en esta zona de la PDR (zona de HI) tiene valores que decaen de  $10^3$  hasta  $10^2$  K con la distancia, mientras que el polvo solo tiene temperaturas entre 75 y 30 K. La zona de transición del carbono ionizado ( $\text{C}^+$ ) a CO (zona CII/CI/CO) es también dominada por la absorción de la radiación por polvo. Debido a la baja abundancia del CO respecto al  $\text{H}_2$  ( $[\frac{\text{CO}}{\text{H}_2}] \sim 10^{-4}$ , Shepherd & Churchwell 1996), la densidad columnar del CO llega a ser lo suficientemente alta para que se produzca el auto-escudamiento de CO a profundidades dentro de la PDR mucho mayores que donde ocurre la transición  $\text{H}/\text{H}_2$ . Entonces la zona de transición CII/CI/CO ocurre generalmente a  $A_V \sim 4$  ( $N \sim 9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ). Pero la PDR no se acaba cuando el hidrógeno está contenido en moléculas de  $\text{H}_2$  y el carbono está en CO, sino que se extiende hasta que el oxígeno restante se encuentra contenido en moléculas de  $\text{O}_2$ . Esta zona de  $\text{O}/\text{O}_2$  ocurre aproximadamente a  $A_V \sim 8$  ( $N \sim 1.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ). A excepción del oxígeno que queda contenido en las moléculas de CO, todo el oxígeno en las PDR permanece neutro. Átomos como el azufre (S) permanecen ionizados en prácticamente toda la PDR debido a sus potenciales de ionización (PI) tan bajos (e.g.  $\text{PI}_{\text{azufre}} = 10.36$  eV). La temperatura del gas entre la zona HI/ $\text{H}_2$  y el límite de la PDR (OI/ $\text{O}_2$ ) decae de  $10^2$  a  $\sim 20$  K, mientras que el polvo se mantiene en valores entre 50 y 30 K. En esta zona la emisión cuadrupolar del  $\text{H}_2$  y la emisión rotacional del CO son importantes también para el enfriamiento del gas en la PDR, aunque la emisión de las líneas [CII]  $158 \mu\text{m}$ , [OI]  $63$  y  $146 \mu\text{m}$ , siguen dominando el enfriamiento de la PDR. La Figura 1.9 muestra un esquema de las abundancias de las moléculas y los átomos más importantes en la PDR como función de la opacidad en el visual ( $A_v$ ). También se incluye un diagrama de la temperatura del gas y el polvo en la PDR. La Figura 1.9 presenta las abundancias de una PDR generada por un campo de radiación intenso.

Las estrellas masivas jóvenes tienen, a una distancia de 0.1 pc de la estrella, entre  $10^3$  y  $10^6$  veces el flujo de fotones en el FUV del MI (flujo de Habing ( $F_H$ ) =  $1.23 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). El flujo estelar de fotones en el FUV ( $F_D$ ) en términos del flujo de Habing tiene la forma (Draine & Bertoldi 1996)

$$F_D = \frac{S_{UV}}{4\pi r^2} = \chi F_H . \quad (1.3)$$

Sustituyendo el flujo de Habing tenemos que

$$\chi = \frac{S_{UV}}{1.47 \times 10^{43}} \left( \frac{r}{0.1 \text{ pc}} \right)^{-2} . \quad (1.4)$$

La variable  $r$  es la distancia a la estrella y  $S_{UV}$  es la luminosidad de fotones estelares en el lejano UV. Valores para  $S_{UV}$  se pueden encontrar en Díaz-Miller, Franco & Shore (1998).

Como se mencionó arriba, las líneas [CII]158 $\mu\text{m}$ , [OI]63 $\mu\text{m}$ , [OI]145 $\mu\text{m}$  y las líneas roto-vibracionales del  $\text{H}_2$  observadas principalmente en el infrarrojo cercano ( $\lambda$  de 1-3  $\mu\text{m}$ ) son los mayores enfriadores de las PDRs (Hollenbach & Tielens 1997). Estas transiciones se han observado en innumerables fuentes galácticas con formación de estrellas OB (e.g. Orión: Russell et al. 1980; Stacey et al. 1993; Zhou et al. 1993, S140: Spaans & van Dishoeck 1997, Ced201: Kemper et al. 1999) al igual que las líneas de recombinación de carbono a frecuencias de radio (Knapp et al. 1976; Pankonin, Barsuhn, & Thomasson 1977; Onello et al. 1994; Garay et al. 1998) y en conjunto las líneas de recombinación de carbono y la transición [CII]158 $\mu\text{m}$  sirven como diagnósticos de las regiones fotodisociadas (Natta, Walmsley, & Tielens 1994). El carbono neutro aunque existe en una zona muy limitada dentro de la PDR se ha observado en varias fuentes (Hernichel et al. 1992; Huang et al. 1999; Kemper et al. 1999). La Figura 1.10 muestra la región fotodisociada de la Nebulosa de Orión observada en la línea de recombinación de carbono C92 $\alpha$  (Wyrowski et al. 1997).

La línea a 21 cm del hidrógeno neutro es también un trazador importante de las PDRs. A pesar de lo difícil que puede ser el poder distinguir entre hidrógeno neutro galáctico e hidrógeno asociado a las PDRs, se ha podido identificar varias regiones de formación de estrellas OB con hidrógeno neutro fotodisociado asociado a ellas (e.g. Rodríguez et al. 1990; Brogan et al. 1999). En el trabajo de tesis me concentro en estudiar las regiones fotodisociadas mediante la línea de 21 cm de HI. Esta zona de hidrógeno neutro es la más próxima a la región HII y la idónea para comparar la cinemática entre ambas, además de que permite estudiar sus condiciones físicas.

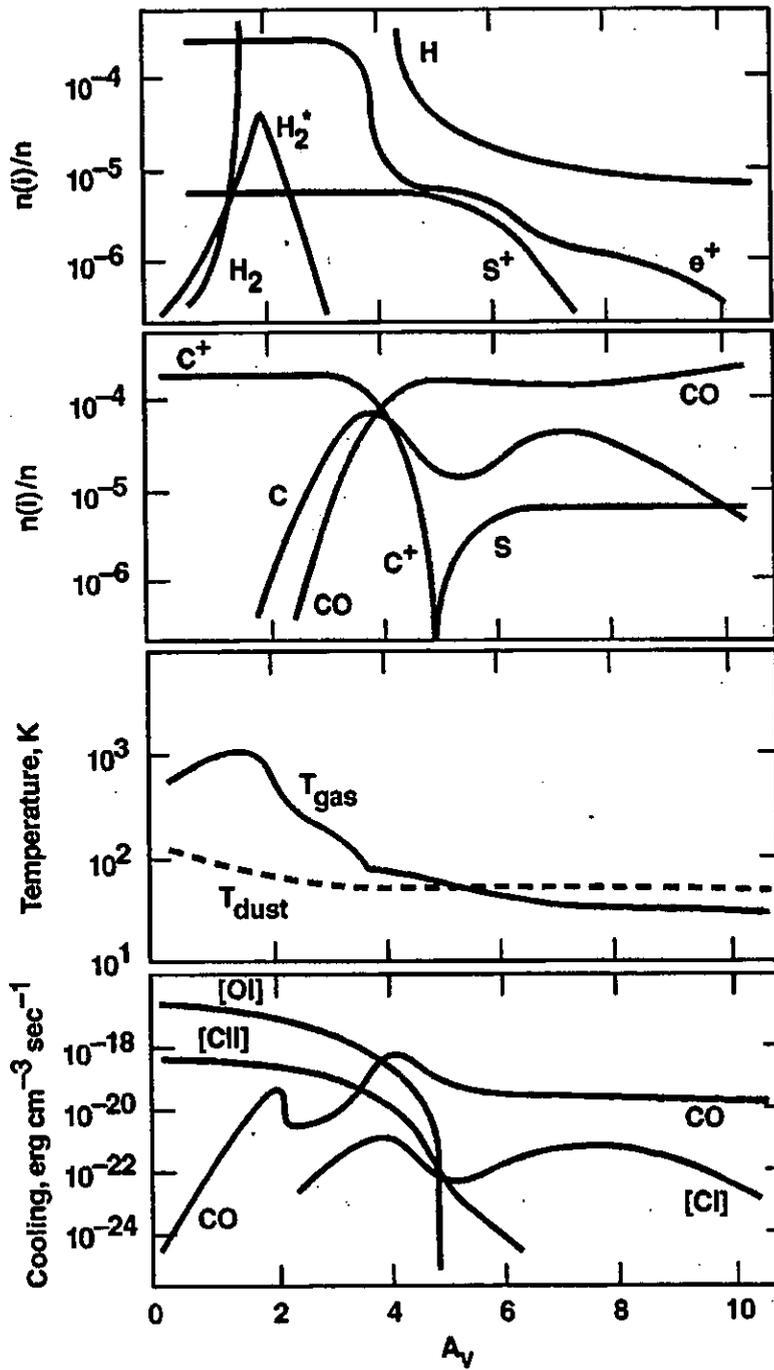


Figura 1.9: Distribución de abundancias y temperatura en las PDR (Hollenbach & Tielens (1997)).

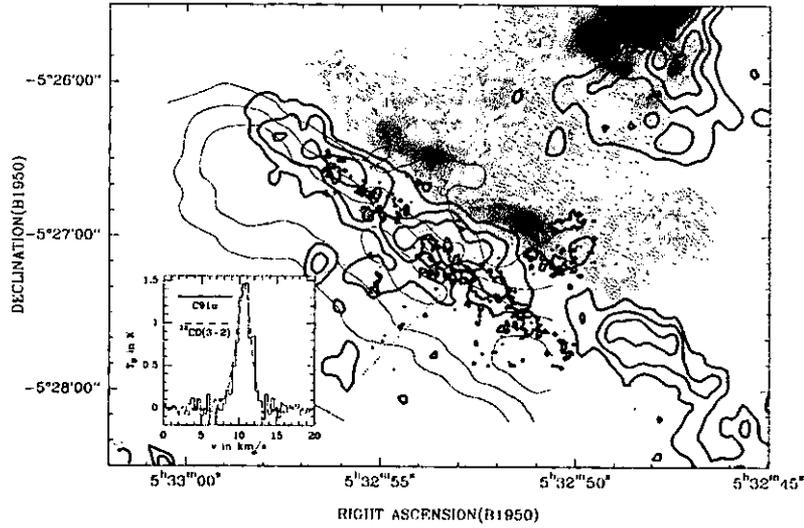


Figura 1.10: Región fotodisociada de Orión. Se puede observar la PDR (contornos gruesos) asociada a la región HII (grises) entre ésta y la nube molecular (contornos delgados). La PDR fué observada en la línea de recombinación C91 $\alpha$  (Wyrowski et al. 1997).

### 1.3 Viento Estelar

Shull (1980) estudia el efecto de los vientos de estrellas tipo O jóvenes con el medio ambiente y como cambiarían los modelos estándares de las regiones HII si se consideran los vientos. La idea principal es comparar bajo que condiciones la expansión de la región HII está dominada por la luminosidad mecánica del viento estelar sobre la luminosidad del continuo de Lyman. Se encuentra que cuando el medio en el que se forma la estrella tiene una densidad similar o mayor a  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  y la estrella es muy luminosa existe un efecto importante en la interacción del viento estelar con la expansión del material entre el medio ambiente y la estrella. Shull (1980) encuentra que la inyección de energía mecánica del viento va a dominar la dinámica del gas cuando

$$L_{36} > 0.068 S_{48}^{\frac{2}{3}} Y_o^2 n_5^{-\frac{1}{3}}, \quad (1.5)$$

donde,

$$L_{36} = 1.27 \left( \frac{\dot{M}}{10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}} \right) \left( \frac{V_w}{2 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)^2.$$

En esta ecuación  $L_{36}$  es la luminosidad mecánica del viento en unidades de  $10^{36} \text{ erg seg}^{-1}$ ,  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa,  $V_w$  la velocidad del viento,  $S_{48}$  el flujo de fotones Lyman en unidades de  $10^{48} \text{ fotones s}^{-1}$ , y  $n_5$  es la densidad en unidades de  $10^5 \text{ partículas cm}^{-3}$ .

$\dot{Y}_o^3$  es la fracción de fotones ionizantes que son utilizados para ionizar al hidrógeno. Bajo condiciones de alta densidad una fracción significativa de los fotones ionizantes son absorbidos por polvo.

De acuerdo con el modelo de Shull (1980), las regiones HII compactas deben tener una cavidad de gas evacuado por el viento estelar, y deberían de mostrar un claro abrillanamiento hacia el limbo cuando,  $\epsilon$ , la diferencia fraccional entre el radio interno  $R_1$  (radio del gas evacuado por el viento estelar) y el radio externo  $R_2$  de la cáscara ionizada (radio de la región HII), dado por

$$\epsilon = \frac{R_2}{R_1} - 1 = 1.0 \times 10^{-4} S_{48} L_{36}^{-\frac{11}{8}} n_5^{-\frac{3}{8}} \left( \frac{t}{t_{cr}} \right)^{-\frac{1}{5}}, \quad (1.6)$$

es menor que 1, suponiendo que  $\frac{t}{t_{cr}} \sim 1$  donde  $t_{cr}$  es el tiempo al cual la región llega al equilibrio de energía (puesto que la diferencia en este parámetro va elevado a la  $-\frac{1}{5}$ , su valor exacto no es importante). El contraste entre la intensidad en el centro de la cáscara y en el limbo suponiendo emisión ópticamente delgada va a ser,

$$\frac{I_{limbo}}{I_{centro}} = \frac{\sqrt{\frac{R_2^2}{R_1^2} - 1}}{\left(\frac{R_2}{R_1} - 1\right)} = \sqrt{\frac{\left(\frac{R_2}{R_1} + 1\right)}{\left(\frac{R_2}{R_1} - 1\right)}} = \sqrt{1 + \frac{2}{\epsilon}}. \quad (1.7)$$

Para valores pequeños de  $\epsilon$ , el contraste en intensidad se puede aproximar como  $\frac{I_{limbo}}{I_{centro}} \sim \sqrt{\frac{2}{\epsilon}}$ . En la Tabla 1.1 se muestran los valores de  $\epsilon$  y el contraste en intensidad para varias estrellas considerando una densidad  $n_5 = 1$ . De acuerdo a esta tabla deberían observarse estos cascarones de gas ionizado. Sin embargo, éstos se observan en muy pocas fuentes (e.g. NGC 6334A en Rodríguez, Cantó & Morán, 1988, y G5.89-0.39 en Acord, Churchwell & Wood, 1998). En la búsqueda de regiones HII compactas y ultracompactas de Wood & Churchwell (1989) sólo encuentran tres fuentes con estructura tipo cáscara de un total de 75 fuentes, aunque el 43% de las fuentes en su muestra presentan estructura esférica o no resuelta. En la búsqueda de Kurtz, Churchwell, & Wood (1994) ninguna de sus fuentes presenta estructura tipo cáscara de un total de 75 fuentes detectadas, aunque el 55% de las fuentes presentan estructura esférica o no resuelta. Algunas posibles explicaciones para la no detección de estos cascarones de gas ionizado podría ser que existen todavía muchas regiones HII no resueltas que pudieran tener estructura de cascarón, o que el viento estelar estuviera siendo cargado de masa como se discute en la sección 1.1. Quizas algún factor no considerado invalida el tratamiento de Shull.

Tabla 1.1: Valores de  $\epsilon$  para varias estrellas

Tipo Espectral	$S_{48}$ (fotones $s^{-1}$ )	$\dot{M}$ ( $M_{\odot}$ año $^{-1}$ )	$V_w$ ( $km\ s^{-1}$ )	$L_{36}$ ( $erg\ s^{-1}$ )	$\epsilon$	$\sqrt{\frac{2}{\epsilon}}$
O5	41.7	$2 \times 10^{-6}$	3200	6.5	$3.18 \times 10^{-4}$	79
O8	1.82	$3.5 \times 10^{-7}$	2400	0.64	$3.36 \times 10^{-4}$	77
B0	0.17	$9 \times 10^{-8}$	2300	0.15	$3.30 \times 10^{-4}$	93

Nota — Los valores de S fueron tomados de Thompson (1984) y  $\dot{M}$  y  $V_w$  de Vilkoviskij & Tambovtseva (1992). Consideramos  $n_5 = 1$ .

#### 1.4 Flujos moleculares y jets

Los flujos moleculares bipolares y jets muy colimados caracterizan las regiones de formación de estrellas de baja masa. Fenómenos similares se observan en regiones de formación de estrellas masivas aunque no se han establecido todavía como característicos de regiones de estrellas masivas. Debido a lo distante que se encuentran las regiones de formación de estrellas masivas (distancias  $> 1$  kpc) no es sencillo estudiar observacionalmente flujos moleculares en ellas. Además, luego de que se encuentra algún flujo surge el problema de la identificación de la fuente generadora del mismo porque las estrellas masivas se forman en cúmulos lo cual impide la identificación de las fuentes. A pesar de estos inconvenientes se han podido establecer características generales de los flujos moleculares asociados a estrellas jóvenes de masa intermedia y alta masa. Los flujos moleculares en estrellas masivas son intrínsecamente mucho más luminosos que los de baja masa. También son más energéticos y masivos pero son menos colimados que los flujos observados en estrellas de baja masa. Hasta mediados de los años 90's los flujos moleculares detectados en regiones de estrellas de alta masa se limitaban a estudios de fuentes particulares, como por ejemplo: GGD 27 (Yamashita et al. 1989), Cefeo A (Choi, Evans, & Jaffe 1993), DR 21 (Garden et al. 1991), entre otros. En 1996 Shepherd y Churchwell presentan los resultados de una búsqueda sistemática de flujos moleculares en regiones de formación de estrellas masivas. En su primera etapa de trabajo identifican espectroscópicamente todas las regiones que muestran espectros anchos de monóxido de carbono (CO). Encuentran que el 90% de las 122 fuentes observadas presentan espectros con gas de mediana y alta velocidad.

En 1997 Osterloh, Henning & Lauhardt muestran los resultados de un estudio similar al de Shepherd & Churchwell pero hecho sobre un total de 30 fuentes en el hemisferio sur. En la muestra de Osterloh et al. 22 de las 30 fuentes tienen luminosidades mayores a  $10^3 L_{\odot}$  (una estrella tipo B3 ZAMS tiene una luminosidad de  $\sim 1,000 L_{\odot}$ ; Thompson 1984) y 16 de estas fuentes luminosas presentan alas en sus espectros de CO. Aunque en el trabajo de Shepherd & Churchwell (1996) y en el de Osterloh, Henning & Lauhardt (1997) se encuentra una alta incidencia de CO a altas velocidades, esto no implica que este gas esté distribuido en un flujo bipolar. Para estudiar en detalle la distribución del gas molecular de alta velocidad, Shepherd & Churchwell (1996) hacen mapas de resolución angular intermedia ( $\sim 1'$ ) de 10 de las fuentes con gas de alta velocidad para establecer la naturaleza del mismo. Lo que encuentran es que en 5 de las 10 fuentes estudiadas tienen el gas molecular de alta velocidad distribuido en estructuras bipolares, aunque en promedio no están muy colimadas. Por otra parte, Henning et al. (2000) hace un mapeo en CO de 3 de las fuentes reportadas en el trabajo de Osterloh et al. (1997) para determinar si el gas de alta velocidad observado en los espectros de CO proviene de estructuras bipolares. Lo que reportan en su trabajo es que las tres fuentes estudiadas (IRAS12091–6129, IRAS12405–6238, e IRAS16019–4903) muestran estructuras bipolares, aunque en dos de las fuentes parece haber más de un flujo bipolar.

Los flujos moleculares de alta masa que se han observado hasta el momento con sus respectivas propiedades están resumidos en Churchwell (1999). Los rangos de valores que se determinan son: las masas del flujo molecular van de 8 a  $4800 M_{\odot}$ , con un valor promedio de  $\sim 130 M_{\odot}$ , la tasa de pérdida de masa ( $\dot{M}_f$ ) va de  $2.8 \times 10^{-5}$  a  $2.6 \times 10^{-2} M_{\odot}$  año $^{-1}$ , la energía cinética va de  $8 \times 10^{45}$  a  $6 \times 10^{48}$  ergios, y la luminosidad mecánica en el flujo va de 0.2 a  $1300 L_{\odot}$ , con un valor promedio en  $\sim 180 L_{\odot}$ .

Además de los flujos moleculares, las regiones de formación de estrellas muestran jets y algunas veces se observa la interacción de los jets con el medio ambiente mediante los objetos Herbig-Haro (HH). Aún más difícil que encontrar flujos moleculares en estrellas masivas es la detección de jets. Los jets en estrellas de baja masa se observan en óptico y radio. Un ejemplo espectacular de un jet óptico asociado a una estrella de baja masa lo es el jet en HH30 (HL Tau). Los jets en radio se observan en longitudes de onda centimétricas. La emisión de los jets a esas longitudes de onda es térmica (libre-libre). Una de las fuentes de baja masa donde se ha encontrado un jet térmico es HH1-2 (Rodríguez et al. 1990). El problema con los jets en estrellas masivas es que solo pueden ser detectados a frecuencias de radio porque las estrellas masivas jóvenes están muy lejanas y muchas veces todavía muy inmersas en sus nubes maternas. Aunque no existen muchas estrellas masivas, una de las fuentes más conocidas es HH80-81 donde se ha podido estudiar su jet térmico en el

radio (Martí, Rodríguez, & Reipurth 1998 y referencias ahí) y a los objetos HH80-81 por los que se conoce la región (Rodríguez & Reipurth 1989).

El estudio de jets y flujos en estrellas masivas es un campo de investigación muy joven. En nuestro trabajo de tesis no estudiamos los jets ni los flujos pero queríamos incluir un comentario sobre ellos.

## Capítulo 2

# La línea de 21 cm del HI

La emisión a 21 cm del hidrógeno atómico fue la primera línea observada a frecuencias de radio. El astrónomo holandés van de Hulst predijo la detectabilidad de la línea en 1945, y en 1951 los astrónomos Ewens y Purcell de E.U.A., Muller y Oort de Holanda, y Christansen y Hindman de Australia, observaron la línea (para una revisión de la historia ver, e.g. Kulkarni & Heiles 1988).

La siguiente descripción de la teoría para la emisión de la línea a 21 cm del HI fue tomada principalmente de Pacholczyk (1979). La emisión a 21 cm del HI se produce debido al desdoblamiento del nivel base del átomo de hidrógeno en dos subniveles, de energía levemente diferente, que corresponden a las posibles orientaciones relativas de los espines del electrón y el protón. La energía del átomo es ligeramente mayor cuando los espines están orientados en paralelo que cuando están orientados antiparalelamente. La transición entre ambos niveles es posible y se le conoce como transición hiperfina. El brinco de energía corresponde a la absorción o emisión de un fotón cuya frecuencia,  $\nu_0$ , es 1.4204057518 GHz, o lo que es igual a una longitud de onda,  $\lambda$ , de 21.1 cm. La probabilidad de que ocurra un decaimiento espontáneo del nivel excitado al nivel de mínima energía es muy pequeña ( $A_{10} = 2.85 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ ). Un átomo excitado en el subnivel base superior permanece excitado en promedio alrededor de 11 millones de años antes de decaer de forma espontánea emitiendo un fotón a 21 cm, si solo se considera la emisión espontánea. Purcell & Field (1956) demuestran que la excitación del HI en el medio interestelar general está dominada por colisiones y ésto lleva a que la temperatura de excitación de la transición sea representativa de la temperatura cinética del gas. Sin embargo, bajo condiciones de baja densidad o bajo la presencia de un campo de radiación intenso, las poblaciones de

los niveles no están dominadas por colisiones y la temperatura de excitación de la línea puede ser muy diferente a la temperatura cinética del gas. La temperatura de excitación de la transición a 21 cm del HI también es conocida por temperatura de espín ( $T_s$ ) y está definida por las poblaciones de los niveles que producen la línea.

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} e^{-\frac{h\nu}{kT_s}}, \quad (2.1)$$

donde  $\nu$  es la frecuencia de la transición,  $T_s$  es la temperatura de espín,  $g_1$  y  $g_0$  son los pesos estadísticos de los niveles, y  $n_1$  y  $n_0$  son las poblaciones de los niveles de la transición. El peso estadístico del nivel superior es 3 mientras que el del nivel inferior es 1, lo cual significa que hay aproximadamente tres veces más átomos excitados en el nivel superior que en el nivel inferior.

## 2.1 Coeficiente de absorción y opacidad de la línea

El coeficiente de absorción para la línea de 21 cm está dado por

$$\kappa_\nu = \frac{g_1}{g_0} \frac{c^2 A_{10}}{8\pi\nu^2} \frac{h\nu}{kT_s} \frac{\nu}{c} n_0(v). \quad (2.2)$$

En la ecuación anterior  $c$  es la velocidad de la luz,  $h$  es la constante de Planck,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $A_{10}$  es el coeficiente de decaimiento espontáneo, y  $n_0(v)$  es la densidad volumétrica de átomos en el nivel 0 con velocidad  $v$ . Evaluando las constantes el coeficiente de absorción ( $\kappa_\nu$ ) se puede escribir también como

$$\kappa(v) = 5.51 \times 10^{-14} \frac{n_H(v)}{T_s}, \quad (2.3)$$

donde  $n_H(v)$  es la densidad volumétrica de átomos totales de hidrógeno neutro con velocidad  $v$ :

$$n_H(v) = n_0(v) + n_1(v) \simeq 4n_0(v). \quad (2.4)$$

Por otro lado, la profundidad óptica del HI está dada por

$$\tau_{HI}(v) = \int \kappa(v) ds = 5.51 \times 10^{-14} \int \frac{n_H(v)}{T_s} ds. \quad (2.5)$$

Si consideramos que la temperatura de excitación es constante en toda la fuente tenemos que

$$\tau_{HI}(v) = \frac{5.51 \times 10^{-14}}{T_s} \int n_{HI}(v) ds, \quad (2.6)$$

donde la integral de la ecuación anterior es simplemente la densidad columnar de HI a una velocidad  $v$ ,  $N_{HI}(v)$ .

La profundidad óptica se puede escribir entonces como

$$\tau_{HI}(v) = 5.51 \times 10^{-14} \frac{N_{HI}(v)}{T_s}, \quad (2.7)$$

y la densidad columnar total de HI se obtiene integrando sobre la velocidad la densidad columnar en  $v$ :

$$N_{HI} = \int N_{HI}(v) dv = 1.8 \times 10^{13} \int \tau_{HI}(v) T_s dv. \quad (2.8)$$

## 2.2 La intensidad de la línea

La solución de la ecuación de transferencia para el HI en términos de la temperatura de brillo es

$$T_L(v) = T_c e^{-\tau_{HI}(v)} + T_s (1 - e^{-\tau_{HI}(v)}), \quad (2.9)$$

donde  $T_c$  es la temperatura de brillo de alguna fuente de continuo atrás de la fuente de HI,  $\tau_{HI}(v)$  es la opacidad de la línea a una velocidad  $v$ , y  $T_s$  es la temperatura de espín de la región HI. El primer término de esta ecuación se refiere a la intensidad de una fuente de continuo que es atenuada por la región HI. El segundo término representa la emisión de la región HI. Y si restamos la emisión de continuo para quedarnos solo con la línea tenemos que,

$$\Delta T(v) = T_L(v) - T_c = (T_s - T_c) (1 - e^{-\tau_{HI}(v)}). \quad (2.10)$$

En el caso de tener una fuente intensa de continuo atrás de nuestra región HI (ver Figura 2.1), y si la región HI es más fría que la fuente de continuo ( $T_s < T_c$ ), el espectro

observado va a ser un espectro de absorción sobre el continuo de la fuente de fondo como se muestra en el caso 2 de la Figura 2.1.

Por otro lado si tenemos que la línea de visión solo cruza a la región HI (ver Figura 2.1) y no existe una fuente discreta de continuo atrás de la región HI, la temperatura de continuo solo proviene de la radiación de fondo de 2.7 K ( $T_C = T_{bg} = 2.7$  K) y la despreciamos frente a los valores típicos del gas de HI en la galaxia ( $T_S \sim 100$  K). El espectro de HI aparecerá en emisión. La ecuación 2.10 se puede escribir como

$$\Delta T(\nu) = T_s(1 - e^{-\tau_{HI}(\nu)}). \quad (2.11)$$

Este es el caso más sencillo para la emisión de HI porque solo estamos considerando una sola región HI. La realidad es que podemos tener en una misma línea de visión varias regiones HI con diferentes características, lo cual puede generar un espectro de HI muy complejo.

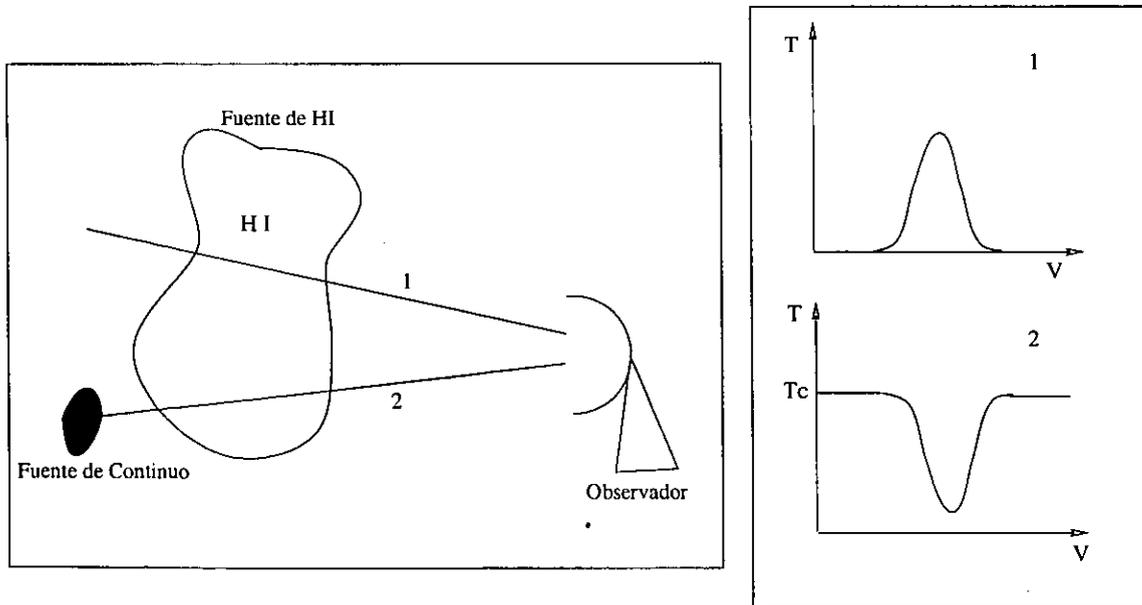


Figura 2.1: Emisión y absorción de HI

### 2.3 La densidad columnar y masa de HI

La expresión para la densidad columnar de HI es la descrita en la ecuación 2.8. Esta ecuación está en terminos de la temperatura de espín,  $T_s$ , y la profundidad óptica  $\tau_{HI}(v)$ .

$$\left(\frac{N_{HI}}{cm^{-2}}\right) = 1.8 \times 10^{18} \int \tau_{HI}(v) \left(\frac{T_s}{K}\right) \left(\frac{dv}{km\ s^{-1}}\right). \quad (2.12)$$

Si tenemos un espectro de HI en emisión (descrita su emisión por la ecuación 2.10), podemos obtener una estimación de la densidad columnar si consideramos que la región HI es ópticamente delgada. En este caso la ecuación 2.10 se puede aproximar como  $\Delta T(v) = T_L(v) \approx T_s \tau_{HI}(v)$ , y sustituyendo ésto en la ecuación 2.12 obtenemos que la densidad columnar de HI es simplemente la integral en velocidad de la intensidad  $T_L$  de la línea de HI observada.

$$\left(\frac{N_{HI}}{cm^{-2}}\right) = 1.8 \times 10^{18} \int T_L(v) \left(\frac{dv}{km\ s^{-1}}\right). \quad (2.13)$$

Esta densidad columnar es un límite inferior a la densidad columnar real de la región HI ya que para obtenerla se supuso que la región HI es ópticamente delgada.

Por otro lado, si la línea que observamos es de absorción, la temperatura de la línea queda descrita por la ecuación 2.10 ( $T_s < T_c$ ). Para determinar la densidad columnar del HI absorbedor, despejamos de la ecuación 2.10 la profundidad óptica

$$\tau_{HI}(v) = -\ln \left[ 1 - \frac{\Delta T(v)}{(T_s - T_c)} \right] \quad (2.14)$$

y la sustituimos en la ecuación 2.12, obteniendo que

$$\frac{N_{HI}}{cm^{-2}} = \int N_{HI}(v) dv = 1.8 \times 10^{18} \int \frac{T_s}{K} \left( -\ln \left[ 1 - \frac{\Delta T(v)}{(T_s - T_c)} \right] \right) \frac{dv}{km\ s^{-1}}. \quad (2.15)$$

La temperatura de espín  $T_s$  no la conocemos, y para poder determinar un valor de la densidad columnar de HI en absorción debemos suponer un valor para  $T_s$ . Conociendo  $T_s$  podemos calcular  $N_{HI}$ . Cuando el HI es ópticamente grueso,  $\Delta T(v)$  de la ecuación 2.10 tiende a  $(T_s - T_c)$  y no se puede obtener el valor de la profundidad óptica. Solo podemos

obtener el valor de la densidad columnar de HI en absorción cuando el gas es ópticamente delgado. Cuando el gas es ópticamente grueso solo podemos obtener un límite inferior para  $N_{HI}$ .

Para estimar la masa de hidrógeno neutro utilizamos la densidad columnar obtenida. La masa de HI va a estar dada por

$$M_{HI} = N_{HI} m_H D^2 \Omega_S. \quad (2.16)$$

Para conocer el área de la fuente hace falta conocer la distancia  $D$  a la fuente.  $\Omega_S$  es el ángulo sólido de la fuente,  $m_H$  es la masa de hidrógeno, y  $N_{HI}$  es la densidad columnar. En términos de cantidades observadas, y suponiendo una fuente cilíndrica,

$$\frac{M_{HI}}{M_\odot} = 5.9131 \times 10^{-4} \left( \frac{N_{HI}}{10^{21} \text{cm}^{-2}} \right) \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^2 \left( \frac{\theta_s/2}{''} \right)^2, \quad (2.17)$$

donde  $\theta_s$  es el diámetro angular de la fuente. Para obtener la densidad volumétrica de HI a partir de la densidad columnar solo necesitamos hacer alguna suposición sobre la geometría de la fuente y estimar su tamaño en la dirección paralela a la línea de visión del observador. Como no tenemos forma de saber el tamaño de la fuente sobre la visual lo que se utiliza comúnmente es suponer que la fuente tiene un tamaño similar al diámetro angular observado. Suponiendo que ese es el tamaño de la fuente, obtenemos que la densidad volumétrica de HI es

$$\frac{n_{HI}}{\text{cm}^{-3}} = 6.68 \times 10^4 \left( \frac{N_{HI}}{10^{21} \text{cm}^{-2}} \right) \left( \frac{\theta_s}{''} \right)^{-1} \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^{-1}. \quad (2.18)$$

## 2.4 Las estrellas jóvenes y su tasa de fotones disociantes

Rodríguez et al. (1990) discuten la posibilidad de determinar la tasa de fotones disociantes para regiones HI fotodisociadas por estrellas jóvenes. En su trabajo ellos desarrollan un modelo en el cual, considerando los parámetros físicos determinados a partir de las observaciones de HI, pueden determinar el flujo de fotones disociantes necesarios para mantener la región HI observada. Su modelo considera simetría esférica, densidad y temperatura constantes. La ecuación que obtienen para el flujo de fotones disociantes es,

$$\frac{\dot{N}_{1000\text{\AA}}}{10^{30} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}} = 0.73 \left( \frac{M_{HI}}{0.01 M_{\odot}} \right)^2 \left( \frac{R_{HI}}{0.01 \text{ pc}} \right)^{-3} \exp \left[ 470 \left( \frac{M_{HI}}{0.01 M_{\odot}} \right) \left( \frac{R_{HI}}{0.01 \text{ pc}} \right)^{-2} \right] \quad (2.19)$$

donde  $M_{HI}$  es la masa de hidrógeno neutro que se obtuvo de las observaciones, y  $R_{HI}$  es el radio de la región HI. El radio de HI se toma como el radio a potencia media de las observaciones. Este flujo de fotones disociantes es por unidad de frecuencia ya que solo se están considerando los fotones a 1000 Å. Se utiliza 1000 Å como la longitud de onda característica de los fotones que disocian la molécula de hidrógeno.

Se puede obtener la tasa de fotones a 1000 Å que produce una estrella de forma sencilla. Suponemos que la estrella emite como cuerpo negro. El flujo que sale de la superficie estelar por unidad de área es

$$F_{\nu} = \pi B_{\nu}(T_{ef}), \quad (2.20)$$

donde  $B_{\nu}(T_{ef})$  es la función de Planck evaluada a la temperatura efectiva ( $T_{ef}$ ) de la estrella.

$$B_{\nu}(T_{ef}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{ef}}} - 1} \quad (2.21)$$

donde  $h$  y  $k$  son las constantes de Planck y Boltzmann respectivamente,  $c$  es la velocidad de la luz, y  $T_{ef}$  es la temperatura efectiva de la estrella. La tasa de fotones por unidad de frecuencia que salen de la estrella se puede escribir como

$$\dot{N}_{\nu} = \frac{L_{\nu}}{h\nu} = \frac{4\pi R_{*}^2 F_{\nu}}{h\nu}, \quad (2.22)$$

donde  $F_{\nu}$  es el flujo de energía que sale de la estrella el cual está definido en la ecuación 2.20, y  $R_{*}$  es el radio estelar. La expresión para la tasa de fotones es entonces,

$$\dot{N}_{\nu} = \frac{4\pi^2 R_{*}^2}{h\nu} \left[ \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{ef}}} - 1} \right]. \quad (2.23)$$

Tabla 2.1: Flujo de Fotones a 1000Å

Tipo Espectral	Temp (K)	Log R. (cm)	$\dot{N}_{1000 \text{ \AA}}$ ( $\text{seg}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ )	$\log \dot{N}_{1000 \text{ \AA}}$ ( $\text{seg}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ )
B9.5	10000	11.14	8.43E+27	27.92
B9	10700	11.17	2.48E+28	28.39
B8	12000	11.19	1.16E+29	29.06
B7	13600	11.21	5.25E+29	29.72
B6	14600	11.24	1.24E+30	30.09
B5	15600	11.28	2.81E+30	30.45
B3	17900	11.36	1.33E+31	31.12
B2	20500	11.46	5.86E+31	31.76
B1	22600	11.51	1.41E+32	32.15
B0.5	26200	11.54	3.91E+32	32.59
B0	30900	11.59	1.14E+33	33.05
O9.5	33000	11.61	1.69E+33	33.22
O9	34500	11.62	2.14E+33	33.33
O8.5	35500	11.63	2.53E+33	33.40
O8	36500	11.67	3.41E+33	33.53
O7.5	37500	11.68	3.97E+33	33.59
O7	38500	11.70	4.83E+33	33.68

La Tabla 2.1 contiene el flujo de fotones a 1000 Å ( $\nu = 2.99 \times 10^{15} \text{ Hz}$ ) para diferentes estrellas de secuencia principal. Para obtener estos flujos utilizamos los valores de  $T_{ef}$  y  $R_*$  presentados por Thompson (1984).

Para obtener estos flujos supusimos que la estrella emite como un cuerpo negro aunque sabemos que en realidad no es así. Para probar esta suposición comparamos los valores de los flujos 1000 Å con los flujos de modelos de atmósferas estelares. Utilizamos para esto los flujos de Kurucz (1979). Dado que Kurucz solo presenta los flujos a 101.2 y 98.7 nm hicimos una interpolación lineal de sus datos. En la Figura 2.2 se muestran los resultados obtenidos. Comparamos la emisión de un cuerpo negro con la emisión de los modelos de atmósferas de Kurucz (1979). De la figura podemos notar que los flujos son bastante parecidos, para el rango de tipos espectrales de nuestro interés.

Entonces de la ecuación 2.19 podemos obtener el flujo disociante (a 1000 Å) necesario para producir la región HI observada y comparar con los valores de la tabla 2.1 para obtener un tipo espectral de la estrella que produce este flujo de fotones disociantes. En esta sección solo pretendemos dar un resumen de una forma sencilla de obtener el flujo de

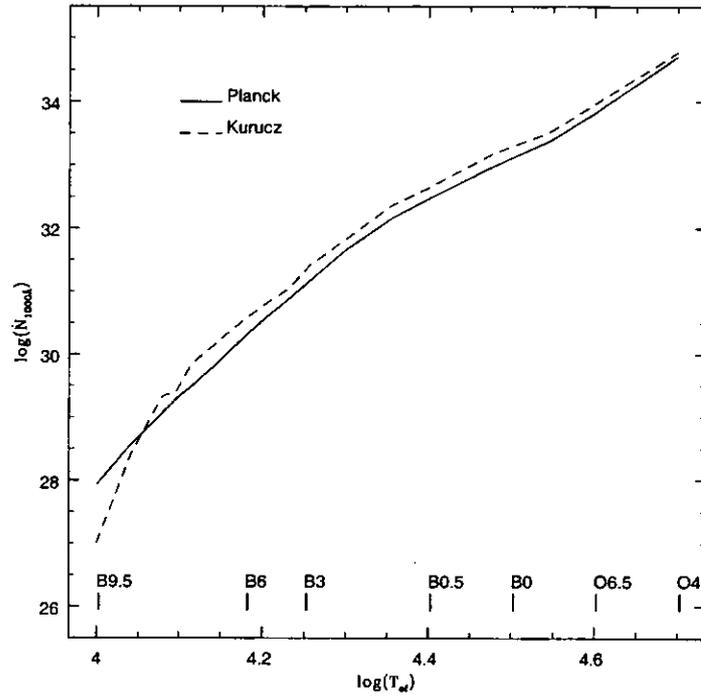


Figura 2.2: Flujo de fotones a  $1000 \text{ \AA}$  para estrellas de secuencia principal considerando que emiten como cuerpo negro (curva continua) y considerando los flujos que arrojan los modelos de atmósferas estelares de Kurucz (1979) (línea quebrada).

fotones disociantes de una estrella basándose en las observaciones de HI. Existen modelos mucho más complejos en donde se obtiene el flujo de fotones disociantes de diferentes estrellas y además se obtienen los tamaños de las regiones HI que se pueden obtener considerando varias densidades para el gas molecular ambiental. Los detalles de este trabajo aparecen en Díaz (1998).

## Capítulo 3

# HI fotodisociado en NGC 2023

### Resumen

Reportamos la detección de HI fotodisociado asociado con la nebulosa de reflexión NGC 2023. Las observaciones realizadas con el Conjunto Muy Grande de Radiotelescopios (Very Large Array) revelan emisión compacta ( $\sim 0.3$  pc) asociada a la fuente. El espectro observado tiene un perfil de doble pico, el cual interpretamos como producido por absorción debida a gas neutro que se encuentra entre la región HI compacta y el observador. El espectro fue corregido por esta absorción y con el espectro corregido determinamos una densidad columnar y una masa de HI de  $1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  y  $1.2 M_{\odot}$ , respectivamente. Esta densidad columnar es consistente con predicciones de modelos teóricos. El mapa de HI a 21 cm muestra una morfología muy similar a la que se observa en los mapas de [CII] a  $158 \mu\text{m}$ , HIREs de IRAS a  $60 \mu\text{m}$ , y la imagen óptica del Palomar Optical Sky Survey (POSS).

### 3.1 Introducción

Las estrellas jóvenes y muy luminosas embebidas en nubes moleculares, fotodisocian al hidrógeno molecular formando a su alrededor una región HI. Si la estrella es lo suficientemente caliente también será capaz de formar una región HII. Algunos estudios recientes de HI fotodisociado asociado a estrellas jóvenes incluyen a SVS3 (Rodríguez et al. 1990), IRAS 23545+6508 (Dewdney et al. 1991), Sh 217 y Sh 219 (Roger & Leahy 1993), NGC 7023 (Rogers, Heyer, & Dewdney 1995), y IC 1396 (Moriarty-Schieven, Xie, & Patel 1996).

En principio, la masa y el tamaño de la región fotodisociada puede utilizarse para determinar el tipo espectral de la estrella disociante (Rodríguez et al. 1990; ver sección 2.4), lo cual es una posible herramienta para el estudio de las estrellas jóvenes inmersas en las nubes moleculares. Sin embargo, las observaciones de HI galáctico son bastante difíciles, y están limitadas por la presencia de grandes cantidades de hidrógeno atómico a lo largo de casi todas las líneas de visión en el plano galáctico. Solo en unas cuantas fuentes se ha podido establecer de forma contundente la asociación entre el HI observado y la fuente.

Para encontrar nuevas regiones fotodisociadas generadas por estrellas de masa intermedia, realizamos una búsqueda de HI con el interferómetro VLA en la dirección de siete fuentes galácticas. La Tabla 3.1 contiene las fuentes observadas. En NGC 2023 y GGD 12–15 encontramos HI bastante compacto ( $\sim 0.1 - 0.3$  pc) claramente asociado a las fuentes. Los resultados sobre GGD 12–15 son presentados en el capítulo 5; aquí reportamos los resultados de NGC 2023.

NGC 2023 es una nebulosa de reflexión en la nube molecular L1630, y se encuentra a  $20'$  al sur de la región HII NGC 2024 (Orión B). Su distancia estimada es de 450–500 pc, y la nebulosa es iluminada por la estrella HD 37903, de tipo espectral B1.5 V. La nebulosa óptica se extiende  $\sim 10'$  alrededor de la estrella central. Se ha reportado emisión de continuo de radio a 6 cm ( $S_\nu \sim 32$  mJy  $\text{haz}^{-1}$ ) cerca de HD 37903 (Pankonin & Walmsley 1976), la estrella excitadora de NGC 2023. Mediante observaciones en el lejano infrarrojo se han detectado algunas fuentes inmersas en la nebulosa (Sellgren 1983; Sellgren, Werner & Dinerstein 1992). También se han detectado en CS algunos núcleos calientes (Lada, Bally & Stark 1991; Launhardt et al. 1996). En la región también se encuentra la estrella con líneas en emisión Lk-H $\alpha$  287. Toda esta información nos lleva a concluir que NGC 2023 es una región de reciente formación estelar. La nebulosa de reflexión también está asociada a gas fotodisociado. Esto es evidente por la presencia de una zona de carbono ionizado ( $\text{C}^+$ ) generado por la fotodisociación del CO, seguida de la ionización del carbono neutro (CI) debido al campo de radiación del lejano UV de la estrella HD 37903 (Knapp, Brown & Kuiper 1975). La región de  $\text{C}^+$  ha sido detectada en la línea prohibida [CII]  $158\mu\text{m}$  (Howe et al. 1991; Jaffe et al. 1990; Crawford et al. 1985; Steiman-Cameron et al. 1997) y líneas de recombinación de carbono a frecuencias de radio (Knapp et al. 1975; Pankonin & Walmsley 1976, 1978; Wyrowski et al. 1997). En este trabajo presentamos la detección de la línea a 21 cm del HI en la nebulosa de reflexión NGC 2023 y discutimos la relación del HI observado con la región  $\text{C}^+$ , la emisión del polvo caliente en el lejano infrarrojo y la nube molecular.

### 3.2 Las observaciones

Las observaciones de la línea a 21 cm del HI ( $\nu_0=1.420405752$  GHz) fueron hechas con el interferómetro Very Large Array (VLA) del NRAO<sup>1</sup> durante los días 25, 26 y 29 de marzo de 1991. El arreglo de antenas se encontraba en su configuración (D), la cual produce un haz sintetizado de  $\sim 50''$  con pesado uniforme. El ancho de banda que se utilizó para todas las observaciones fue de 0.781 MHz (128 canales de 6.103 KHz = 1.288 km s<sup>-1</sup> cada uno). El tiempo típico de observación sobre cada fuente fue de alrededor de una hora, y se observaron ambas polarizaciones circulares. Los datos fueron editados y calibrados utilizando el paquete de reducción AIPS (Astronomical Image Processing System) del NRAO. El calibrador de amplitud y línea de base fue 0134+329 con un flujo adoptado de 16.05 Jy. Las fuentes observadas, con sus respectivos calibradores de fase (con sus flujos derivados), se muestran en la Tabla 3.1.

Se detectó emisión extendida de HI de tamaños comparables a los  $\sim 30'$  del haz primario en todas las fuentes. Los rangos de velocidades a los cuales apareció este hidrógeno neutro extendido están presentados en la Tabla 3.1. Nosotros atribuimos esta emisión extendida a nubes difusas de HI en la línea de visión. Como mencionamos antes, se detectó emisión compacta ( $< 3'$ ) de HI en GGD 12–15 y NGC 2023. En la siguiente sección discutimos los resultados para NGC 2023.

### 3.3 Resultados y discusión

#### 3.3.1 La distribución espacial de la emisión de HI

La Figura 3.1 muestra 10 mapas de los canales cubriendo la emisión compacta de HI en la dirección de NGC 2023. La emisión aparece centrada cerca de la posición de la estrella HD 37903, pero muestra grandes diferencias en su distribución espacial entre los distintos mapas en velocidad. La emisión al sureste aparece en los ocho canales centrales, teniendo un decremento de su emisión a 10.3 km s<sup>-1</sup> (la cual es muy similar a la velocidad LSR de NGC 2023). Queremos hacer notar también que aproximadamente 2' al norte de la estrella existe emisión con velocidades entre 12.9 y 11.6 km s<sup>-1</sup>. Entre 14.2 y 12.9 km s<sup>-1</sup> la emisión se extiende  $\sim 2'$  hacia el oeste de la estrella ( $1' = 0.15$  pc a una distancia de 500 pc).

---

<sup>1</sup>El National Radio Astronomy Observatory es operado por Associated Universities Inc. bajo un acuerdo cooperativo con la National Science Foundation de los E.U.A.

Tabla 3.1: Regiones observadas

Nombre	Centro de $\alpha$ (1950)	Fase $\delta$ (1950)	$V_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	Rango de Velocidad con HI Extendido (km s <sup>-1</sup> )	Calibrador de Fase	Densidad de Flujo (Jy)
NGC 1435	03 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> 12.0 <sup>s</sup>	23° 37' 00"	-10.00	-13.9 a 20.9	0400+258	0.927 ± 0.004
NGC 1999	05 34 06.0	-06 44 00	9.00	-16.8 a 36.1	0539-057	0.865 ± 0.004
NGC 2023	05 39 12.0	-02 14 00	9.00	15.4 a 19.2	0539-057	0.865 ± 0.004
GGD 12-15	06 08 24.0	-06 11 00	9.00	0.0 a 10.3	0605-085	2.165 ± 0.011
NGC 2261	06 36 24.0	08 46 00	9.00	-14.2 a 39.9	0629+104	1.568 ± 0.012
NGC 7129	21 40 06.0	65 42 00	-10.00	-78.3 a 10.6	2201+624	2.130 ± 0.017
Cep A	22 54 20.0	61 46 00	-10.00	-91.2 a 28.7	2348+643	3.238 ± 0.027

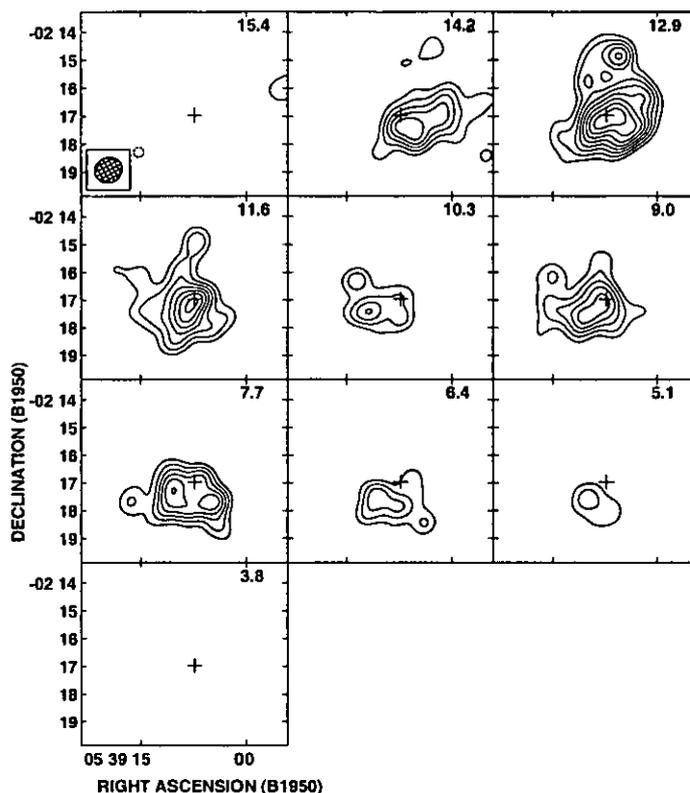


Figura 3.1: Mapas del VLA con pesado uniforme de la línea de HI a 21 cm en la dirección de la fuente NGC 2023. La velocidad central LSR de cada canal se muestra en la esquina superior derecha de cada recuadro. El ancho de cada canal es de  $1.288 \text{ km s}^{-1}$ . Los niveles de los contornos son -5, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19 veces  $15 \text{ mJy haz}^{-1}$ . El haz ( $59'' \times 53''$ ; A.P. =  $-61^\circ 9'$ ) se muestra en la esquina inferior izquierda del primer mapa. La cruz indica la posición de HD 37903 [ $\alpha(1950) = 05^{\text{h}}39^{\text{m}}07.^{\text{s}}3$ ,  $\delta(1950) = -02^\circ 16' 58''$ ].

### 3.3.2 El espectro de HI

La Figura 3.2 muestra la temperatura de la línea de HI como función de la velocidad, promediada en un área de  $(\Delta\alpha, \Delta\delta) = 2'.7 \times 2'.0$  alrededor de la posición de HD 37903. Los triángulos representan los datos observacionales, los cuales forman un espectro de doble pico. Para un espectro de doble pico como el que observamos existen dos posibles explicaciones. La primera: existen dos componentes distintas en velocidad en el gas. La segunda: parte del espectro está siendo absorbido por HI difuso y relativamente más frío que se encuentra entre el observador y la fuente. Discutiremos ambas posibilidades en breve.

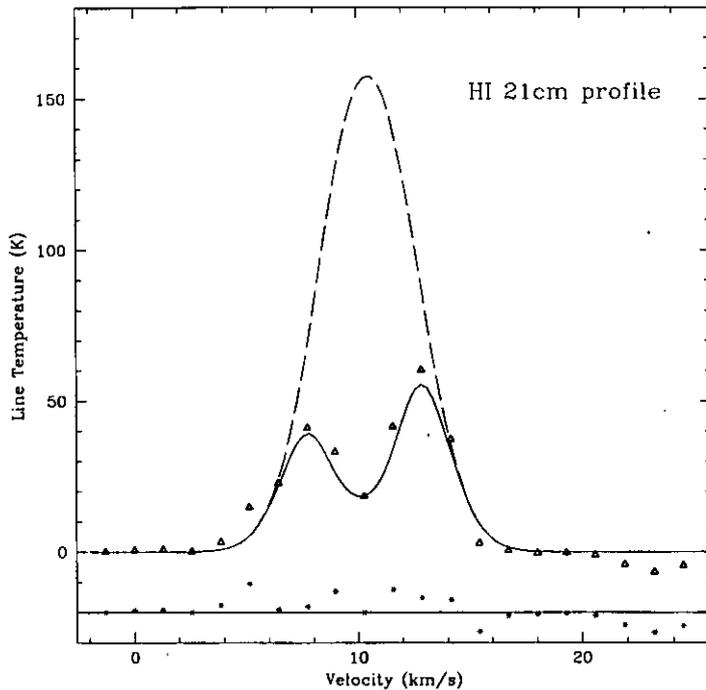


Figura 3.2: Espectro de HI a 21 cm promediado sobre un área de  $2'0 \times 2'7$  sobre HD 37903. Los triángulos son los datos observados, la línea continua es el ajuste al espectro observado y la línea quebrada es el ajuste después de corregir por absorción debido a gas difuso frío. Los asteriscos en la parte inferior de la figura corresponden al residuo del ajuste al espectro observado. La Tabla 3.2 contiene los parámetros del ajuste.

Si ajustamos al espectro observado dos gaussianas, ambas gaussianas estarían desplazadas algunos kilómetros con respecto a la velocidad LSR de la nube ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ). La velocidad central que se obtiene del ajuste para cada componente es  $7.5 \text{ km s}^{-1}$  (componente azul) y  $12.8 \text{ km s}^{-1}$  (componente rojo) con un ancho total a potencia media (FWHM) de  $4.0$  y  $2.9 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. Si aceptamos la existencia de estos dos componentes en velocidad en el hidrógeno neutro, es razonable pensar que el resto del material en la región tiene una distribución en velocidad similar. Sin embargo, las observaciones de líneas de CO (Kramer et al. 1996), C92 $\alpha$  (Wyrowski et al. 1997), y CS (Lada et al. 1991) solo muestran una componente de velocidad en su emisión, la cual aparece centrada a  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ . Ninguna de estas observaciones muestra evidencia de dos componentes en velocidad en el gas. Nosotros consideramos que la hipótesis de dos componentes de velocidad en el gas no es una buena explicación para el espectro de HI observado en NGC 2023.

Consideraremos ahora que la línea de HI que proviene de la fuente es absorbida por gas en la línea de visión. Si existiera un medio difuso entre nosotros y la fuente —ésto es una suposición razonable dada las características del medio interestelar como lo conocemos— podríamos obtener una aproximación sencilla para la ecuación de transferencia de la línea de HI que predice la forma del espectro. Considerando una geometría plano-paralela la temperatura de brillo de la línea está dada por

$$T_b(v) = \Delta T_L(v) e^{-\tau_{dif}(v)} = (T_{ex} - T_{bg}) (1 - e^{-\tau_{HI}(v)}) e^{-\tau_{dif}(v)} ; \quad (3.1)$$

donde el término  $(T_{ex} - T_{bg})(1 - e^{-\tau_{HI}(v)})$  es la emisión de la región HI, que se puede escribir así por la ecuación 2.10. La emisión de la región HI está siendo atenuada por una pantalla de HI difuso entre el observador y la fuente.  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación de la transición de 21 cm en la región emisora. En este caso la temperatura de continuo  $T_c$  de la ecuación 2.10 es igual a  $T_{bg}$  que es la temperatura del fondo cósmico (2.7 K) ya que no existe otra fuente de continuo. Los subscritos *HI* y *dif* se refieren a la fuente emisora y el medio difuso que absorbe la radiación respectivamente. La opacidad está dada por

$$\tau(v) = \tau_o \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{v - v_o}{\Delta v} \right)^2 \right].$$

En esta ecuación  $\tau_o$  es la opacidad en el centro de la línea,  $v_o$  es la velocidad central y  $\Delta v$  es el FWHM de la línea. Dado que la opacidad y la temperatura de excitación de la línea están fuertemente correlacionadas, no se pueden determinar de forma independiente (Levinson y Brown 1980). Por esta razón, adoptaremos un valor de 400 K para la temperatura de excitación del gas emisor. Este valor es consistente con el rango de temperaturas determinadas por Steiman-Cameron et al. (1997) para el gas en NGC 2023 utilizando líneas en el infrarrojo de CII y OI. La línea continua de la Figura 3.2 es el mejor ajuste utilizando la ecuación (3.1) la cual considera absorción de la línea emitida por la fuente debida a un medio difuso entre el observador y la fuente. Los parámetros obtenidos en el ajuste están listados en la Tabla 3.2. Debemos señalar también que este medio difuso que absorbe la línea de emisión puede ser HI en la línea de vista o puede ser HI de las partes externas de la nube donde está inmersa NGC 2023. Podemos obtener el espectro “real” de la fuente si consideramos que la opacidad debida a este medio difuso es cero ( $\tau_{dif} = 0$  en la ecuación 3.1). La línea quebrada en la Figura 3.2 representa el espectro corregido.

Los parámetros físicos de la región emisora de HI pueden ser calculados utilizando ambos espectros, el observado (espectro de doble pico) y el espectro corregido (espectro de un solo pico). Suponemos que la emisión de la línea de HI es ópticamente delgada para

Tabla 3.2: Resultados del ajuste de la línea de HI

Componente	$v_o$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta v$ (km s <sup>-1</sup> )	$\tau_o$
NGC 2023 HI (emisión)	10.5	4.8	0.5
HI Difuso (absorción)	10.1	3.3	2.2

obtener un límite inferior de la densidad columnar (ecuación 2.13). Integrando la emisión de la línea del espectro observado (perfil de doble pico), obtenemos una densidad columnar de HI de  $N_{HI} \sim 6.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . La estimación para la masa la obtenemos de la ecuación  $M_{HI} = m_H D^2 N_{HI} \Omega_s$ , donde  $D$  es la distancia a la fuente,  $m_H$  es la masa del átomo de hidrógeno,  $N_{HI}$  es la densidad columnar de HI y  $\Omega_s$  es el ángulo sólido sustentado por la fuente (ver ecuación 2.17). El tamaño de la fuente se obtuvo del contorno a potencia media del mapa de la densidad de flujo integrado (Figura 3.3). El tamaño estimado es de  $\sim 2'.7 \times 2'.0$ , y la masa de HI obtenida es de  $M_{HI} \sim 0.46 M_\odot$  considerando una distancia de 500 pc. Esta masa de hidrógeno neutro se puede considerar un límite inferior dado que el espectro no fue corregido por absorción. Por otro lado, si integramos el espectro corregido por absorción (línea quebrada en la Figura 3.2), la densidad columnar de HI que obtenemos es  $N_{HI} \sim 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , y una masa de  $M_{HI} \sim 1.2 M_\odot$ . La densidad columnar de HI obtenida del espectro corregido está muy de acuerdo con el valor predicho ( $N_{HI} \sim 1.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ) por un modelo para NGC 2023 desarrollado por van Dishoeck & Black (1988), mientras que el valor de  $N_{HI}$  que se obtiene del espectro sin corrección por absorción es un factor de  $\sim 2.5$  menor al valor predicho por dicho modelo.

El mapa de la emisión integrada de HI se muestra en la Figura 3.3. El pico de la emisión aparece desplazado  $\sim 30''$  al sureste de la posición de la estrella. Este desplazamiento puede ser explicado en términos de la geometría propuesta para la fuente por Draine & Bertoldi (1996), donde consideran que el bulto de la nube está localizado al sur de HD 37903.

### 3.3.3 Comparación con otras observaciones

Rogers et al. (1995) encontraron emisión de HI coincidente con emisión de polvo en el lejano infrarrojo en la nebulosa de reflexión NGC 7023. Para establecer si en NGC 2023

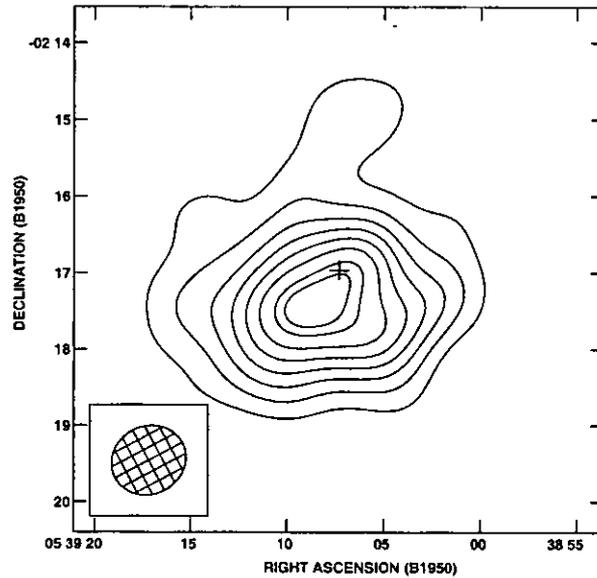


Figura 3.3: Mapa de la emisión integrada de HI de 5.1 a 14.2 km s<sup>-1</sup>. Los niveles de contornos en la figura son -4, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 17 veces 10 mJy haz<sup>-1</sup>. La cruz indica la posición de la estrella HD 37903 y el haz se muestra en la esquina inferior izquierda.

se observa una distribución similar, nosotros comparamos en la Figura 3.4 nuestro mapa de HI integrado con un mapa de HIRES a 60 $\mu$ m procesado por IPAC<sup>2</sup> y un mapa de [CII] 158 $\mu$ m de Howe et al. (1991). En la Figura 3.4 también mostramos un mapa de contornos de la imagen óptica digitalizada de POSS (Klinglesmith & Hollis 1987) de la nebulosa. Para obtener la misma resolución que nuestro mapa de HI en la imagen óptica nosotros convolucionamos la imagen óptica con un haz gaussiano de 50''  $\times$  50''. Podemos notar que la distribución de la emisión de HI es muy similar a la de la línea de C II, a la emisión de continuo a 60  $\mu$ m, y a la emisión óptica que se muestra en el mapa de contornos del POSS. Una característica que queremos hacer notar es que el pico de emisión en todos los mapas aparece desplazado con respecto a la posición de la estrella  $\sim 30''$ : hacia el sur (en el mapa a 60  $\mu$ m), y hacia el sureste (en los mapas de C II y HI). El parecido entre los diferentes mapas sugiere que la región emisora para todos ellos podría ser la misma. Para reproducir las intensidades de líneas de [CII] y [OI] en el lejano infrarrojo

<sup>2</sup>El Infrared Processing Analysis Center (IPAC) se estableció como el archivo de la National Aeronautics and Space Administration (NASA) para los datos del Infrared Astronomical Satellite (IRAS). IPAC es operado por Jet Propulsion Laboratory (JPL) y California Institute of Technology (Caltech) de NASA. IPAC fue fundado por NASA como parte de una extensión de el programa de la misión IRAS bajo el contrato de JPL/Caltech.

para NGC 2023 Steiman-Cameron et al. (1997) aplicaron un modelo de dos componentes. Para uno de los componentes del modelo ellos consideran que el gas tiene alta temperatura y densidad  $T \sim 700$  K y  $n \sim 10^5$   $\text{cm}^{-3}$  mientras que para el otro componente, el cual es más extendido, consideran que tiene  $T \sim 260$  K y  $n \sim 750$   $\text{cm}^{-3}$ . Ellos argumentan que la emisión de C II proviene de ambos componentes, mientras que la emisión de O I solo proviene de la componente compacta. Nosotros creemos que la emisión de HI proviene de la misma zona extendida CII de donde sale la emisión de la línea [CII]  $158 \mu\text{m}$ . Los modelos de fotodisociación predicen que la región HI coexiste con la región C II pero que la penetración de la región C II en la nube molecular es mayor que la de la región HI (e.g. Jaffe & Howe 1989; Hollenbach 1990; Roger & Dewdney 1992). El parecido entre los mapas sugiere que la extensión de la región C II no debe ser muy diferente a la de la región HI.

### 3.4 ¿Existe una región fotodisociada independiente en NGC 2023?

De la Figura 3.1 podemos ver un máximo local de la emisión de HI al norte de HD 37903. Esta emisión solo aparece en los canales con velocidades entre  $12.9$  y  $11.6$   $\text{km s}^{-1}$ . Este máximo en la emisión puede estar siendo generado por la estrella HD 37903 o puede deberse a una estrella inmersa en la nube que se encuentra a  $\sim 2'$  al norte de HD 37903. Si consideramos que esta emisión la produce otra estrella, podemos obtener el tipo espectral de ésta utilizando la emisión de HI observada (Rodríguez et al. 1990). La densidad columnar y masa de HI que se obtienen para esta región son de  $N_{HI} \sim 2 \times 10^{20}$   $\text{cm}^{-2}$  y  $M_{HI} = 0.029 M_{\odot}$  (distancia =  $500$  pc), suponiendo que la emisión es ópticamente delgada. El tamaño que utilizamos para la fuente fue de  $53'' \times 59''$  lo cual es un límite superior porque la fuente no está resuelta. La densidad columnar, así como la masa de HI son solo límites inferiores ya que se supuso que la emisión es ópticamente delgada. Utilizando esta masa y el tamaño determinados podemos estimar un valor de la tasa de fotones disociantes que se necesitan para producir la región HI observada de la ecuación 2.19 tomada de Rodríguez et al. (1990). La tasa de fotones disociantes del lejano UV que se obtiene es de  $\dot{N} = 2.6 \times 10^{28}$   $\text{s}^{-1}$  a  $\lambda = 1000$  Å. Esta tasa de fotones disociantes corresponde a una estrella tipo B9 (ver tabla 2.1). La fuente IRAS 05392–0214 aparece muy cercana a la posición del pico de emisión norte. De la Figura 3.4 podemos ver que este máximo de emisión al norte de HD 37903 aparece también en el mapa HIRES de IRAS a  $60 \mu\text{m}$ , en el mapa de [CII] y en el mapa óptico de contornos. El hecho de que el pico de emisión aparece en la imagen óptica favorece la idea de que la fuente fotodisociante es HD 37903, aunque sería necesario una investigación más detallada para poder establecer

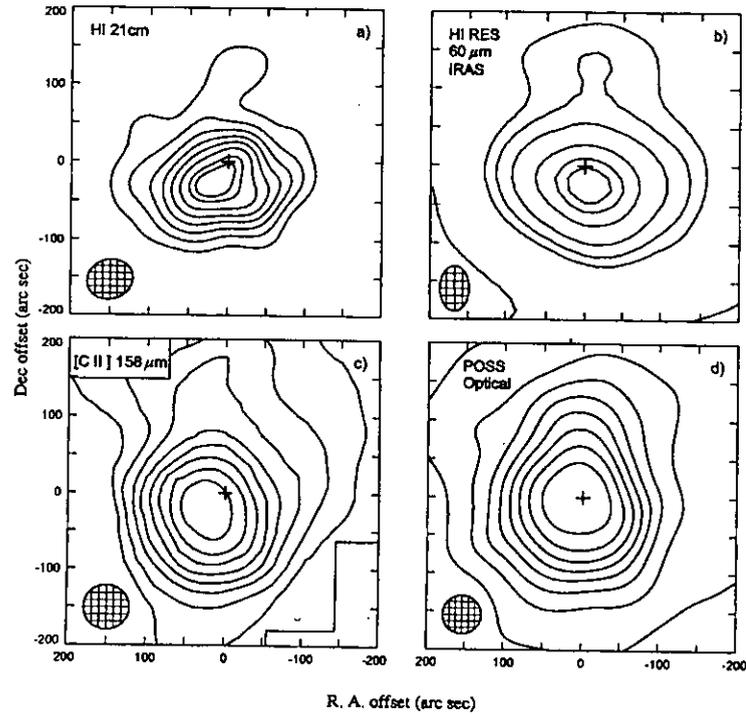


Figura 3.4: a. Mapa integrado de HI a 21 cm. Los contornos son iguales a los de la Figura 3.3. b. Mapa de brillo superficial a  $60\mu\text{m}$  de High RESolution IRAS. Los contornos son  $-5, 5, 40, 60, 100, 200, 300, 370$  veces  $19.73 \text{ MJy sr}^{-1}$ . El tamaño del haz IRAS a potencia media después de 20 iteraciones fue de  $68'' \times 44''$  (parecido al haz de HI a 21 cm) y se muestra en el mapa. c. Mapa de la línea a  $158\mu\text{m}$  de [CII]. Este mapa fue tomado de Howe et al. (1991). Los contornos son de 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 veces  $9.01 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  con un haz de  $55''$ . d. Mapa de contornos del POSS de la nebulosa de reflexión. La imagen fue convolucionada con un haz gaussiano de  $50'' \times 50''$  para obtener una resolución parecida a la del mapa de HI. Los niveles de los contornos son 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 veces el pico de emisión del mapa. La posición (0,0) en cada mapa corresponde a la posición de la estrella HD 37903 la cual se indica con una cruz.

con certeza el origen de este pico de emisión.

### 3.5 Conclusiones

Detectamos emisión de HI a 21 cm en la dirección de NGC 2023. El espectro parece estar siendo absorbido por hidrógeno neutro difuso localizado entre la fuente y el observador. La densidad columnar de HI que se obtuvo del espectro corregido por absorción fue de  $\sim 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  y una masa de HI de  $\sim 1.2 M_{\odot}$  considerando una distancia de 500 pc. La densidad columnar obtenida del espectro corregido por absorción es similar al valor predicho por van Dishoeck & Black (1988) para esta fuente. Encontramos que la

distribución espacial de la intensidad integrada de HI es muy similar a la emisión de continuo de polvo caliente en el lejano infrarrojo (mapa a  $60 \mu\text{m}$ ), a la emisión óptica de la nebulosa (mapa POSS) y la emisión de  $\text{C}^+$  (mapa de [CII] a  $158 \mu\text{m}$ ). Nosotros sugerimos que la emisión de HI y la emisión [CII]  $158 \mu\text{m}$  provienen de la misma región.

## Capítulo 4

# Determinación de los parámetros físicos de las regiones HII

A longitudes de onda centimétricas el espectro de las regiones HII se compone de emisión de continuo libre-libre y emisión de líneas de recombinación. De la emisión de continuo se determinan parámetros como la densidad electrónica, la medida de emisión, la masa del gas ionizado y también se puede obtener el tipo espectral de la estrella que mantiene ionizado el gas. De las líneas de recombinación se obtiene la temperatura electrónica del gas y la abundancia de helio y carbono cuando se observan líneas de estos elementos. En este capítulo presentamos las ecuaciones que se utilizan para determinar los parámetros físicos de las regiones HII mediante observaciones a frecuencias de radio.

### 4.1 De la emisión de continuo

Como mencionamos antes, el flujo de continuo de una región HII proviene de la emisión libre-libre del gas. El coeficiente de absorción libre-libre ( $ff$ ) para frecuencias de radio está dado por (Gordon 1988)

$$\kappa_{ff}(\nu) = \left( \frac{N_e N_i}{\nu^2} \right) \left( \frac{8Z^2 e^6}{3\sqrt{3} m_e^3 c} \right) \left( \frac{\pi^{1/2}}{2} \right) \left( \frac{m_e}{kT} \right)^{3/2} \langle g \rangle . \quad (4.1)$$

$N_e$  y  $N_i$  son las densidades por número de los electrones y los iones,  $\nu$  es la frecuencia,  $Z$  es la carga del ión,  $e$  es la carga del electrón,  $m_e$  es la masa del electrón,  $c$  es la velocidad

de la luz,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $T$  es la temperatura del gas, y  $\langle g \rangle$  es el factor de Gaunt sobre una distribución de velocidades maxwelliana. Para una temperatura  $T < 892,000$  K el factor de Gaunt puede aproximarse como

$$\langle g \rangle \cong \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[ \left( \frac{2kT}{\delta m_e} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{m_e}{\pi \delta Z e^2 \nu} \right], \quad (4.2)$$

donde  $\delta$  es la constante de Euler la cual tiene un valor de  $e^{(0.577)}$ . Para frecuencias de radio existe una aproximación todavía más sencilla para el coeficiente de absorción libre-libre (Gordon 1988) que es

$$\kappa_{ff}(\nu) \approx 0.0823 \frac{N_e N_i}{\nu^{2.1} T_e^{1.35}}. \quad (4.3)$$

La frecuencia  $\nu$  está en GHz,  $N$  es la densidad en partículas por  $\text{cm}^{-3}$ ,  $T_e$  está en K y  $\kappa_{ff}$  está dado en  $\text{pc}^{-1}$ . Esta ecuación supone que  $Z = 1$ . Para las densidades y temperaturas de las regiones HII la aproximación para  $\kappa_{ff}$  en la ecuación 4.3 es válida (Mezger & Henderson 1967). Utilizando este coeficiente de absorción tenemos que la profundidad óptica de la emisión libre-libre está dada por

$$\tau_{ff}(\nu) = \int \kappa_{ff}(\nu) ds = \int 0.0823 \frac{N_e N_i}{\nu^{2.1} T_e^{1.35}} ds, \quad (4.4)$$

la cual suponiendo una región isotérmica, podemos escribir como

$$\tau_{ff}(\nu) = \frac{0.0823}{\nu^{2.1} T_e^{1.35}} \int N_e N_i ds. \quad (4.5)$$

A la integral en la ecuación anterior se le conoce como la medida de emisión (ME) y es utilizada para distinguir los diferentes tipos de regiones HII:

$$ME = \int N_e N_i ds. \quad (4.6)$$

Entonces la opacidad de la emisión libre-libre en términos de la ME es

$$\tau_{ff}(\nu) = 0.0823 \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2.1} \left( \frac{T_e}{\text{K}} \right)^{-1.35} \left( \frac{ME}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}} \right). \quad (4.7)$$

Por otra parte, la solución general de la ecuación de transferencia para la intensidad del continuo está dada por

$$I_{ff}(\nu) = I_o e^{-\tau_{ff}(\nu)} + \int_0^{\tau_{ff}(\nu)} S_\nu e^{-\tau'} d\tau'. \quad (4.8)$$

Para el caso de un medio uniforme la ecuación anterior se reduce a

$$I_{ff}(\nu) = (S_\nu - I_o) (1 - e^{-\tau_{ff}(\nu)}). \quad (4.9)$$

$S_\nu$  es la función fuente de la región HII.  $I_o$  es la intensidad de una fuente de fondo y en caso de que no exista una fuente discreta de fondo, se considera como fondo la radiación difusa de 2.7 K. Para la radiación libre-libre la función fuente está dada por la función de Planck ( $B_\nu$ ), para la cual en el límite de radio se utiliza la aproximación de Rayleigh-Jeans ( $h\nu \ll kT$ )

$$S_\nu = B_\nu = \frac{2kT_e\nu^2}{c^2}. \quad (4.10)$$

La densidad de flujo se obtiene integrando la intensidad específica  $I_{ff}(\nu)$  sobre el ángulo sólido de la fuente ( $\Omega_s$ ).

$$F_\nu = \int_{\Omega_s} I(\nu) d\Omega = \int_{\Omega_s} (S_\nu - I_o) (1 - e^{-\tau_{ff}(\nu)}) d\Omega. \quad (4.11)$$

Suponiendo que  $S_\nu$  y  $I_o$  son constantes dentro del ángulo sólido de la fuente

$$F_\nu = (S_\nu - I_o) (1 - e^{-\tau_{ff}(\nu)}) \Omega_s. \quad (4.12)$$

Si la intensidad de fondo se debe sólo a la radiación de 2.7 K, tenemos que la función fuente de la región HII ( $T_e \approx 10^4$  K) es mucho mayor que la intensidad de la radiación de fondo y podemos despreciar  $I_o$  frente a  $S_\nu$ . Con ésto la densidad de flujo observado va a ser

$$F_\nu = \frac{2kT_e\nu^2}{c^2} (1 - e^{-\tau_{ff}(\nu)}) \Omega_s. \quad (4.13)$$

—Caso ópticamente grueso ( $\tau_{ff} \gg 1$ )

En el caso que la emisión de continuo sea ópticamente gruesa el término  $e^{-\tau_{ff}}$  es pequeño y la expresión para la densidad de flujo  $F_\nu$  se puede escribir como

$$F_\nu \cong \frac{2 k T_e \nu^2}{c^2} \Omega_s. \quad (4.14)$$

Entonces, si conocemos el tamaño angular de la fuente, y su flujo de continuo a una frecuencia  $\nu$ , podemos estimar la temperatura electrónica del gas,

$$T_e = \frac{F_\nu c^2}{2 k \nu^2 \Omega_s}. \quad (4.15)$$

—Caso ópticamente delgado ( $\tau_{ff} \ll 1$ )

En el caso de que la emisión del gas ionizado sea ópticamente delgada podemos hacer una expansión en la exponencial de la ecuación 4.13 y obtenemos que la densidad de flujo  $F_\nu$  es

$$F_\nu \cong \frac{2 k T_e \nu^2}{c^2} \tau_{ff}(\nu) \Omega_s \quad (4.16)$$

Para el caso ópticamente delgado ( $\tau_{ff} \ll 1$ ) podemos obtener la medida de emisión (ME). Si conocemos el tamaño angular de la fuente, tenemos una medida de su densidad de flujo y tenemos una estimación de la temperatura electrónica. Sustituimos la expresión para  $\tau_{ff}$  (ecuación 4.7) en la ecuación 4.16 y despejamos ME (consideramos que la región HII es una fuente homogénea con simetría esférica) obteniendo,

$$\frac{ME}{cm^{-6} pc} = 4.4 \times 10^5 \left( \frac{F_\nu}{mJy} \right) \left( \frac{T_e}{10^4 K} \right)^{0.35} \left( \frac{\nu}{4.9 GHz} \right)^{0.1} \left( \frac{\theta_s}{''} \right)^{-2}, \quad (4.17)$$

donde  $\theta_s$  es el diámetro angular de la fuente a potencia media. Dado que supusimos que  $\tau_{ff} \ll 1$ , si utilizamos esta ecuación para determinar la medida de emisión pero partiendo del flujo medido a una frecuencia donde la emisión de la fuente de continuo es ópticamente gruesa, obtenemos un límite inferior para la ME ya que el flujo que estamos utilizando está autoabsorbido. Conociendo la medida de emisión podemos entonces obtener la profundidad óptica de la emisión libre-libre descrita en la ecuación 4.7. Si conocemos la distancia

$D$  a la fuente tendríamos una estimación del tamaño real de la región HII y con esto podemos determinar la densidad volumétrica del gas ionizado. De la expresión para ME (ecuación 4.6) y considerando  $N_i = N_e = \text{constante}$  se obtiene que

$$ME = \int N_e N_i ds \sim N_e^2 L = N_e^2 \theta_s D \quad (4.18)$$

y despejando para  $N_e$  obtenemos

$$N_e = (ME)^{0.5} \theta_s^{-0.5} D^{-0.5} \quad (4.19)$$

Sustituyendo la expresión de la ecuación 4.17 para la medida de emisión obtenemos que  $N_e$  es

$$\frac{N_e}{\text{cm}^{-3}} = 7.8 \times 10^3 \left( \frac{F_\nu}{\text{mJy}} \right)^{0.5} \left( \frac{T_e}{10^4 K} \right)^{0.175} \left( \frac{\nu}{4.9 \text{GHz}} \right)^{0.05} \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^{-0.5} \left( \frac{\theta_s}{''} \right)^{-1.5} \quad (4.20)$$

La masa de gas ionizado se puede obtener integrando la densidad en todo el volumen de la región HII. Esto es

$$M_{HII} = \int N_e m_H dV \quad (4.21)$$

En esta ecuación se está considerando que la masa de la región HII está dominada por los átomos de hidrógeno y que la densidad de electrones se debe solo a hidrógeno. Esto es una suposición razonable dado que la abundancia de los elementos más pesados que el hidrógeno, con potenciales de ionización igual o menor a hidrógeno, es muy baja. En el caso de que haya He ionizado es fácil generalizar las ecuaciones. Expresando la ecuación para la masa en términos de cantidades medibles y considerando simetría esférica tenemos que

$$\frac{M_{HII}}{M_\odot} = 3.7 \times 10^{-5} \left( \frac{F_\nu}{\text{mJy}} \right)^{0.5} \left( \frac{T_e}{10^4 K} \right)^{0.175} \left( \frac{\nu}{4.9 \text{GHz}} \right)^{0.05} \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^{2.5} \left( \frac{\theta_s}{''} \right)^{1.5} \quad (4.22)$$

Otro parámetro que podemos determinar de la radiación de continuo de la región HII es el flujo requerido de fotones ionizantes. Para obtener el flujo de fotones UV que se necesitan para mantener una región HII como la observada utilizamos la expresión para el balance de ionización. En este balance lo que se considera es un equilibrio entre el

número de recombinaciones y el número de fotoionizaciones que ocurren dentro de la región HII. La tasa de fotones UV que son utilizados para ionizar ( $\dot{N}_{UV}$ ) es igual a la tasa de recombinaciones.

$$\dot{N}_{UV} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 N_e^2 \alpha_B, \quad (4.23)$$

donde  $R_s$  es el radio de la región HII,  $N_e$  es la densidad electrónica, y  $\alpha_B$  es el coeficiente de recombinación a los niveles  $\geq 2$ . La tasa de fotones UV en términos de cantidades medibles es

$$\frac{\dot{N}_{UV}}{\text{fotones } s^{-1}} = 9.0 \times 10^{43} \left( \frac{F_\nu}{mJy} \right) \left( \frac{T_e}{10^4 K} \right)^{0.35} \left( \frac{\nu}{4.9GHz} \right)^{0.1} \left( \frac{D}{Kpc} \right)^2. \quad (4.24)$$

Con el flujo de fotones ionizantes y suponiendo una sola estrella podemos obtener el tipo espectral de la estrella utilizando las tablas de Thompson (1984), de Vacca, Garmany, & Shull (1996), o de Díaz-Miller, Franco & Shore (1998).

## 4.2 De las líneas de recombinación

La frecuencia en reposo de las líneas de recombinación está dada por

$$\nu_o = Z^2 R_x c \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right) \quad (4.25)$$

donde  $Z$  es la carga nuclear del ión del elemento  $x$  que produce la línea. Para átomos una vez ionizados  $Z = 1$ , si están dos veces ionizados  $Z = 2$ , , etc. Los átomos con  $Z = 1$  se dicen son hidrogenoides. Si  $c$  es la velocidad de la luz, la constante de Rydberg ( $R_x$ ) solo depende de la masa del elemento  $x$ ,  $R_x = 109737.31 \left( 1 + \frac{m_x}{m_e} \right)^{-1}$  en  $\text{cm}^{-1}$ ,  $n$  es el número cuántico electrónico que corresponde al nivel inferior en la transición y  $\Delta n$  es la diferencia entre los niveles involucrados en la transición. Para números cuánticos electrónicos altos ( $n > 40$ ) las líneas de recombinación aparecen en el rango de frecuencias de radio.

### 4.2.1 Los coeficientes de absorción y emisión

La siguiente descripción de los coeficientes de absorción y emisión para las líneas de recombinación fue tomado de Gordon (1988). Se consideran dos niveles de energía designados por el número cuántico  $n'$  y  $n$ . La radiación interactúa con estos niveles de dos formas. Primero un electrón en el nivel superior  $n'$  puede decaer espontáneamente al nivel inferior  $n$ . Este proceso se conoce como emisión espontánea y tiene una probabilidad de ocurrir dada por el coeficiente de emisión espontánea  $A_{n'n}$  ( $s^{-1}$ ). Y segundo, el electrón puede ser inducido a decaer debido a la presencia de un campo de radiación externo. Este proceso se conoce como emisión estimulada y tiene una probabilidad de ocurrir dada por la intensidad del campo de radiación  $I$  multiplicada por el coeficiente de emisión estimulada  $B_{n'n}$ ,  $IB_{n'n}$ . Considerando a la emisión estimulada como una absorción negativa, el coeficiente de absorción de la línea a una frecuencia  $\nu$  se puede escribir como,

$$\kappa_l(\nu) = \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) (N_n B_{nn'} - N_{n'} B_{n'n}) . \quad (4.26)$$

Para esta ecuación se supuso que los perfiles de absorción y emisión son iguales a  $\phi(\nu)$ .  $N_n$  y  $N_{n'}$  son el número de átomos con electrones en el nivel  $n$  y  $n'$ , respectivamente. La relación entre las poblaciones de los niveles  $N_n$  y  $N_{n'}$  está dada por la ecuación de Boltzmann,

$$\frac{N_{n'}}{N_n} = \frac{b_{n'}}{b_n} \frac{w_{n'}}{w_n} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} , \quad (4.27)$$

donde  $w_i$  es el peso estadístico del nivel  $i$  y  $T_e$  es la temperatura electrónica del gas.  $b_i$  es la razón entre el número de átomos con electrones en el nivel  $i$ ,  $N_i$ , y el número de átomos con electrones en el nivel  $i$  si el gas estuviera en equilibrio termodinámico local (ETL) a una temperatura  $T_e$ ,  $N_i^*$ . Esto es,

$$b_n = \frac{N_n}{N_n^*} . \quad (4.28)$$

Sustituyendo la ecuación 4.27 para las poblaciones de los niveles y la relación de Einstein entre los coeficientes de excitación y decaimiento inducido,  $w_n B_{nn'} = w_{n'} B_{n'n}$ , en la ecuación 4.26 para el coeficiente de absorción tenemos que,

$$\kappa_l(\nu) = \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) N_n B_{nn'} \left( 1 - \frac{b_{n'}}{b_n} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \right) . \quad (4.29)$$

Para frecuencias de radio tenemos que  $h\nu < kT_e$  es válido hasta temperaturas tan bajas como 30 K. Utilizando este hecho podemos expandir la exponencial de la ecuación 4.29,

$$1 - \frac{b_{n'}}{b_n} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} = 1 - \frac{b_{n'}}{b_n} \left( 1 - \frac{h\nu}{kT_e} \right) . \quad (4.30)$$

Considerando que  $\Delta n = n' - n$  tenemos que

$$b_{n'} = b_{n+\Delta n} = \frac{db_n}{dn} \Delta n + b_n.$$

El cociente de los coeficientes de desviación de ETL se puede escribir como,

$$\frac{b_{n'}}{b_n} = \frac{b_{n+\Delta n}}{b_n} = \frac{dlnb_n}{dn} \Delta n + 1. \quad (4.31)$$

Sustituyendo este valor en la expresión 4.30 obtenemos que

$$1 - \frac{b_{n'}}{b_n} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \cong 1 - \left(1 + \frac{dlnb_n}{dn} \Delta n\right) \left(1 - \frac{h\nu}{kT_e}\right) \sim \frac{h\nu}{kT_e} - \frac{dlnb_n}{dn} \Delta n. \quad (4.32)$$

Utilizando la expresión anterior en la ecuación 4.29 para la  $\kappa_l(\nu)$  obtenemos que

$$\kappa_l(\nu) \cong \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) N_n B_{nn'} \frac{h\nu}{kT_e} \left(1 - \frac{dlnb_n}{dn} \Delta n \frac{kT_e}{h\nu}\right). \quad (4.33)$$

O lo que es igual,

$$\kappa_l(\nu) \cong \kappa_l^*(\nu) b_n \left(1 - \frac{dlnb_n}{dn} \Delta n \frac{kT_e}{h\nu}\right). \quad (4.34)$$

$\kappa_l^*(\nu)$  es el coeficiente de absorción de la línea en condiciones de equilibrio termodinámico,

$$\kappa_l^*(\nu) = \frac{h\nu}{4\pi} \frac{h\nu}{kT_e} \phi(\nu) N_n^* B_{nn'} \quad (4.35)$$

donde  $N_n^*$  es la población del nivel  $n$  bajo condiciones de ET. La población en ET está descrita por la ecuación de Saha,

$$N_n^* = N_e N_i n^2 \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT_e}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{\chi_n}{kT_e}\right) \quad (4.36)$$

donde  $N_e$  es la densidad de electrones, y  $N_i$  es la densidad de iones que producen la línea.  $\chi_n$  está dada por

$$\chi_n = \frac{hR_{\infty}c}{n^2}.$$

El coeficiente de absorción en ET en términos de la fuerza del oscilador,  $f_{nn'}$ , se obtiene utilizando la expresión (Allen 1973)

$$A_{n'n} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{m_e c^3} \frac{w_n}{w_{n'}} f_{nn'}$$

y las relaciones de Einstein (Rybicki & Lightman 1979),

$$B_{nn'} = \frac{w_{n'}}{w_n} B_{n'n}, \quad (4.37)$$

$$A_{n'n} = B_{n'n} \frac{2h\nu^3}{c^2}. \quad (4.38)$$

Con esto, obtenemos que

$$\kappa_i^*(\nu) = \frac{\pi e^2 h \nu}{m_e c k T_e} N_n^* \phi(\nu) f_{nn'}. \quad (4.39)$$

Sustituyendo la ecuación de Saha para la población de  $N_n^*$  tenemos que

$$\kappa_i^*(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \left( \frac{h^2}{2\pi m_e k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} N_e N_i n^2 f_{nn'} \left( \frac{h\nu}{k T_e} \right) \exp\left(\frac{\chi_n}{k T_e}\right) \phi(\nu). \quad (4.40)$$

La frecuencia  $\nu$  puede aproximarse como,

$$\nu \cong 2R_x c Z^2 \frac{\Delta n}{n^3}, \quad (4.41)$$

en el rango de radio donde  $\Delta n \ll n$ . Utilizando esta expresión para  $\nu$  y sustituyendo los valores numéricos de las constantes en la ecuación 4.40 tenemos que el coeficiente de absorción en ET está dado por

$$\kappa_i^*(\nu) = 1.07 \times 10^7 N_e N_i \frac{\Delta n}{n} f_{nn'} T_e^{-2.5} \phi(\nu) \exp\left(\frac{\chi_n}{k T_e}\right) \quad (pc^{-1}). \quad (4.42)$$

Las unidades de  $N_e$  y  $N_i$  son  $cm^{-3}$ . La temperatura electrónica está en K, y el perfil  $\phi(\nu)$  está en  $Hz^{-1}$ . Para la fuerza del oscilador  $f_{nn'}$  se utiliza la siguiente aproximación para las frecuencias de radio (Menzel 1968),

$$f_{nn'} \cong nM \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta n}{n} \right), \quad (4.43)$$

donde  $M$  es una constante que depende del tipo de transición  $M(\Delta n)$ , ( $M(1) = 0.190775$ ,  $M(2) = 0.026332$ ).

El coeficiente de emisión de la línea  $j_l(\nu)$  lo definimos como

$$j_l(\nu) = N_{n'} A_{n'n} \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) \quad (4.44)$$

que es también,

$$j_l(\nu) = N_n^* b_{n'} A_{n'n} \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu). \quad (4.45)$$

Relacionando  $j_l(\nu)$  con  $\kappa_i^*(\nu)$  obtenemos

$$j_l(\nu) = \kappa_l^*(\nu) b_{n'} B_\nu(T_e). \quad (4.46)$$

$B_\nu(T_e)$  es la función de Planck a la temperatura electrónica del gas.

#### 4.2.2 El perfil de la línea

El perfil de las líneas de recombinación en las radio frecuencias está dominado por efectos de ensanchamiento debido al movimiento térmico y turbulento del gas, lo que es conocido como ensanchamiento Doppler y por ensanchamiento por presión o colisiones.

##### Ensanchamiento térmico (Doppler): Perfil Gaussiano

Cuando lo que domina la cinemática de una región son los movimientos térmicos (o asociados a la temperatura del gas) y turbulentos el perfil de velocidades de las partículas tiene una forma Gaussiana.

$$\phi(\nu) = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} e^{-4\ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}\right)^2}, \quad (4.47)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz,  $\nu_0$  es la frecuencia de reposo de la línea, y  $\nu$  es la frecuencia a la que se está evaluando el perfil.  $\Delta\nu_D$  es el ancho a potencia media del perfil que está relacionado con el ancho Doppler ( $\Delta V_D$ ) de la siguiente manera,

$$\Delta\nu_D = \frac{\Delta V_D \nu_0}{c}. \quad (4.48)$$

El ancho térmico está definido como,

$$\Delta V_D = \sqrt{\frac{8\ln 2 k T_D}{M_x}}. \quad (4.49)$$

$M_x$  es la masa del ion  $x$  que produce la línea.

El ancho Doppler en términos de la frecuencia se puede escribir como,

$$\Delta\nu_D = 2R_x c Z^2 \frac{\Delta n}{n^3} \frac{\Delta V_D}{c}. \quad (4.50)$$

### Ensanchamiento por presión: Perfil de Voigt

El ensanchamiento por presión se produce cuando el átomo recombinado se encuentra en un medio de alta densidad y sus niveles energéticos son afectados por la presencia de las partículas vecinas perturbando las energías de dichos niveles provocando que su energía esté menos definidas o con más incertidumbre. Esto provoca que cuando se produzca la transición de la línea se cree un ensanchamiento en el perfil debido a que los niveles que la producen ya no tienen una sola energía sino un rango de energías. El perfil de la distribución de velocidades que se produce tiene una forma Lorentziana, la cual se define como,

$$\phi(\nu) = \frac{\gamma}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2}, \quad (4.51)$$

donde

$$\gamma = \frac{\Delta\nu_L}{2},$$

y  $\Delta\nu_L$  es

$$\Delta\nu_L = \frac{5}{3\sqrt{2}\pi} \left(\frac{\hbar}{m_e}\right)^2 \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{\frac{1}{2}} N_e n^4 \left[\frac{1}{2} + \ln\left(\frac{kT_e\lambda}{3\hbar cn^2}\right)\right]. \quad (4.52)$$

De esta última expresión Brocklehurst & Seaton (1972) obtuvo la siguiente aproximación,

$$\Delta\nu_L = 3.74 \times 10^{-11} N_e T_e^{-0.1} n^{4.4} \quad (KHz) \quad (4.53)$$

donde  $T_e$  está en K, y  $N_e$  en  $\text{cm}^{-3}$ . El cociente entre el ancho Lorentziano y el Doppler es,

$$\frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D} = 0.142 \left(\frac{n}{100}\right)^{7.4} \left(\frac{10^4 K}{T_e}\right)^{0.1} \left(\frac{N_e}{10^4 \text{cm}^{-3}}\right) \left(\frac{M_x}{M_H}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2 \times 10^4}{T_D}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{\Delta n}\right). \quad (4.54)$$

Cuando se quieren considerar los efectos de ensanchamiento por presión lo que se hace es convolucionar con el perfil térmico un perfil Lorentziano. El perfil resultante de esta convolución se conoce como el perfil de Voigt,

$$\phi(\nu) = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} H(a, u). \quad (4.55)$$

$H(a, u)$  es conocida como la función de Voigt y está dada por,

$$H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{a^2 + (u - y)^2}. \quad (4.56)$$

La  $a$  en la ecuación es

$$a = 2\sqrt{\ln(2)} \frac{\gamma}{\Delta\nu_D} = \sqrt{\ln(2)} \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D}. \quad (4.57)$$

Y  $u$  es,

$$u = 2\sqrt{\ln(2)} \frac{(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D}. \quad (4.58)$$

Para el centro de la línea ( $u=0$ ) la función de Voigt se puede aproximar a,

$$H(a, 0) \cong \left(1 + \Gamma^{1.13} + \Gamma^{2.80}\right)^{-\frac{1}{2.80}}. \quad (4.59)$$

La  $\Gamma$  está dada por

$$\Gamma = \sqrt{\pi \ln(2)} \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D}. \quad (4.60)$$

### 4.2.3 Determinación de la temperatura electrónica

Las líneas de recombinación pueden ser utilizadas para determinar la temperatura electrónica del gas ionizado. Bajo condiciones de equilibrio termodinámico local existe un balance detallado en las poblaciones de los niveles de los átomos del gas. Para una región HII homogénea e isotérmica la temperatura de brillo de la emisión a la frecuencia de la línea de recombinación está dada por,

$$T(\nu) = T_l(\nu) + T_c(\nu) = T_e \left(1 - e^{-\tau_l(\nu) - \tau_c(\nu)}\right). \quad (4.61)$$

La temperatura de continuo  $T_c(\nu)$  está dada por,

$$T_c(\nu) = T_e \left(1 - e^{-\tau_c(\nu)}\right). \quad (4.62)$$

$\tau_c(\nu)$  y  $\tau_l^*(\nu)$  son la profundidad óptica de la radiación de continuo y la radiación de la línea en ETL. Esta ecuación considera que no existen fuentes de fondo. La temperatura de brillo de la línea únicamente es entonces,

$$T_l(\nu) = T(\nu) - T_c(\nu) = T_e \left(1 - e^{-\tau_l^*(\nu)}\right) e^{-\tau_c(\nu)}. \quad (4.63)$$

Para el caso ópticamente delgado,  $\tau_c(\nu)$  y  $\tau_l^*(\nu) \ll 1$ , la temperatura de la línea se puede escribir como,

$$T_l(\nu) \cong T_e \tau_l^*(\nu), \quad (4.64)$$

y la temperatura de continuo se puede aproximar a

$$T_c(\nu) = T_e \tau_c(\nu). \quad (4.65)$$

Con estas expresiones para la temperatura de brillo de la línea de recombinación y de continuo, tenemos que la razón de línea a continuo está dada por,

$$\frac{T_l(\nu)}{T_c(\nu)} = \frac{\tau_l^*(\nu)}{\tau_c(\nu)}. \quad (4.66)$$

Utilizando el coeficiente de absorción lineal de la línea bajo condiciones de ET descrito en la ecuación 4.42, obtenemos que la opacidad de la línea en ETL,  $\tau_l^*(\nu)$ , es

$$\tau_l^*(\nu) = \int \kappa_l^*(\nu) dS = \int 1.07 \times 10^7 N_i N_e T_e^{-2.5} \frac{\Delta n}{n} f_{nn'} e^{\left(\frac{\chi_n}{kT_e}\right)} \phi(\nu) dS. \quad (4.67)$$

Por otro lado, si consideramos que la densidad de iones en el gas está dominada por el hidrógeno y helio una vez ionizados tenemos que para el caso de una región homogénea la medida de emisión  $ME$  está dada por

$$ME = (N_{H^+} + N_{He^+}) N_e S. \quad (4.68)$$

Si despejamos  $N_e S$  de esta ecuación y lo sustituimos en la ecuación para la profundidad óptica de la línea obtenemos,

$$\tau_l^*(\nu) = C(\nu) N_i N_e S = C(\nu) ME \frac{N_i}{(N_{H^+} + N_{He^+})}, \quad (4.69)$$

donde  $C(\nu)$  es

$$C(\nu) = 1.07 \times 10^7 T_e^{-2.5} \frac{\Delta n}{n} f_{nn'} e^{\left(\frac{\chi_n}{kT_e}\right)} \phi(\nu). \quad (4.70)$$

Para las líneas de recombinación de hidrógeno tenemos que

$$\frac{N_{H^+}}{N_{H^+} + N_{He^+}} = (1 + Y^+)^{-1}, \quad (4.71)$$

donde  $Y^+ = \frac{N_{He^+}}{N_{H^+}}$ . Utilizando la ecuación anterior obtenemos que,

$$\tau_l^*(\nu) = C(\nu) ME (1 + Y^+)^{-1}. \quad (4.72)$$

Con esta expresión para la  $\tau_l^*(\nu)$  y la ecuación 4.7 para la  $\tau_c(\nu)$ , obtenemos que el cociente de la temperatura de brillo de línea a continuo es,

$$\frac{T_l(\nu)}{T_c(\nu)} = \frac{1.07 \times 10^7 ME T_e^{-2.5} \frac{\Delta n}{n} f_{nn'} e^{\frac{157900}{n^2 T_e}} \phi(\nu) (1 + Y^+)^{-1}}{0.082 ME T_e^{-1.35} \nu^{-2.1}}. \quad (4.73)$$

Esta razón de temperaturas es entonces,

$$\frac{T_l(\nu)}{T_c(\nu)} = 2.46 \times 10^7 \left(\frac{T_e}{K}\right)^{-1.15} \left(\frac{\nu}{GHz}\right)^{2.1} \left(\frac{\phi(\nu)}{Hz^{-1}}\right) (1 + Y^+)^{-1}. \quad (4.74)$$

La exponencial  $e^{\frac{157900}{n^2 T_e}}$  es  $\sim 1$  para las líneas de recombinación centimétricas y temperaturas electrónicas  $\sim 8000 K$ , y el término  $\frac{\Delta n}{n} f_{nn'} \cong M$  para  $\Delta n \ll n$ .

Calculamos entonces el cociente de línea a continuo a la frecuencia central de la línea de recombinación,  $\nu_o$ , considerando al perfil como uno gaussiano. La expresión para el perfil de la línea a la frecuencia  $\nu_o$  es

$$\frac{\phi(\nu_o)}{Hz^{-1}} = \frac{2}{\Delta \nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} = \frac{c}{\Delta V_D} \frac{10^{-9}}{\nu_o (GHz)} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}}. \quad (4.75)$$

Utilizamos esta expresión para el perfil de la línea a la frecuencia  $\nu_o$  en la razón de línea a continuo y obtenemos,

$$\frac{T_l(\nu_o)}{T_c(\nu_o)} = 6.91 \times 10^3 \left(\frac{T_e}{K}\right)^{-1.15} \left(\frac{\nu_o}{GHz}\right)^{1.1} \left(\frac{\Delta V_D}{km s^{-1}}\right)^{-1} (1 + Y^+)^{-1}. \quad (4.76)$$

De esta ecuación obtenemos la temperatura electrónica simplemente despejándola de la ecuación. Esta temperatura electrónica es la  $T_e$  en ETL,  $T_e^*$ .

$$T_e^* = 2.21 \times 10^3 \left(\frac{\nu_o}{GHz}\right)^{0.96} \left(\frac{T_l(\nu_o)}{T_c(\nu_o)}\right)^{-0.87} \left(\frac{\Delta V_D}{km s^{-1}}\right)^{-0.87} (1 + Y^+)^{-0.87}. \quad (4.77)$$

Bajo ciertas condiciones, en la región HII, las poblaciones en los niveles atómicos pueden no estar en ETL, afectando los cocientes de línea a continuo. De ahí que el valor estimado de la temperatura electrónica no necesariamente sea el valor real en la fuente. La temperatura electrónica real de la región HII puede obtenerse tomando en cuenta estas desviaciones de ETL.

Utilizando los cocientes de la ecuación de transferencia para la línea de recombinación y para la emisión de continuo, Garay et al. (1994) utilizan la siguiente expresión para el cociente de línea a continuo considerando posibles desviaciones de ETL en la emisión de la línea.

$$\frac{T_L}{T_c} = \left( \frac{\tau_c + b_n \tau_L^*}{\tau_c + \tau_L} \right) \left( \frac{1 - e^{-(\tau_c + \tau_L)}}{1 - e^{-\tau_c}} \right) - 1 \quad (4.78)$$

donde  $\tau_c = \tau_{ff}$  es la opacidad del continuo,  $\tau_L^*$  es la opacidad en el pico de la línea suponiendo ETL, y  $b_n$  y  $\beta_n$  son los coeficientes de desviación de ETL. El cociente de la intensidad de línea a continuo depende de  $\tau_c$ ,  $\tau_L^*$ ,  $b_n$  y  $\beta_n$  los cuales son funciones de la densidad y temperatura electrónica del gas y el tamaño de la fuente. De las observaciones se pueden establecer límites para la densidad y temperatura y con el tamaño medido se puede obtener, mediante un procedimiento iterativo, los valores de  $N_e$  y  $T_e$  que reproducen el cociente de línea a continuo observado.

## Capítulo 5

# Una región fotodisociada asociada a la región HII en GGD12-15

### Resumen

Presentamos observaciones interferométricas de continuo (2, 3.6, y 20 cm), y de línea (H I 21 cm, C92 $\alpha$ , y H92 $\alpha$ ) hacia la región HII de tipo cometaria embebida cerca de las nebulosas ópticas GGD 12–15. Encontramos que la línea H92 $\alpha$  es asimétrica y creemos que esta asimetría se debe a una superposición de líneas provenientes de la región HII y de una zona parcialmente ionizada (H $^{\circ}$ ) justo afuera de la región HII. La cinemática observada en el gas ionizado sugiere que la región HII es del tipo champaña. La emisión de la línea C92 $\alpha$  muestra que la región C $^+$  tiene una extensión de  $\sim 20''$  y parece estar asociada a la región HII. La velocidad central de la línea C92 $\alpha$  es  $11.9 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ , la cual es similar a la velocidad de la nube molecular ambiente ( $\sim 11 \text{ km s}^{-1}$ ). El espectro de H I a 21 cm muestra componentes de la línea en emisión y absorción. La línea de H I en emisión proviene de una región de  $\sim 23''$  de diámetro, con una velocidad central de  $15.4 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$ . El máximo de la emisión aparece al este de la región HII. La línea de absorción no está resuelta (tamaño  $\leq 22''$ ), su velocidad central es  $11.7 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$ , y está localizada sobre la región HII. Nosotros creemos que tanto la emisión de H I como la línea C92 $\alpha$  provienen de una región fotodisociada (PDR) formada alrededor de la región HII. Se utilizó un modelo isotérmico para derivar los parámetros de la región fotodisociada de hidrógeno alrededor de la región HII. Del modelo encontramos que la región fotodisociada de H I tiene una temperatura de excitación de  $\sim 300 \text{ K}$ , una densidad columnar de hidrógeno de  $\sim 6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , una densidad de partículas de H I de  $\sim 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , y una masa de H I de  $\sim 5$

$M_{\odot}$ . La masa de H I fotodisociado es aproximadamente 3 órdenes de magnitud mayor que la masa de hidrógeno ionizado ( $M_{HII} \sim 2 \times 10^{-3} M_{\odot}$ ).

### 5.1 Introducción

Los objetos nebulares rojos GGD 12–15 (Gyulbudaghian, Glushkov & Denisyuk 1978) están localizados en una región de formación de estrellas muy activa en la nube molecular de Monoceros, a una distancia estimada de 1.0 kpc (Racine & van den Bergh 1970; Rodríguez et al. 1980). La formación de estrellas se hace evidente por la presencia de intensos máseres de agua, además de una región HII (Rodríguez et al. 1978; 1980) y de un flujo bipolar de CO (Rodríguez et al. 1982; Little, Heaton & Dent 1990). El maser de agua se encuentra muy cerca al eje de simetría del flujo bipolar, indicando posiblemente la posición de la fuente que genera el flujo bipolar. Una fuente del lejano infrarrojo coincide con la posición del maser de agua (Harvey et al. 1985), pero no fue detectada emisión de continuo de radio a 8.3 GHz por Tofani et al. (1995), en un límite superior a  $3\sigma$  de 0.3 mJy. Recientemente Gómez et al. (2000) detectaron una fuente de 0.17 mJy a 8.3 GHz en esta posición. En la zona central de la región aparecen algunas fuentes a  $2\mu\text{m}$  sugiriendo la presencia de un cúmulo recién formado (Harvey et al. 1985). La región HII está asociada con la fuente IRAS 06084-0611, la cual tiene una luminosidad de  $\sim 10^4 L_{\odot}$ , y está localizada  $\sim 30''$  al suroeste del maser de agua. Observaciones submilimétricas realizadas por Little et al. (1990) muestran que los picos de emisión submilimétricos están localizados muy cerca de la región HII. La zona también contiene gas denso, que fue trazado por observaciones de amoníaco (Rodríguez et al. 1980; Güsten & Marcaide 1986; Torrelles et al. 1989).

La región HII localizada cerca de GGD 12–15, la cual es el objeto de este estudio, fue detectada inicialmente por Rodríguez et al. (1980), quienes estimaron que la estrella excitadora de la región es una estrella B0.5 de edad cero (ZAMS) con una luminosidad de  $\sim 10^4 L_{\odot}$ . Su espectro de continuo entre 1.4 GHz y 23 GHz es plano (Rodríguez & Cantó 1983), indicando que el gas ionizado es ópticamente delgado en este rango de frecuencias. Observaciones de radio continuo de muy alta resolución espacial hechas a varias frecuencias revelan que la región HII tiene una morfología cometaria (Kurtz, Churchwell & Wood 1994; Tofani et al. 1995; este trabajo). Para explicar la morfología cometaria que se observa en regiones HII se han propuesto dos modelos: el modelo de champaña (Tenorio-Tagle 1979) y el modelo de vientos estelares formando un choque de proa (van Buren et al. 1990). Las observaciones de líneas de recombinación de hidrógeno y de líneas moleculares son útiles para poder discriminar entre ambos modelos mediante el estudio de las propiedades

cinemáticas del gas ionizado con respecto al gas molecular (Wood & Churchwell 1991; Garay, Lizano & Gómez 1994; Gómez, Garay & Lizano 1995).

El propósito principal de este trabajo es investigar el origen de la estructura cometaria de la región HII asociada a GGD 12–15 y estudiar su posible relación con el gas parcialmente ionizado y la región fotodisociada asociada a la región HII. La zona de gas (hidrógeno) parcialmente ionizado es la zona de interfase entre la región HII y la región fotodisociada (ver Figura 1.8). Se estima que el grosor de esta zona de interfase es  $< 0.1 A_V$  (Hollenbach & Tielens 1997). La región parcialmente ionizada y la PDR pueden ser estudiadas mediante observaciones de diferentes átomos, como hidrógeno y carbono. En las regiones fotodisociadas el elemento ionizado más abundante es el carbono,  $\left[\frac{n_C}{n_H}\right] \sim 2 \times 10^{-4}$  (Tielens & Hollenbach 1997); por consiguiente el estudio de la cinemática y las condiciones físicas de las PDRs puede ser hecho mediante observaciones de líneas de recombinación de carbono. La emisión de la región  $C^+$  creada por estrellas B inmersas en nubes moleculares fue detectada inicialmente por Brown & Knapp (1974). Hasta el momento, observaciones interferométricas de las líneas de recombinación de carbono sustentan la idea de que la emisión de  $C^+$  proviene de gas fotodisociado asociado a regiones HII (e.g. Pankonin 1980; Shaver 1990; Roelfsema & Goss 1992). La emisión de H I dentro de nubes moleculares ha sido mapeada en su línea a 21 cm en varias fuentes (e.g. Roger & Pedlar 1981; Dewdney & Roger 1982, 1986; Rodríguez et al. 1990). Se supone que el H I es producto de la fotodisociación de  $H_2$  generada por el campo de radiación del lejano UV de estrellas jóvenes tipo OB en la región. En este trabajo presentamos observaciones de H I y de líneas de recombinación de hidrógeno y carbono a frecuencias de radio hacia la región GGD 12–15, lo cual permite describir la PDR. Siguiendo a Escalante et al. (2000), nosotros utilizamos un modelo esférico e isotérmico para la PDR alrededor de la estrella ionizante que genera un espectro del perfil de la línea de H I, y haciendo uso de estos resultados obtenemos los parámetros físicos de la PRD.

## 5.2 Las observaciones

Las observaciones fueron hechas utilizando el Very Large Array (VLA) del NRAO. Todos los datos fueron editados y calibrados siguiendo los procedimientos estándares, y los mapas fueron hechos con el paquete AIPS desarrollado por el NRAO.

Las observaciones de la emisión de continuo a 2 cm fueron hechas el 5 de enero de 1985 en la configuración A del interferómetro. El calibrador de flujo que se utilizó en estas observaciones fue 0605–085, y se adoptó un flujo de 1.84 Jy. El haz sintetizado que se

obtuvo fue de  $0''.4 \times 0''.3$  con A.P. =  $-6^\circ$ . Un resumen de estas observaciones aparece en Rodríguez et al. (1986).

Las observaciones de las líneas  $92\alpha$  fueron hechas el 28 de marzo de 1995 en la configuración D del arreglo. Se utilizaron cuatro frecuencias intermedias (IFs), un par centrado a la frecuencia en reposo de la línea  $H92\alpha$  (8.309383 GHz) y el otro par centrado a la frecuencia de la línea  $He92\alpha$  (8.312769 GHz). Se utilizó un ancho de banda de 3.125 MHz, centrado a la velocidad LSR de  $12 \text{ km s}^{-1}$ , y 63 canales de línea de 48.8 kHz de cada uno ( $\sim 1.76 \text{ km s}^{-1}$  a la frecuencia de observación), además de un canal de continuo con el 75% del ancho de banda total. La escala para la densidad de flujo fue establecida mediante la observación del calibrador de amplitud 0134+329, con un flujo adoptado de 3.35 Jy. El calibrador de fase que se utilizó fue 0605-085 al cual se le determinó una densidad de flujo a 3.6 cm de  $2.89 \pm 0.01$  Jy. La forma de la línea de base fue determinada mediante la observación de la fuente de continuo 0316+413, a la cual se le determinó una densidad de flujo de 24.9 Jy. Los datos de línea fueron calibrados aplicando las soluciones obtenidas para el canal de continuo a los datos de línea. Los datos  $(u, v)$  de línea fueron creados restando de las visibilidades los canales que sólo presentaban emisión de continuo. Para ésto se utilizó la tarea UVLIN. Los mapas fueron creados con la tarea IMAGR con el parámetro ROBUST de Briggs (1995) igual a 1, lo cual produce un haz sintetizado de  $21''.1 \times 8''.0$  con A.P. =  $-48^\circ$ . El ruido rms de cada canal de línea fue de  $\sim 1.3 \text{ mJy haz}^{-1}$  para las observaciones de  $H92\alpha$ . El ruido rms para las observaciones de la línea  $C92\alpha$  después de hacer un suavizado (Hanning smoothing) fue de  $\sim 0.8 \text{ mJy haz}^{-1}$  en cada canal de línea.

Las observaciones de la línea a 21 cm de H I fueron hechas el 25 de marzo de 1991 en la configuración D del arreglo. Se utilizó el modo espectral 2AD con un ancho de banda de 0.781 MHz, centrado a la frecuencia de la línea de H I, 1420.405752 MHz, para una velocidad de  $9.0 \text{ km s}^{-1}$  y 127 canales de línea de 6.1 kHz de ancho cada uno ( $\sim 1.28 \text{ km s}^{-1}$ ). La escala para la densidad de flujo fue determinada mediante la observación de calibrador de amplitud 0134+329, para el cual adoptamos una densidad de flujo de 16.1 Jy. La fuente puntual de continuo 0605-085 fue utilizado como calibrador de fase, para la cual se derivó una densidad de flujo de  $2.17 \pm 0.01$  Jy. Los datos  $(u, v)$  de línea fueron creados restando los canales sin emisión de línea de las visibilidades usando la tarea UVLIN. Los mapas fueron hechos usando la tarea IMAGR con el parámetro de Briggs ROBUST igual a  $-1$ , lo que produjo un haz sintetizado de  $53'' \times 40''$ , con A.P. =  $-5^\circ$ . El nivel de ruido rms en cada canal espectral fue de  $\sim 1.3 \text{ mJy haz}^{-1}$ .

## 5.3 Resultados

## 5.3.1 Emisión de continuo

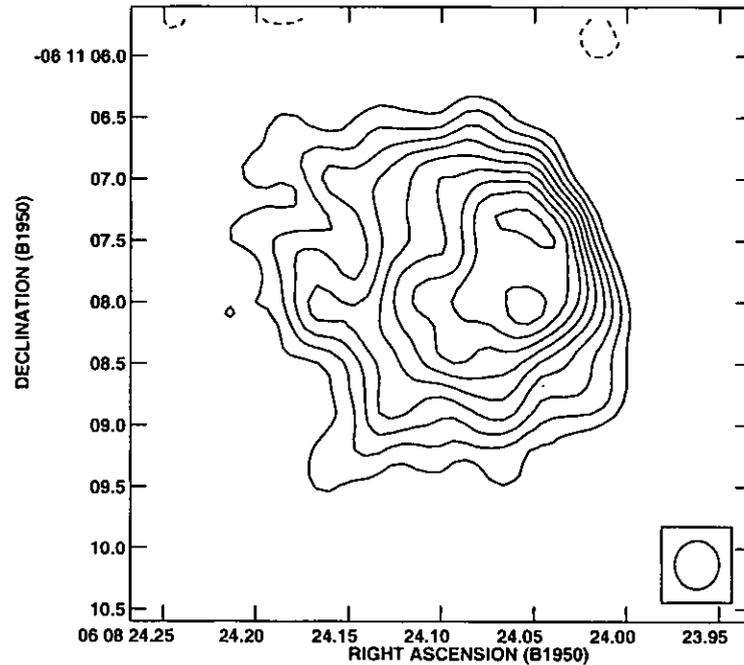


Figura 5.1: Mapa de continuo a 2-cm del VLA de la región HII cometaria en GGD 12-15 a 2-cm. La resolución angular del mapa es de  $0''.4 \times 0''.3$  con p.a. =  $-6^\circ$ . Los niveles de contornos son -4, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18 y  $20 \times 0.14 \text{ mJy haz}^{-1}$ , el ruido rms del mapa.

La Figura 5.1 muestra un mapa limpio de alta resolución espacial del continuo a 2 cm (15 GHz) de la región HII en GGD 12–15. El mapa fue hecho usando pesado natural con un ensuavizamiento gaussiano de  $500 \text{ k}\lambda$ , lo que produjo un haz sintetizado de  $\sim 0''.4$ . La región HII muestra una morfología cometaria extendida con un eje de simetría en la dirección este-oeste con un borde abrupto en el oeste. Esta morfología es consistente con las observaciones a 2 cm de Kurtz et al. (1994), y a 3.6-cm de Tofani et al. (1995). El densidad de flujo que determinamos de los datos a 2 cm fue de  $\sim 80 \pm 5 \text{ mJy}$ , con su máximo de emisión en  $\alpha(1950) = 06^{\text{h}} 08^{\text{m}} 24^{\text{s}}.05$  and  $\delta(1950) = -06^\circ 11' 08''.1$ . A esta frecuencia, la región HII presenta un tamaño angular deconvolucionado a potencia media (FWHM) de  $\sim 2''$ , lo que corresponde a un diámetro de  $\sim 0.01 \text{ pc}$  considerando una

distancia de 1 kpc.

El mapa de continuo a 3.6 cm (8.3 GHz), hecho de los canales sin línea de las observaciones de la línea H92 $\alpha$  no muestra una estructura cometaria como la Figura 5.1, debido a la baja resolución angular de las observaciones. La fuente de continuo fue marginalmente resuelta y su tamaño angular deconvolucionado fue de  $\sim 3''$  ( $\sim 0.015$  pc), con una densidad de flujo total de  $105 \pm 5$  mJy con el pico de emisión en  $\alpha(1950) = 06^h 08^m 24^s 08$  y  $\delta(1950) = -06^\circ 11' 07''.5$ . Dada la baja resolución angular, este resultado es congruente con lo que vemos a 2 cm. Por lo tanto la fuente resulta ser compacta. Suponiendo un plasma homogéneo, con temperatura  $T_e \simeq 10^4$  K, y ópticamente delgado, derivamos una medida de emisión de  $EM \simeq 3 \times 10^6$  pc cm $^{-6}$ , una profundidad óptica  $\tau_{3.6cm} \simeq 0.02$ , una masa de hidrógeno ionizado de  $\sim 0.002 M_\odot$ , y una estrella excitadora de tipo B0.5 ZAMS con luminosidad de  $L \simeq 1.1 \times 10^4 L_\odot$ . Estos resultados son consistentes con los presentados por Rodríguez et al. (1980).

A 21 cm la emisión de continuo de la fuente no está resuelta y la densidad de flujo total medida fue de  $80 \pm 10$  mJy con su máximo de emisión en  $\alpha(1950) = 06^h 08^m 24^s 14$  y  $\delta(1950) = -06^\circ 11' 07''.9$ .

### 5.3.2 Líneas de recombinación

#### 5.3.2.a La línea H92 $\alpha$

Hacia la dirección de la región HII cometaria detectamos emisión de la línea H92 $\alpha$  en un rango de velocidad entre  $\sim 3$  y  $24$  km s $^{-1}$ . El espectro integrado sobre el ángulo sólido de donde proviene la emisión se muestra en la Figura 5.2.

Del ajuste de una sola gaussiana al espectro encontramos un ancho a potencia media (FWHM) de  $13.4 \pm 0.7$  km s $^{-1}$ , el cual es mucho más angosto que los anchos normales que se observan en las líneas de recombinación de hidrógeno en regiones HII ( $\geq 20$  km s $^{-1}$ ). Sin embargo, la asimetría en el espectro (ver Figura 5.2) sugiere que la línea H92 $\alpha$  puede estar compuesta en realidad por dos componentes, uno angosto y otro ancho. Nosotros proponemos que la línea de recombinación H92 $\alpha$  está compuesta por dos componentes, un componente angosto (línea H $^o$ ) proveniente de un medio parcialmente ionizado localizado justo afuera de la región HII (región H $^o$ ) y una componente ancha que proviene de la región HII. Puesto que la diferencia en velocidad entre la región HII y la PDR es típicamente pequeña (algunos km s $^{-1}$ ), estas líneas normalmente aparecen superpuestas, y es difícil determinar sus parámetros por separado. Del ajuste de dos gaussianas al perfil de la línea

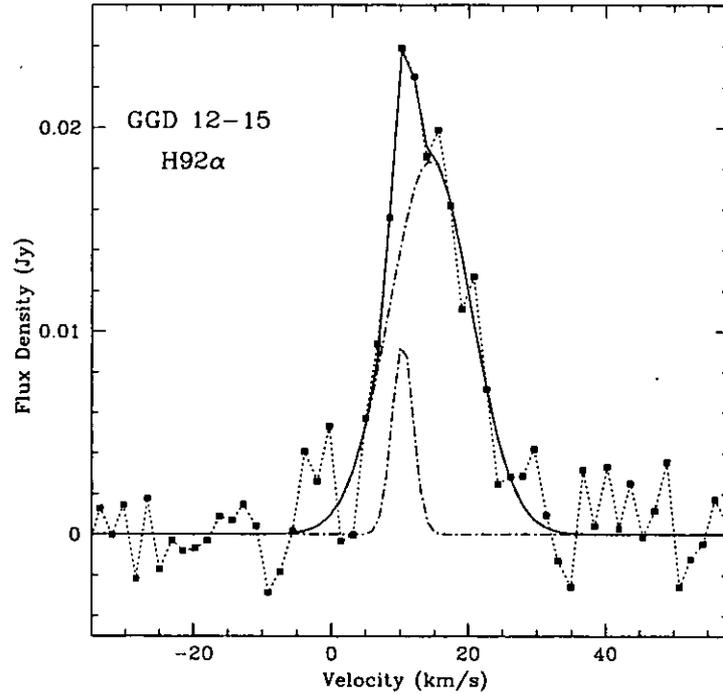


Figura 5.2: Espectro integrado de la línea  $H92\alpha$  de la región GGD 12-15. La línea continua muestra el ajuste de los datos de dos gaussianas. Las líneas punteada-quebradas muestran la componente ancha y la componente angosta usadas en el ajuste gaussiano, cada componente se interpreta que corresponde a la emisión de la región HII y de un medio parcialmente ionizado, respectivamente. El nivel de ruido rms en cada canal espectral es de  $\sim 1.3 \text{ mJy haz}^{-1}$ .

$H92\alpha$  encontramos que los anchos de las líneas (FWHM) para la componente ancha y para la componente angosta son  $14.4 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$  y  $3.6 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. Los parámetros del ajuste se muestran en la Tabla 5.1. A pesar de que la razón línea-continuo del espectro de  $H92\alpha$  no justifica plenamente la utilización de un ajuste de dos componentes nosotros favorecemos el ajuste. Ninguno de estos argumentos es muy convincente pero todos juntos sugieren que el método es razonable. Primero, el ajuste de dos gaussianas es mejor que el ajuste de una gaussiana bajo los criterios de  $\chi^2$ . Segundo, el ajuste de dos gaussianas es bastante robusto, y converge a una sola solución independientemente que se varíen los parámetros iniciales. Y finalmente, observaciones de la línea  $H110\alpha$  (Gómez et al. 2000) muestran una asimetría similar en el perfil.

La emisión de la línea angosta  $H^{\circ}$  ha sido observada sólo en algunas regiones HII (Ball et al. 1970; van Gorkom 1980; Roelfsema & Goss 1991, 1992; Anantharamaiah, Goss, & Dewdney 1990; Garay et al. 1998) y se interpreta que proviene de una capa

Tabla 5.1: Parámetros de los espectros integrados de la región HII<sup>a</sup>

Línea	Flujo Máximo [mJy]	V [km s <sup>-1</sup> ]	ΔV [km s <sup>-1</sup> ]
H92α (componente HII)	18 ±2	14.4 ±0.6	14.1 ±0.9
H92α (componente H <sup>o</sup> )	10 ±2	10.4 ±0.4	3.6 ±1.1
C92α	10 ±1	11.9 ±0.3	4.7 ±0.7
HI emisión	191 ±25	15.4 ±0.4	4.0 ± 0.5
HI absorción	-93 ±12	11.7 ±0.6	2.9 ±0.7

<sup>a</sup> Ajuste gaussiano a las líneas de emisión y absorción integradas sobre el ángulo sólido con señal detectable.

parcialmente ionizada alrededor de la región HII. En particular, Garay et al. (1998) encuentran que la región parcialmente ionizada (región H<sup>o</sup>) en la fuente S 88B2 está caliente, a una temperatura electrónica de ~800 K, y tiene una densidad electrónica de ~250 cm<sup>-3</sup>. Además, sus modelos muestran que la emisión de la región H<sup>o</sup> contribuye significativamente a la línea observada cuando su línea H<sup>o</sup> es estimulada por una fuente de continuo intensa, usualmente una región HII. Entonces, si suponemos que en el caso de nuestra fuente la línea H<sup>o</sup> está contaminando la línea H92α observada, el máximo de la contaminación debe coincidir con el pico de la emisión de continuo de la región HII. Para poder establecer si la emisión de la línea de recombinación observada está siendo contaminada por la emisión de una línea angosta proveniente de un medio parcialmente ionizado que se encuentra fuera de la región HII y para poder estudiar las propiedades físicas de este gas son necesarias observaciones con alta resolución espacial.

Para estudiar la cinemática del gas ionizado se pueden hacer mapas de los momentos de la intensidad de la línea H92α. Los momentos de la intensidad se definen como (Rupen 1999):

Momento Cero

$$I_{tot}(\alpha, \delta) = \Delta v \sum_{i=1}^{N_c} S_\nu(\alpha, \delta, \nu_i) \quad (5.1)$$

Primer Momento

$$\bar{v}(\alpha, \delta) = \frac{\sum_{i=1}^{N_c} \nu_i S_\nu(\alpha, \delta, \nu_i)}{\sum_{i=1}^{N_c} S_\nu(\alpha, \delta, \nu_i)} \quad (5.2)$$

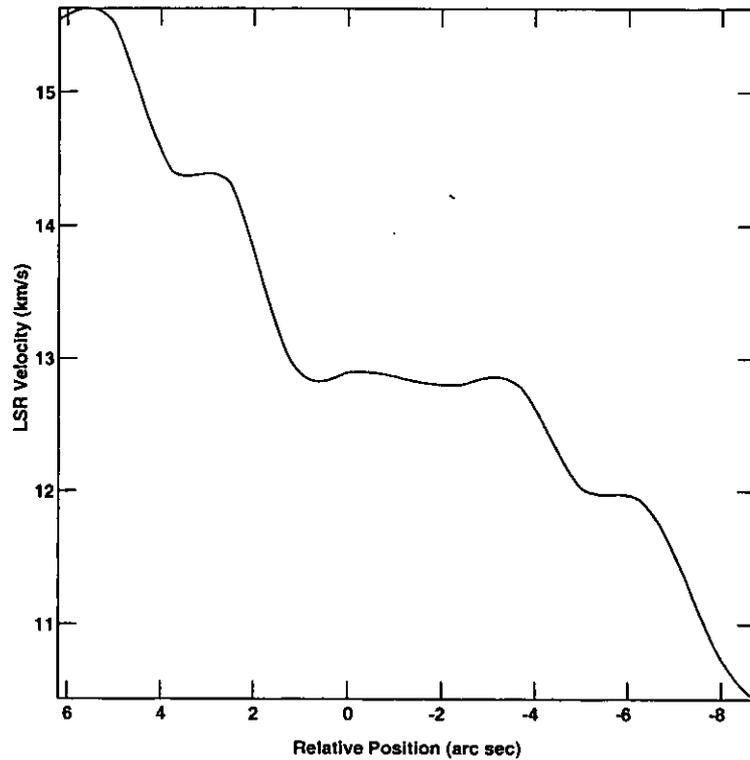


Figura 5.3: Corte uni-dimensional del primer momento de la intensidad (velocidad media) para la imagen de H92 $\alpha$ , centrado en la posición  $\alpha(1950)=06^h 08^m 24^s.17$ ,  $\delta(1950)=-06^\circ 11' 07''.8$  con A.P. =  $-65^\circ$ . La resolución en velocidad ( $1.8 \text{ km s}^{-1}$ ) y angular ( $\sim 8''$ ) de este corte es muy pobre y la existencia del gradiente debe ser confirmado con mejores datos.

### Segundo Momento

$$\sigma_v(\alpha, \delta) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_c} (v_i - \bar{v}(\alpha, \delta))^2 S_\nu(\alpha, \delta, \nu_i)}{\sum_{i=1}^{N_c} S_\nu(\alpha, \delta, \nu_i)}} \quad (5.3)$$

donde  $S_\nu(\alpha, \delta)$  es la intensidad observada en la posición  $(\alpha, \delta)$  del canal  $i$  (al cual le corresponde una frecuencia  $\nu_i$  y una velocidad  $v_i$ );  $N_c$  es el número de canales incluidos en la determinación;  $\Delta v$  es el ancho en velocidad de los canales, y se toma como constante.  $I_{tot}(\alpha, \delta)$  es la emisión integrada,  $\bar{v}(\alpha, \delta)$  es la velocidad promedio pesada por la intensidad y  $\sigma_v(\alpha, \delta)$  es la dispersión de velocidades pesada por la intensidad. La dispersión de velocidades está relacionada con el ancho a potencia media de la línea (FWHM son sus siglas en inglés) de la siguiente manera:  $\Delta V_{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_v$ .

La baja resolución espacial y espectral de nuestras observaciones no nos permiten un estudio detallado de un gradiente de velocidad en la región HII. Sin embargo, un mapa del primer momento de la emisión de la línea H92 $\alpha$  [velocidad central de la línea] muestra que la velocidad cerca de la cabeza de la región HII es de  $\sim 11 \text{ km s}^{-1}$  y aumenta en la dirección de la cola de la cometaria alcanzando un valor de  $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$  (ver Figura 5.3). De las observaciones de NH<sub>3</sub> reportadas por Rodríguez et al. (1980), nosotros adoptamos un valor de  $11 \text{ km s}^{-1}$  para la velocidad LSR de la nube molecular donde está inmersa la región HII. El modelo de champaña predice que la velocidad en la cabeza de la estructura cometaria de la región HII debe estar en reposo con respecto a la nube molecular ambiente y la velocidad debe ir aumentando desde la cabeza, donde la densidad es alta, hacia la zona de baja densidad (la cola de la región HII). Por lo tanto, la cinemática observada de la región HII, así como su morfología sugieren que la región HII está sufriendo un flujo de champaña.

### 5.3.2.b La línea C92 $\alpha$

En la dirección de la región HII se detectó emisión de la línea C92 $\alpha$  en el rango de velocidad de  $\sim 9$  a  $15 \text{ km s}^{-1}$ . En la Figura 5.4 se muestran los mapas de canales que presentan la emisión de C92 $\alpha$ . El componente de emisión de C<sup>+</sup> más extendido aparece a  $+13.0 \text{ km s}^{-1}$ , y tiene su máximo de emisión en la posición  $\alpha(1950) = 06^{\text{h}} 08^{\text{m}} 24^{\text{s}} 17$  y  $\delta(1950) = -06^{\circ} 11' 10'' 3$ . La componente compacta que aparece a  $9.5 \text{ km s}^{-1}$  no está resuelta y la posición de su pico de emisión está en  $\alpha(1950) = 06^{\text{h}} 08^{\text{m}} 23^{\text{s}} 94$  y  $\delta(1950) = -06^{\circ} 11' 07'' 4$ , posición muy cercana a la posición del pico de emisión de continuo de la región HII. Debido a la baja resolución espacial y espectral de las observaciones es imposible establecer si la emisión de la línea C92 $\alpha$  proviene de una estructura grumosa con múltiples picos en velocidad. En lo que sigue nosotros supondremos que la emisión proviene de una sola componente. El espectro integrado de la línea C92 $\alpha$  se muestra en la Figura 5.5. Del ajuste de una gaussiana a la línea C92 $\alpha$  encontramos que la línea tiene una velocidad central de  $11.9 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ , y un ancho a potencia media (FWHM) de  $4.7 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$  (ver Tabla 5.1).

La línea He92 $\alpha$  no fue detectada en la fuente a un nivel de  $3\sigma$  de  $\sim 4 \text{ mJy haz}^{-1}$ . Nosotros estimamos un límite superior para  $\text{He}^+/\text{H}^+ \leq 0.15$ , este límite no es suficientemente pequeño para confirmar la clasificación de la estrella ionizante como una de tipo B temprana.

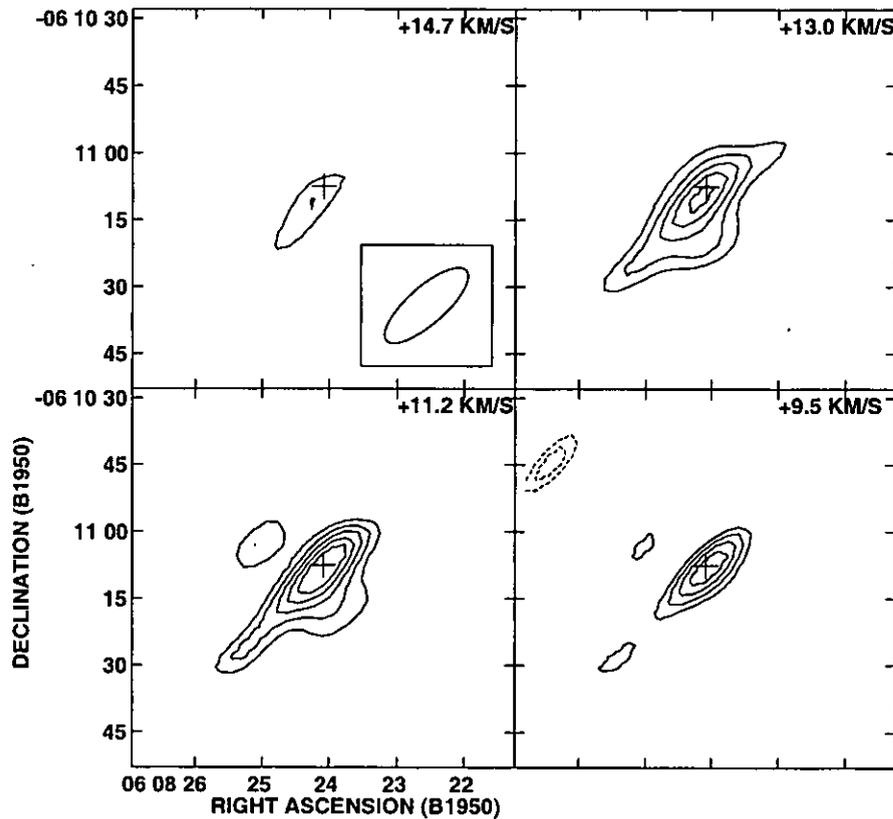


Figura 5.4: Mapas de los canales de línea de  $C92\alpha$  en la dirección de GGD 12-15, hechos con una resolución de  $24''.2 \times 8''.4$  y A.P. =  $-48^\circ$ . Los niveles de contornos son -5, -4, -3, 3, 4, 5, 6, y  $7 \times 0.8 \text{ mJy haz}^{-1}$ , el ruido rms de los mapas. La cruz indica la posición del pico de la emisión de continuo de esa frecuencia (3.6-cm). La resolución en velocidad es de  $1.7 \text{ km s}^{-1}$ .

### 5.3.3 La línea a 21 cm de H I

En la dirección de la región HII en GGD 12-15 detectamos la línea a 21 cm de H I en emisión, en un rango de velocidad entre 14 y  $19 \text{ km s}^{-1}$ , y detectamos H I en absorción entre 10 y  $13 \text{ km s}^{-1}$ . Debemos señalar que fué fácil distinguir el H I asociado a la región HII del H I proveniente del medio interestelar difuso debido a la estructura tan compacta del H I asociado. En la Figura 5.6 se muestran los mapas de canales donde aparece la línea a 21 cm del H I asociado a la fuente. La cruz indica la posición del máximo de la emisión del continuo a 21 cm de la región HII.

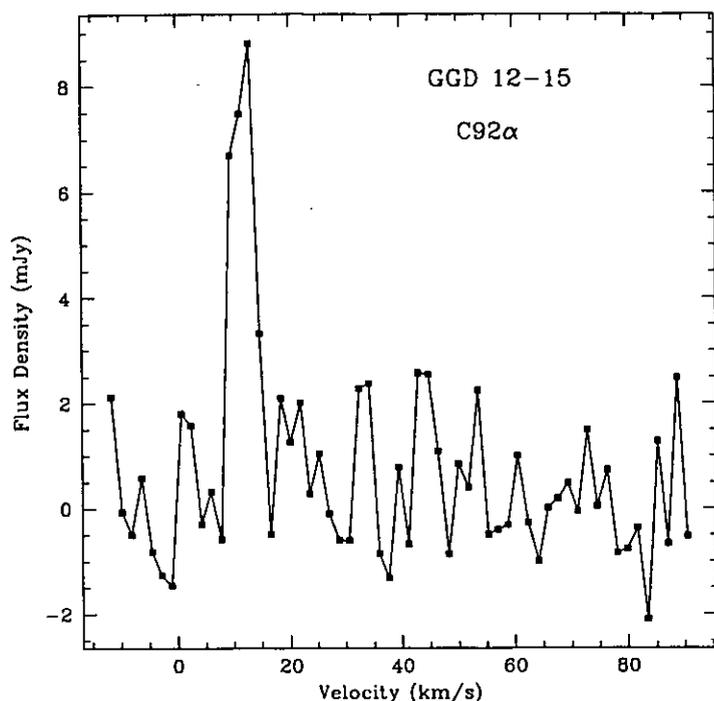


Figura 5.5: Espectro integrado de la línea C92 $\alpha$  en la dirección de la región HII en GGD 12-15.

El espectro integrado sobre toda la fuente se muestra en la Figura 5.7. Los parámetros resultantes del ajuste de una gaussiana a la componente en emisión y otra a la componente en absorción se muestran en la Tabla 5.1. La componente en emisión de la línea tiene un tamaño deconvolucionado de  $\sim 23''$  con una velocidad LSR y ancho a potencia media (FWHM) estimados de  $15.4 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$  y  $4.0 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. La componente en absorción no está resuelta ( $\leq 22''$ ) en estas observaciones. La velocidad central de la componente en absorción es  $11.7 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$  con ancho a potencia media (FWHM) es de  $2.9 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$ . En el rango de velocidad entre 0 y  $9 \text{ km s}^{-1}$  aparecen algunas absorciones las cuales nosotros consideramos son producidas por nubes de H I en la línea de visión. Estas dos componentes en absorción no fueron tomadas en cuenta cuando se hizo el ajuste gaussiano del espectro (ver Figura 5.7). En las velocidades intermedias entre el pico de emisión y absorción del espectro la línea parece cancelarse. La velocidad del H I en absorción es similar a la velocidad de la línea C92 $\alpha$ , lo cual sugiere que ambas líneas provienen del mismo volumen, en este caso la PDR, para la cual la velocidad LSR es muy similar a la de la nube molecular ( $11 \text{ km s}^{-1}$ ). Encontramos también que existe una pequeña diferencia entre la posición del pico de la emisión de H I con respecto a la

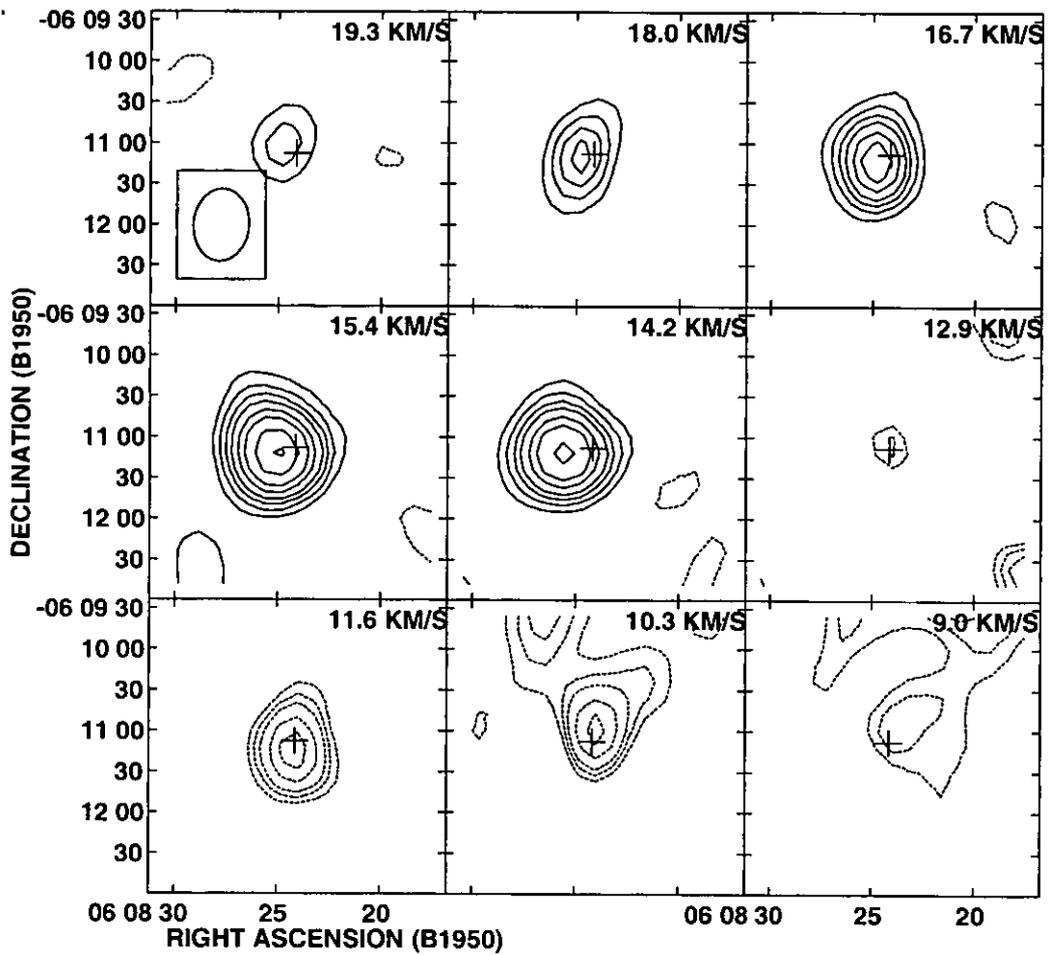


Figura 5.6: Mapas de los canales individuales con la emisión y absorción de H I a 21-cm en la dirección de la región HII compacta. La resolución espacial de los mapas es de  $53''.2 \times 39''.9$  y  $A.P. = -4^\circ$ . Los niveles de los contornos son  $-15, -9, -7, -5, 12, 15, 20, \text{ y } 25 \times 5.5 \text{ mJy haz}^{-1}$ . Los contornos continuos representan emisión mientras que los contornos quebrados representan absorción. La cruz indica la posición del máximo de la emisión de continuo a 21-cm.

absorción. El pico de la absorción de H I coincide muy bien con la posición del máximo de continuo de la región HII, mientras que el pico de la emisión de H I aparece desplazado hacia el este de la región HII. Todo esto se puede ver claramente en la Figura 5.8, la cual muestra un diagrama posición-velocidad a lo largo de una línea de declinación constante  $\delta(1950) = -06^\circ 11' 06'' 0$ , lo cual nos permite ver que la emisión de H I está desplazada hacia el este, y además está corrida al rojo con respecto a la velocidad de la nube molecular.

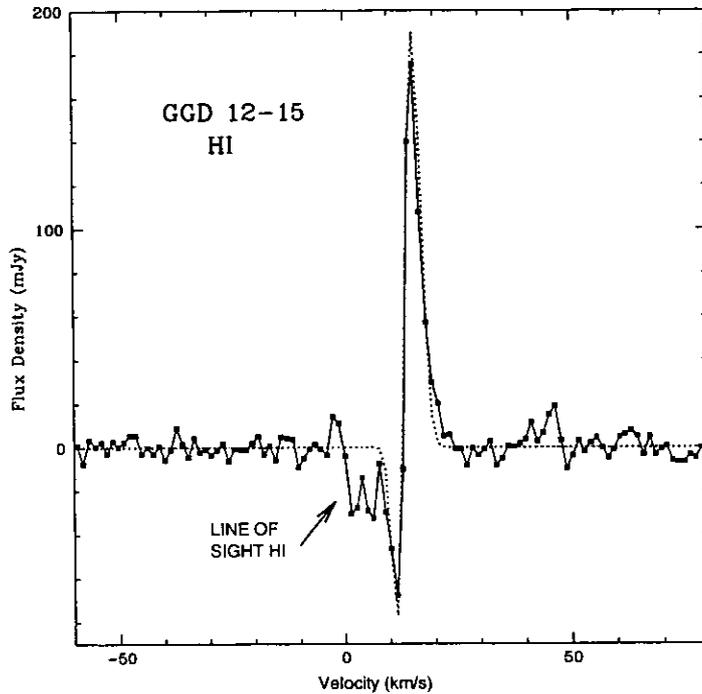


Figura 5.7: Espectro integrado de la línea de H I a 21-cm en la dirección de la región HII en GGD 12-15. La línea quebrada muestra el ajuste de dos gaussianas al perfil. La absorción debido a H I en la línea de visión (entre 0 y 7  $\text{km s}^{-1}$ ) no fue tomada en cuenta en el ajuste. La resolución espectral fue de 1.3  $\text{km s}^{-1}$ .

#### 5.4 Discusión

La temperatura electrónica ( $T_e^*$ ) de la región HII puede obtenerse de la línea de recombinación H92 $\alpha$  suponiendo que el gas ionizado está en equilibrio termodinámico local (ETL) (ver ecuación 4.77). Utilizando el cociente de línea a continuo observado  $S_L/S_C$ , de 0.176,  $Y^+ = 0$ , y el ancho de la línea  $\Delta v = 14 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$ , obtenemos que  $T_e^* \approx 7800 \pm 800 \text{ K}$ . Como es bien sabido, la suposición de ETL no arroja resultados precisos de la tempera-

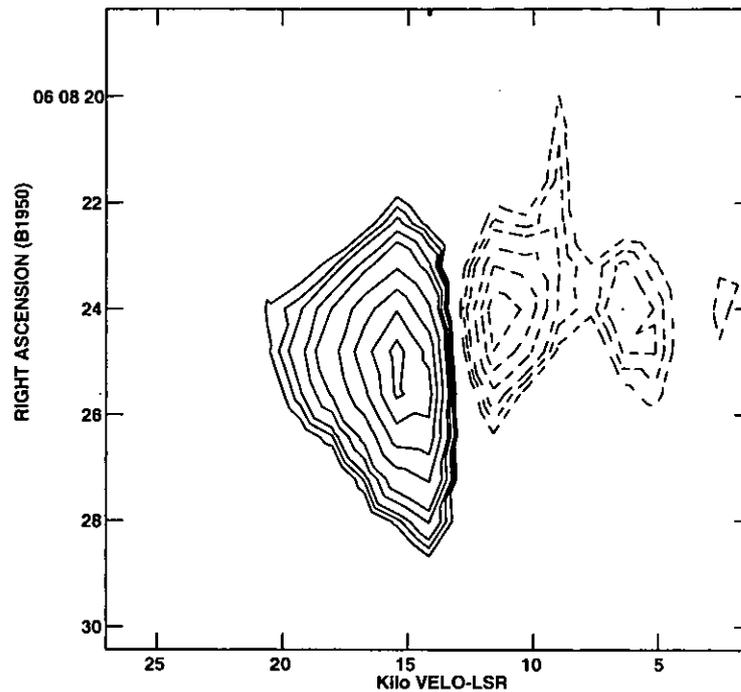


Figura 5.8: Mapa de velocidad contra posición de la línea de HI a 21-cm en la dirección de GGD 12-15, a lo largo de una declinación constante,  $\delta(1950)=-06^{\circ} 11' 06''0$ .

tura electrónica del gas. Para obtener los coeficientes de desviación de ETL, se utilizó un procedimiento iterativo para reproducir el cociente línea-continuo observado basado en el trabajo de Brocklehurst & Salem (1977) y se derivó una  $T_e \simeq 6700 \pm 700$  K, y una densidad electrónica,  $n_e \simeq 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . El ancho térmico de la línea que se espera para esta temperatura es de  $17 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ , que es consistente, dados los errores, con el ancho estimado del ajuste de la línea. El campo de velocidades derivado de las observaciones de la línea H92 $\alpha$ , muestran que la velocidad LSR del gas ionizado aumenta de un valor de  $\sim 11 \text{ km s}^{-1}$  en la cabeza de la región HII, hasta alcanzar un valor de  $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$  en la cola (ver Figura 5.3). Lo anterior, junto a la morfología que se observa del mapa de continuo, sugieren que la región HII se encuentra en una fase de champaña.

### 5.4.1 La región fotodisociada

#### 5.4.1.a La emisión de C92 $\alpha$

En condiciones de ETL, la emisión de C<sup>+</sup> que proviene de la región HII debería tener un cociente de intensidad con el hidrógeno muy cercano a la abundancia cósmica de carbono [C/H]  $\sim 3.7 \times 10^{-4}$  (Cameron, 1973). Pero en nuestro caso el cociente de intensidades C<sup>+</sup>/H<sup>+</sup> que se observa es de 0.46, tres órdenes de magnitud mayor que la abundancia cósmica. La emisión de la línea de carbono probablemente se origina en la PDR fuera de la región HII como se ha supuesto para este tipo de emisión cuando se observa en regiones HII (Pankonin 1980; Payne, Anantharamaiah & Erickson 1989; Roelfsema & Goss 1992). El valor de  $11.9 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$  para la velocidad central de la línea C92 $\alpha$ , es muy parecido al valor de la velocidad de la nube molecular ambiente y del gas ionizado en la cabeza de la región HII, lo que fortalece la interpretación de la PDR. Suponiendo que el ancho de la línea C92 $\alpha$ , de  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , se debe totalmente a ensanchamiento térmico más turbulento, se deriva un límite superior de 5000 K para la temperatura de la PDR. Observaciones de varias líneas de recombinación de carbono en un amplio rango de números cuánticos, con alta resolución espacial y espectral, son necesarias para poder derivar con precisión los parámetros físicos [ $n_e$ ,  $T_e$ ,  $n(\text{C}^+)$ ] de la región fotodisociada.

#### 5.4.1.b La línea de hidrógeno a 21 cm

El espectro de la línea a 21 cm de H I muestra componentes en emisión y absorción (ver Figura 5.7) asociados a la región HII. Nosotros interpretamos la absorción como hidrógeno neutro frente a la cabeza de la región HII. Su velocidad es parecida a la de la línea C92 $\alpha$  y de la nube molecular ambiente. Por otro lado, el H I que aparece en emisión y que tiene su máximo al este de la región HII, proviene muy probablemente de gas fotodisociado que es acelerado hacia la región de baja densidad, en la dirección del flujo de champaña. La Figura 5.9 muestra un esquema de la distribución probable de las diferentes zonas de emisión en la región estudiada. Siguiendo ésto, derivamos la temperatura de excitación de la región H I, utilizando las observaciones a 21 cm. En general, la temperatura de brillo promediada sobre el haz,  $T_L(0)$ , de la línea de H I producida por una fuente localizada frente a un continuo intenso, en este caso la región HII, va a estar dada por

$$T_L(0) = \{T_{ex}f_{HI} - T_0f_{HII}\} (1 - \exp^{-\tau_L(0)}),$$

donde  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación de la región H I,  $T_0$  es la temperatura de brillo de la región HII a la frecuencia de la línea de H I,  $f_{HI}$  y  $f_{HII}$  son los factores de llenado

del H I y del HII en el haz, y  $\tau_L(0)$  es la profundidad óptica en el centro de la línea.

**Componente en emisión.**— En el pico de la emisión de H I derivamos una  $T_L(0) = 55$  K, utilizando  $S_L = 80$  mJy y  $\theta_b \simeq 53'' \times 40''$ . La temperatura de brillo promediada en el haz fue obtenida del máximo de densidad de flujo por haz observado,  $S_L$  (en mJy), usando la expresión  $T_L(0) = A(S_L/\theta_b^2)$ , donde  $\theta_b$  es el tamaño del haz a potencia media (FWHM) en segundos de arco, y  $A$  es una constante igual a 609. Suponiendo que la emisión de H I proviene de un medio homogéneo, que el gas es ópticamente grueso [ $\tau_L(0) > 1$ ], y que el pico de H I en emisión está desplazado con respecto a la región HII, tenemos que  $T_L(0) \simeq T_{ex} f_{HI}$ . Haciendo una estimación del factor de llenado  $f_{HI}$  de la razón  $\theta_s^2/\theta_b^2$ , donde  $\theta_s$  es el tamaño a potencia media (FWHM) de la región H I  $\sim 23''$ , se obtiene que  $f_{HI} \sim 0.25$ . Con este valor para  $f_{HI}$  y con el valor observado de  $T_L(0)$  obtenemos que  $T_{ex} \simeq 220$  K, lo cual corresponde, dadas las suposiciones, a un límite inferior del valor real de  $T_{ex}$ . Por otro lado, del ancho de la línea observado obtenemos un límite superior a la temperatura de excitación de  $T_{ex} \leq 350$  K. En lo que sigue adoptaremos un valor de  $T_{ex} \sim 300 \pm 50$  K para la temperatura de excitación para el gas H I. Este valor es parecido al valor determinado para la PDR en NGC 2023, la cual también es excitada por una estrella tipo B temprana (Steiman-Cameron et al. 1997; Lebrón & Rodríguez 1997).

**Componente en absorción.**— En la dirección de la región HII el H I aparece en absorción; por consiguiente  $T_0 f_{HII} > T_{ex} f_{HI}$ . De nuestras observaciones ( $53'' \times 40''$  haz), determinamos que la temperatura de brillo de la línea de absorción es  $T_L(0) \simeq -22$  K, mientras que para el continuo encontramos que  $T_0 f_{HII} \simeq 23$  K. Dado que la temperatura de brillo promediada por haz de la línea de absorción, es comparable en su valor absoluto con la temperatura de brillo promediada por haz del continuo, podemos concluir que el HI es ópticamente grueso,  $\tau_L(0) > 1$ , lo que está de acuerdo con la suposición antes discutida.

En resumen, los resultados de las observaciones de H I y C II en la vecindad de GGD 12–15 sugieren la presencia de una región fotodisociada alrededor de la región HII de tipo cometaria. En la siguiente sección determinamos con más precisión los parámetros físicos de la región de H I usando los datos observados de la línea H I y un modelo para la PDR.

## 5.5 Un modelo para la región fotodisociada

Utilizamos un modelo esférico para la región fotodisociada para ajustar el perfil observado de la línea de H I a 21 cm y para obtener las propiedades físicas de la PDR. Los detalles

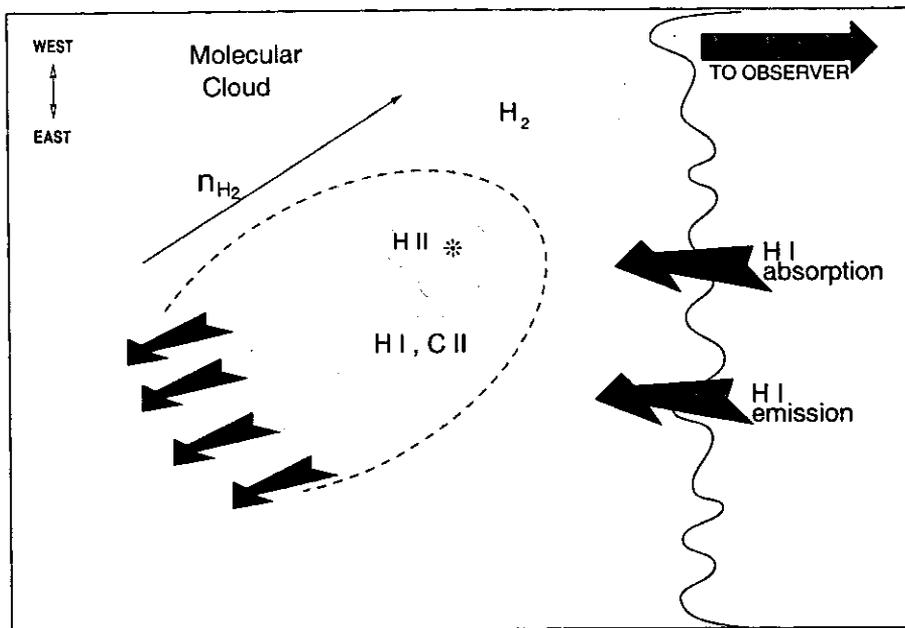


Figura 5.9: Diagrama de la fuentes estudiada que resume las observaciones presentadas en este trabajo.

del modelo serán publicados más adelante (Escalante et al.2000). El modelo toma en cuenta la dilución geométrica de la radiación que penetra la nube molecular y disocia las moléculas para producir una cáscara esférica de hidrógeno atómico alrededor de la región HII. A pesar de que el modelo puede tomar en cuenta los casos con densidad y temperatura variable, nosotros seleccionamos una región fotodisociada isotérmica y homogénea para reducir el número de parámetros libres. Consideramos el campo de velocidad local como gaussiano y utilizamos una sección eficaz de absorción por el polvo para la radiación del FUV de  $6 \times 10^{-22} \text{ cm}^{-2}$  por átomo de hidrógeno dada por Draine & Bertoldi (1996). El modelo produce el espectro esperado, la distribución espacial, la masa total, y la densidad columnar del hidrógeno fotodisociado.

La región HII cometaria asociada a GGD 12–15 parece estar en una fase de champagne como se discutió en (§5.3.2.a). De hecho, la cinemática del gas neutro indica que éste también se está expandiendo como el gas ionizado, lo que se esperaría si ambos se expanden fuera de equilibrio en un gradiente de densidad común. Dado que el modelo es esféricamente simétrico y no puede reproducir este flujo asimétrico, consideramos un sistema esférico equivalente: una región HII esférica producida por la estrella ionizante en GGD 12–15 a su velocidad LSR  $V_c$ , más una PDR a su alrededor que se expande isotrópicamente a una velocidad baja  $V_0$ . La velocidad  $V_c$  es la velocidad media entre el principio de la línea de absorción y el final de la línea de emisión de H I. Este modelo

equivalente puede producir un perfil tipo P–Cygni similar al observado (ver Figura 5.7): la velocidad de expansión  $V_0$  produce la asimetría en el perfil de emisión y absorción, mientras que la velocidad sistémica  $V_c$  produce un desplazamiento en velocidad de todo el perfil. En particular, para GGD 12–15, la dispersión de velocidad local dada por el parámetro de velocidad  $b = (2\sqrt{\ln 2})^{-1}\Delta v(\text{FWHM})$ , es mayor que  $V_0$  (ver Tabla 5.2). Esto implica que el modelo equivalente con simetría esférica no es una mala aproximación para la PDR dado que sus propiedades están más fuertemente afectadas por el valor de la velocidad local  $b$  que por el flujo de champaña (simulado por  $V_0$ ).

Tabla 5.2: Parámetros del modelo de la PDR

Parametro	Valor	$\Delta$ (%)
Parámetros libres del modelo		
$T_{ef}(\text{B0.5 ZAMS})(\text{K})$	29900	0.5
$T_e(\text{HII})(\text{K})$	6700	5
$n_T = n_e(\text{cm}^{-3})$	$1.5 \times 10^4$	5
$b(\text{km s}^{-1})$	2.4	7
$V_c(\text{km s}^{-1})$	13.7	10
$V_0(\text{km s}^{-1})$	0.9	10
$T_{ex}(\text{HI})(\text{K})$	330	4
Parámetros obtenidos		
$M(\text{HI})(M_\odot)$	5.3	5
$N(\text{HI})(\text{cm}^{-2})$	$5.8 \times 10^{21}$	0.5

Los parámetros independientes que entran en el modelo son la densidad total de núcleos de hidrógeno,  $n_T = n(\text{HI}) + 2n(\text{H}_2)$ , donde  $n(\text{HI})$  y  $n(\text{H}_2)$  son las densidades por número de hidrógeno atómico y molecular, respectivamente, la temperatura de excitación,  $T_{ex}$ , y el ancho gaussiano de la línea de HI el cual está determinado por el parámetro de velocidad  $b$ . El modelo también depende de las propiedades de la región HII central. Ignorando la absorción por polvo en la región HII, encontramos que los parámetros que la caracterizan son la temperatura efectiva de la estrella central,  $T_{ef}$ , la cual define la tasa de fotones ionizantes y disociantes, la densidad electrónica,  $n_e$ , y la temperatura electrónica,  $T_e$ .

Interpolamos los flujos de las tablas de Thompson (1984). El flujo de fotones del FUV necesarios para la PDR puede ser reproducido bastante bien por la radiación de cuerpo negro de una estrella tipo B (Tielens & Hollenbach 1985; Spaans et al. 1994; Sternberg & Dalgarno 1989). Estos parámetros se pueden restringir de las observaciones de la región HII. Además, para reducir el número de parámetros libres suponemos que  $n_T = n_e$  dentro de la región HII.

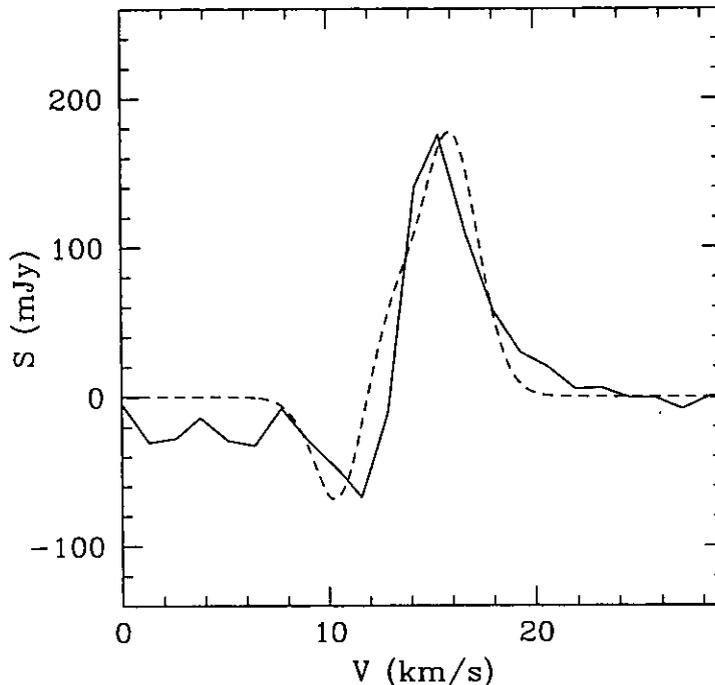


Figura 5.10: El mejor ajuste (línea quebrada) al espectro de H I observado (línea sólida) utilizando los parámetros listados en la Tabla 5.2.

La Tabla 5.2 muestra los parámetros de entrada y de salida del modelo y el rango en el cual varían,  $\Delta$ , basado en el ruido del perfil observado. La Figura 5.10 muestra el perfil predicho por el modelo. La temperatura efectiva  $T_{ef}$  que requiere el modelo para reproducir las observaciones es consistente con el valor que se obtiene de las observaciones de continuo (§5.3.1). La densidad total,  $n_T$ , coincide con la densidad derivada para la región HII. Es interesante notar que el radio teórico de Strömgren, dada la densidad electrónica y la estrella central que antes mencionamos, es  $R_S=0.022$  pc, el cual es mayor al tamaño lineal correspondiente con el tamaño angular deconvolucionado de la fuente a 3.6 cm (0.015 pc). Esta diferencia probablemente se debe a la baja profundidad óptica del gas a esta frecuencia.

Es también interesante probar el espacio de parámetros del modelo, para tratar de entender bajo que condiciones se produce una absorción con magnitud similar a la observada. Algunas de las características del espectro de H I predicho son muy sensibles a los parámetros iniciales. En particular, encontramos que la absorción sólo aparece en el perfil si la  $b$  seleccionada tiene un valor muy cercano al límite térmico de  $0.1290 T_{ex}^{1/2}$  km s<sup>-1</sup>, es decir, si la componente turbulenta de la velocidad no es muy grande. La Figura 5.11 muestra la variación del perfil predicho debido a variaciones en la densidad del H I y a la temperatura efectiva de la estrella. Si  $n_T < 9.0 \times 10^3$  cm<sup>-3</sup> con todos los parámetros de entrada fijos en los valores listados en la Tabla 5.2, la absorción desaparece y la emisión aumenta, ésto se muestra con la curva punteada en la Figura 5.11.a. Este comportamiento en el espectro ocurre porque el tamaño de la PDR aumenta más rápidamente que el de la región HII cuando baja la densidad. Entonces, las bajas densidades producen una masa mayor de H I en emisión, aunque la profundidad óptica, la cual es proporcional a la densidad columnar, permanece básicamente constante [recuerde que  $M(HI) \propto N(HI)R^2(HI)$ , donde  $M(HI)$ ,  $N(HI)$  y  $R(HI)$  son la masa, densidad columnar, y tamaño de la PDR]. Una densidad muy alta produce el efecto opuesto en el perfil (ver Figura 5.11.b) porque en este caso se forma una cáscara muy delgada de H I alrededor de la región HII. Un aumento en la temperatura de la estrella aumenta el número de fotones ionizantes y, por consiguiente, el tamaño de la región HII aumenta ligeramente más que el tamaño de la PDR (que es generada por los fotones del LUV). El efecto neto es que aumenta la magnitud de la absorción con respecto a la emisión.

La gran sensibilidad del perfil integrado de la línea a las variaciones en los parámetros del modelo se debe a que para una velocidad dada existen contribuciones de la emisión y de la absorción que se cancelan. Concluimos que, si se utilizan suposiciones razonables para restringir los parámetros del modelo, es posible estimar los parámetros del H I con bastante precisión.

## 5.6 Conclusiones

Utilizando el VLA hicimos observaciones de continuo (2, 3.6 and 20 cm) y de línea (HI 21-cm, C92 $\alpha$  and H92 $\alpha$ ) en la dirección de la región HII en la vecindad de la fuente GGD 12–15. Las conclusiones principales son las siguientes.

La región HII presenta una morfología cometaria y está siendo ionizada por una estrella de tipo B0.5 ZAMS ( $L_* \sim 1.1 \times 10^4 L_\odot$ ) inmersa en la nube molecular. La velocidad del gas ionizado en la cabeza de la región cometaria es similar a la velocidad de la nube

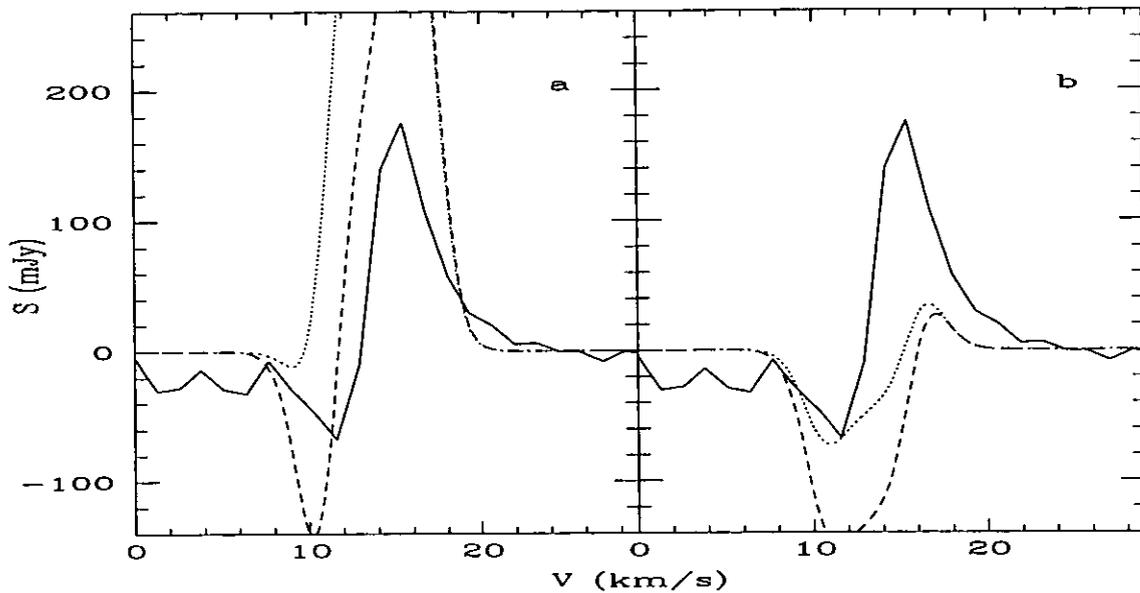


Figura 5.11: Variaciones en el perfil predicho por el modelo con la densidad y la temperatura de la estrella con respecto al perfil observado (línea continua), utilizando  $T_{ex}=300$  K y los demás parámetros como iguales a los listados en la Tabla 5.2. a:  $n_T = 1.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , b:  $n_T = 3.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .  $T_{eff} = 29900$  K (líneas punteadas), 31000 K (líneas quebradas).

molecular ambiente ( $\sim 11 \text{ km s}^{-1}$ ), y aumenta en la dirección de la cola hasta alcanzar una velocidad de  $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ . De la morfología y la cinemática observada sugerimos que la región HII está en una fase de champaña. El perfil observado de la línea H92 $\alpha$  de la región HII muestra una forma asimétrica, la cual interpretamos como una superposición de dos componentes de la línea: uno proveniente de la región HII y el otro de una región parcialmente ionizada y más fría que la región HII. Las dos componentes están centrados a 14.4 y 10.4  $\text{km s}^{-1}$  y sus anchos de línea son 14.1 y 3.6  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente. Utilizando la razón línea–continuo de la línea H92 $\alpha$  en combinación con un modelo fuera de ETL, estimamos una temperatura y densidad electrónica para la región HII de  $6700 \pm 700$  K y  $1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Supusimos también que la emisión de la línea C92 $\alpha$  proviene de una región fotodisociada alrededor de la región HII dado que la razón de intensidades entre la línea de carbono y la de hidrógeno C $^+$ /H $^+$  es algunos órdenes de magnitud mayor que la abundancia cósmica y la velocidad central de la línea C92 $\alpha$  es similar a la velocidad de la nube molecular ambiente.

El espectro de la línea a 21 cm del H I muestra un perfil tipo P–Cygni. La componente en absorción tiene una velocidad central de 11.7  $\text{km s}^{-1}$ , la cual es muy parecida a la

velocidad de la nube molecular ambiente, y aparece frente a la región HII. El H I en emisión tiene una velocidad central de  $15.4 \text{ km s}^{-1}$  y su pico de emisión está localizado al este de la región HII, probablemente proviniendo de la PDR que está acelerada en la dirección de baja densidad como ocurre al gas ionizado en un flujo de champaña. Utilizando los datos observados de la línea de H I y un modelo de PDR isotérmico estimamos una temperatura de excitación para el H I de  $\sim 330 \text{ K}$ , una densidad columnar de hidrógeno de  $\sim 5.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , una densidad de H I de  $\sim 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  y una masa de H I de  $\sim 5 M_{\odot}$ . La masa de la región fotodisociada es más de tres órdenes de magnitud mayor que la masa de hidrógeno ionizado ( $\sim 2 \times 10^{-3} M_{\odot}$ ).

La emisión de H I y  $\text{C}^+$  detectada en las periferias de la región ionizada indica una fotodisociación directa del material molecular de los alrededores por la estrella central excitadora. A una distancia de 1 kpc, el tamaño de la región ionizada es de  $\sim 0.01 \text{ pc}$ , muy pequeño comparado con el tamaño de la PDR ( $\text{C}^+$  y HI 21-cm), el cual es del orden de 0.1 pc. Sugerimos el estudio de varias líneas de recombinación de carbono a diferentes números cuánticos para poder determinar de forma precisa los parámetros de la PDR.

## Capítulo 6

# La emisión de amoníaco ( $\text{NH}_3$ ) a 1.3 cm

Las líneas espectrales a 23 GHz de las transiciones de inversión del amoníaco ( $\text{NH}_3$ ) han demostrado ser buenas trazadoras del gas denso, en particular, de los grumos donde ocurre la formación de estrellas. Los niveles superiores de la estructura rotacional del amoníaco están poblados de forma significativa en regiones con densidades relativamente altas ( $n_{\text{H}_2} > 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ), por lo tanto, solo se observa amoníaco hacia regiones de gas denso. La transición (1,1) tiene 18 componentes hiperfinas, divididas en cinco grupos espectrales distintos, permitiendo la determinación de parámetros físicos como la profundidad óptica. Además, las líneas de la transición (2,2) están corridas en frecuencia 28 MHz respecto a las líneas de la transición (1,1), lo cual permite observar ambas líneas con el mismo telescopio, permitiendo una determinación bastante precisa de la temperatura cinética del gas.

### 6.1 La profundidad óptica

Dado que las intensidades relativas de las diferentes transiciones hiperfinas de las líneas de  $\text{NH}_3$  se conocen muy bien, la profundidad óptica de la transición se puede derivar de las temperaturas de brillo relativas observadas para diferentes componentes hiperfinos de la misma transición. La temperatura de brillo de la línea principal es

$$T_L(1,1)_p = [J(T_{ex}) - J(T_{bg})] \left(1 - e^{-\tau(1,1)_p}\right). \quad (6.1)$$

Y la temperatura de brillo para la satélite interior es

$$T_L(1,1)_s = [J(T_{ex}) - J(T_{bg})] (1 - e^{-\tau(1,1)_s}), \quad (6.2)$$

donde  $T_L(1,1)_p$  y  $\tau(1,1)_p$  son la temperatura de brillo y profundidad óptica de la línea principal (subíndice  $p$ ) de la transición (1,1). En la ecuación 6.2 el subíndice  $s$  significa las líneas satelites interiores.  $T_{ex}$  y  $T_{bg}$  son la temperatura de excitación de la línea de amoníaco y la temperatura del fondo cósmico (2.7 K), respectivamente.  $J(T)$  es la temperatura en términos de la intensidad,

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (6.3)$$

En el límite de Rayleigh-Jeans ( $h\nu \ll kT$ ),  $J(T) \simeq T$ . La relación entre los espesores ópticos de la línea principal y las líneas satélites interiores de la transición (1,1) es  $\tau(1,1)_p = 3.6 \tau(1,1)_s$ . Con esto podemos escribir la ecuación para la temperatura de brillo de la línea satélite en términos de  $\tau(1,1)_p$ . Del cociente  $\frac{T_L(1,1)_p}{T_L(1,1)_s}$  podemos obtener la profundidad óptica de la línea principal  $\tau(1,1)_p$ .

$$\frac{T_L(1,1)_p}{T_L(1,1)_s} = \frac{(1 - e^{-\tau(1,1)_p})}{(1 - e^{-\frac{\tau(1,1)_p}{3.6}})}. \quad (6.4)$$

En la Figura 6.1 graficamos la ecuación 6.4.

Ya que se conoce la profundidad óptica se puede obtener la temperatura de excitación despejando la  $T_{ex}$  de la ecuación 6.1. La temperatura de excitación no necesariamente representa la temperatura cinética del gas debido a que el gas no necesariamente se encuentra termalizado.

La profundidad óptica de la línea principal de la transición (2,2) del amoníaco,  $\tau(2,2)_p$ , se puede obtener también si conocemos la  $\tau(1,1)_p$  y suponemos que la temperatura de excitación para ambas líneas es la misma. La temperatura de brillo para la línea principal de la transición (2,2) es

$$T_L(2,2)_p = [J(T_{ex}) - J(T_{bg})] (1 - e^{-\tau(2,2)_p}). \quad (6.5)$$

Para obtener la profundidad óptica hacemos el cociente  $\frac{T_L(1,1)_p}{T_L(2,2)_p}$  utilizando las ecuaciones 6.1 y 6.5, y despejamos  $\tau(2,2)_p$ ,

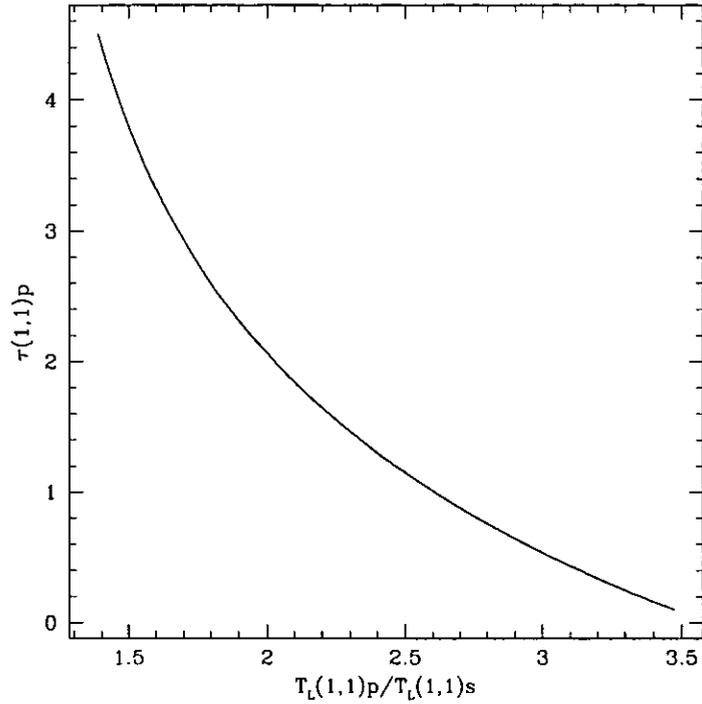


Figura 6.1: La opacidad de la línea principal de  $\text{NH}_3(1,1)$

$$\tau(2,2)_p = -\ln \left[ 1 - \frac{T_L(2,2)_p}{T_L(1,1)_p} (1 - e^{-\tau(1,1)p}) \right]. \quad (6.6)$$

## 6.2 La densidad columnar

Para regiones de baja densidad y brillo superficial, la densidad columnar total de amoníaco,  $N(\text{NH}_3)_{tot}$ , puede considerarse como la suma de las poblaciones de los niveles metaestables,  $N(J,K)$ . Esto es,

$$N(\text{NH}_3)_{tot} = N(0,0) + N(1,1) + N(2,2) + N(3,3) + \dots. \quad (6.7)$$

Suponemos equilibrio termodinámico local (ETL) a una  $T = T_{rot}$  para las poblaciones, o sea

$$\frac{N(J, K)}{N(1, 1)} = \frac{g_{J,K}}{g_{1,1}} e^{-\frac{(E_{J,K} - E_{1,1})}{kT_{rot}}}, \quad (6.8)$$

donde  $g_{J,K}$  y  $E_{J,K}$  son el peso estadístico y la energía respecto al estado base del nivel metaestable (J,K), respectivamente. Para temperaturas bajas ( $T < 30$  K) y densidades no muy altas ( $n_{H_2} < 10^7$  cm<sup>-3</sup>), tenemos que los niveles que están poblados significativamente son los niveles con  $J \leq 3$ . Entonces, se utilizan los niveles hasta el (3,3) para obtener la densidad columnar total del amoníaco. Los pesos estadísticos y energías para los niveles del (0,0) al (3,3) son  $g_{J,K} = 4, 12, 20, 56$ , y  $E_{J,K} = 0.0, 23.4, 64, 124.5$  K, respectivamente (Ho & Townes 1983). Utilizando estos valores tenemos que,

$$N(NH_3)_{tot} = N(1, 1) \left[ \frac{1}{3} e^{\frac{23.4}{T_{rot}}} + 1 + \frac{5}{3} e^{-\frac{41.2}{T_{rot}}} + \frac{14}{3} e^{-\frac{101.2}{T_{rot}}} \right]. \quad (6.9)$$

Entonces, para obtener la densidad columnar total solo necesitamos saber la densidad columnar de la transición (1,1) y  $T_{rot}$ .

La densidad columnar de la transición (1,1) se puede obtener integrando la profundidad óptica sobre la línea principal y suponiendo un perfil gaussiano. La profundidad óptica de la transición (J,K) está dada por

$$\tau_v(J, K) = \frac{c^3}{8\pi\nu^3} A_{ul}(J, K) N_u(J, K) (e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1) \phi_v. \quad (6.10)$$

$A_{ul}(J, K)$  es el coeficiente de decaimiento espontáneo para la transición (J,K) del nivel superior  $u$  al nivel inferior  $l$ ,  $N_u(J, K)$  es la densidad columnar en el nivel superior de la transición (J,K), y  $\phi_v$  es el perfil de velocidad. La profundidad óptica  $\tau_v(J, K)$  en términos de la profundidad óptica en el centro de la línea  $\tau_o(J, K)$  es,

$$\tau_v(J, K) = \tau_o(J, K) \Delta v \phi_v, \quad (6.11)$$

lo que implica

$$\tau_o(J, K) = \frac{c^3}{8\pi\nu^3 \Delta v} A_{ul}(J, K) N_u(J, K) (e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1). \quad (6.12)$$

Despejando  $N_u(J, K)$  de la ecuación anterior obtenemos que

$$N_u(J, K) = \frac{8\pi\nu^3 \Delta v}{c^3} \frac{\tau_o(J, K)}{A_{ul}(J, K)} \frac{1}{(e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1)}. \quad (6.13)$$

La densidad columnar total de la transición (J,K) es la suma de las densidades columnares del nivel superior y el inferior de la transición. Suponiendo equilibrio termodinámico podemos utilizar la ecuación de Boltzmann para relacionar las poblaciones de ambos niveles,

$$N(J, K) = N_u(J, K) + N_l(J, K) = N_u(J, K)(1 + e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}}). \quad (6.14)$$

Tenemos entonces que la densidad columnar total de la transición (J,K) es

$$N(J, K) = \frac{8\pi\nu^3 \Delta v}{c^3} \frac{\tau_o(J, K)}{A_{ul}(J, K)} \frac{(1 + e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}})}{(e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1)}. \quad (6.15)$$

Para la transición (1,1) tenemos que  $A_{ul}(1, 1) = 1.67 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  y  $\tau_o(1, 1) = 2\tau_o(1, 1)_p$ . Sustituyendo estos valores en la ecuación anterior tenemos que,

$$N(1, 1) = 1.58 \times 10^{13} \frac{\Delta v}{\text{km s}^{-1}} \tau_o(1, 1)_p \frac{(e^{\frac{1.14}{T_{ex}}} + 1)}{(e^{\frac{1.14}{T_{ex}}} - 1)}. \quad (6.16)$$

La densidad columnar total para el amoníaco,  $N(NH_3)_{tot}$  se obtiene entonces utilizando la ecuación 6.9, suponiendo que  $T_{ex} = T_{rot}$  y que conocemos  $T_{rot}$ . Para la transición (2,2) también podemos obtener la densidad columnar. El valor de  $A_{ul}(2, 2) = 2.23 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  y su relación para las profundidades ópticas es  $\tau_o(2, 2) = 0.89\tau_o(1, 1)_p$ . Con estos valores obtenemos,

$$N(2, 2) = 7.46 \times 10^{12} \frac{\Delta v}{\text{km s}^{-1}} \tau_o(2, 2)_p \frac{(e^{\frac{1.14}{T_{ex}}} + 1)}{(e^{\frac{1.14}{T_{ex}}} - 1)}. \quad (6.17)$$

La densidad columnar del hidrógeno molecular  $N(H_2)$  se puede estimar partiendo de la densidad columnar de amoníaco  $N(NH_3)$  si se conoce o supone la abundancia de amoníaco respecto a hidrógeno  $\left[\frac{NH_3}{H_2}\right]$ , puesto que,

$$N(H_2) = \left[\frac{H_2}{NH_3}\right] N(NH_3). \quad (6.18)$$

El valor de  $\left[\frac{\text{NH}_3}{\text{H}_2}\right]$ , puede ir desde  $10^{-8}$ , que es un valor típico para regiones de formación de estrellas de baja masa, hasta  $10^{-5}$  que es un valor que se ha determinado en zonas de formación de estrellas masivas, aunque el valor típico que se utiliza para regiones de formación de estrellas masivas es de  $10^{-6}$ . El cociente  $\left[\frac{\text{NH}_3}{\text{H}_2}\right]$  está determinado por la química de la región y por la cantidad de  $\text{NH}_3$  que está congelado en los granos de polvo. Suponiendo una cierta geometría y tamaño de la tercera dimensión de la fuente podemos estimar la densidad volumétrica del gas molecular a partir de la densidad columnar.

### 6.3 La temperatura de rotación ( $T_{rot}$ )

Las poblaciones de los niveles metaestables de inversión para el amoníaco están dominados por colisiones. Dado ésto, las razones de las poblaciones de estos niveles están directamente relacionados con la temperatura cinética del gas. Si consideramos las transiciones (1,1) y (2,2), podemos obtener  $T_{rot}$  de la siguiente expresión,

$$\frac{N(2,2)}{N(1,1)} = \frac{g_{2,2}}{g_{1,1}} e^{-\left[\frac{\Delta E_{2,2;1,1}}{T_{rot}}\right]}, \quad (6.19)$$

donde  $\frac{N(2,2)}{N(1,1)}$  es el cociente entre la densidad columnar de la transición (2,2) y la (1,1) y  $\Delta E_{2,2;1,1}$  es la diferencia en energía entre ambas transiciones en unidades de temperatura. La expresión para la temperatura rotacional que se obtiene de las transiciones (1,1) y (2,2) es,

$$T_{rot} = \frac{41.5}{\ln \left[ \frac{5}{3} \frac{N(1,1)}{N(2,2)} \right]}. \quad (6.20)$$

Podemos también expresar  $T_{rot}$  en términos de la profundidad óptica utilizando las ecuaciones 6.16 y 6.17. Tenemos entonces que  $T_{rot}$  es,

$$T_{rot} = \frac{41.5}{\ln \left[ 3.53 \frac{\tau_o(1,1)_p}{\tau_o(2,2)_p} \frac{\Delta v(1,1)}{\Delta v(2,2)} \right]}. \quad (6.21)$$

### 6.4 Determinación de masa a partir de observaciones de amoníaco

La masa de hidrógeno molecular contenida en la región de emisión del amoníaco es,

$$M = m_{H_2} N(H_2) A, \quad (6.22)$$

donde  $A$  es el área de la fuente y  $m_{H_2}$  es la masa de la molécula de hidrógeno. Si suponemos que la fuente es esférica podemos tomar un área circular ( $A = \pi r^2$ ).  $N_{H_2}$  es la densidad

columnar de hidrógeno molecular obtenida del amoníaco, y conociendo la dimensión de la región podemos estimar directamente la masa. La expresión para la masa es

$$\frac{M_{H_2}}{M_{\odot}} = 0.5 \left( \frac{N_{H_2}}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \left( \frac{r}{0.1 \text{ pc}} \right)^2. \quad (6.23)$$

Por otra parte, si los movimientos del gas, los cuales están reflejados en el ancho de la línea observada, son balanceados por la acción gravitatoria en una esfera, podemos aplicar el teorema del virial y obtener la masa virial. La masa virial está dada por,

$$\frac{M_v}{M_{\odot}} = 210 \left( \frac{r}{\text{pc}} \right) \left( \frac{\Delta v}{\text{km s}^{-1}} \right)^2. \quad (6.24)$$

El radio del grumo de amoníaco es  $r$  y  $\Delta v$  es el ancho intrínseco de la línea de amoníaco observada. La comparación de la masa virial y de la masa derivada de las observaciones de  $\text{NH}_3$  nos permite obtener información sobre el equilibrio de la región y sobre el cociente  $\left[ \frac{NH_3}{H_2} \right]$ .

## Capítulo 7

# Observaciones de las componentes gaseosas asociadas a G111.61+0.37

### 7.1 Introducción

La evolución temprana de las estrellas masivas, así como sus efectos sobre el medio ambiente han sido el tema de investigación de muchos trabajos teóricos y observacionales. Las estrellas masivas jóvenes no sólo forman regiones HII sino que también crean regiones fotodisociadas significativas, y su campo de radiación excita varias transiciones del material molecular circundante (Hollenbach & Tielens 1997). Varios investigadores han modelado la evolución de las regiones HII (e.g. Tenorio-Tagle 1979; Franco, Tenorio-Tagle & Bodenheimer 1990; van Buren et al. 1990; Hollenbach et al. 1994; De Pree, Rodríguez & Goss 1995; Dyson, William & Redman 1995; Lizano et al. 1996). El estudio observacional de la relación entre la región ionizada, la región neutra y el gas molecular es fundamental para tener un entendimiento global de las etapas de evolución temprana de las estrellas masivas recién formadas y es también importante para poder obtener restricciones para los modelos de regiones HII y sus alrededores.

Muchas regiones HII han sido estudiadas mediante observaciones de línea y continuo del gas ionizado a varias frecuencias (e.g. Wood, & Churchwell 1989; Garay, Lizano & Gómez 1994; Gaume, Fey & Claussen 1994; Kurtz, Churchwell & Wood 1994; Afflerbach et al. 1996; Garay et al. 1998). Algunos estudios se concentran en el gas molecular en las inmediaciones de las regiones HII (e.g. Cesaroni, Walmsley, & Churchwell 1992; Zinchenko et al. 1994; Gómez, Garay, & Lizano 1995; Tieftrunk, Gaume, & Wilson 1998), mientras

que otros están enfocados a la región neutra asociada a las regiones HII (e.g. van der Werf & Goss 1990; Israel et al. 1996; Garay et al. 1998; Brogan et al. 1999). Un estudio de estos tres componentes, el ionizado, el neutro y el molecular, es esencial para poder tener un entendimiento completo de cualquier fuente.

La región HII compacta G111.61+0.37 es un buen candidato para un estudio a multi-frecuencias. G111.61+0.37 es una fuente brillante en emisión de continuo centimétrica y produce líneas de recombinación detectables a frecuencias de radio (Wink, Wilson & Bieging 1983). Es conocido también que existe emisión molecular asociada a la región (e.g. Wouterloot, Walmsley & Henkel 1988; Zinchenko et al. 1994, y otras, ver más adelante). Esta fuente está localizada en el segundo cuadrante del plano galáctico y debido a eso se espera poca confusión en las observaciones de HI debido a nubes de hidrógeno neutro en la línea de visión, lo cual es mayormente un problema hacia el primer y el cuarto cuadrante de la Galaxia. Esto nos permite buscar en el espectro de HI de la fuente componentes que estén corridas al azul y que puedan estar asociadas con la región HII.

G111.61+0.37 se encuentra en la región de Sharpless 159 (S159) en la región de Cefeo en el brazo espiral de Perseo. La velocidad en reposo de la nube molecular donde se encuentra esta región de formación estelar es de  $-56 \text{ km s}^{-1}$  obtenida de observaciones de CO (Israel 1980; Blitz, Fich & Stark 1982; Wouterloot, Henkel & Walmsley 1989; Wouterloot & Brand 1989). La distancia cinemática estimada a la fuente es de  $5.2 \pm 0.9 \text{ kpc}$  (Fich & Blitz 1984), pero un valor de  $3.1 \pm 1.2 \text{ kpc}$  fue reportado por Brand & Blitz (1993) basados en observaciones espectro-fotométricas de estrellas en la región reportadas por Chini & Wink (1984). En este trabajo nosotros adoptamos un valor de  $3.1 \text{ kpc}$ . De la placa roja del POSS la región S159 está compuesta por dos nebulosidades; una de ellas es una nebulosa de reflexión extendida aparentemente excitada por una estrella visible de tipo O8.5Ve (Chini et al. 1984). La otra es una nebulosa brillante y compacta la cual está asociada a G111.61+0.37, y a la fuente infrarroja IRAS 23133+6050. De observaciones con alta resolución espacial de la emisión de continuo a frecuencias de radio, G111.61+0.37 muestra forma cometaria en su emisión (Birkinshaw 1978; Kurtz et al. 1994). De observaciones espectroscópicas de las líneas de recombinación  $H\alpha$  (Fich, Treffers & Dahl 1990),  $H72\alpha$  (Wink et al. 1983), y  $H85\alpha$  (Lockman 1989) se encuentra que la velocidad promedio del gas ionizado es de  $\sim -67 \text{ km s}^{-1}$ . Además de las observaciones de CO, se ha detectado en la región gas molecular de alta densidad trazadas por líneas como la CS (2-1) (Zinchenko et al. 1994; Bronfman, Nyman & May 1996), y las transiciones de inversión de amoníaco (1,1),(2,2) y (3,3) (e.g. Wouterloot et al. 1988). Para la emisión de amoníaco también se han hecho mapas en sus transiciones (1,1) y (2,2) con una resolución espacial de  $\sim 40''$  con el telescopio de Effelsberg (Harju, Walmsley & Wouterloot 1993). La estructura a gran

escala del HI en la región S159 fue estudiada por Read (1980).

En este capítulo presentamos los resultados de las observaciones de las líneas H92 $\alpha$ , HI-21 cm, y las líneas NH<sub>3</sub>(1,1) y (2,2) y el continuo adyacente a estas líneas hacia la región G111.61+0.37. La línea H92 $\alpha$  fue observada con suficiente resolución espacial y espectral para poder estudiar la cinemática del gas ionizado. También hicimos observaciones de mediana y alta resolución espacial de HI para poder hacer mapas de la emisión y absorción hacia la fuente. Por último, hicimos observaciones de alta resolución espacial de amoníaco, para establecer la distribución del gas molecular de alta densidad con respecto a la región HII y para investigar las condiciones físicas del mismo. En este trabajo discutimos el origen y las condiciones físicas del gas ionizado, el gas neutro y el material molecular, y establecemos una relación cinemática y física entre ellos.

## 7.2 Observaciones y reducción de los datos

Todas las observaciones fueron hechas utilizando el Very Large Array (VLA). Observamos 2 épocas a 21 cm, una a 3.6 cm y otra a 1.3 cm. En todos los casos centramos las observaciones en la posición  $\alpha(\text{J2000}) = 23^{\text{h}}15^{\text{m}}31.2^{\text{s}}$ ,  $\delta(\text{J2000}) = +61^{\circ}07'13.0''$ , estimada de las imágenes de continuo de la fuente presentadas por Kurtz et al. (1994). Los datos fueron editados, calibrados y se hicieron las imágenes utilizando el paquete de reducción de imágenes AIPS. En la Tabla 7.1 se muestra un resumen de los parámetros de las observaciones para cada época de observación. El procedimiento que se utilizó para la calibración de los datos fue similar para todos los datos. Calibramos los datos en el canal 0 y después aplicamos esta calibración a los datos de línea. Los mapas de continuo a cada frecuencia de observación fueron creados de los canales sin emisión de línea de los datos de línea. La resta del continuo fue hecha ajustando los canales sin línea en el plano  $uv$  de los datos de línea utilizando la tarea UVLIN de AIPS. Los datos fueron transformados de un plano de Fourier al otro y limpiados utilizando la tarea IMAGR de AIPS.

### 7.2.1 Las observaciones a 1420 MHz

Las observaciones de la línea de HI a 21cm fueron hechas el 10 de julio de 1997 y el 23 de septiembre de 1998 en la configuración C y B del arreglo, respectivamente. Para las observaciones en la configuración C se utilizó un ancho de banda de 1.56 MHz en el modo espectral de 4IF. Un par de IFs fue centrado en la línea de HI a 21cm ( $\nu_0=1.420405752$  GHz) a  $-55 \text{ km s}^{-1}$  y el otro par de IFs fue centrado a una frecuencia intermedia entre

Tabla 7.1: Resumen de las observaciones

Parámetros	Transición			
	HI 21 cm	HI 21 cm	H92 $\alpha$	NH <sub>3</sub> (1,1) y (2,2)
Configuración	C	B	CS	D
Fecha de obs.	1997 Jul 10	1998 Sept 23	1998 Nov 26	1999 April 17
T <sub>tot</sub> en la fuente (hrs)	4.6	5.7	2.5	3.0
% de observación (MHz)	1420.405752	1420.405752	8309.383	23694.5 y 23722.6
Velocidad LSR (km s <sup>-1</sup> )	-55	-56	-56	-56
Ancho de banda (km s <sup>-1</sup> )	329.78	329.78	224.9	39.4
Número de canales	128	128	32	64
Ancho de los canales (km s <sup>-1</sup> )	2.57	2.57	7.05	0.61
Calibrador de fase(J2000)	2350+646	2355+498	2355+498	2322+509
Densidad de flujo (Jy)	3.43±0.01	2.248±0.005	0.956±0.003	1.55±0.05 and 1.53±0.05
Calibrador de flujo	1331+305(3C286)	0137+331(3C48)	0137+331(3C48)	0137+331(3C48)
Densidad de flujo (Jy)	14.76	15.99	3.28	1.11 y 1.11
Calibrador de línea de base	1331+305	0137+331	0319+415	0319+415
Densidad de flujo (Jy)	14.76	15.99	21.01	15.01 y 14.82
Haz sintetizado (")	15.8×13.5	4.0×3.7	3.2×2.7	4.6×4.3 y 4.8×4.5
AP (°)	90	-31	-16	-9 y -41
Tamaño angular máximo (')	7	2	1	1

la línea H166 $\alpha$  y la línea C166 $\alpha$  ( $\nu_{inter}=1.425090$  GHz). Ninguna de estas dos líneas de recombinación fue detectada en las observaciones a un nivel de  $3\sigma$  de 9 mJy haz $^{-1}$  por canal. Para las observaciones en la configuración B se utilizó también un ancho de banda de 1.56 MHz, pero en el modo 2IF y centrando en la línea de HI a una velocidad de  $-56$  km s $^{-1}$ . El calibrador para la línea de base (bandpass) fue observado dos veces en cada época, a  $\pm 100$  km s $^{-1}$  de la velocidad en reposo de las observaciones para evitar absorciones por material neutro en la línea de visión en el calibrador. Los mapas de la línea fueron hechos utilizando solamente las líneas de base mayores a 1.5 k $\lambda$  porque solo estamos interesados en estructuras de HI de tamaños compactos ( $\leq 2'$ ) y además, de esta forma evitamos contribuciones en los mapas de emisión de HI de la Galaxia. Los mapas de HI en absorción fueron hechos utilizando los datos de la configuración B para maximizar la resolución angular. Los mapas de HI en emisión fueron hechos combinando los datos de la configuración B y C para mejorar la cobertura en el plano  $uv$  así como la sensibilidad. Del mapa de continuo creado con los datos de la configuración C identificamos 13 fuentes de continuo con brillo superficial sobre un nivel a  $4\sigma$  de 3.0 mJy haz $^{-1}$  sobre un área de  $1^\circ \times 1^\circ$ . La Tabla 7.2 contiene las posiciones en el pico de la emisión de continuo, la densidad de flujo, el máximo brillo superficial y el tamaño deconvolucionado de cada fuente. Las densidades de flujo y los máximos brillos superficiales fueron corregidos por la respuesta del haz primario.

### 7.2.2 Las observaciones de la línea H92 $\alpha$

Las observaciones de la línea H92 $\alpha$  fueron hechas el 26 de noviembre de 1998 en la configuración CS del arreglo. Se utilizó un ancho de banda de 6.25 MHz, en el modo espectral de 2IFs, centrado en la línea H92 $\alpha$  ( $\nu_o = 8.309383$  GHz) a una velocidad de  $-56$  km s $^{-1}$ . Para estudiar la emisión, optimizamos el compromiso entre resolución angular y sensibilidad, creando mapas con el parámetro de robustez igual a cero (Briggs 1995). Este parámetro permite alcanzar una resolución angular cercana a la que se obtiene con el pesado uniforme, pero con una sensibilidad cercana a la que provee el pesado natural.

### 7.2.3 Las observaciones de amoníaco

Las observaciones de las líneas NH $_3$ (1,1) y (2,2) fueron hechas el 17 de abril de 1999 en la configuración D del arreglo. Se utilizó un ancho de banda de 3.125 MHz, en el modo espectral de 4IFs. Un par de IFs fue centrado en la línea NH $_3$ (1,1) ( $\nu_o = 23.6945$  GHz) a  $V_{LSR} = -56$  km s $^{-1}$  y el otro par fue centrado en la línea NH $_3$ (2,2) ( $\nu_o = 23.7226$  GHz).

Tabla 7.2: Fuentes de continuo a 1.4 GHz

Fuente	$\alpha$ (J2000) (h m s)	$\delta$ (J2000) ( $^{\circ}$ ' ")	Densidad de flujo <sup>a</sup> (mJy)	Flujo máximo <sup>a</sup> (mJy haz <sup>-1</sup> )	Tamaño deconvolucionado (arc seg)	AP ( $^{\circ}$ )
2 <sup>b</sup>	23 12 18.1	61 08 01	30	37	<8	
3 <sup>c</sup>	23 12 37.7	61 02 48	30	19	14×9	84
1 <sup>d</sup>	23 13 10.2	61 10 08	222	197	7×2	120
4 <sup>e</sup>	23 13 45.7	61 28 18	1.2×10 <sup>4</sup>	447	330×260 <sup>k</sup>	
5	23 13 57.1	61 08 44	23	8	23×17	42
6 <sup>f</sup>	23 13 59.7	61 06 59	42	28	<18	
7	23 14 46.0	61 11 09	4	5	<12	
8	23 14 53.8	61 00 39	10	9	<6	
9 <sup>g</sup>	23 15 23.7	61 07 58	96	11	44×38	114
10 <sup>h</sup>	23 15 31.6	61 07 10	600	464	8×8	91
11 <sup>i</sup>	23 15 39.1	61 12 46	24	26	<7	
12 <sup>j</sup>	23 15 40.3	61 08 10	214	4	150×160 <sup>k</sup>	
13	23 16 50.3	61 08 11	6	6	<10	

<sup>a</sup> Los flujos fueron corregidos por la respuesta del haz primario de las antenas.

<sup>b</sup> G111.26+0.53 – Zoonematkermani et al. 1990 (Z90)

<sup>c</sup> G111.26+0.43 – (Z90)

<sup>d</sup> G111.37+0.52; F3426 – (Z90); Fürst et al. 1990 (F90; fuente # 3426)

<sup>e</sup> NGC 7538; G111.53+0.82; NGC 7538 IRAS 1-8; F3432 – Wood & Churchwell 1989 (WC89); (Z90); Wynn-Williams et al. 1974; Tamura et al. 1991; (F90)

<sup>f</sup> G111.44+0.44 – (Z90)

<sup>g</sup> G111.60+0.39 – este trabajo

<sup>h</sup> G111.61+0.37; S159; F3433; G111.61 – Kurtz et al.1994 (K94); (Z90); (F90); este trabajo

<sup>i</sup> G111.67+0.45 – (Z90)

<sup>j</sup> G111.63+0.38 – este trabajo

<sup>k</sup> Estos valores corresponden al tamaño de la caja de donde se midieron los flujos ( $\Delta\alpha, \Delta\delta$ ).

también a  $V_{LSR} = -56 \text{ km s}^{-1}$ . Los mapas de la línea fueron hechos con pesado natural (parámetro robusto = 5) y suavizados durante el proceso de creado de la imagen con un suavizado gaussiano de  $50 \text{ k}\lambda$  para optimizar la sensibilidad.

### 7.3 Resultados

#### 7.3.1 La emisión de continuo

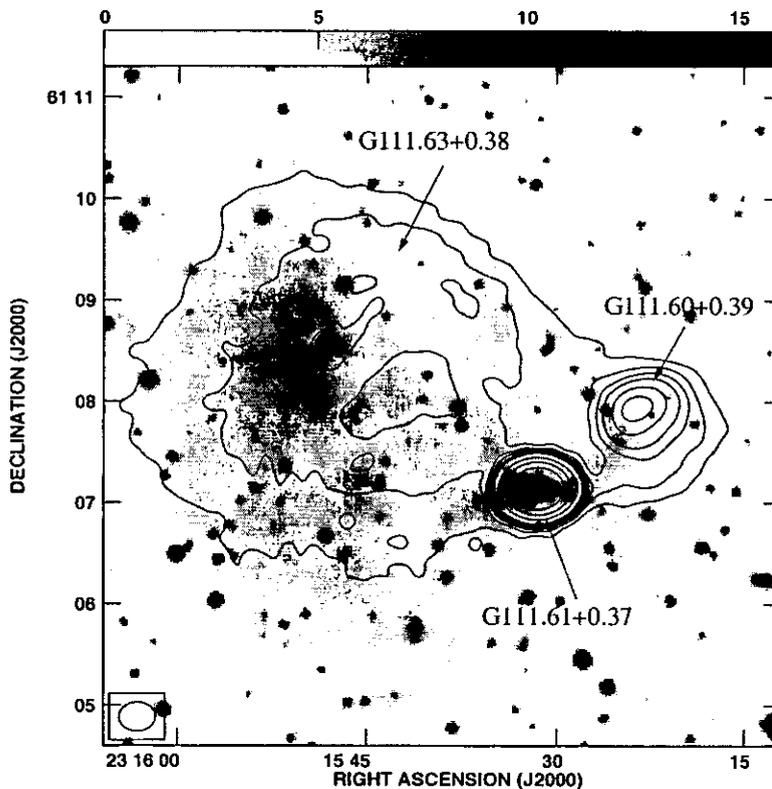


Figura 7.1: Mapa de contornos de la emisión de continuo a 21 cm de la región S159 superpuesto a la imagen roja del POSS en grises. El mapa a 21 cm (configuración C) fue hecho con pesado natural y tiene un haz sintetizado de  $21'' \times 17''$ ;  $AP = -89^\circ$ . Los niveles de los contornos son  $-3, 3, 5, 7, 9, 12, 15, 30, 60, 120,$  y  $270$  veces  $1.07 \text{ mJy haz}^{-1}$ .

En un campo de  $20' \times 20'$  centrado en la posición de G111.61+0.37 de las observaciones a 1420 MHz en la configuración C detectamos tres fuentes de continuo. La Figura 7.1

muestra el mapa de continuo en contornos superpuesto a la imagen roja del POSS en grises.

La fuente más brillante y compacta es G111.61+0.37 (de aquí en adelante la llamaremos G111.61). Una segunda fuente de continuo se observa al noreste de G111.61 (ver Figura 7.1). A esta fuente la llamaremos G111.63+0.38, por sus coordenadas galácticas. G111.63+0.38 es una fuente de continuo muy extendida y pudiera estar asociada con la nebulosa óptica que se observa en la imagen roja del POSS (ver Figura 7.1). Su emisión de continuo solo fue detectada en las observaciones a 1.4 GHz de la configuración C debido a que en las otras observaciones el interferómetro no era sensitivo a fuentes extendidas con tamaños  $\geq 1'$  por la falta de líneas de base cortas. Una tercera fuente de continuo se observa al noroeste de G111.61 (ver Figura 7.1). A esta fuente al noroeste la llamaremos G111.60+0.39, por sus coordenadas galácticas también. G111.60+0.39 no parece estar asociada a ninguna nebulosa óptica (ver Figura 7.1). La fuente excitadora de esta región HII podría estar inmersa dentro de la nube molecular o podría estar localizada del otro lado de la nube molecular. La Figura 7.2 muestra un mapa auto-calibrado a 3.6 cm de la región HII G111.61. La resolución de  $\sim 2''$  nos permite apreciar la morfología tipo cometaria que presenta la emisión de continuo.

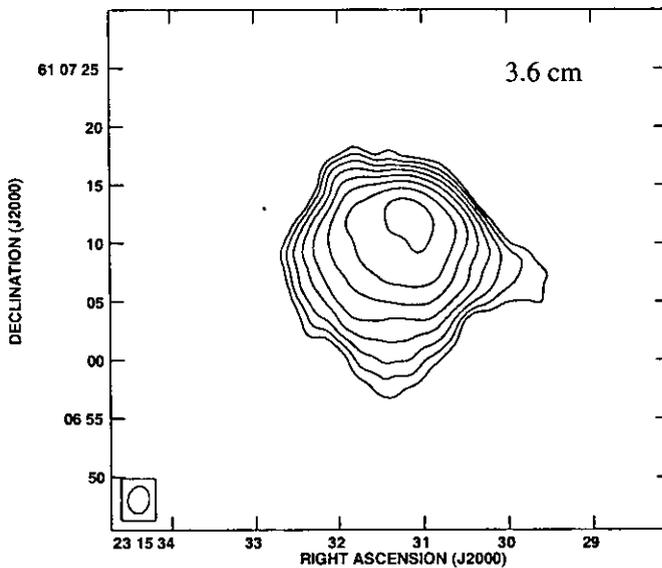


Figura 7.2: G111.61+0.37 a 3.6 cm. El mapa de contornos a 3.6 cm fue hecho con pesado uniforme y tiene un haz sintetizado de  $2''.3 \times 1''.8$ ; AP=  $-9.4^\circ$ . Sus niveles de contornos son  $-5, 5, 10, 20, 40, 80, 160, 320$ , y  $640$  veces  $97 \mu\text{Jy haz}^{-1}$ .

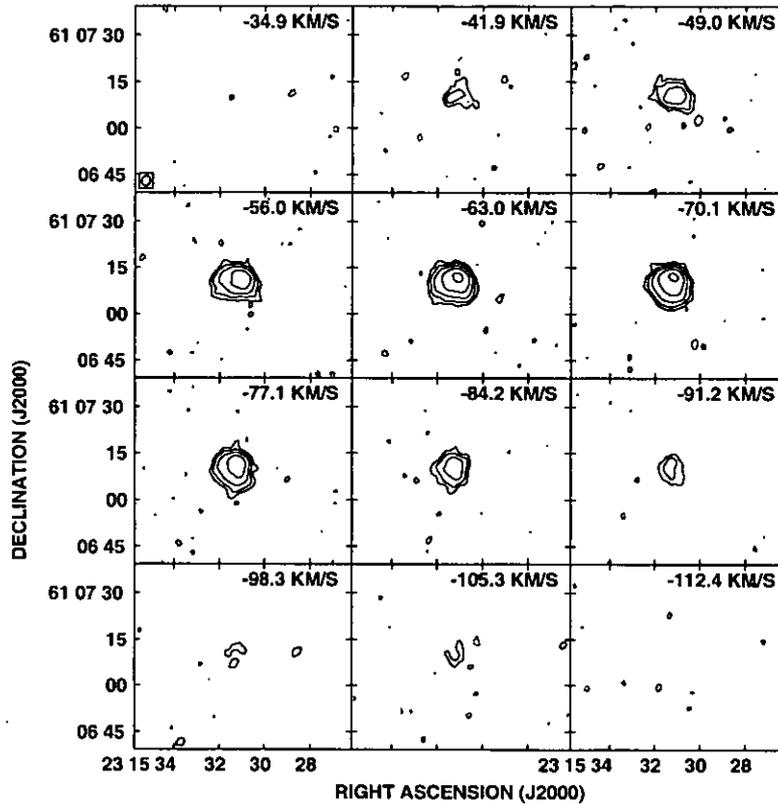
7.3.2 La Línea H92 $\alpha$ 

Figura 7.3: Mapas de canales de la línea H92 $\alpha$  en la fuente G111.61+0.37. Estos mapas fueron creados con el parámetro robusto = 2, produciendo un haz sintetizado de  $3''.21 \times 2''.73$ ; PA =  $-15.9^\circ$ . El haz se muestra en la esquina inferior izquierda del primer mapa. La velocidad en reposo de cada canal está indicada en la esquina derecha de cada uno. El ruido obtenido después de 2.5 horas de observación en la fuente fue de  $\sim 0.24$  mJy haz $^{-1}$  por canal. Los niveles de contornos son  $-3, 3, 6, 12, 24, \text{ y } 48$  veces  $0.24$  mJy haz $^{-1}$ .

La emisión de la línea H92 $\alpha$  fue detectada en un rango de velocidades entre  $-41.9$  a  $-91.2$  km s $^{-1}$ . En la Figura 7.3 se muestran los mapas de canales que contienen la emisión. La emisión de la línea por canales muestra una estructura que denota muy bien la región HII. Para obtener el espectro total integramos la emisión de la línea en una caja de  $13''.5 \times 13''.5$  sobre la fuente para cada canal. La Figura 7.4 muestra el espectro integrado (línea continua) con un ajuste gaussiano (línea punteada). Los residuos del ajuste se muestran al pie del espectro. Los parámetros del ajuste gaussiano están listados en la Tabla 7.3.

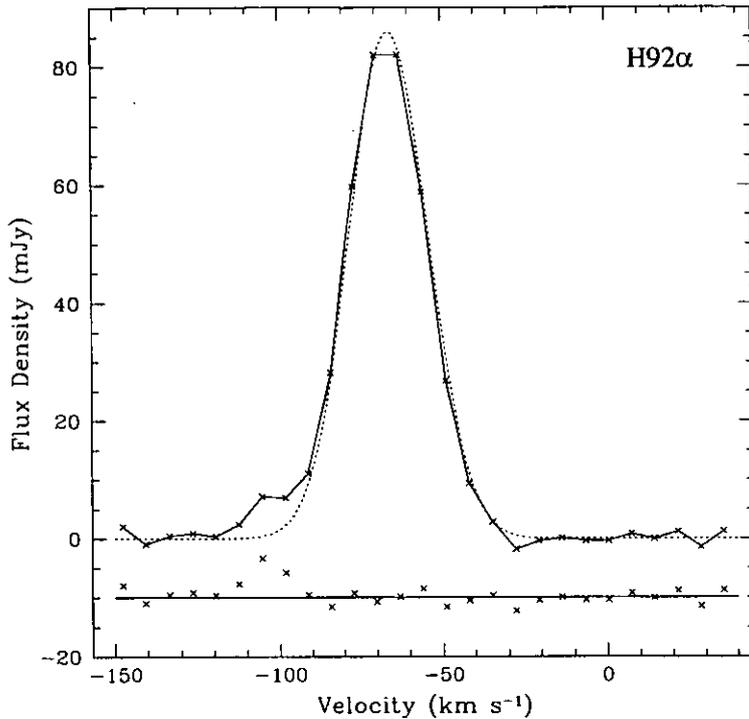


Figura 7.4: Perfil de la línea H92 $\alpha$  de G111.61+0.37 integrado sobre un área de 13''5  $\times$  13''5 (línea continua) y el perfil obtenido con un ajuste gaussiano (línea punteada). Los residuos fueron desplazados por -10 mJy para una mejor representación.

La Figura 7.5a muestra el mapa de contornos de la emisión de la línea promediada en velocidad. La línea diagonal indica el corte a lo largo del cual medimos los momentos de la emisión. Las Figuras 7.5b-d muestran el momento cero,  $I_{tot}$ , el primer momento,  $\bar{v}$ , y el segundo momento,  $\sigma_v$ , de la emisión de la línea H92 $\alpha$ .

La velocidad promedio en la cabeza de la región cometaria es  $\sim -55 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que hacia la cola alcanza un valor de  $\sim -77 \text{ km s}^{-1}$  (ver Figura 7.5c). La velocidad central del espectro de H92 $\alpha$  integrado es de  $-66.7 \text{ km s}^{-1}$  (ver Tabla 7.3), que es un valor intermedio entre las velocidades extremas observadas en el primer momento. La Figura 7.5d muestra el segundo momento de la intensidad como función de la posición sobre la región HII. La distribución de la dispersión de velocidades ( $\sigma_v$ ) no es tan clara como la distribución del primer momento (ver Figuras 7.5c y 7.5d) pero podemos decir que existe una dispersión constante  $\sigma_v \sim 11 \text{ km s}^{-1}$  sobre un intervalo de distancia de  $\sim 10''$  (0.15 pc) coincidente con la cabeza de la cometaria. Esta dispersión de velocidades corresponde a un ancho de la línea a potencia media de  $25.9 \text{ km s}^{-1}$ . El ancho a potencia media del

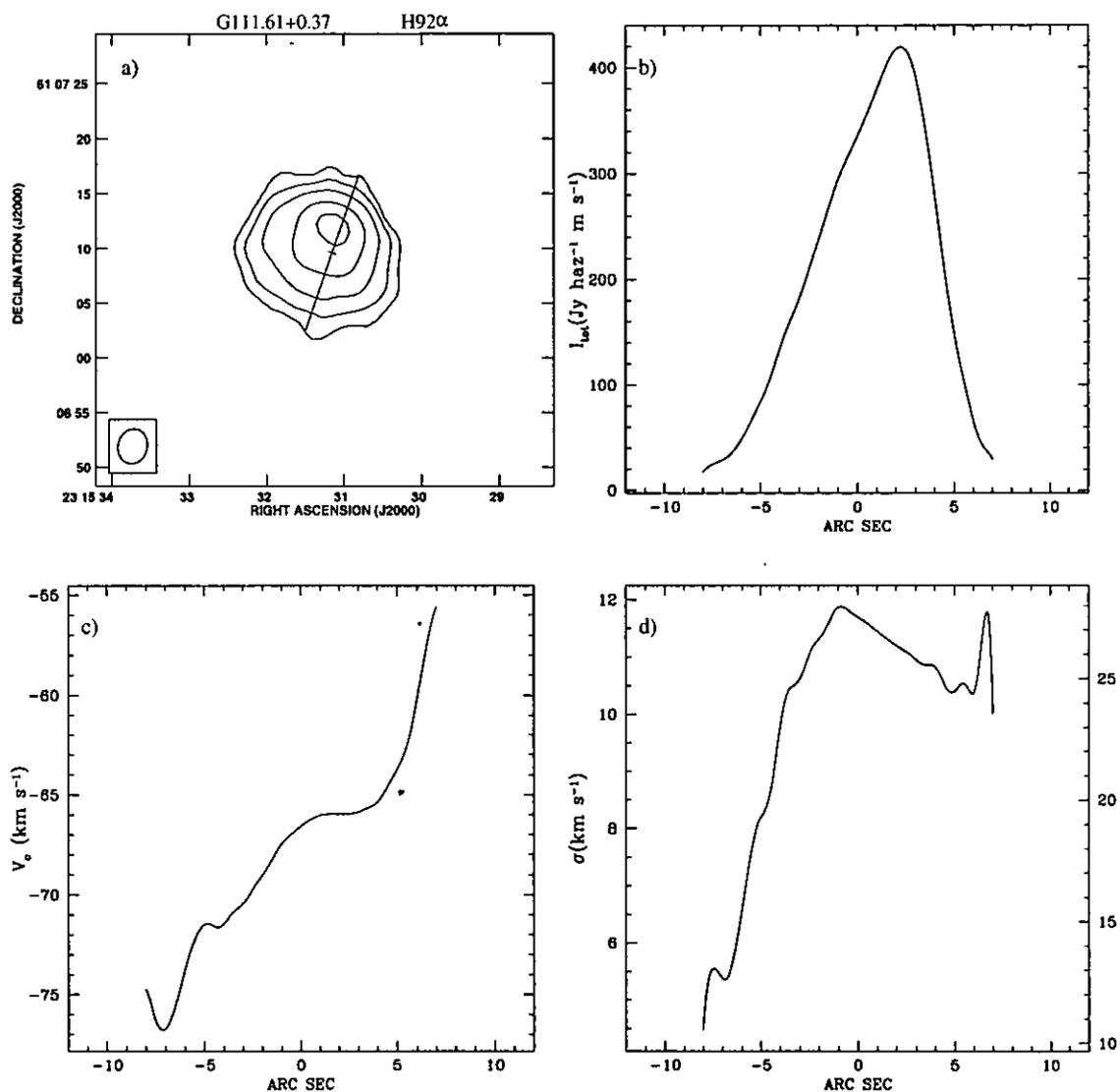


Figura 7.5: a. Mapa de contornos de la intensidad de la línea H92 $\alpha$  promediada en velocidad (promediados entre  $-41.9 \text{ km s}^{-1}$  y  $-91.2 \text{ km s}^{-1}$ ). El corte diagonal sobre el mapa de contornos indica la dirección sobre la cual existe el máximo gradiente en velocidad del gas ionizado. Sobre esta diagonal obtuvimos los momentos de la intensidad. Los niveles de contornos son  $-4, 4, 8, 16, 32,$  y  $50$  veces  $1.3 \times 10^{-4} \text{ Jy haz}^{-1}$ . El haz sintetizado ( $3''.21 \times 2''.73$ ; AP =  $-15.9^\circ$ ) se muestra en la esquina inferior izquierda del mapa. b. El momento cero de la intensidad de la línea (intensidad integrada) como función de la posición sobre el corte diagonal indicado en la Figura 7.5a. c. El primer momento de la intensidad (velocidad promedio) como función de la posición sobre el corte diagonal indicado en la Figura 7.5a. El gas ionizado muestra un cambio en velocidad de  $\sim 22 \text{ km s}^{-1}$  decreciendo de la dirección noroeste a sureste de la fuente. d. El segundo momento de la intensidad (dispersión de velocidades  $\sigma$ ) como función de la posición sobre el corte diagonal está indicado en la Figura 7.5a.

Tabla 7.3: Resultados del ajuste gaussiano a la línea H92 $\alpha$ 

$S_0^a$ (mJy)	$V_{LSR}$ (km s $^{-1}$ )	$\Delta V_{FWHM}$ (km s $^{-1}$ )
85.9 $\pm$ 2.6	-66.7 $\pm$ 0.4	28.1 $\pm$ 1.0

<sup>a</sup>  $S_0$  es el flujo pico de la línea.

espectro integrado es 28.1 km s $^{-1}$  (ver Tabla 7.3).

Aunque también hicimos observaciones de la línea de recombinación H166 $\alpha$ , ésta no se detectó. La no detección de la misma puede atribuirse a ensanchamiento colisional dado que para una densidad electrónica de  $\sim 5 \times 10^3$  cm $^{-3}$  (ver más adelante) se espera un ensanchamiento en la línea  $\Delta V = 87$  km s $^{-1}$ .

### 7.3.3 La línea de HI a 21 cm

Utilizamos los datos de HI en la configuración B para estudiar el HI en absorción. La Figura 7.6 muestra el espectro de absorción tomado de dos lugares diferentes sobre el continuo de la región HII G111.61. En el eje  $y$  de los espectros graficamos  $\left(1 + \frac{F_l}{F_c}\right)$ , donde  $F_l$  es la densidad de flujo de la línea sin el continuo, y  $F_c$  es la densidad de flujo del continuo. Las cajas sobre el mapa de continuo indican las áreas sobre las cuales se obtuvo cada espectro. El espectro norte muestra 4 absorciones fuertes, dos de ellas entre 0 y -10 km s $^{-1}$  y las otras dos entre -40 y -60 km s $^{-1}$ . En el espectro también se pueden apreciar dos absorciones pequeñas entre -10 y -40 km s $^{-1}$ . El espectro sur es similar al espectro norte con la excepción de que existe una absorción a -77 km s $^{-1}$  (indicada por la flecha) que no aparece al norte.

Utilizamos los datos de HI en la configuración C para estudiar el HI en emisión que parece estar asociado a G111.61. Para obtener más resolución espacial en los mapas de emisión nosotros concatenamos los datos de HI de la configuración B y C. La Figura 7.7 muestra los mapas de canales que contienen HI en emisión. El HI en emisión (contornos de línea continua) está localizado al sureste de G111.61 (contornos de línea punteada). De la Figura 7.7 también se puede apreciar que el HI en emisión es más extenso ( $\sim 30''$ ) que la región HII ( $\sim 15''$ ).

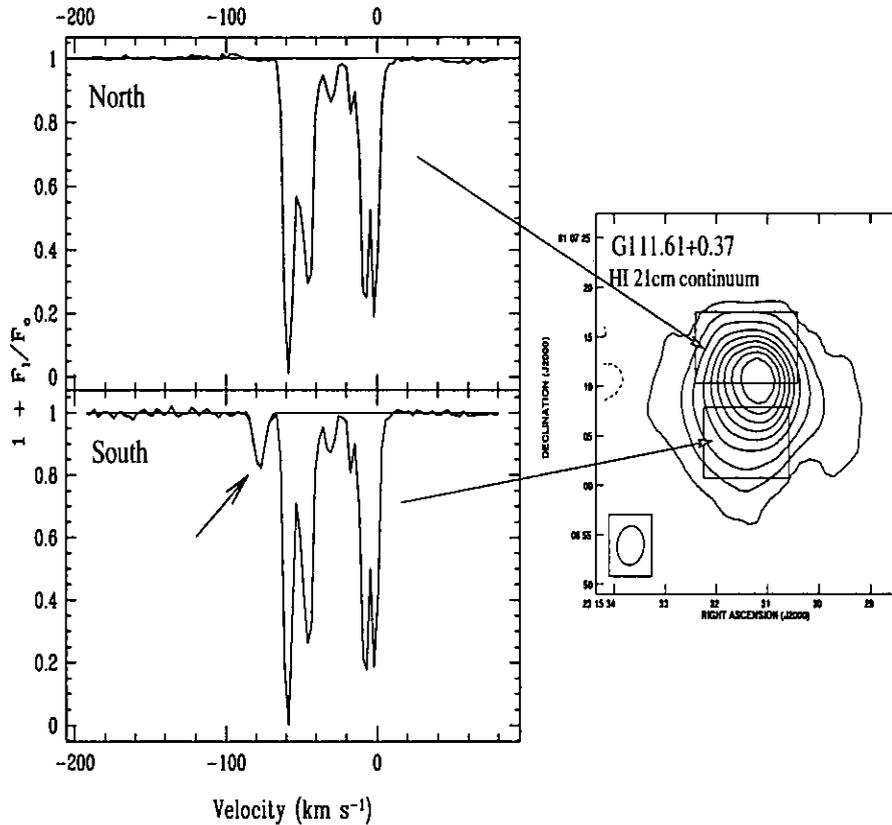


Figura 7.6: Los espectros de absorción de HI se crearon de los datos en la configuración B del arreglo. Obtuvimos espectros de absorción de dos áreas diferentes sobre el continuo de la región HII G111.61+0.37. Las cajas sobre el mapa de contornos del continuo muestran estas áreas. La densidad de flujo en cada una de las cajas fue de 258 mJy para la caja norte y 143 mJy para la caja sur. El haz sintetizado de los mapas fue de  $4''.1 \times 3''.9$ ;  $AP = -31.8^\circ$ . La flecha marca el componente adicional de absorción que aparece en la zona sur.

### 7.3.4 Las líneas $\text{NH}_3(1,1)$ y $\text{NH}_3(2,2)$

Observamos las transiciones de inversión del amoníaco (1,1) y (2,2) con un ancho de banda de 3.125 MHz, lo cual nos permite detectar la línea principal de la transición y sus satélites interiores. Alrededor de la región G111.61 encontramos cuatro condensaciones de amoníaco las cuales identificamos en la Figura 7.8 con las letras A, B, C, y D. Los perfiles de línea de cada una de las condensaciones se muestran en la Figura 7.9. Las cajas en la Figura 7.8 muestran las áreas de las cuales se obtuvieron los espectros mostrados en la Figura 7.9. Para la transición (1,1) detectamos la línea principal y las satélites interiores para todas las condensaciones, mientras que para la transición (2,2) sólo se detectó la línea principal. Los parámetros observacionales de cada condensación de amoníaco están

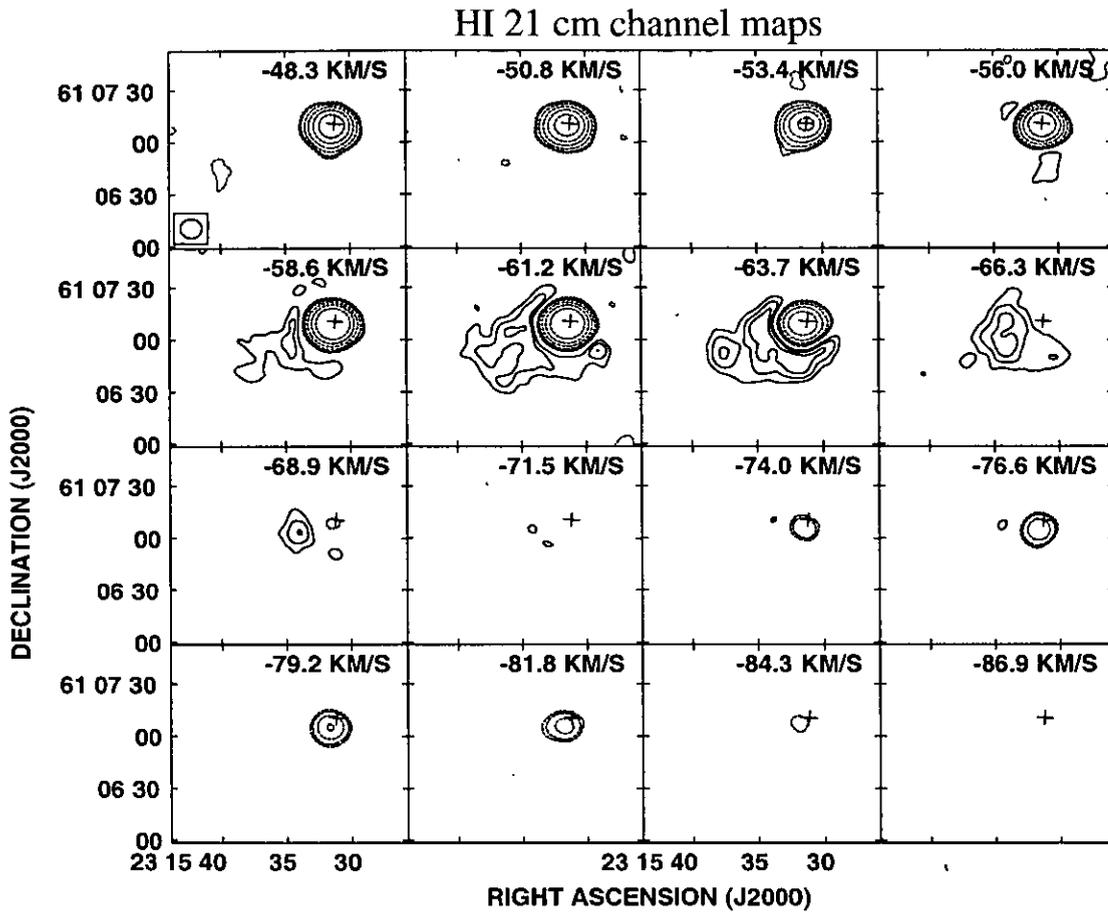


Figura 7.7: Mapa de canales de la línea de HI a 21 cm de los datos de la configuración B+C. El haz sintetizado ( $11''.9 \times 11''.1$ ;  $AP = -89^\circ$ ) se muestra en la esquina inferior izquierda del primer mapa. La velocidad LSR de cada canal se muestra en la esquina superior derecha. Los niveles de contornos son  $-100$ ,  $-50$ ,  $-25$ ,  $-12$ ,  $-6$ ,  $-4$ ,  $4$ ,  $6$ , y  $8$  veces  $1.14 \text{ mJy haz}^{-1}$ . Los contornos de línea continua representan el HI en emisión, mientras que los contornos de líneas punteada indica HI en absorción. La cruz marca la posición del máximo del continuo ( $\alpha(\text{J2000}) = 23^{\text{h}} 15^{\text{m}} 31^{\text{s}}$ ;  $\delta(\text{J2000}) = +61^\circ 07' 11''$ ). Se encuentra HI en emisión a las velocidades entre  $-56.0 \text{ km s}^{-1}$  y  $-68.9 \text{ km s}^{-1}$ .

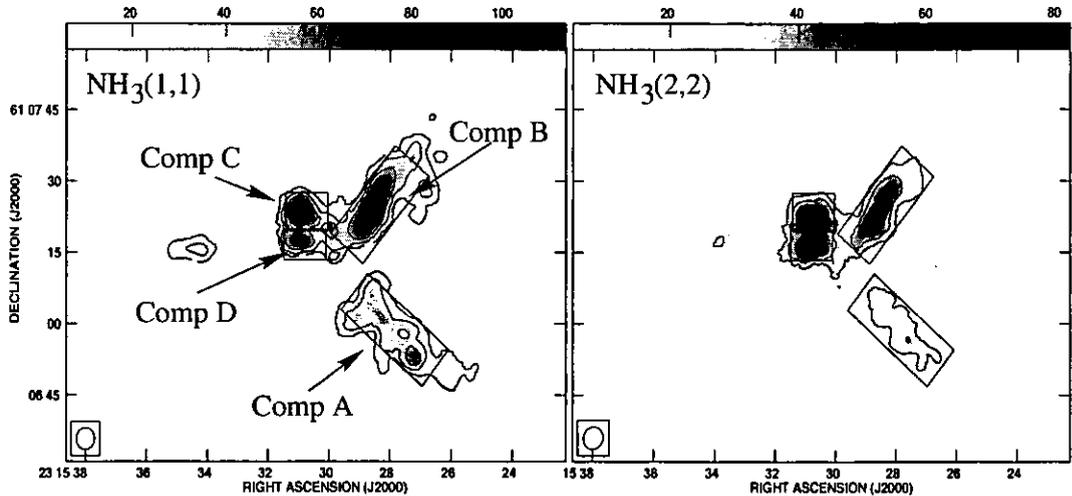


Figura 7.8: Mapas del momento cero de la intensidad, para las líneas  $\text{NH}_3(1,1)$  y  $\text{NH}_3(2,2)$ . En el caso de la (1,1) integramos la emisión sobre las líneas principales y las satélites para mejorar el cociente de señal a ruido. Las cajas marcan las áreas de las cuales se obtuvieron los espectros de cada condensación. Los niveles de contornos de los mapas son 1, 2, 3, 4, y 5 veces  $1.67 \times 10^2 \text{ Jy haz}^{-1} \text{ m s}^{-1}$  para ambos mapas. El haz sintetizado de cada mapa es  $4''.58 \times 4''.32 \text{ AP} = -8.2^\circ$  para el mapa de  $\text{NH}_3(1,1)$ , y  $4''.82 \times 4''.52 \text{ AP} = -41^\circ$  para el mapa de  $\text{NH}_3(2,2)$ , y se muestran en la esquina inferior izquierda de cada mapa.

listados en la Tabla 7.4, y los parámetros del ajuste gaussiano a las líneas están en la Tabla 7.5.

## 7.4 Discusión

### 7.4.1 Las regiones HII

Para determinar los parámetros físicos de la emisión de continuo de G111.61 supusimos que la fuente es una esfera homogénea, ópticamente delgada, y adoptamos una temperatura electrónica de 7000 K (ver más adelante). Además supusimos una sola estrella para determinar el flujo mínimo de fotones ionizantes necesario para reproducir la densidad de flujo observada y para determinar el tipo espectral estelar. La Tabla 7.6 contiene los valores determinados. Debido a la suposición de que se trata de gas ópticamente delgado, los parámetros físicos más precisos son para la emisión a 1.3 cm, para la cual obtuvimos

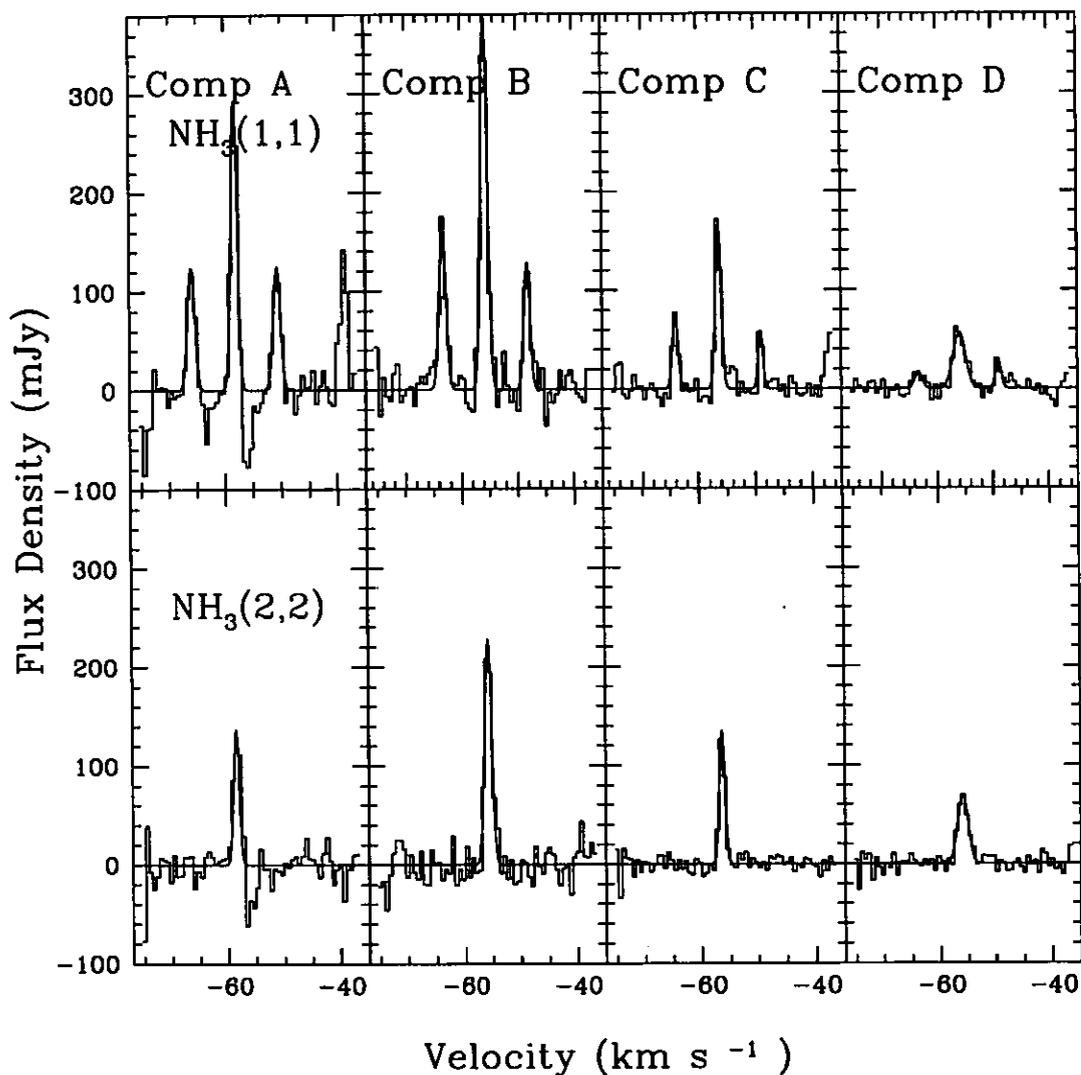


Figura 7.9: Espectros de densidad de flujo para las líneas NH<sub>3</sub>(1,1) (arriba) y NH<sub>3</sub>(2,2) (abajo) para cada una de las cuatro condensaciones de amoníaco indicadas es la Figura 7.8. Los parámetros del ajuste gaussiano de las líneas están listados en la Tabla 7.5.

Tabla 7.4: Parámetros observados de las líneas de amoniaco

Comp	Posición del Máximo			Tamaño Angular (arc sec)	Angulo de Posición ( $^{\circ}$ )
	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)			
	h m s	$^{\circ}$	' "		
A	23 15 27.2	61 06	53	32.5×8.7	44.9
B	23 15 28.6	61 07	22	21.6×5.3	143.3
C	23 15 30.9	61 07	23	6.6×5.4	58.6
D	23 15 31.1	61 07	17	8.3×6.8	118.8

una opacidad de 0.004. Los parámetros físicos que obtuvimos de nuestras observaciones son consistentes con los valores determinados por Kurtz et al. (1994). Utilizando la intensidad de la línea  $H92\alpha$  dada en la Tabla 7.3 y una densidad de flujo de continuo de 984 mJy y suponiendo equilibrio termodinámico local utilizamos la ecuación 4.77 para estimar una temperatura electrónica  $T_e^*$  de  $7100 \pm 400$  K para G111.61. Este valor para la temperatura electrónica en ETL es consistente con el valor reportado por Wink et al. (1983) basado en observaciones de la línea  $H76\alpha$ .

El gas ionizado en G111.61 muestra un cambio en velocidad de  $\sim 22$  km  $s^{-1}$  sobre un corte de  $\sim 15''$  desde la cabeza a la cola de la región HII (ver Figura 7.5c). Esto implica un gradiente de  $\sim 100$  km  $s^{-1}$  pc $^{-1}$  a una distancia de 3.1 kpc. Si este gradiente fuera debido a rotación kepleriana implicaría una masa central tan grande como  $\sim 2 \times 10^3 M_{\odot}$ . Por otra parte, la masa de gas ionizado que observamos es de  $\sim 0.33 M_{\odot}$ , entonces, necesitaríamos miles de masas en estrellas para poder obtener la masa requerida por la hipótesis de rotación, y esta situación no es muy realista. La emisión de continuo de G111.61 tiene también una distribución espacial tipo cometaria. Este tipo de morfología se observa en  $\sim 20\%$  de las regiones HII compactas (Wood & Churchwell 1989) y existen dos modelos principales para explicar esta configuración: el modelo de choque de proa (Van Buren et al. 1990) y el modelo de champaña (Tenorio-Tagle 1979). El modelo de choque de proa predice una velocidad relativa entre el gas ionizado en la cabeza de la región HII con respecto al gas molecular cerca de la cabeza, mientras que el modelo de champaña predice que la velocidad del gas ionizado en la cabeza de la región HII es similar a la velocidad del gas molecular cerca de ella pero que existe un gradiente en velocidad en el gas ionizado desde la cabeza hacia la cola de la cometaria. Es posible distinguir entre ambos modelos si

Tabla 7.5: Resultados del ajuste de las líneas NH<sub>3</sub> (1,1) y NH<sub>3</sub> (2,2)

Comp	(1,1)		Principal		(1,1)		HFI <sup>a</sup>		(2,2)		Principal	
	S <sub>L</sub> mJy	Δ V <sup>b</sup> km s <sup>-1</sup>	V <sub>LSR</sub> km s <sup>-1</sup>	S <sub>L</sub> mJy	S <sub>L</sub> mJy	Δ V <sup>b</sup> km s <sup>-1</sup>	S <sub>L</sub> mJy	Δ V <sup>b</sup> km s <sup>-1</sup>	S <sub>L</sub> mJy	Δ V <sup>b</sup> km s <sup>-1</sup>	V <sub>LSR</sub> km s <sup>-1</sup>	
A	294±32	1.34±0.18	-58.28±0.18	124±46	137±16	1.47±0.62	137±16	1.17±0.33	137±16	1.17±0.33	-58.50±0.14	
B	379±15	1.41±0.06	-55.73±0.03	145±22	228±15	1.36±0.24	228±15	1.41±0.11	228±15	1.41±0.11	-55.72±0.05	
C	165±8	1.21±0.07	-56.40±0.02	66±12	134±8	1.07±0.23	134±8	1.11±0.08	134±8	1.11±0.08	-56.42±0.03	
D	56±5	2.54±0.26	-56.01±0.11	22±8	69±6	1.35±1.07	69±6	2.15±0.22	69±6	2.15±0.22	-56.04±0.09	

<sup>a</sup> (1,1) HFI se refiere a las líneas hiperfinas interiores de la transición (1,1) del amoníaco. Para éstas sólo ajustamos el flujo máximo de las líneas y su ancho a potencia media. Los valores en la tabla son un promedio entre el ajuste de las dos componentes.

<sup>b</sup> El ancho total a potencia media de la línea. Estos anchos no han sido corregidos por el ensanchamiento instrumental (la resolución en velocidad es 0.7 km s<sup>-1</sup>).

Tabla 7.6: Propiedades físicas de G111.61+0.37 derivadas de la emisión de continuo<sup>a</sup>

$\lambda$ (cm)	$S_\nu$ (mJy)	Diámetro Angular (arc seg)	ME (pc cm <sup>-6</sup> )	$\tau_c$	$n_e$ (cm <sup>-3</sup> )	$M_{HII}$ ( $M_\odot$ )	$N_{Ly\alpha}$ (s <sup>-1</sup> )	Tipo Espectral (ZAMS) <sup>b</sup>
21	618	8.2	$6.1 \times 10^6$	1.6	$5.7 \times 10^3$	0.45	$8.0 \times 10^{47}$	O9
3.6	984	7.0	$8.7 \times 10^6$	0.04	$4.9 \times 10^3$	0.37	$8.5 \times 10^{47}$	O9
1.3	1053	6.5	$9.3 \times 10^6$	0.004	$7.5 \times 10^3$	0.30	$7.6 \times 10^{47}$	O9

<sup>a</sup> Suponiendo una distancia de 3.1 kpc (Brand & Blitz 1993) y una región HII esférica y homogénea con  $T_e = 7000$  K. Los parámetros derivados para el flujo a 21 cm fueron corregidos aproximadamente por efectos de opacidad.

<sup>b</sup> Utilizamos las tablas de Thompson (1984)

se hace un estudio de la cinemática de la región HII utilizando líneas de recombinación a frecuencias de radio (e.g. Garay, Lizano, & Gómez 1994). El hecho de que el gas ionizado en la cabeza de la región HII tenga una velocidad ( $-56$  km s<sup>-1</sup>; ver Figura 7.5c) similar a la velocidad del gas molecular denso trazado por el amoníaco (la condensación D; ver Figura 7.8 y Tabla 7.5), y que el gas ionizado tenga una velocidad corrida al azul hacia la cola de la cometaria indicando una expansión hacia el observador, indica que el gradiente de velocidad observado y la forma cometaria de la emisión de continuo es debida a un flujo de champaña, y no a un choque de proa. Entonces, nosotros creemos que la región HII está en una fase de flujo de champaña.

La fuente de continuo G111.60+0.39 (ver la Figura 7.1, Tabla 7.2) tiene una densidad de flujo total a 1.4 GHz de  $96 \pm 10$  mJy. Aunque consideramos que G111.60+0.39 pertenece a la región de formación estelar S159, esto no puede ser confirmado cinemáticamente porque no se ha detectado emisión de línea hacia esta fuente relativamente débil. El flujo mínimo de fotones Lyman necesario para ionizar el gas, suponiendo una distancia de 3.1 kpc y una temperatura electrónica de 7000 K, es  $\sim 6.5 \times 10^{46}$  fotones s<sup>-1</sup>. Este flujo corresponde a una estrella de tipo B0.5 (Thompson 1984). A 8.5 GHz la densidad de flujo total de G111.60+0.39 es de  $114 \pm 18$  mJy. Las densidades de flujo medidas a 1.4 y 8.3 GHz implican un índice espectral de  $0.1 \pm 0.2$  para la emisión de continuo, lo cual es consistente con emisión libre-libre ópticamente delgada. La medida de emisión de esta fuente es de  $2.0 \times 10^4$  cm<sup>-6</sup> pc. Si comparamos esta medida de emisión con la medida de emisión mínima de  $40$  cm<sup>-6</sup> pc que se espera para que nebulosas débiles se observen

en las placas rojas del POSS (Peimbert, Rayo & Torres-Peimbert 1975), concluimos que existe una extinción considerable hacia G111.60+0.39 debido a que no se observa ninguna nebulosa óptica asociada a la emisión de continuo en radio (ver Figura 7.1).

Por otro lado, la fuente de continuo G111.63+0.38 (ver Figura 7.1, Tabla 7.2) tiene una densidad de flujo a 1.4 GHz de  $\sim 214$  mJy. El flujo mínimo de fotones ionizantes necesario para mantener esta región HII es de  $1.4 \times 10^{47}$  fotones  $s^{-1}$ , utilizando una  $T_e = 7000$  K, y una distancia de 3.1 kpc. Este flujo corresponde a una estrella tipo B0 (Thompson 1984). La medida de emisión que se determinó para esta fuente fue de  $2.5 \times 10^3$   $cm^{-6}$  pc y esto implica que debería aparecer como una nebulosa muy brillante en las placas del POSS. De la Figura 7.1 se puede apreciar que la nebulosa en G111.63+0.38 no es muy brillante. Nosotros concluimos que debe existir una gran extinción hacia esta fuente también.

#### 7.4.2 La región fotodisociada

La estructura a gran escala del gas neutro hacia S159 fue estudiada por Read (1980). El encontró emisión de HI distribuido de forma circular, con diámetro de  $\sim 15'$ , alrededor de S159. La velocidad en reposo de esta emisión es de  $-54$   $km\ s^{-1}$  y la masa estimada para el gas neutro fue de  $\sim 5000 M_{\odot}$ . Read también obtuvo un espectro de absorción de la región. El sugiere que la absorción profunda ( $\tau \sim 1.8$ ) que aparece centrada a  $\sim -58$   $km\ s^{-1}$  se debe a hidrógeno neutro asociado con la región HII G111.61+0.37, pero debido a la falta de resolución angular de sus observaciones no pudo establecer la relación de manera firme.

Nuestro espectro de HI en absorción contra el continuo de G111.61 muestra tres componentes en velocidad que podrían estar relacionadas con la región HII. Dos de estas componentes en velocidad aparecen en absorción a  $-58$ , y  $-77$   $km\ s^{-1}$ , y la otra aparece en emisión centrada a  $-62$   $km\ s^{-1}$  (ver Figuras 7.6 y 7.7). Enseguida, discutimos en detalle cada una de ellas. Las otras componentes en el espectro, centradas a 0,  $-9$ , y  $-45$   $km\ s^{-1}$  (todas en absorción), creemos son debidas a HI en la línea de vista, como también fue señalado por Read (1980); y no son de interés para este trabajo.

#### La absorción de HI a $-58$ $km\ s^{-1}$

Read (1980) sugirió que la absorción que aparece a  $-58$   $km\ s^{-1}$  es debida a HI asociado a la región HII. Los parámetros físicos, determinados del perfil de la línea, nos dan información que podemos utilizar para entender el origen de este gas neutro. Para obtener la opacidad y columna de densidad del hidrógeno neutro nosotros utilizamos las siguientes ecuaciones.

La temperatura de brillo de la línea,  $T_L(v)$ , suponiendo una región uniforme a temperatura constante, la obtenemos de

$$T_L(v) = T_c e^{-\tau_{HI}(v)} + T_{ex}(1 - e^{-\tau_{HI}(v)}), \quad (7.1)$$

donde  $T_c$  es la temperatura de brillo del continuo de la región HII,  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación de la región HI, y  $\tau_{HI}(v)$  es la profundidad óptica del HI a la velocidad  $v$ . La emisión de la línea sin continuo está dada por,

$$\Delta T(v) = T_L(v) - T_c = (T_{ex} - T_c)(1 - e^{-\tau_{HI}(v)}). \quad (7.2)$$

Suponiendo que  $T_{ex}(\sim 300 \text{ K}) \ll T_c(\sim 10^4 \text{ K})$  podemos utilizar la aproximación

$$\Delta T(v) \sim -T_c(1 - e^{-\tau_{HI}(v)}). \quad (7.3)$$

Del espectro observado podemos medir  $T_c$  y  $\Delta T(v)$ , y entonces obtener  $\tau_L(v)$ :

$$\tau_{HI}(v) = -\ln \left[ 1 + \frac{\Delta T(v)}{T_c} \right]. \quad (7.4)$$

Esta expresión para la profundidad óptica está relacionada con la normalización del espectro de HI presentado en la Figura 7.6. Suponiendo un valor para la temperatura de excitación es posible obtener la densidad columnar de HI de la ecuación:

$$N_{HI} = 1.82 \times 10^{18} \int T_{ex} \tau_{HI}(v) dv. \quad (7.5)$$

Suponemos que el gas de HI que produce la absorción es gas fotodisociado generado por la estrella excitadora de la región HII. La temperatura del gas en las PDRs se espera tenga valores entre 300 K y  $2 \times 10^3$  K (e.g. Störzer & Hollenbach 1989; Draine & Bertoldi 1999). Para estos valores de  $T_{ex}$  estimamos una densidad columnar de entre  $1.1 \times 10^{22}$  y  $7.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , respectivamente. El valor esperado para la densidad columnar radial de la región de HI en las PDRs es de  $\sim 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , la cual corresponde a una extinción en el visual de  $\tau_v \sim 1$  (Rogers & Dewdney 1992; Hollenbach & Natta 1995; Hollenbach & Tielens 1997). Por otro lado, si suponemos que el gas que produce la absorción es HI proveniente de un halo neutro alrededor de la nube molecular donde está G111.61, y asignamos a este halo una temperatura de 100 K (Andersson, Wannier & Morris 1991), encontramos una densidad columnar de  $3.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . Quizas una situación más realista sea el considerar que existen ambas regiones de HI contribuyendo a la absorción: la PDR asociada a la región HII y un halo neutro alrededor de la nube molecular. Una consideración importante que debemos hacer es el hecho que se espera que cada una de

Tabla 7.7: Parámetros físicos del HI

Componente HI	$T_{ex}$ <sup>a</sup> (K)	$N_{HI}$ ( $cm^{-2}$ )	$M_{HI}$ ( $M_{\odot}$ )	$n_{HI}$ ( $cm^{-3}$ )	Tamaño angular ( $''$ )
Emisión ( $-62 \text{ km s}^{-1}$ )	300	$7.5 \times 10^{20}$	1.04	520	31.2
Absorción ( $-77 \text{ km s}^{-1}$ )	300	$8.9 \times 10^{20}$	0.05	$2.8 \times 10^3$	7
Absorción profunda ( $-58 \text{ km s}^{-1}$ )	100	$3.6 \times 10^{21}$	1.19	$4.4 \times 10^3$	17.4

<sup>a</sup> Valor adoptado

estas componentes tenga temperaturas diferente. Debido a que la opacidad es inversamente proporcional a la temperatura, el gas más frío tendrá una contribución mayor en la absorción que el gas más caliente. Entonces, se espera que el halo frío alrededor de la nube molecular esté dominando la absorción. El corrimiento hacia el azul de  $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$  de la absorción de HI con respecto a la velocidad promedio del gas molecular denso en la región (ver Tabla 7.5), puede ser atribuido a expansión del halo neutro (Andersson et al. 1991). Para determinar los parámetros físicos del HI correspondiente a esta absorción utilizamos una temperatura de excitación de 100 K. La Tabla 7.7 contiene la densidad columnar, masa y densidad volumétrica obtenidas.

### La emisión de HI a $-62 \text{ km s}^{-1}$

Dada la interpretación de que la morfología cometaria de la región HII es debida a un flujo de champaña, la distribución espacial del HI en emisión (ver Figura 7.7) sugiere un gradiente en densidad en el material molecular alrededor de G111.61. Si la densidad del gas molecular fuera homogénea se esperaría observar una región de HI fotodisociado en emisión distribuido todo alrededor de la región HII y no solamente en la dirección suroeste como se observa en la Figura 7.7. Considerando la resolución de  $4''$  de las observaciones de HI, podemos estimar la densidad volumétrica del gas molecular requerida para que su emisión sea lo suficientemente pequeña que quede mezclada con la región que aparece en absorción y no pueda ser detectada en nuestras observaciones. La estructura más pequeña de modo que puede ser mapeada por nuestras observaciones de HI corresponden a un tamaño lineal de 0.06 pc a una distancia de 3.1 kpc. Para una estrella de tipo O9V (estimado del continuo, ver Tabla 7.6) con una temperatura efectiva de  $\sim 35000 \text{ K}$  (Thompson 1984);

Díaz (1998) obtuvo un grosor de 0.03 y 1.8 pc para la PDR que se forma cuando la densidad del material molecular es  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  y  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente. Entonces, se espera que la densidad del gas molecular en la dirección de la cabeza de G111.61 (dirección noroeste) sea al menos del orden de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Este valor de densidad es consistente con el valor de  $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  determinado de las observaciones de amoníaco para el grumo D, el cual se encuentra justo en la cabeza de G111.61 (ver discusión de amoníaco más adelante). Para obtener la temperatura de brillo de la línea partiendo del espectro observado utilizamos la siguiente relación

$$T_b = 870 \left( \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right) \left( \frac{\theta}{''} \right)^{-2}.$$

donde  $S_\nu$  es la densidad de flujo y  $\theta$  es el diámetro angular de la fuente. Nosotros utilizamos como  $\theta$ , el tamaño de la caja sobre la cual obtuvimos el espectro ( $31.2''$ ). La temperatura de brillo en el centro de la línea es de 45 K. Si la región HI fuera ópticamente gruesa la temperatura de brillo representaría la temperatura de excitación del HI. Debido al valor tan bajo de la temperatura de brillo pico de la emisión comparada con la temperatura esperada para gas fotodisociado, creemos que la región HI es ópticamente delgada. Para obtener la densidad columnar utilizamos la ecuación 7.5 con la suposición de gas ópticamente delgado,  $T_L(v) \sim T_{ex} \tau_L(v)$ . La temperatura de brillo en el pico de la línea representa un límite inferior a la temperatura de excitación de la región HI. Por otro lado, si suponemos que el ancho observado de la línea es debido a movimientos térmicos y turbulentos, ( $\Delta v = \sqrt{\frac{8 \ln 2 k T}{m}}$ ), obtenemos un límite superior de 1850 K para la temperatura de excitación. La Tabla 7.7 contiene los parámetros físicos determinados para el HI en emisión.

#### La absorción de HI a $-77 \text{ km s}^{-1}$

Una absorción extremadamente interesante es la que aparece a  $-77 \text{ km s}^{-1}$ . A una longitud galáctica de  $111^\circ$ , el gas con velocidades más negativas está más distante. Debido a que la línea observada a  $-77 \text{ km s}^{-1}$  aparece en absorción, la diferencia en velocidad con respecto a la velocidad sistémica de  $-56 \text{ km s}^{-1}$  no puede deberse a gas rotando a una velocidad diferente (más alejado). Si el gas absorbedor estuviera localizado muy cerca a nosotros (alejado de la región HII) su velocidad peculiar sería aún más grande. La explicación más razonable para el gas a  $-77 \text{ km s}^{-1}$ , es que es gas neutro asociado a G111.61 el cual tiene cierto movimiento relativo hacia el observador. De forma significativa, esta absorción solo se produce en la parte sur de la región HII y no se observa en el norte (ver Figura 7.6). El máximo de la absorción se produce a  $-77 \text{ km s}^{-1}$  y esta velocidad coincide con la velocidad promedio del gas ionizado al sur de la región HII (ver Figura 7.5). El corrimiento en velocidad entre el HI en emisión y esta absorción es de  $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ . La Tabla 7.7

contiene los parámetros físicos determinados para esta absorción a  $-77 \text{ km s}^{-1}$ . Podemos ver que la masa de HI que se obtiene es de  $0.05 M_{\odot}$ .

### 7.4.3 El gas molecular de los alrededores

Nosotros identificamos cuatro condensaciones de amoníaco en la región de G111.61 (ver figura 7.8). Las condensaciones A y B aparecen en el cielo como elongadas, mientras que las C y D aparecen como esféricas. La velocidad en reposo de la condensación A es  $-58 \text{ km s}^{-1}$  mientras que las condensaciones B, C y D están a  $-56 \text{ km s}^{-1}$  (ver Tabla 7.5). Estas dos componentes en velocidad que observamos también fueron encontradas en observaciones de amoníaco hechas por Harju et al. (1993) en la dirección de G111.61. Debido a la baja resolución espacial (haz  $\sim 40''$ ) de sus observaciones, ellos solo pueden separar la emisión de amoníaco basándose en su velocidad. En la Tabla 7.8 presentamos los parámetros físicos determinados para cada una de las condensaciones identificadas en la Figura 7.8. La temperatura rotacional de las condensaciones A, B, y C es  $\sim 20 \text{ K}$ , mientras que para la condensación D obtuvimos un valor de  $T_{rot} = 46 \text{ K}$ . La condensación D es la más caliente de las cuatro y es también la más cercana a la región HII. Creemos que esta condensación está estrechamente asociada a la región HII G111.61. Por otra parte, si comparamos la masa virial,  $M_v \sim \frac{\Delta V^2 R}{G}$ , con la masa obtenida de la densidad columnar de amoníaco encontramos que la masa virial es mayor por más de un orden de magnitud. Esto puede deberse a que la abundancia que supusimos de amoníaco es mayor que el valor real o pudiera ser que simplemente las condensaciones de amoníaco que observamos no están virializadas.

La condensación D está localizada al noroeste de G111.61 justo sobre su cabeza (ver Figura 7.10). Su velocidad en reposo ( $-56 \text{ km s}^{-1}$ ) es similar a la velocidad del gas ionizado en la cabeza de la estructura cometaria de la región HII. La coincidencia en las velocidades así como en la posición sugieren que la condensación de amoníaco D está confinando a G111.61 en la dirección noroeste. Si consideramos además que la estrella excitadora de la región HII está calentando a la condensación D, podemos comparar la  $T_{rot}$  de amoníaco con la temperatura de polvo caliente a la distancia del máximo de la emisión de la condensación D. Utilizamos la siguiente ecuación para la temperatura del polvo (Scoville & Kwan 1976) la cual supone una ley de opacidad para el polvo de  $K_{\nu} \propto \lambda^{-1}$ ,

$$T_d(K) = 107 \left( \frac{2 \times 10^{17} \text{ cm}}{r} \right)^{\frac{2}{5}} \left( \frac{L_{\star}}{10^5 L_{\odot}} \right)^{\frac{1}{5}}, \quad (7.6)$$

donde  $r$  es la distancia a la estrella y  $L_{\star}$  es su luminosidad. Esta ecuación supone que

Tabla 7.8: Parámetros físicos del NH<sub>3</sub>

Componente	$\tau_m(1,1)$	$\tau_m(2,2)$	$T_{rot}$ (K)	$N(1,1)$ ( $10^{15} \text{cm}^{-2}$ )	$N(\text{H}_2)^a$ ( $10^{21} \text{cm}^{-2}$ )	$n(\text{H}_2)^b$ ( $10^5 \text{cm}^{-3}$ )	$M^b$ ( $M_\odot$ )	$M_v^c$ ( $M_\odot$ )	$V_{LSR}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
A	1.37	0.43	17.1	0.87	2.15	0.1	2.75	46.1	-58
B	1.01	0.48	20.7	0.81	1.87	0.1	1.04	34.2	-56
C	1.15	0.43	18.4	0.71	1.69	7.4	0.23	10.4	-56
D	1.01	1.47	46.6	3.31	9.16	22	1.97	71.7	-56

<sup>a</sup>  $N(\text{H}_2) = \left[ \frac{\text{H}_2}{\text{NH}_3} \right] N(\text{NH}_3)$  y supuniendo una abundancia de amoníaco  $\left[ \frac{\text{NH}_3}{\text{H}_2} \right]$  de  $10^{-6}$  (Garay & Lizano 1999).

<sup>b</sup> La densidad volumétrica y la masa de H<sub>2</sub> fueron obtenidas de la  $N(\text{H}_2)$  supuniendo una geometría esférica (componentes C y D) o una geometría cilíndrica (componentes A y B).

<sup>c</sup> La masa virial  $M_v(M_\odot) = 210 \left[ \frac{\Delta V}{\text{km s}^{-1}} \right]^2 R(\text{pc})$ . Los anchos de las líneas utilizados fueron corregidos por la resolución espectral utilizando la expresión  $\Delta V_{int} = \sqrt{\Delta V_{obs}^2 - \Delta V_{canal}^2}$ , donde  $\Delta V_{obs}$  es el ancho de la línea observado y  $\Delta V_{can}$  es la resolución en velocidad de las observaciones ( $\Delta V_{can} = 0.6 \text{ km s}^{-1}$ ).

la opacidad del polvo varía inversamente con la longitud de onda. La distancia lineal proyectada entre el pico de emisión del grumo D y el pico de emisión de continuo de G111.61 (supuniendo que ahí se encuentra la estrella excitadora) es de 0.16 pc. Para una estrella tipo O9,  $L_* = 4.57 \times 10^4 L_\odot$  (Thompson 1984), estimamos una temperatura del polvo  $T_d$  de 64 K. Considerando las incertidumbres involucradas en el cálculo (por ejemplo, la distancia real puede ser mayor que la distancia proyectada) el resultado es consistente con la hipótesis de que la condensación D de amoníaco está siendo calentada por la estrella ionizante de la región HII G111.61. De las observaciones de amoníaco que presentamos en este trabajo no podemos descartar la posibilidad de que el grumo D de amoníaco esté siendo calentado por dentro debido a alguna estrella joven en el interior del grumo, pero que es improbable porque tiene muy poca masa. Las masas estimadas para los núcleos calientes van de  $100 M_\odot$ , como en el caso del núcleo G31.41+0.31 estimada por Cesaroni et al. (1994), hasta  $1000 M_\odot$ , que es el caso de G34.24+0.31MM estimada por Hunter et al. (1998).

## 7.5 La interpretación

En este trabajo hemos encontrado que la región HII G111.61+0.37 muestra una estructura cometaria la cual tiene un desplazamiento en la velocidad del gas ionizado de  $\sim 22 \text{ km s}^{-1}$ .

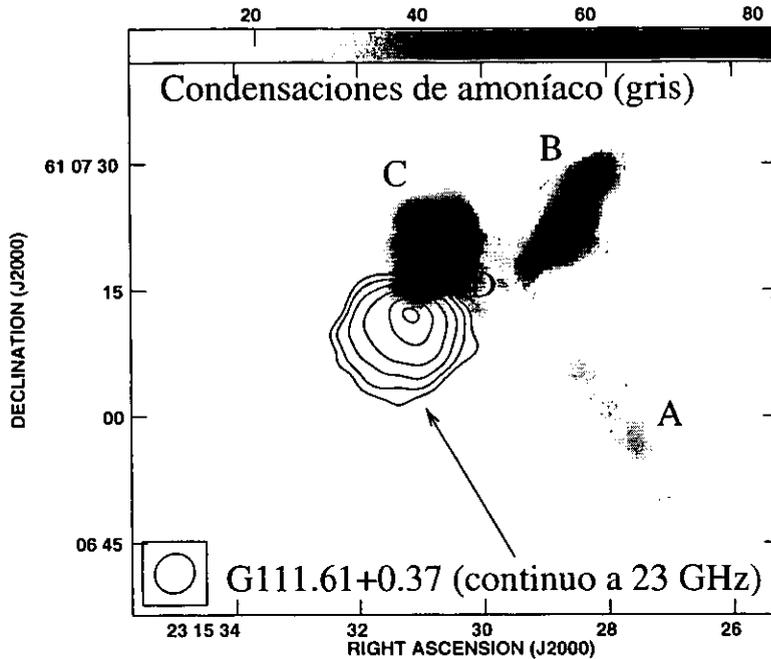


Figura 7.10: Mapa de contornos de la emisión de continuo de G111.61 a 23 GHz superpuesta a la imagen en grises de la emisión de la línea  $\text{NH}_3$  (2,2) de la Figura 7.8. Los niveles de los contornos son  $-4, 4, 8, 16, 32, 64$  y  $90 \times 1.64 \text{ mJy haz}^{-1}$ . El tamaño del haz sintetizado del mapa de continuo es  $3''.13 \times 2''.81$ ;  $\text{AP} = -1^\circ$  y se muestra en la esquina inferior izquierda del mapa.

La velocidad del gas molecular denso en la cabeza de la región HII no presenta ningún movimiento relativo a la región HII. Basado en el gradiente en velocidad y la distribución espacial y en velocidad del gas molecular concluimos que la región HII G111.61+0.37 se encuentra en una etapa de flujo de champaña.

El gas de hidrógeno neutro a  $-58 \text{ km s}^{-1}$  no parece estar asociado con la región HII, sino que es gas en la línea de visión. Debido a la velocidad tan parecida de este HI con la velocidad de la nube molecular donde se encuentra G111.61 (ver Tabla 7.9) pensamos que una posibilidad para este gas es que proviene de un halo de HI que rodea la nube molecular donde se encuentra G111.61.

Por otra parte el HI a  $-62 \text{ km s}^{-1}$  que aparece en emisión al sureste de G111.61, por su estructura compacta y distribución espacial, consideramos que es gas neutro generado por la fotodisociación de material molecular. El que aparezca distribuido sólo en la dirección

Tabla 7.9: Observaciones de línea en S159

Línea	$T_L$ (mK)	$S_L$ (mJy)	$V_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta V_{FWHM}$ (km s <sup>-1</sup> )	Referencias
<b>Material Ionizado</b>					
H $\alpha$ <sup>a</sup>		$1.7 \times 10^{-15}$	$-66.7 \pm 0.3$	$29.0 \pm 0.6$	Fich et al. 1990
H36 $\alpha$	$123.3 \pm 3.9$		$-65.9 \pm 0.5$	$28.4 \pm 1.2$	Megaeth 2000
H41 $\alpha$	$117.2 \pm 3.7$		$-65.6 \pm 0.4$	$26.9 \pm 1.0$	Megaeth 2000
H45 $\beta$	$42.3 \pm 4.5$		$-65.7 \pm 1.1$	$20.6 \pm 2.5$	Megaeth 2000
H76 $\alpha$		118.8	$-67.5 \pm 1.4$	$22.4 \pm 3.4$	Wink et al. 1983
H85 $\alpha$	$20 \pm 2.2$		$-63.4 \pm 1.8$	$33.5 \pm 4.2$	Lockman 1989
H92 $\alpha$		$85.9 \pm 2.6$	$-66.8 \pm 0.4$	$28.2 \pm 1.0$	Este trabajo
<b>Material Molecular</b>					
H <sub>2</sub> CS(4-3)	$334.0 \pm 12.9$		$-57.1 \pm 0.6$	$3.5 \pm 0.2$	Megaeth 2000
CS	$1530 \pm 40.0$		$-56.4 \pm 0.1$	$2.87 \pm 0.09$	Zinchenko et al. 1994
C <sup>34</sup> S	$200 \pm 40$		$-56.9 \pm 0.1$	$1.09 \pm 0.22$	"
NH <sub>3</sub> (1,1)	$440 \pm 40$		$-56.15 \pm 0.11$	$2.28 \pm 0.28$	Wouterloot et al. 1988
NH <sub>3</sub> (2,2)	$430 \pm 40$		$-55.97 \pm 0.04$	$2.16 \pm 0.47$	"
NH <sub>3</sub> (3,3)	$560 \pm 100$		$-55.92 \pm 0.10$	$0.94 \pm 0.84$	"
<sup>12</sup> CO(1-0)	$53300 \pm 600$		$-56.33 \pm 0.01$	$4.38 \pm 0.04$	Wouterloot & Brand 1989
<b>Material Neutro</b>					
HI-emisión		$50.4 \pm 2.1$	$-62.86 \pm 0.18$	$9.22 \pm 0.43$	Este trabajo
HI-absorción		$-25.8 \pm 1.0$	$-77.58 \pm 0.15$	$7.98 \pm 0.35$	Este trabajo
HI-absorción-profunda		$-596 \pm 7.9$	$-58.60 \pm 0.05$	$6.90 \pm 0.13$	Este trabajo

<sup>a</sup> El brillo superficial está en erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> arcseg<sup>-2</sup>

sureste de la región HII nos indica un gradiente de densidad en el gas molecular. Si este gas es producto de la fotodisociación del material molecular en la vecindad de G111.61, hay que preguntarse porqué este gas neutro aparece desplazado  $\sim 6$  km s<sup>-1</sup> con respecto a la nube molecular (ver Tabla 7.9). Una explicación para este movimiento hacia el observador que presenta el HI en emisión es que la región HII ha formado una cavidad en la nube molecular debido a su flujo de champaña. El material neutro de las paredes de la cavidad es entonces empujado por el gas ionizado en expansión. Otra posibilidad es considerar que el hidrógeno neutro en emisión, durante el proceso de fotodisociación se calentó y debido a la diferencia en presión con el gas molecular de sus alrededores se está expandiendo en una especie de flujo de champaña de HI. Aunque no podemos distinguir entre ninguna de estas dos posibilidades para explicar la cinemática del gas neutro en emisión, si podemos decir que el HI en emisión está asociado a la región HII G111.61+0.37.

## 130 7. Observaciones de las componentes gaseosas asociadas a G111.61+0.37

Con respecto a la absorción de HI a  $-77 \text{ km s}^{-1}$  pensamos que puede tratarse de una componente similar a las observadas por van der Werf y Goss (1990) hacia Orión. Estas condensaciones de gas neutro se cree han sido aceleradas por el efecto "cohete" (Oort & Spitzer 1955). Otra posibilidad para esta absorción es que sea producida por HI que está siendo empujado por la región HII en expansión. En la Figura 7.11 ilustramos esta posibilidad. Sobre el gas molecular denso que detectamos en esta región de formación estelar, encontramos que existe una condensación de amoníaco justo en la cabeza de la región HII. Creemos que esta condensación puede estar confinando la región HII en esa dirección. En la Figura 7.11 mostramos un esquema de como creemos están distribuidas las diferentes regiones de gas en G111.61+0.37.

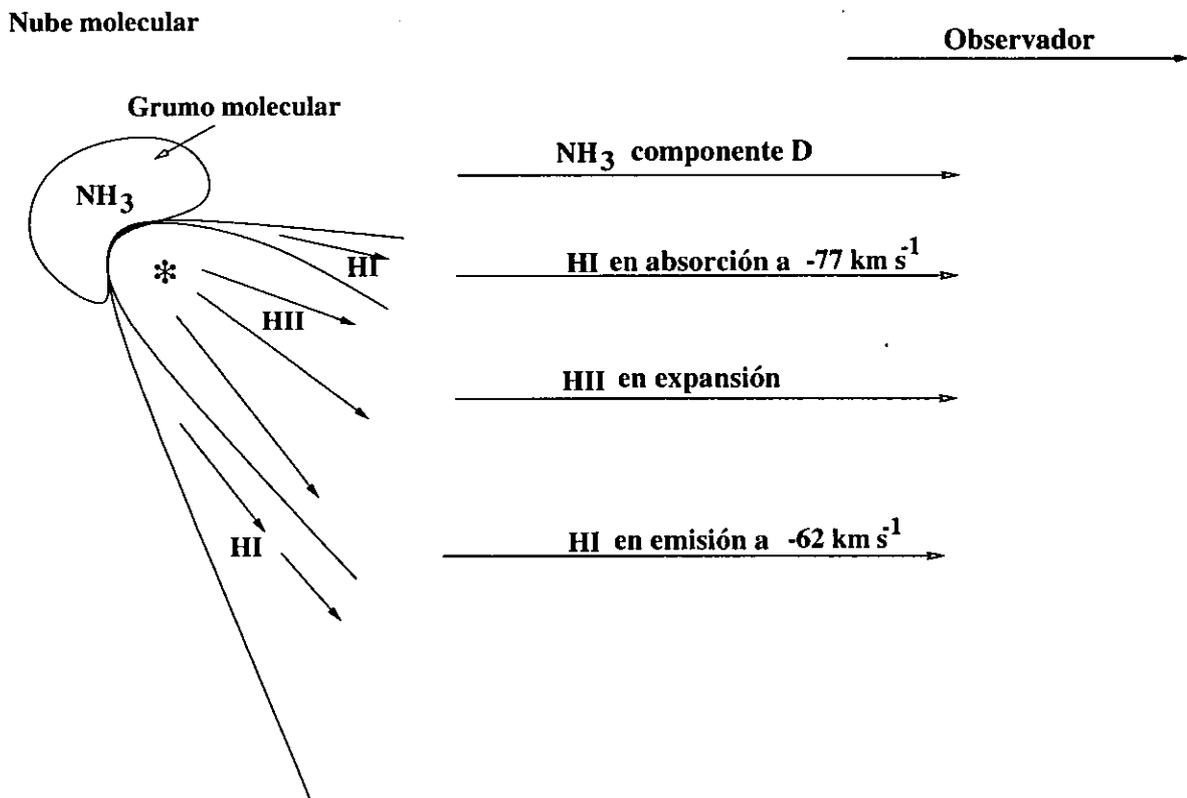


Figura 7.11: Esquema de la región G111.61+0.37

## Capítulo 8

# Conclusiones y trabajos futuros

En esta tesis se ha presentado un estudio del gas en la vecindad de tres regiones de formación de estrellas masivas partiendo de observaciones de líneas espectrales y emisión de continuo a frecuencias de radio. Hemos visto los efectos a pequeña escala ( $< \text{pc}$ ) de las estrellas masivas sobre sus alrededores. A continuación presento un breve resumen de los resultados más relevantes encontrados para cada una de las regiones estudiadas.

### 8.1 NGC 2023

La nebulosa de reflexión NGC 2023 tiene una región fotodisociada bastante prominente la cual ha sido detectada en la línea prohibida [CII]  $158 \mu\text{m}$ . En nuestro trabajo detectamos y estudiamos la PDR en su emisión de HI. La masa de HI fotodisociado es de  $1.2 M_{\odot}$ , estimada partiendo de una densidad columnar de  $1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . Este valor para la densidad columnar de HI es similar a resultados teóricos de modelos de PDR para esta fuente. Comparamos nuestro mapa integrado de HI con el mapa a [CII]  $158 \mu\text{m}$  y encontramos que ambas regiones son cualitativamente similares, aunque de estas observaciones no se puede concluir la coincidencia espacial de ambas regiones. Recientemente, Wyrowski et al. (2000) mapearon la línea C91 $\alpha$  encontrando emisión sólo al SE de HD 37903 y estamos planeando un nuevo proyecto para entender la relación precisa entre el HI y el CI.

## 8.2 GGD 12-15

La región HII compacta en la región GGD 12-15 muestra una estructura cometaria en su emisión de radio continuo la cual encontramos que es debida a la expansión del gas ionizado en un flujo de champaña. De las observaciones de la línea de recombinación  $H92\alpha$  encontramos una asimetría en el perfil de la línea la cual creemos es debida a la presencia de una componente angosta en el espectro. Esta línea angosta proviene de la zona de hidrógeno parcialmente ionizado en la interfase entre la región HII y la región fotodisociada.

También detectamos una región HI y CII alrededor de la región HII las cuales creemos denotan la región fotodisociada fuera de la región HII. La densidad columnar y la masa de hidrógeno neutro determinada de las observaciones fueron  $6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  y  $5 M_{\odot}$ , respectivamente. Debido a la baja resolución espacial de las observaciones no podemos comparar en detalle ambas zonas. Para poder estudiar en detalle la relación entre las regiones HII, HI y CII hacen falta observaciones con alta resolución espacial y espectral de cada una de las componentes de gas. Como parte de mi trabajo futuro está el análisis de observaciones de HI con alta resolución y observaciones de varias líneas de recombinación de carbono en GGD 12-15. Un detalle importante que quiero mencionar es que en la zona donde está localizada la región HII cometaria y la PDR en GGD 12-15 se han encontrado varias fuentes de continuo (Gómez, Rodríguez & Garay 2000) las cuales pudieran estar relacionadas también con la PDR observada. Entonces, un estudio a fondo de la región es fundamental para poder entender que está ocurriendo en ella.

## 8.3 G111.61+0.37

En este trabajo presentamos un estudio bastante completo de la región HII compacta G111.61+0.37 localizada en S159. G111.61+0.37, al igual que la región HII compacta en GGD 12-15, muestra una estructura cometaria en su emisión de continuo la cual encontramos es debida a un flujo de champaña. Alrededor de la región HII se detectó una región HI la cual creemos es el producto de la fotodisociación de hidrógeno molecular debido al campo de radiación de la estrella (o estrellas) excitadora de la región HII. La masa de HI fotodisociado que estimamos de las observaciones es de  $\sim 1 M_{\odot}$ . Además, comparando la cinemática del HI con la de la región HII encontramos que la región HI parece estar siendo afectada por la expansión de la región HII. Un trabajo interesante por hacer en esta fuente es estudiar la PDR en otros trazadores. Para el trabajo de tesis, además de

estudiar la región HII y la región HI estudiamos también el gas molecular denso mediante observaciones de líneas de inversión de amoníaco. Encontramos que el gas molecular denso está distribuido en condensaciones. En particular encontramos que existe una condensación de amoníaco ( $n > 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) justo en la cabeza de la región HII cometaria, la cual creemos es parte del gas molecular de alta densidad que está confinando la región HII en esa dirección. Otro resultado interesante de las observaciones de amoníaco es que esta condensación en la cabeza de la región HII es un grumo molecular tibio ( $T_{rot} \sim 40 \text{ K}$ ). Los grumos moleculares caliente y tibios se cree son los lugares donde se están formando las estrellas masivas y es de mi interés también estudiar la emisión molecular asociada a las estrellas masivas en formación.

# REFERENCIAS

- Acord, J.M., Churchwell, E., & Wood, D.O.S. 1998, ApJ, 495, L107
- Afferbach, A., Churchwell, E., Acord, J.M., Hofner, P., Kurtz, S., & De Pree, C. 1996, ApJS, 106, 423
- Allen, C.W. 1973, *Astrophysical Quantities* (London: Athlone)
- Anantharamaiah, K.R., Goss, W.M., & Dewdney, P.E. 1990, en *Radio Recombination Lines: 25 Years of Investigation*, eds. M.A. Gordon & R.L. Sorochenko, (Dordrecht), 123
- Andersson, B.-G., Roger, R.S., & Wannier, P.G. 1992, A&A, 260, 355
- Andersson, B.-G., Wannier, P.G., & Morris, M. 1991, ApJ, 366, 464
- Ball, J.A., Cesarsky, D., Dupree, A.K., Goldberg, L., Lilley, A.E., 1970, ApJ, 162, L25
- Birkinshaw, M. 1978, MNRAS, 182, 401
- Blitz, L. Fich, M., & Stark, A.A. 1982, ApJS, 48, 183
- Brand, J., & Blitz, L. 1993, A&A, 275, 67
- Briggs, D. 1995, Ph. D. Thesis, New Mexico Inst. of Mining and Technol., Socorro, USA
- Brocklehurst, M., & Salem, M. 1977, Computer Physics Communication, 13, 39
- Brocklehurst, M., & Seaton, M.J. 1972, MNRAS, 157, 179
- Brogan, C.L., Troland, T.H., Roberts, D.A., & Crutcher, R.M. 1999, ApJ, 515, 304
- Bronfman, L., Nyman, L.A., & May, J. 1996, A&A, 115, 81
- Brown, R.L. & Knapp, G.R. 1974, ApJ, 189, 253
- Cameron, A.G.W. 1973, Space Science Reviews 15, 121

- Cesaroni, R., Olmi, L., Walmsley, C.M., Churchwell, E., & Hofner, P. 1994, ApJ, 435, L137
- Cesaroni, R., Walmsley, C.M., & Churchwell, E. 1992, A&A, 256, 618
- Chini, R., & Wink, J.E. 1984, A&A, 139, L5
- Choi, M., Evans, N.J.II, & Jaffe, D.T. 1993, ApJ, 417, 624
- Churchwell, E. 1999, en NATO Science Ser. 540, *The Origen of Stars and Planetary Systems*, eds. C.J. Lada & N.D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer), 221
- Crawford, M.K., Genzel, R., Townes, C.H., & Watson, D.M. 1985, ApJ, 291, 755
- De Pree, C.G., Rodríguez, L.F., & Goss, W.M. 1995, Rev. Mex. AA, 31, 39
- De Pree, C.G., Goss, W.M., & Gaume, R.A. 1998, ApJ, 500, 847
- Deharveng, L., Peña, M., Caplan, J., & Costero, R. 2000, MNRAS, 311, 329
- Dewdney, P.E., & Roger, R.S. 1982, ApJ, 255, 564
- . 1986, ApJ, 307, 275
- Dewdney, P.E., Roger, R.S., Purton, C.R., & McCutcheon, W.H. 1991, ApJ, 370, 243
- Díaz, R.I. 1998, Ph.D. thesis, Universidad Nacional Autónoma de México
- Díaz-Miller, R.I., Franco, J., & Shore, S. 1998, ApJ, 501, 192
- Draine, B.T., & Bertoldi, F. 1999, en *The Universe As Seen By ISO*, eds. P. Cox & M. F. Kessler, ESASP 427, 553
- Draine, B.T., & Bertoldi, F. 1996, ApJ, 468, 269
- Dyson, J.E., William, R.J.R., & Redman, M.P. 1995, MNRAS, 277, 700
- Escalante, V. et al. 2000, en preparación
- Fich, M., & Blitz, L. 1984, ApJ, 279, 125
- Fich, M., Treffers, R.R., & Dahl, G.P. 1990, AJ, 99, 622
- Franco, J., Kurtz, S.E., García-Segura, G., & Hofner, P. 2000, ApSS, en prensa
- Franco, J., Tenorio-Tagle, G., & Bodenheimer, P. 1990, ApJ, 349, 126
- Fürst, E., Reich, W., Reich, P., & Reif, K. 1990, A&AS, 85, 805

- Garay, G., Gómez, Y., Lizano, S., & Brown, R. 1998, ApJ, 501, 699
- Garay, G., & Lizano, S. 1999, PASP, 111, 1049
- Garay, G., Lizano, S., & Gómez, Y. 1994, ApJ, 429, 268
- Garay, G., Lizano, S., Gómez, Y. & Brown, R.L. 1998, ApJ, 501, 710
- Garcia-Segura, G., & Franco, J. 1996, ApJ, 469, 171
- Garden, R.P., Hayashi, M., Gatley, I., Hasegawa, T., & Kaifu, N. 1991, ApJ, 374, 540
- Gaume, R.A., Fey, A.L., & Claussen, M.J. 1994, ApJ, 432, 648
- Genzel, R., & Stutzki, J. 1989, ARAA, 27, 41
- Gómez, Y. et al. 2000, en preparación
- Gómez, Y., Garay, G., & Lizano, S. 1995, ApJ, 453, 727
- Gómez, Y., Lebrón, M., Rodríguez, L.F., Garay, G., Lizano, S., Escalante, V., & Cantó J. 1998, ApJ, 503, 297
- Gómez, Y., Rodríguez, L.F., & Garay, G. 2000, ApJ, 531, 861
- Gordon, M.A. 1988, en *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, eds. G.L. Verschuur & K.I. Kellerman, (Springer-Verlag), 37
- Güsten, R., & Marcaide, J.M. 1986, A&A, 164, 342
- Gyulbudaghian, A.L., Glushkov, Yu. I., & Denisyuk, E.K. 1978, ApJ, 224, L137
- Harju, J., Walmsley, C.R., & Wouterloot, J.G.A. 1993, A&AS, 98, 51
- Harvey, P., Wilking, B.A., Joy, M. & Lester, D.F. 1985. ApJ, 288, 725
- Henney, W.J., & O'Dell, C.R. 1999, AJ, 118, 2350
- Henning, Th., Schreyer, K., Launhardt, R., Burkeft, A. 2000, A&A, 353, 211
- Hernichel, L., Krause, D., Roehrig, R., Stutzki, J., & Winnewisser, G. 1992, A&A, 259, L77
- Ho, P.T.P., & Townes, C. 1983, ARAA, 21, 239
- Hollenbach, D.J. 1990, en ASP Conf. Ser. 12, *The Evolution of the Interstellar Medium*, ed. L. Blitz, (San Francisco: ASP), 167
- Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S., & Shu, F. 1994, ApJ, 428, 654

- Hollenbach, D., & Natta, A. 1995, ApJ, 455, 133
- Hollenbach, D., & Tielens, A.G.G.M. 1997, ARAA, 35, 179
- Howe, J.E., Jaffe, D.T., Genzel, R., & Stacey, G.J. 1991, ApJ, 373, 158
- Huang, M., Bania, T.M., Bolatto, A., Chamberlin, R.A., Ingalls, J.G., Jackson, J.M., Lane, A.P., Stark, A.A., Wilson, R.W., & Wright, G.A. 1999, ApJ, 517, 282
- Hunter, T.R., Neugebauer, G., Benford, D.J., Matthews, K., Lis, D.C., Serabyn, E., & Phillips, T. 1998, ApJ, 493, L97
- Israel, F.P. 1980, AJ, 85, 1612
- Israel, F.P., Maloney, P.R., Geis, N., Herrmann, F., Madden, S.C., Poglitsch, A., & Stacey, G.J. 1996, ApJ, 465, 738
- Jaffe, D.T., Genzel, R., Harris, A.I., Howe, J.E., Stacey, G.J., & Stutzki, J. 1990, ApJ, 353, 193
- Jaffe, D.T., & Howe, J.E. 1989, RMAA, 18, 55
- Kemper, C., Spaans, M., Jansen, D.J., Hogerheijde, M.R., van Dishoeck, E.F., & Tielens, A.G.G. 1999, ApJ, 151, 649
- Klinglesmith, D.A., & Hollis, H.M. 1987, ApJS, 64, 127
- Knapp, G.R., Brown, R.L., & Kuiper, T.B.H. 1975, ApJ, 196, 167
- Knapp, G.R., Brown, R.L., Kuiper, T.B.H., & Kakar, R.K. 1976, ApJ, 204, 781
- Kramer, C., Stutzki, J., & Winnewisser, G. 1996, A&A, 307, 915
- Kulkarni, S.R., & Heiles, C. 1988, en *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, Berlin & New York, Springer-Verlag, 95
- Kurtz, S., Churchwell, E., & Wood, D.O.S. 1994, ApJS, 91, 659
- Kurucz, R.L. 1979, ApJS, 40, 1
- Lada, E.A., Bally, J., & Stark, A.A. 1991, ApJ, 368, 432
- Lamers, J.G.L.M., & Leitherer, C. 1993, ApJ, 412, 771
- Launhardt, R., Mezger, P.G., Haslam, C.G.T., Kreysa, E., Lemke, R., Sievers, A., & Zylka, R. 1996, A&A, 312, 569
- Lebrón, M. & Rodríguez, L.F. 1997, Rev. Mexicana Astron. Astrof., 33, 165

- Levinson, F.H., & Brown, R.L. 1980, ApJ, 242, 416
- Little, L.T., Heaton, B.D. & Dent, W.R.F. 1990, A&A, 232, 173
- Lizano, S., Cantó, J., Garay, G., & Hollenbach, D. 1996 ApJ, 468, 739
- Lockman, F. 1989, ApJS, 71, 469
- Mac Low, M.-M., van Buren, D., Wood, D.O.S., & Churchwell, E. 1991, ApJ, 369, 395
- Martí, J., Rodríguez, L.F., & Reipurth, B. 1998, ApJ, 502, 337
- McKee, C.F., & Williams, J.P. 1997, ApJ, 476, 144
- Megaeth, T. 2000, en preparación
- Menzel, D.H. 1968, Nature, 218, 756
- Mezger, P.G., & Henderson, A.P. 1967, ApJ, 147, 471
- Molinari, S., Saraceno, P., Nisini, B., Giannini, T., Ceccarelli, C. 1998, en ASP Conf. Ser. 132, *Star Formation with the Infrared Space Observatory*, eds. J.L. Yun, y R. Liseau, (San Francisco: ASP), 390
- Moriarty-Schieven, G.H., Xie, T., & Patel, N.A. 1996, ApJ, 463, L105
- Natta, A., Walmsley, C.M., & Tielens, A.G.G.M. 1994, ApJ, 428, 209
- Onello, J.S., Phillips, J.A., Benaglia, P., Goss, W.M., & Terzian, Y. 1994, ApJ, 426, 249
- Oort, J.H., & Spitzer, L. 1955, ApJ, 121, 6
- Osterloh, M., Henning, Th., & Lauhardt, R. 1997, ApJS, 110, 710
- Pacholczyk, A.G. 1979, "Radioastrofísica", (Editorial Reverté - España)
- Panagia, N., & Felli, M. 1975, A&A, 39, 1
- Pankonin, V. 1980, en *Proc. Workshop on Radio Recombination Lines*, ed. P.A. Shaver, Reidel, Dordrecht.
- Pankonin, V., Barsuhn, J, & Thomasson, P. 1977, A&A, 54, 335
- Pankonin, V. & Walmsley, C.M. 1976, A&A, 48, 341
- . 1978, A&A, 67, 129
- Payne, H.E., Anantharamaiah, K.R. & Erickson, W.C. 1989, ApJ, 341, 890

- Peimbert, M., Rayo, J. F., Torres-Peimbert, M. 1975, *Rev.Mex.AA*, 1, 289
- Purcell, E.M., & Field, G.B. 1956, *ApJ*, 124, 542
- Racine, R., & van den Bergh, S. 1970, en IAU Symposium No. 38, *The spiral structure of our Galaxy*, eds. W. Becker & G. Contopoulos, (Dordrecht: Reidel), 219
- Read, P.L. 1980, *MNRAS*, 192, 11
- Redman, M.P., Williams, R.J.R., & Dyson, J.E. 1996, *MNRAS*, 280, 661
- Rodríguez, L.F., & Cantó, J. 1983, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 8, 163
- Rodríguez, L.F., Cantó, J., & Moran, J.M. 1988, *ApJ*, 333, 801
- Rodríguez, L.F., & Reipurth, B., 1989, *RMxAA*, 17, 59
- Rodríguez, L.F., Cantó, J., Torrelles, J.M., & Ho, P.T.P. 1986, *ApJ*, 301, L25
- Rodríguez, L.F., Carral, P., Ho, P.T.P., & Moran, J.M. 1982, *ApJ*, 260, 635
- Rodríguez, L.F., Ho, P.T.P., Torrelles, J.M., Curiel, S., & Cantó, J. 1990, *ApJ*, 352, 645
- Rodríguez, L.F., Lizano, S., Cantó, J., Escalante, V., & Mirabel, I.F. 1990, *ApJ*, 365, 261
- Rodríguez, L.F., Moran, J.M., Dickinson, D.F., & Gyulbudaghian, A.L. 1978, *ApJ*, 226, 115
- Rodríguez, L.F., Moran, J.M., Ho, P.T.P., & Gottlieb, W. 1980, *ApJ*, 235, 845
- Roelfsema, P.R. & Goss, W.M. 1991, *A&A*, 87, 177
- . 1992, *A&A Rev*, 4, 161
- Roger, R.S., & Dewdney, P.E. 1992, *ApJ*, 385, 536
- Roger, R.S., & Leahy, D.A. 1993, *AJ*, 106, 31
- Roger, R.S., & Pedlar, A., 1981, *A&A*, 94, 238
- Rogers, C., Heyer, M.H., & Dewdney, P.E. 1995, *ApJ*, 442, 694
- Rupen, M.P. 1999, en ASP Conf. Ser. 180, *Synthesis Imaging in Astronomy II*, eds. G.B. Taylor, C.L. Carilli, & R.A. Perley, (San Francisco: ASP), 299
- Russell, R.W., Melnick, G., Gull, G.E., & Harwit, M. 1980, *ApJ*, 240, L99
- Rybicki, G.B., & Lightman, A.P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (John-Wiley & Sons)

- Sasseen, T.P., & Deharveng, J.-M. 1996, ApJ, 469, 691
- Scoville, N.Z., & Kwan, J. 1976, ApJ, 206, 718
- Sellgren, K. 1983, AJ, 88, 985
- Sellgren, K., Werner, M.W., & Dinerstein, H.L. 1992, ApJ, 400, 238
- Shaver, P.A. 1990, en *Radio Recombination Lines: 25 Years of Investigation*, eds. M.A. Gordon & R.L. Sorochenko, (Dordrecht), 277
- Shaver, P.A., McGee, R.X., Newton, L.M., Dank, A.C., & Pottasch, S.R. 1983, MNRAS, 204, 53
- Shepherd, D.S., & Churchwell, E. 1996, ApJ, 472, 225
- Shull, J. M. 1980, ApJ, 238, 860
- Spaans, M., Tielens, A.G.G.M., van Dishoeck, E.F., Bakes, E.L.O. 1994, ApJ, 437, 270
- Spaans, M. & van Dishoeck, E.F. 1997, A&A, 323, 953
- Spitzer, L. 1978, "Physical Processes in the Interstellar Medium", (Wiley-Interscience Publications, New York)
- Stacey, G.J., Jaffe, D.T., Geis, N., Genzel, R., Harris, A.I., Poglitsch, G.J., Stutzki, J., & Townes, C.H. 1993, ApJ, 404, 219
- Steiman-Cameron, T., Hass, M.R., Tielens, A.G.G.M., & Burton, M.G. 1997, ApJ, 478, 261
- Sternberg, A. & Dalgarno, A. 1989, ApJ, 338, 197
- Störzer, H., & Hollenbach, D. 1998, ApJ, 495, 853
- Tamura, M., Gatley, I., Joyce, R.R., Ueno, M., Suto, H., & Sekiguchi, M. 1991, ApJ, 378, 611
- Tenorio-Tagle, G. 1979, A&A, 71, 59
- Thompson, R. I. 1984, ApJ, 283, 165
- Tieftrunk, A.R., Gaume, R.A., & Wilson, T.L. 1998, A&A, 340, 232
- Tielens, A.G.G.M., & Hollenbach, D.J., 1985, ApJ, 291, 722
- Tofani, G., Felli, M., Taylor, G.B. & Hunter, T.R. 1995, A&AS, 112, 299

- Torrelles, J.M., Ho, P.T.P., Rodríguez, L.F., Cantó, J. & Verdes-Montenegro, L. 1989, *ApJ*, 346, 756
- Vacca, W.D., Garmany, C.D., & Shull, J.M. 1996, *ApJ*, 460, 914
- van Buren, D., Mac Low, M.-M., Wood, D.O.S., & Churchwell, E. 1990, *ApJ*, 353, 570
- van der Werf, P.P., & Goss, W.M. 1990, *A&A*, 238, 296
- van Dishoeck, E.F., & Black, J.H. 1988, *ApJ*, 334, 771
- van Gorkom, J.H. 1980, Ph. D. Thesis, University of Groningen, The Netherlands.
- Vilkoviskij, E.Ya. & Tambovtseva, L.V. 1992, *A&ASS*, 94, 109
- Williams, J.P., Blitz, L., & McKee, C.F. 2000, en *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A.P. Boss, & S.S. Russell (Tucson: University of Arizona Press), en prensa
- Williams, R.J.R., Dyson, J.E., & Redman, M.P. 1996, *MNRAS*, 280, 667
- Wink, J.E., Wilson, T.L., & Bieging, J.H. 1983, *A&A*, 127, 211
- Wood, D.O.S., & Churchwell, E. 1989, *ApJS*, 69, 831
- . 1991, *ApJ*, 372, 199
- Wouterloot, J.G.A., & Brand, J. 1989, *A&AS*, 80, 149
- Wouterloot, J.G.A., Henkel, C., & Walmsley, C.M. 1989, *A&A*, 215, 131
- Wouterloot, J.G.A., & Walmsley, C.M. 1986, *A&A*, 168, 237
- Wouterloot, J.G.A., Walmsley, C.M., & Henkel, C. 1988, *A&A*, 203, 367
- Wynn-Williams, C.G., Becklin, E.E., & Neugebauer, G. 1974, *ApJ*, 187, 473
- Wyrowski, F., Schilke, P., Hofner, P., & Walmsley, C.M. 1997, *ApJ*, 487, L171
- Wyrowski, F., Walmsley, C.M., Goss, W.M., & Tielens, A.G.G.M. 2000, aparecerá en el *ApJ*
- Wyrowski, F., Walmsley, C.M., Natta, A., & Tielens, A.G.G.M. 1997, *A&A*, 324, 1135
- Xie, T., Mundy, I.G., Vogel, S.N., Ho, P.T.P., & Welch, W.J. 1996, *ApJ*, 267, L41
- Yamashita, T., Suzuki, H., Kaifu, N, & Tamura, M. 1989, *ApJ*, 347, 894
- York, H.W., Tenorio-Tagle, G., & Bodenheimer, P. 1983, *A&A*, 127, 313

- 
- Zhou, S., Jaffe, D.T., Howe, J.E., Geis, N., Herrmann, F., Madden, S.C., Poglitsch, A., & Stacey, G.J. 1993, ApJ, 419, 190
- Zinchenko, I., Forsström, V., Lapinov, A., & Mattila, K. 1994, A&A, 288, 601
- Zoonematkermani, S., Helfand, D.J., Becker, R.H., White, R.L., & Perley, R.A. 1990, ApJS, 74, 181

## Apéndice A

### Calibración de los datos

Todas las observaciones presentadas en este trabajo de tesis fueron tomadas con el interferómetro de radio conocido como el VLA (VLA = Very Large Array o Conjunto Muy Grande). El VLA consiste de 27 antenas distribuidas sobre un patrón en forma de Y con una separación máxima entre antenas de 36 km. Cada antena tiene un diámetro de 25 metros y las 27 antenas juntas equivalen en área a una antena de 130 metros de diámetro. El arreglo de antenas tiene 4 configuraciones posibles. La configuración A es la más extendida con un máximo de separación entre antenas de 36 km. La configuración B y C son configuraciones intermedias que tienen una separación máxima entre antenas de 10 y 3.6 km. La configuración D es la más compacta con una separación máxima entre antenas de 1 km. La resolución angular ( $\theta$ ) de un interferómetro está determinada por la separación entre las antenas (B),

$$\theta \cong \frac{\lambda}{B}. \quad (\text{A.1})$$

Durante cada observación sobre la fuente (escán) se obtiene una "visibilidad", dada por

$$V(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) A(x, y) \exp[i 2\pi(ux + vy)] dx dy, \quad (\text{A.2})$$

donde  $A(x, y)$  representa la respuesta del haz principal de cualquiera de las antenas,  $I(x, y)$  es la intensidad de la fuente. La ecuación anterior es por definición la antitransformada de Fourier bidimensional de la función  $I(x, y) A(x, y)$ . De esta ecuación podemos obtener  $I(x, y)$ , dado que conocemos la respuesta del haz de las antenas. Las coordenadas  $(u, v)$  pueden interpretarse como el tamaño y orientación de la línea de base de las antenas

que un observador vería si éste estuviese ubicado en el punto de referencia de fase, el cual está localizado en la fuente. Para cada una de estas observaciones, se produce un punto de visibilidad en el plano  $(u, v)$ . Conforme la Tierra prosigue su movimiento de rotación, la fuente se mueve en el cielo, con lo cual la orientación de la línea de base va cambiando como función del tiempo, y por tanto se van produciendo visibilidades en puntos distintos del plano  $(u, v)$ . En los interferómetros de más de dos antenas (como es el caso del VLA) se producen muchos de estos puntos en cada observación.

La meta de la calibración de datos interferométricos es corregir los datos por la respuesta instrumental y los efectos de la atmósfera. En el proceso de calibración se determinan los factores de corrección para cada antena para luego aplicarlos a los datos tomados por esa antena. Estos factores, o "ganancias", son números complejos, que dan un factor multiplicativo (para corregir la amplitud de los datos) y un factor aditivo (para corregir la fase de los datos). Estos factores son funciones de tiempo, por tanto es necesario su medición a varios tiempos (normalmente observando cuasares intensos) y la interpolación de sus valores entre estos momentos para aplicarlos a las observaciones de la fuente. Aquí describimos el proceso de obtener estos factores y aplicarlos a los datos.

### A.1 El resumen de las observaciones y el patrón de las antenas

Antes de comenzar todo el proceso de calibración debemos obtener un resumen de las observaciones, o sea el programa de observación. El resumen contiene los nombres de las fuentes y calibradores así como la secuencia de las observaciones y los rangos de tiempo que se observó cada fuente y calibrador y el número total de visibilidades que se obtuvo para cada fuente. Esta información es de utilidad durante el proceso de reducción de los datos.

Necesitamos también conocer la ubicación de las antenas en el arreglo antes de comenzar la reducción de los datos. Esto nos puede ayudar a identificar las antenas que combinadas podrían estar produciendo efectos no deseados en los datos.

### A.2 Inspección de los datos

Cuando revisamos los datos primero buscamos posibles visibilidades incorrectas. Estas pueden producirse por problemas instrumentales ya sea de las antenas como del proceso de amplificación y creación de la visibilidad. Para cada calibrador de fase y flujo hacemos gráficas de amplitud vs. línea de base para cada polarización y cada frecuencia intermedia (IF). Para los calibradores se espera que la amplitud sea constante y la dispersión sea

poca en todas las líneas de base ya que los calibradores son fuentes puntuales. Ser puntual implica que la fuente no es resuelta por el interferómetro por lo tanto el flujo que ve cualquier combinación de antenas debe ser constante. La realidad es que existe una cierta dispersión en los datos. Si los datos de alguna antena son muy diferentes en amplitud (digamos más de un factor de 1.5 o 2) al valor promedio, tenemos que estos datos están incorrectos y se deben quitar.

Una buena calibración se basa en poder identificar problemas en los datos y eliminarlos antes de determinar los factores de corrección para las antenas. Las posibles causas de problemas en los datos obtenidos son diversas, y los problemas pueden aparecer de muchas maneras. No es posible presentar una lista completa de todos los problemas que se pueden encontrar, sino que se debe conocer la forma esperada para los datos, y cualquier desviación de eso está indicando errores en los datos. Como las causas son muchas, es necesario inspeccionar los datos por línea de base, antena, y tiempo. Cada IF y parámetros de Stokes debe ser revisado por separado.

Cuando identificamos los problemas podemos entonces eliminar los datos malos que pudieran deteriorar la calibración. Existen varias tareas dentro del paquete AIPS para eliminar datos; el usuario escoge el método que más le agrada. Ya que hemos eliminado datos problemáticos y verificamos que los datos restantes están buenos, podemos comenzar la calibración.

Aunque las observaciones son de línea, toda la búsqueda inicial de malos datos, y mucha de la calibración inicial se hace sobre los datos del canal 0 (el cual es un promedio del 75% del ancho de banda total). Esto tiene varias ventajas, incluyendo el hecho que son menos datos (un solo canal), y hay más señal que en los canales individuales de línea porque el canal 0 es mucho más ancho y no se incluyen en el promedio los canales cerca de las orillas los cuales muestran efectos electrónicos.

### A.3 Asignación de flujo al calibrador de amplitud

Los posibles calibradores de flujo o amplitud que se utilizan en el VLA son 3C286, 3C48, 3C147, y 3C295. Se sabe que estas fuentes son prácticamente constantes en el tiempo. Cada una tiene un comportamiento espectral muy estudiado, y existen polinomios para calcular su flujo a cualquier frecuencia de observación. Cuando asignamos un flujo al calibrador de amplitud, este valor se guarda en una tabla que se llama SU (source) para su posterior utilización. Este valor establece la escala absoluta del interferómetro, y nos dice como convertir las amplitudes medidas a las unidades de Jansky.

#### A.4 Ganancia: Soluciones de amplitud y fase para todos los calibradores.

Para obtener la ganancia para los calibradores se supone que todos los calibradores son fuentes puntuales, aunque la realidad es que no necesariamente lo son. Entonces, existen catálogos que te indican si el calibrador tiene restricciones en el rango  $uv$  que se deben utilizar para determinar las soluciones. También se pueden desplegar las amplitudes como función de línea de base (ver Figura A.1). Una variación de la amplitud con línea de base puede indicar estructura en el calibrador. Estas estructuras en los calibradores se pueden evitar seleccionando para la calibración solo el rango de líneas de base que tiene amplitud constante. La Figura A.1 muestra un ejemplo de un calibrador que tiene estructura (no es una fuente puntual). Las líneas de base corta (líneas de base  $< 30k\lambda$ ) no deben ser utilizadas ya que contienen toda la emisión de la estructura extendida que se puede apreciar muy bien en el mapa mostrado también en la Figura A.1. El hecho de que la amplitud disminuye levemente con línea de base indica que la fuente está algo resuelta.

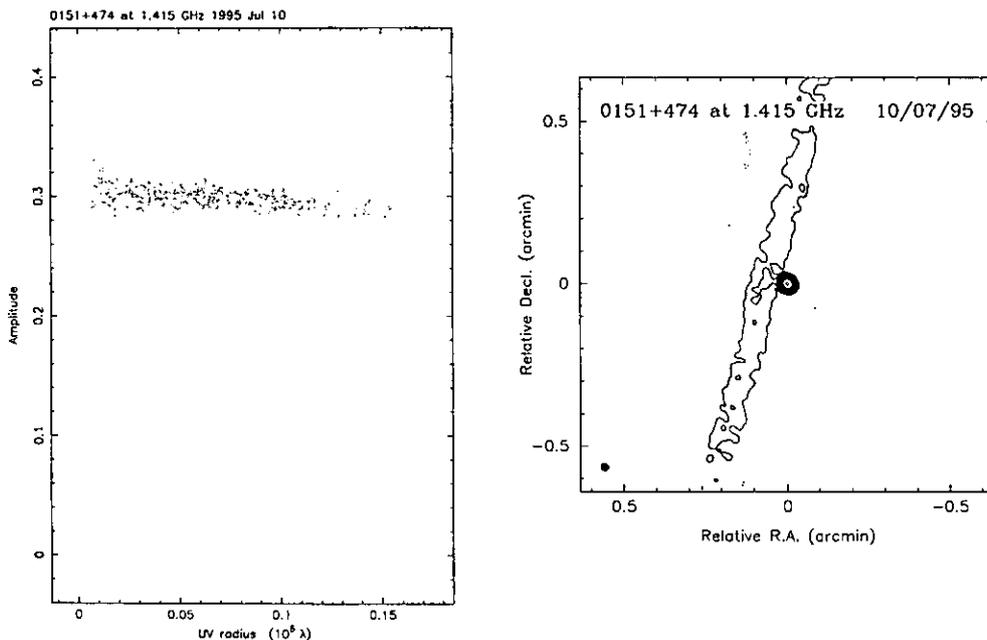


Figura A.1: Gráfica de amplitud vs línea de base para un calibrador y el mapa obtenido de esos datos.

Existe un programa dentro del paquete de AIPS para hacer un ajuste de mínimos cuadrados que nos da las ganancias óptimas para convertir los datos medidos a datos que corresponden a una fuente puntual en el centro del campo. Estas ganancias, o soluciones,

#### A.4. Ganancia: Soluciones de amplitud y fase para todos los calibradores.149

son los factores que se aplicarán a los datos.

El número de soluciones que se obtiene para cada calibrador en cada IF es igual a

$$\# \text{ soluciones} = \# \text{ antenas} \times \# \text{ parámetros de Stokes} \times \# \text{ escanes.}$$

Las soluciones obtenidas se escriben automáticamente en una tabla llamada SN (solución). Ya que se obtienen las soluciones es necesario revisarlas para verificar que no hay problemas en ellas. Para ésto lo que hacemos es graficar las soluciones de todos los calibradores como función de tiempo y vemos como van cambiando. Lo que esperamos es que las soluciones se vean como una función continua y lenta en el tiempo (ver Figura A.2). Si existen brincos muy grandes de un escán a otro, pudiéramos tener algún problema en los datos y debemos revisarlos de nuevo para encontrar el problema y corregirlo. La Figura A.2 muestra las soluciones para las fases para un rango de tiempo de 14 minutos. Se puede ver que el calibrador de fase se observó cada 2 minutos. Podemos ver que la escala para las fases (eje y) cubre 180 grados, lo que es importante notar es que en el rango de tiempo de 12 minutos las fases van cambiando suavemente en el tiempo. Después de revisar las soluciones con cuidado para todos los calibradores y haber corregido los problemas en caso de que existieran, podemos proseguir con la calibración.

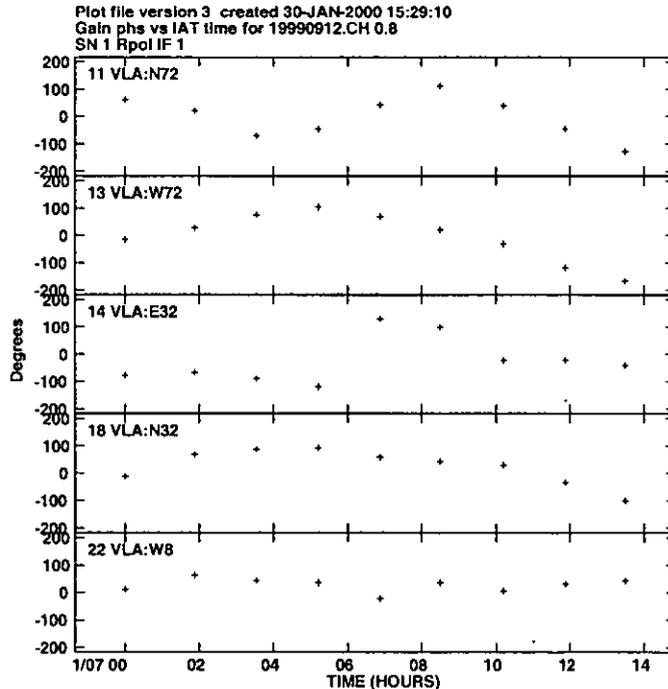


Figura A.2: Gráfica de las soluciones para las fases de varias antenas.

### A.5 Determinación de flujo para los calibradores de fase

Para determinar el flujo de los calibradores de fase, utilizamos la tabla con las soluciones para las amplitudes de las antenas (SN) y la tabla de las fuentes (SU) que ya contiene el flujo del calibrador de amplitud. El flujo determinado para los calibradores de fase se graba automáticamente en la tabla SU.

Los flujos obtenidos para los calibradores de fase deben ser comparados con los valores tabulados para la frecuencia de observación. El valor obtenido en la calibración debe ser similar al valor conocido y si no es así se debe estudiar otra vez el proceso ya hecho de la calibración y/o investigar la base de datos del VLA para la posibilidad de cambios recientes en el flujo de dicho calibrador.

### A.6 Interpolación de las soluciones

Dado que los calibradores de fase se observan de forma intercalada con la fuente, las soluciones que se obtienen para los calibradores corresponden a soluciones para intervalos de tiempo antes y después de la observación en la fuente. Para obtener las soluciones para el rango de tiempo total de las observaciones es necesario interpolar en tiempo las soluciones obtenidas para los calibradores. La forma de hacer la interpolación puede variar y depende del gusto y necesidad del observador. Para detalles de esto se puede ver el manual de ayuda dentro del paquete AIPS para la tarea CLCAL.

Los resultados de la interpolación de la tabla SN son escritos en la tabla CL2 que es la tabla que se utiliza para aplicar la calibración a todos los datos.

Con esto concluimos la calibración. Para verificar que la calibración fue correcta aplicamos la calibración a los mismos calibradores y creamos matrices con las amplitudes y las fases para cada calibrador, cada escán, cada IF y ambos parámetros de Stokes. En las matrices de amplitud lo que debemos de verificar es que cada elemento de la matriz contenga un valor de flujo muy similar al flujo determinado para este calibrador. Si encontramos valores muy altos o muy bajos de amplitudes debemos anotar las antenas que los produjeron, el escán y la polarización, para luego regresar a ver los datos desde el principio y verificar si existe algún problema con los datos producidos por esta línea de base. Cuando revisamos las matrices para las fases, debemos verificar que los elementos de las matrices contengan valores para las fases muy cercanos a cero. En el caso de que existan matrices con valores muy diferentes a cero, debemos regresar a los datos originales que correspondan a esa matriz y verificar los problemas.

Si encontramos problemas graves con las matrices debemos recomenzar con la calibración y corregir el problema. Cuando los datos obtenidos en la observación no son muy buenos, el proceso de revisión de los datos y calibración puede llegarse a repetir varias veces. Los resultados de las observaciones dependen enteramente de una buena calibración por lo que hay que hacer la calibración lo mejor que los datos permitan.

Ya que verificamos que tenemos una calibración aceptable podemos comenzar a ver los datos de la fuente. Primero hacemos una inspección de los datos en el canal 0 para la fuente para detectar posibles datos malos en ella y eliminarlos si es necesario. Después de verificar que los datos de la fuente en el canal 0 están bien, creamos archivos individuales de los datos *uv* calibrados del canal 0 para cada fuente y calibrador. De estos datos ya calibrados se crean mapas.

## A.7 Corrección de “Bandpass”

La ganancia relativa de una antena o línea de base como función de frecuencia (o canal) se conoce como “bandpass”. En el caso de un interferómetro ideal, la respuesta instrumental debe ser igual para todas las frecuencias. Por ejemplo, el “bandpass” debe ser plano (amplitud 1 y fase 0). Pero la realidad es que existen varios factores que perturban la respuesta ideal, por ejemplo, los filtros y amplificadores en los receptores no tienen una respuesta plana como función de frecuencia y ésto se refleja en las ganancias de las antenas. Aunque existen varios factores que afectan el “bandpass” la mayoría de ellos no son dependientes del tiempo y no es necesario hacer correcciones por “bandpass” varias veces durante el programa de observación.

El “bandpass” se determina observando una fuente muy brillante para la cual podemos suponer que el flujo varía linealmente con función de la frecuencia dentro del ancho de banda. El calibrador de “bandpass” no tiene que ser una fuente puntual siempre que las estructuras que tenga no varíen dentro del ancho de banda utilizado. Dentro del programa AIPS existe una tarea que crea las correcciones de “bandpass” para cada antena y las escribe en la tabla BP (“bandpass”). Debemos revisar el “bandpass” para cada antena. Un “bandpass” aceptable debe tener una forma plana (amplitud  $\sim 1$ , fase  $\sim 0$ ). La forma de aplicar las soluciones de BP a los datos puede variar dependiendo de como fueron hechas las observaciones y como se obtuvieron las correcciones.

Para proseguir con la calibración de los datos de línea debemos copiar las tablas FG (con la información sobre que datos han sido removidos) y CL2 al archivo con los datos *uv* de línea. La calibración se aplica sobre los datos de línea al momento de crear archivos individuales de los datos *uv* para cada fuente.

Ya calibrados los datos  $uv$  se procede a crear mapas para el análisis astronómico. Sacamos la antitransformada de Fourier de las visibilidades, de modo que recuperamos la intensidad de la fuente (ver ecuación A.2).