



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

# **Estudio en radio de líneas de recombinación hacia la región HII G213.8-11.8**

Sandra Patricia Treviño Morales

TESIS DE MAESTRÍA EN CIENCIAS

MORELIA (MÉXICO)

JULIO 2012



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.

MAESTRÍA EN CIENCIAS POR LA UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE MÉXICO

2009–2011

Memoria presentada por **Sandra Patricia Treviño Morales**  
para optar al grado de Maestro en Ciencias

Esta Tesis de Maestría ha estado dirigida por

Dra. Yolanda Gómez Castellanos

Centro de Radioastronomía y Astrofísica, UNAM, México

a mis padres ...

y a Yolanda.

# Agradecimientos

Comenzaré esta tesis agradeciendo a las personas que han hecho posible su realización:

Antes que nada quiero agradecer a la Dra. Yolanda Gómez Castellanos, por dirigirme durante mis estudios de maestría, por todo su apoyo y sus acertados consejos, tanto en el ámbito profesional como en el personal. Muchas gracias profe, siempre será un gran ejemplo a seguir por mí y para todos sus estudiantes.

Quiero agradecer especialmente al Dr. Luis Felipe Rodríguez, no tengo palabras para agradecer su ayuda.

Al Dr. Stan Kurtz, por revisiones prematuras, muchas gracias profe.

A mi comité de tutores, Yolanda, Susana y Will, por reunirse conmigo cada semestre y darme sus consejos.

A los investigadores del CRyA (Jane Arthur, Alan Watson, Remy Ávila, Pedro Colín, Vladimir Escalante, Gilberto Gómez, Ricardo González, Stan Kurtz, Laurent Loinard, Luis Felipe Rodríguez, Enrique Vázquez, Javier Ballesteros, Will Henney), por su tiempo y por sus enseñanzas.

A Karin Hollenberg por toda su ayuda administrativa (y personal), por saber hacernos más llevadera la pesadilla burocrática. Pero sobre todo, ¡¡por su Jocoque!!

A los compañeros de tortura, en especial al buen Fox, Lola, *Alfrodo*, Jesús, Andrés y Aurora.

A Álvaro, muchas gracias amor, por estar ahí, por escucharme, por explicarme, por corregirme, por desvelarte conmigo cuando hago tonterías como borrar el capítulo 5. ¡Te amo!.

A mi familia, sobre todo a mis hermanos y a mis padres por soportar el complicado estilo de vida, por su trabajo, por su apoyo, y por su cariño. Los quiero.

# Índice

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>3</b>
1.1	Formación estelar: baja masa . . . . .	4
1.2	Formación estelar: alta masa . . . . .	7
1.3	Efecto de las estrellas masivas sobre su entorno . . . . .	11
1.4	Organización del trabajo . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Regiones H II</b>	<b>13</b>
2.1	Características de las regiones H II . . . . .	13
2.2	Morfología de las regiones H II . . . . .	14
2.2.1	Modelo de champaña . . . . .	16
2.2.2	Modelo de choque de proa . . . . .	17
2.3	Radiación de continuo . . . . .	19
2.3.1	Espectro de una región H II homogénea . . . . .	23
2.3.2	Tipos de regiones H II de hipercompactas a difusas . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Regiones Fotodisociadas</b>	<b>27</b>
3.1	Características de las regiones fotodisociadas . . . . .	27
3.2	Estructura de las PDR . . . . .	30
3.2.1	Zona de transición H I/H <sub>2</sub> o zona superficial . . . . .	31
3.2.2	Zona de transición C II/C I/CO . . . . .	32
3.2.3	Zona de transición O I/O <sub>2</sub> o zona externa . . . . .	33
3.3	Enfriamiento en PDR . . . . .	33
3.4	Calentamiento en PDR . . . . .	33
3.4.1	Calentamiento fotoeléctrico . . . . .	34
3.4.2	Calentamiento por disociación de la molécula H <sub>2</sub> . . . . .	36
3.4.3	Otros tipos de calentamiento . . . . .	36
3.5	Distinción de PDR a partir de su densidad . . . . .	36
3.6	Observaciones de PDR . . . . .	39
3.6.1	Condiciones físicas . . . . .	39
3.7	Relación de C II-CO . . . . .	40

<b>4</b>	<b>Líneas Espectrales en Radio</b>	<b>41</b>
4.1	Línea de HI a 21 cm . . . . .	41
4.2	Líneas de recombinación de hidrógeno . . . . .	42
4.2.1	Obtención de parámetros físicos . . . . .	46
4.3	Líneas de recombinación de carbono en PDR . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14</b>	<b>49</b>
5.1	La nube molecular de Monoceros R2 . . . . .	49
5.1.1	La región de GGD 12–15 . . . . .	52
5.2	Antecedentes de GGD 14 . . . . .	55
5.3	Observaciones de GGD 14 . . . . .	57
5.4	Resultados . . . . .	58
5.4.1	Emisión de continuo . . . . .	58
5.4.2	Emisión de la línea H110 $\alpha$ . . . . .	59
5.4.3	Emisión de la línea C110 $\alpha$ . . . . .	63
5.5	Análisis y discusión . . . . .	66
5.5.1	Parámetros físicos de la región H II . . . . .	66
5.5.2	La región fotodisociada: emisión de HI a 21 cm . . . . .	70
5.5.3	La región fotodisociada: línea de emisión de C110 $\alpha$ . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Conclusiones y Trabajo Futuro</b>	<b>73</b>
6.1	Conclusiones . . . . .	73
6.2	Trabajo futuro . . . . .	74
6.2.1	Mon R2 . . . . .	74
6.2.2	GGD 14 . . . . .	75
	<b>Referencias</b>	<b>77</b>
<b>A</b>	<b>Interferometría de Radio</b>	<b>89</b>
A.1	Antecedentes Históricos . . . . .	89
A.2	Very Large Array: VLA . . . . .	90
A.3	Interferómetros Modernos . . . . .	94





# 1

## Introducción

En nuestra Galaxia (la Vía Láctea) existen cientos de miles de millones de estrellas, y a su vez, en el Universo hay centenares de miles de millones de galaxias, y cada una de éstas alberga típicamente cientos de miles de millones de estrellas. Las estrellas existen en una gama de características que las hace diferentes entre sí. Para fines prácticos se han desarrollado diversas clasificaciones de estrellas a partir de determinadas características. Empíricamente se puede hacer una clasificación a partir de sus metalicidades y de la época en la que se formaron (estrellas de Población I, II y III, e.g., Lasker et al. 1989; Bartkevičius et al. 1992; Meyer 1994; Maio et al. 2010; Goudfrooij et al. 2011). Otras maneras de clasificar el contenido estelar de una galaxia pueden basarse, por ejemplo, en sus *temperaturas* (clasificándolas por tipo espectral: O, B, A, F, G, K, M; Jacoby et al. 1984; Dallier et al. 1996), en sus *luminosidades* (que varían en un rango de varios órdenes de magnitud:  $0.01\text{--}10^6 L_{\odot}$ ), o en sus *masas*; siendo esta última clasificación la que nos interesa en el presente trabajo. De esta forma podemos establecer tres categorías: estrellas de baja masa ( $M \lesssim 2 M_{\odot}$ ), de masa intermedia ( $M \sim 2\text{--}8 M_{\odot}$ ) y de alta masa ( $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ ). Las estrellas masivas (masa intermedia y alta), a pesar de ser menos abundantes que las de baja masa, son piezas básicas y fundamentales en la determinación de las propiedades principales (e.g., química y cinemática) de nuestra Galaxia, ya que son las productoras de intensos vientos estelares que ionizan y alteran su entorno, y al finalizar sus vidas pueden explotar como supernovas enriqueciendo así el medio en el que están inmersas con elementos más pesados. Por otro lado, las estrellas masivas también ayudan a conocer las características de las galaxias lejanas, ya que estas estrellas son las que mejor se pueden diferenciar observacionalmente en galaxias distantes.

Las estrellas masivas se caracterizan por tener temperaturas muy elevadas, alcanzando

## 1. Introducción

---

Table 1.1: Características y propiedades típicas de estrellas de diferentes masas.

Tipo Espectral	Color	Temperatura (K)	Masa ( $M_{\odot}$ )	Radio ( $R_{\odot}$ )	Luminosidad ( $L_{\odot}$ )
O	Azul	28 000 – 50 000	60.0	15.0	1 400 000
B	Blanco azulado	9 600 – 28 000	18.0	7.0	20 000
A	Blanco	7 100 – 9 600	3.1	2.1	80
F	Blanco amarillento	5 700 – 7 100	1.7	1.3	6
G	Amarillo	4 600 – 6 000	1.0	1.0	1.2
K	Naranja amarillento	3 200 – 4 700	0.8	0.9	0.4
M	Naranja	1 700 – 3 200	0.3	0.4	0.04

valores de  $10^8$  K en sus núcleos y hasta  $\sim 5 \times 10^4$  K en la superficie (ver Tabla 1.1). Estas temperaturas pueden llegar a ser hasta 10 veces mayores a las encontradas en estrellas de baja masa (e. g., el Sol). Es interesante notar que las estrellas de alta masa tienen periodos de vida más cortos que las de baja masa, caracterizado por el tiempo de combustión del hidrógeno (H) en helio (He), y de este último en elementos más pesados (C, Ne, O, Si y Fe), teniendo así un tiempo de vida en la secuencia principal (SP) menor para las estrellas masivas que para las de baja masa:  $\tau_{\text{SP}} \propto M^{-2}$ , donde  $\tau_{\text{SP}}$  es el tiempo de vida en la SP y  $M$  es la masa de la estrella. Una vez que se llega al límite en el que se agota el combustible de una estrella masiva, su núcleo se colapsa dando origen a un objeto compacto (e. g., estrella de neutrones, agujero negro) que, en algunos casos, está acompañado de una explosión de supernova que enriquecerá el medio interestelar con los elementos generados en su interior y durante la explosión.

Lo explicado en el párrafo anterior corresponde a una breve descripción de la evolución de una estrella. Sin embargo, no todas las etapas son bien conocidas; en particular las primeras etapas de formación de la estrella. Esto se debe principalmente a que las estrellas nacen en el interior de nubes moleculares, donde la gran cantidad de polvo interestelar limita las observaciones en el rango de longitudes de onda correspondiente al visible. Sólo en las últimas décadas, en las cuales se ha desarrollado instrumentación para observar en el rango del infrarrojo (IR) y radio, se ha logrado *mirar* en el interior de las nubes moleculares, permitiendo así, un gran avance en la comprensión de los procesos de formación estelar.

### 1.1 Formación estelar: baja masa

---

Como se indicó anteriormente, el mecanismo por el cual se forman las estrellas aún no se conoce del todo bien. La formación estelar se produce en el interior de las nubes moleculares suficientemente densas y frías como para colapsar gravitacionalmente, consiguiendo en el proceso de colapso las altas densidades y temperaturas necesarias para dar origen a una estrella. Las *nubes moleculares* son extensas regiones en el interior de las galaxias

en las que la densidad de la materia es suficientemente alta y la temperatura suficientemente baja como para que existan moléculas. Varias moléculas están presentes en estas grandes condensaciones de gas, siendo las más abundantes el hidrógeno molecular ( $\text{H}_2$ ) y el monóxido de carbono ( $\text{CO}$ ). Por lo general se considera que la nube molecular en donde se da el proceso de formación no es homogénea, sino que contiene regiones que difieren por ordenes de magnitud en densidad ( $10^2$ – $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ). Las condensaciones de mayor densidad pueden volverse gravitacionalmente inestables, colapsar, y dar origen a la formación estelar.

El modelo estándar de formación de una estrella individual de baja masa está bien descrito en varios trabajos (e. g., Larson 1969; Stahler et al. 1980, 1981; Shu et al. 1987, 1993). En la Figura 1.1 se muestra un esquema del proceso, con las primeras etapas indicadas en los paneles superiores y las etapas finales en los paneles inferiores. El proceso se inicia con la presencia de una condensación de gas que puede rotar lentamente, de alta densidad ( $10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) e isotérmica conocida como núcleo molecular denso (ver panel *a* de la Figura 1.1). Este núcleo denso colapsa gravitacionalmente (panel *b*), obteniendo como resultado una envoltura en acreción sobre un centro cada vez más denso y con más masa. El material acumulado en el centro da origen a un objeto protoestelar, el cual se encuentra rodeado por una envoltura y un disco circunestelar en acreción (panel *c*; e. g., Terebey et al. 1984; Lin & Pringle 1990; Yorke et al. 1993). La conservación de momento angular implicaría que el material en el centro girase a una elevada velocidad, impidiendo su acreción sobre el núcleo protostelar. La presencia de movimientos de expansión y flujos colimados (ver paneles *c* y *d*) permite remover parte del momento angular, y que el material llegue hasta el núcleo central. El flujo de material eyectado se inicia con la eyección de un viento estelar muy colimado, principalmente a lo largo del eje de rotación, que arrastra parte del material molecular circundante, produciendo lo que se conoce como flujos moleculares (e. g., Adams & Lin 1993; Koenigl & Ruden 1993). Los flujos moleculares afectan directamente la evolución de la nube molecular, ya que además de transferir energía y momento al gas circundante, pueden generar cavidades dentro de la nube, inducir turbulencia, influir en la evolución química de la nube y contribuir a disipar la envoltura de gas y polvo (e. g., Lizano 2003; Bally 2007). Estos flujos pueden limpiar tanto el gas como el polvo de la zona circundante al eje, permitiendo que los fotones de la fotosfera estelar escapen de la absorción del material circundante y que el objeto en formación pueda observarse en el rango óptico observándose como una estrella T-Tauri clásica (ver panel *d*). En esta etapa la estrella sigue acretando masa mediante el aún existente disco, que es cada vez más delgado (panel *e* de la Figura 1.1). Se espera que en este proceso no todo el material caiga hacia el centro, sino que quede un remanente que puede condensarse en planetas, satélites y asteroides (paneles *e* y *f*; e. g., Cameron et al. 1995; Lissauer 1995), obteniendo un sistema planetario en torno a una estrella recién formada.

En el proceso de formación estelar de baja masa hay dos elementos importantes, predichos por la teoría y detectados observacionalmente: los *discos circunestelares* y los *flujos*

## 1. Introducción

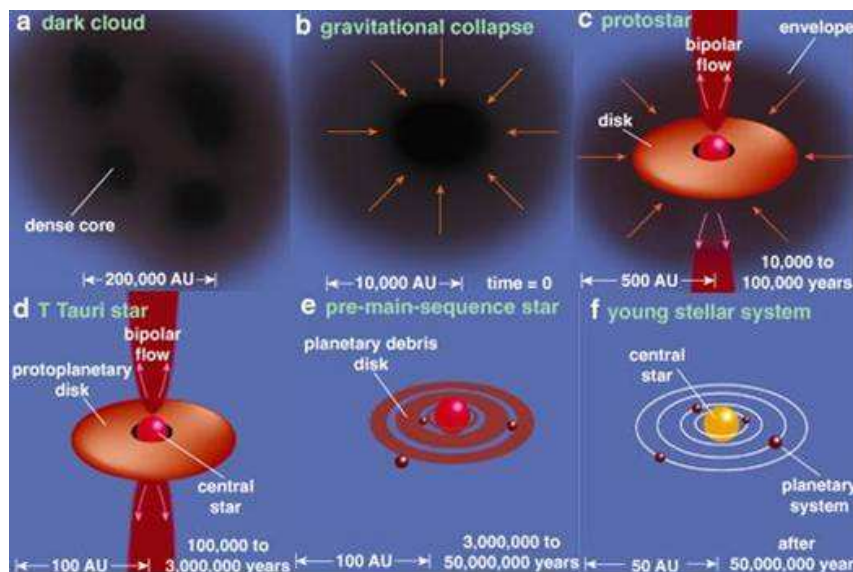


Figura 1.1: Representación esquemática del proceso de formación de las estrellas de baja masa. (a) Nube molecular en el interior de la cual se pueden encontrar condensaciones más densas, gravitacionalmente inestables (núcleos densos). (b) Estas condensaciones colapsan con el paso del tiempo debido al colapso gravitacional. (c) En el centro se forma una protoestrella, rodeada por un disco de acreción embebido en un envoltorio de gas y polvo. Se observa la presencia de flujos moleculares que se encargan de remover momento angular permitiendo la acreción de material hasta el centro, hacia el objeto protoestelar. (d) Conforme el envoltorio de gas y polvo se hace más tenue, el objeto se puede observar a longitudes de onda del visible, presentándose como una estrella T-Tauri. (e) Después de algunos millones de años el disco se disipa, dejando al descubierto una estrella de pre-secuencia principal, que podría estar rodeada por planetesimales o protoplanetas orbitando a su alrededor. (f) La estrella continúa su colapso gravitacional, hasta que alcance la temperatura requerida ( $T \geq 10^7 \text{K}$ ; en su núcleo) para permitir la fusión nuclear y se convierta en una estrella de secuencia principal. Figura obtenida de Greene (2001).

*moleculares bipolares* o jets. Los discos circunestelares, ricos en gas y en polvo, son de gran importancia ya que a través de ellos se produce parte de la acreción hacia la protoestrella y son los precursores de sistemas planetarios. Los flujos moleculares, cuyo mecanismo de eyección aún es poco conocido, ayudan a eliminar parte del exceso de momento angular del material acrecido por la estrella central, permitiendo que la acreción continúe y la estrella se forme. Varios trabajos observacionales han reportado la presencia de discos (ver Figura 1.2; e.g., Chandler & Richer 1999; Isella 2010; Hernández et al. 2010; Salyk 2011) y flujos moleculares (ver Figure 1.3; e.g., Torrelles et al. 1989; De Pree et al. 1994; Cabrit & André 1991; Little, Kelly & Murphy 1998; Chen, Bourke, Launhardt & Henning 2008) en estrellas de baja masa.

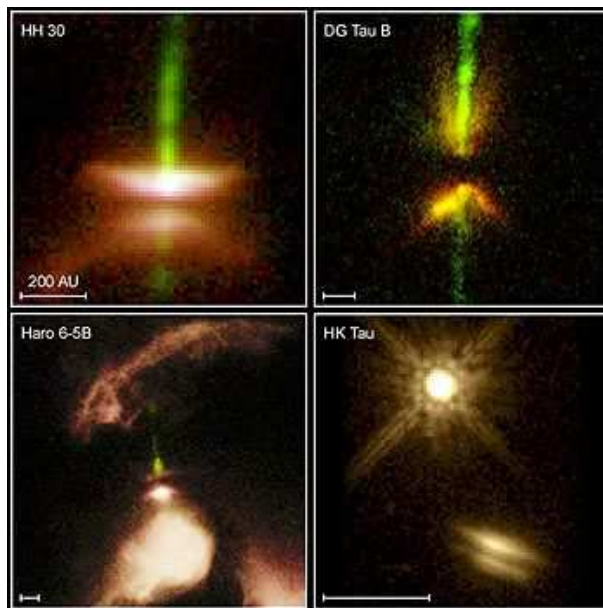


Figura 1.2: Discos circumstelares en la región de Tauro vistos por el Hubble Space Telescope, en longitudes de onda infrarojas (azul:  $1.1 \mu\text{m}$ ; verde:  $1.6 \mu\text{m}$ ; rojo:  $2.1 \mu\text{m}$ ). En estas imágenes, los discos aparecen como una banda oscura (absorción), mientras que a longitudes de onda milimétricas el polvo del disco parecería en emisión.

## 1.2 Formación estelar: alta masa

El escenario de formación estelar mencionado en la sección anterior es comunmente aceptado para estrellas aisladas de baja masa (hasta unas  $8 M_{\odot}$ ). Sin embargo, es cuestionado para el caso de estrellas de mayor masa. Esto se debe a dos escalas de tiempo fundamentales en la formación estelar: el tiempo de Kelvin-Helmholtz y el tiempo de acreción (o de caída libre). La escala de tiempo de Kelvin-Helmholtz, correspondiente al periodo en el cual las reacciones nucleares aún no se han iniciado y en la cual la protoestrella compensa la pérdida de energía mediante contracción gravitacional, viene determinada por (Huang & Yu 1998),

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM^2}{RL}, \quad (1.1)$$

donde  $G$  es la constante gravitacional,  $M$  es la masa de la protoestrella,  $R$  es el radio de la protoestrella, y  $L$  es la luminosidad. Por medio de cálculos numéricos, Iben et al. (1965) estiman que este tiempo es de  $5 \times 10^7$  años para una estrella de  $1 M_{\odot}$ , y  $6 \times 10^4$  años para una de  $15 M_{\odot}$ . La segunda escala de tiempo importante es el tiempo de caída libre (free-fall time en inglés), que corresponde al tiempo en que la envoltura de la estrella es

## 1. Introducción

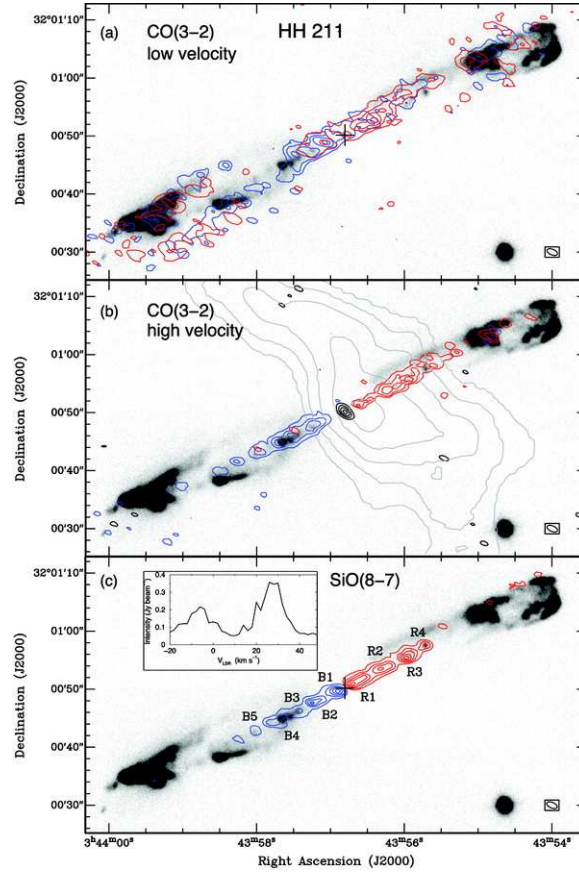


Figura 1.3: Flujo molecular de la protoestrella HH211 (Palau et al. 2006). La escala de grises en los tres paneles muestra la emisión de  $H_2$  (típico trazador de los choques en un flujo molecular, mientras que los contornos azules y rojos muestran la emisión a altas velocidades (desplazadas al azul o al rojo, respectivamente) de las moléculas de CO y SiO. Se puede apreciar como la alta velocidad del CO así como el SiO trazan la parte más central del jet, mientras el CO de menor velocidad y el  $H_2$  trazan las cavidades y choques de proa (objetos Herbig-Haro).

acretada debido a efectos gravitacionales, y está determinada por

$$t_{\text{ff}} \simeq \left( \frac{3\pi}{32 G \rho} \right)^{1/2}, \quad (1.2)$$

donde  $\rho$  es la densidad. Para estrellas de alta y baja masa para las cuales podemos considerar  $\rho \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , esta escala de tiempo es de  $5 \times 10^5$  años, de forma que para estrellas masivas  $t_{\text{KH}} \ll t_{\text{ff}}$ , lo que indica que la estrella comienza la fusión nuclear (se encuentra en la secuencia principal), mientras aún está acretando material (e.g., Palla & Stahler 1993; Keto & Wood 2006). En este escenario, el principal problema surge de la presión de radiación que las estrellas masivas recién formadas ejercen sobre su entorno



tan pronto como se encienden, actuando directamente sobre el material de la acreción. Es la interacción entre el flujo de acreción y el campo de radiación de la protoestrella masiva lo que hace que la formación de estrellas de alta masa sea diferente de la formación de estrellas de baja masa. En las últimas décadas, cálculos de simetría esférica basados en el escenario de formación estelar de baja masa demostraron que la intensa presión de radiación que actúa sobre los granos de polvo podría ser suficiente para detener la acreción en la protoestrella, limitando así el crecimiento de su masa (e.g., Kahn 1974; Wolfire & Cassinelli 1987; Garay & Lizano 1999; Stahler et al. 2000), e impidiendo que la estrella alcance las masas elevadas que realmente se observan. Esto implica que la teoría de formación estelar aplicable a estrellas de baja masa debe ser adaptada para explicar la formación de estrellas masivas.

Diferentes teorías han sido propuestas para explicar la formación de estrellas masivas. Actualmente hay dos escenarios propuestos (e.g., Zinnecker & Yorke 2007; Krumholz & Bonnell 2007) que difieren principalmente en la manera en que el gas es acretado para alcanzar la masa final de la estrella (ver Figura 1.4).

El primer método es el llamado *colapso monolítico*, que trata de adaptar el mecanismo de formación de estrellas de baja masa para resolver el problema de la presión de radiación. Algunos trabajos teóricos muestran que las cavidades creadas por un jet pueden ser utilizadas por la radiación de la protoestrella masiva para escapar sin actuar directamente sobre la materia (e.g., Wolfire & Cassinelli 1987; Tan & McKee 2002; Yorke & Sonnhalter 2002). Por otro lado, opacidades pequeñas y elevadas tasas de acreción  $\sim 10^{-4}$ – $10^{-3} M_{\odot} \text{ años}^{-1}$  (e.g., Osorio et al. 1999; Edgar & Clarke 2003), pueden resolver el problema de la presión de radiación. La observación de jets y flujos colimados (e.g., Martí, Rodríguez & Reipurth 1993; Beuther & Shepherd 2005) y estructuras (discos y/o toroides) en rotación (e.g., Patel et al. 2005; Beltrán et al. 2006) alrededor de algunas protoestrellas masivas, favorecen este escenario. Sin embargo, algunos autores advierten que esta versión de la formación de estrellas de alta masa puede ser viable sólo para estrellas del tipo espectral B, y no para las más masivas (Zinnecker & Yorke 2007).

El otro escenario se inclina por la formación de estrellas masivas a través de la fusión (o coalescencia) de estrellas de menor masa y de la *acrección competitiva* (e.g., Bonnell, Bate & Zinnecker 1998; Bally & Zinnecker 2005). Estos modelos se basan en el hecho de que las estrellas masivas por lo general se observan en cúmulos (e.g., Bonnell et al. 1998, 2007; Stahler et al. 2000). Una estrella en formación que se encuentra aislada acretará la mayoría de la masa de la nube materna, lo que determina su masa final. Sin embargo, en los cúmulos, las estrellas deben competir por el material para acretar y poder ganar masa. En este escenario, la masa final de una estrella depende de su dominio de acreción (i.e., la región de la cual puede obtenerse el gas) y al mismo tiempo, el dominio sobre la acreción depende de la masa de la protoestrella y de la distribución espacial de las estrellas cercanas. Por lo tanto, una estrella masiva puede reunir más masa que una estrella de poca masa, y llegar a ser aún más masiva. Bajo los supuestos de este escenario, las estrellas

## 1. Introducción

---

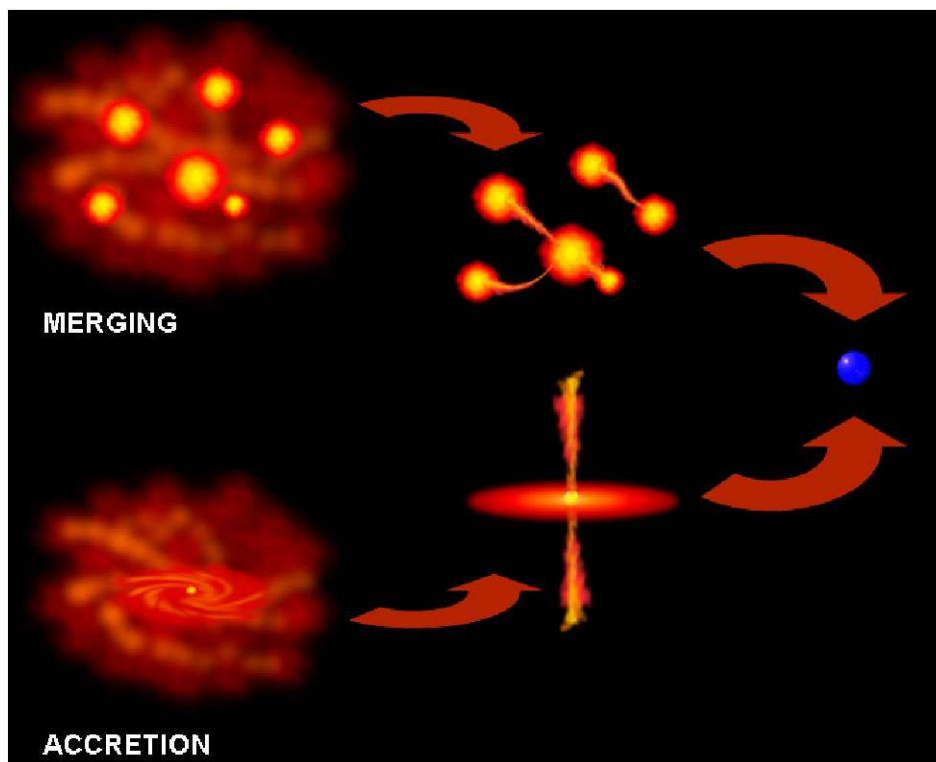


Figura 1.4: Representación esquemática de los dos escenarios de formación de las estrellas masivas más favorecidos. En la parte de arriba se muestra el escenario de fusión, en el cual se parte de una nube molecular con diversas condensaciones que desenlazan en un cúmulo de estrellas de baja masa las cuales se fusionarán para dar lugar a una estrella masiva. En la parte de abajo se muestra el esquema del escenario de extrapolación de formación estelar de baja masa, en este al igual que en el anterior se parte de una nube molecular masiva, sólo que en este caso se crea una sola condensación la cual es alimentada por un disco de acreción masivo, esto generará una protoestrella con estructuras rotacionales y jets, al igual que en el otro escenario, al final de todo el proceso se tendrá una estrella masiva. Cortesía de L. Carbonaro.

más masivas que se encuentran en grupos deben estar ubicadas en el centro del cúmulo, donde la nube de gas cae en el pozo de potencial de todo el cúmulo. El escenario de fusión, el cual requiere de una elevada densidad de protoestrellas ( $\sim 10^6 - 10^8 \text{ pc}^{-3}$ ), sugiere que la fusión de dos o más estrellas de baja masa pueden formar una estrella más masiva.

Recientemente, observaciones interferométricas de la región de formación estelar masiva IRAS 16547–4267 (Garay et al. 2003; Brooks et al. 2003; Rodríguez et al. 2005; Franco-Hernández et al. 2009), han revelado la presencia de un objeto estelar joven con una masa de  $\approx 30 M_{\odot}$ . Este objeto es la estrella masiva en formación más luminosa asociada a un chorro colimado o flujo molecular y con una estructura toroidal en rotación



perpendicular al flujo molecular. De forma similar, Patel et al. (2005) reportan la existencia de una estructura de tipo disco alrededor de una protoestrella masiva ( $M \sim 15 M_{\odot}$ ) en Cefeo A. Estas observaciones favorecen un escenario de formación estelar para la alta masa similar al de las estrellas de baja masa, pero un mayor número de observaciones detalladas así como mejoras en los modelos teóricos son aún necesarios. En este sentido, instrumentos capaces de realizar observaciones de muy alta resolución angular con una gran sensibilidad, como ALMA (Atacama Large Millimeter Array), serán de gran ayuda en la solución de ésta y otras preguntas abiertas de la astronomía.

### 1.3 Efecto de las estrellas masivas sobre su entorno

---

Como se ha mencionado en las secciones anteriores, la formación estelar requiere de una gran concentración de material molecular, densidades elevadas y presencia de granos de polvo, por lo cual, las nubes moleculares son el lugar ideal para que se lleve a cabo el proceso de la formación estelar. El material molecular dentro de estas nubes está, en general, distribuido de forma inhomogénea y grumosa. Las nubes moleculares pueden alcanzar dimensiones de decenas de parsec con densidades de 100 partículas por  $\text{cm}^{-3}$ , y contienen a su vez estructuras más pequeñas (décimas de pc) con densidades de entre  $10^3$  y  $10^7$  partículas por  $\text{cm}^{-3}$  (Williams, Blitz & McKee 2000) que serían los lugares donde se formarían las estrellas. Se cree que el proceso de formación estelar es continuo, i. e., la formación estelar prevalecerá hasta que se acabe el material molecular.

El efecto de las estrellas masivas jóvenes en la nube molecular materna es devastador. Estas estrellas se forman en cúmulos y permanecen inmersas en la nube molecular de la cual se formaron entre el 10% y 20% del tiempo que dura su secuencia principal (Wood & Churchwell 1989a). La radiación de la estrella recién formada interactúa con su entorno alterando sus características iniciales. Los vientos estelares son tan potentes (velocidades de viento  $v_w \sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ ; con tasas de pérdida de masa  $\dot{M} > 1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ; Lamers & Leitherer 1993) que pueden barrer el material de los alrededores y tienen un campo de radiación tan energético (número de fotones ionizantes por segundo  $\dot{N}_i > 2 \times 10^{47} \text{ s}^{-1}$ ; Thompson 1984) que logran excitar, fotoionizar y fotodisociar las moléculas de la nube materna produciendo alrededor de la estrella regiones de gas ionizado. El estudio del gas ionizado (regiones H II) generado por las estrellas OB jóvenes es muy importante para la comprensión de las condiciones en las que se formaron las estrellas, y la interacción de éstas con su medio ambiente. Además de ionizar el gas, las estrellas masivas jóvenes también pueden disociar una gran cantidad de moléculas formando a su alrededor zonas de material neutro y atómico. Estas zonas son conocidas como regiones fotodisociadas (PDR) y conforman la interfase entre el gas ionizado y la nube molecular. La química y termodinámica de las PDR está dominada por la radiación estelar. La emisión de las PDR es básicamente de líneas de iones, átomos y moléculas, así como emisión de polvo. Las líneas de carbono ionizado, oxígeno neutro, carbono neutro, transiciones fluorescentes

## 1. Introducción

---

de hidrógeno molecular, además de transiciones de CO, son ejemplos de los iones, átomos y moléculas que se encuentran en estas regiones. La mayoría de las líneas provenientes de la PDR son emitidas en el rango de frecuencias que va del milimétrico hasta el infrarrojo cercano y debido a esto, sólo en los últimos años (con el desarrollo de la radioastronomía y la astronomía en el infrarrojo) se ha establecido un vínculo entre observaciones y modelos de PDR (e. g., Hollenbach & Tielens 1997).

Otro efecto de las estrellas masivas recién formadas, es que éstas podrían inhibir la formación de estrellas de baja masa a su alrededor (Bally 2003). Estas propuestas se basan en observaciones que muestran a estrellas masivas tipo OB ionizando y fotodisociando sus nubes moleculares maternas. Se estima que una vez formada la estrella OB, la destrucción de la nube materna ocurre en una escala de tiempo de 0.1 millones de años (Megeath et al. 2002).

### 1.4 Organización del trabajo

---

En la presente tesis se realiza un estudio del gas ionizado (emisión de continuo y línea de recombinación) de la región de formación estelar GGD 14, situada en la nube molecular de Monoceros. Se estudia la morfología y cinemática de la región H II y la PDR asociadas al objeto masivo G213.88–11.83. Para el estudio de la PDR se utiliza la línea de recombinación del carbono C110 $\alpha$ , y para la región H II se utiliza la línea de recombinación del hidrógeno H110 $\alpha$ .

El *presente Capítulo*, corresponde a una introducción a las estrellas de alta masa, en particular la formación de éstas y los efectos que causan en su entorno: e. g., generando regiones de gas ionizado (regiones H II) y regiones de gas fotodisociado (PDR). En el *Capítulo 2*, se presenta una descripción más detallada de las regiones H II, indicando sus propiedades principales, morfologías y modelos teóricos que explican su formación. Con una finalidad más práctica, se describe también el tipo de emisión que se detecta proveniente de estos objetos (radiación libre-libre) y como se puede utilizar esta radiación para derivar parámetros físicos de la región H II. En el *Capítulo 3*, se presenta una descripción general de las PDR: sus propiedades físicas, estructura y características químicas. En el *Capítulo 4* se presentan con mayor detalle las líneas espectrales que pueden ser observadas y estudiadas en las regiones H II y en las PDR. Finalmente, en el *Capítulo 5* se muestra el trabajo observacional realizado en esta tesis, empezando con una descripción de la nube molecular de Monoceros, para finalizar en la región GGD 14. Se presentan las observaciones realizadas, los resultados principales y la discusión y análisis de éstos. En el *Capítulo 6* se enumeran las principales conclusiones y el trabajo a futuro. En la sección de apéndices, el *Apéndice A* describe las características de los radiointerferómetros.

# 2

## Regiones H II

### 2.1 Características de las regiones H II

---

Una estrella joven con una temperatura  $T \geq 10^4$  K emitirá fotones ultravioleta (UV) capaces de ionizar el medio que la circunda. Estos fotones, con energías  $E > 13.6$  eV, pueden ionizar el hidrógeno, formando así una región H II (de hidrógeno ionizado). Los electrones libres y los núcleos creados en este proceso pueden recombinarse y producir nuevos fotones, o bien pueden calentar el gas al colisionar con otros átomos. De modo que la radiación emitida por la estrella interacciona con su entorno provocando que éste también emita radiación. El equilibrio de ionización en cada punto de la región H II está establecido por el balance entre la tasa de fotoionizaciones y la tasa de recombinaciones que se dan dentro de ésta. Se puede obtener la estructura de la región H II considerando que se tiene una nube molecular homogénea a temperatura constante compuesta en su totalidad por hidrógeno la cual contiene una estrella joven en su interior. La ecuación de equilibrio de ionización en un elemento de volumen a una distancia  $R$  de la estrella está dada por,

$$n_{\text{H I}} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{F_{\nu}}{h\nu} \sigma_{\nu} d\nu = n_e n_p \alpha_{\text{B}}(T), \quad (2.1)$$

donde  $F_{\nu}$  es el flujo de radiación estelar en el elemento de volumen,  $F_{\nu}/(h\nu)$  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  $h\nu$ , y finalmente  $n_{\text{H I}}$ ,  $n_p$  y  $n_e$  son las densidades volumétricas de hidrógeno neutro, protones y electrones respectivamente.  $\alpha_{\text{B}}(T)$  es el coeficiente de recombinación al nivel 2 y demás niveles superiores, sin considerar las

## 2. Regiones H II

---

recombinaciones al nivel base<sup>1</sup>.

La forma de la región H II depende de la distribución inicial de gas alrededor de la estrella y su tamaño depende directamente del número de fotones ionizantes (con  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  y  $E > 13.6 \text{ eV}$ ) que la estrella emite ( $\dot{N}_i$ ). La radiación emitida por la estrella central disminuye a medida que nos alejamos de ella, por lo tanto, a mayor distancia ( $R$ ) menor  $\dot{N}_i$  por unidad de volumen. Si suponemos un medio homogéneo formado por hidrógeno, la región que puede ionizar la estrella recibe el nombre de esfera de Strömgren y su radio es conocido como el radio de Strömgren ( $R_S$ ). El volumen de la esfera de Strömgren es tal que el número de recombinaciones de los iones contenidos es igual al número de fotones ionizantes producidos por la estrella por unidad de tiempo,

$$\dot{N}_i = \frac{4}{3} \pi R_S^3 n_e^2 \alpha_B(T), \quad (2.2)$$

donde el valor del coeficiente de recombinación  $\left[ \frac{\alpha_B(T)}{\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}} \right] = 2.6 \times 10^{-13} \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-3/4}$ <sup>2</sup>. Despejando  $R_S$  de la ecuación anterior se obtiene  $R_S = \left( \frac{3}{4} \frac{\dot{N}_i}{\alpha_B(T) \pi n_e^2} \right)^{1/3}$ , que al expresarlo en unidades prácticas, resulta en

$$\left[ \frac{R_S}{\text{pc}} \right] = 0.145 \left[ \frac{\dot{N}_i}{10^{49} \text{ fotones s}^{-1}} \right]^{1/3} \left[ \frac{n_e}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right]^{-2/3} \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{1/4}. \quad (2.3)$$

Los átomos en las regiones H II son ionizados continuamente por la radiación de la estrella central y, a su vez, los electrones libres y los iones se recombinan. En el proceso de recombinación de un electrón y un ion, el electrón va cayendo en cascada hacia los estados de menor energía, emitiendo líneas de recombinación (ver Capítulo 4). Las líneas más intensas son las del hidrógeno, helio y oxígeno ionizado una vez (O II). Simultáneamente también hay emisión de radiación en el continuo, producida por interacciones entre partículas cargadas no ligadas. Debido a que las partículas son libres, sus estados de energía no están cuantizados y la radiación resultante de los cambios en su energía cinética es continua sobre el espectro. Esta emisión, conocida como radiación libre-libre (ver Sección 2.3) es importante en el dominio de las longitudes de onda radio.

### 2.2 Morfología de las regiones H II

---

El estudio de las morfologías de las regiones H II es de mucha importancia debido a que proporciona información sobre la interacción entre el gas ionizado, la estrella recién formada y el medio neutro que lo rodea. En particular, el estudio de la morfología de las regiones H II más jóvenes (regiones H II ultracompactas, UCH II, ver Sección 2.3.2) puede

<sup>1</sup>Sólo se consideran las recombinaciones a los niveles  $n \geq 2$ , debido a que se hace la suposición de que las recombinaciones a  $n=1$  producen un fotón ionizante que es absorbido prácticamente en el mismo sitio donde se produjo (de forma que no hay una recombinación neta).

<sup>2</sup>Para la temperatura típica de una región H II ( $10^4 \text{ K}$ ) se tiene  $\alpha_B(T) = 2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

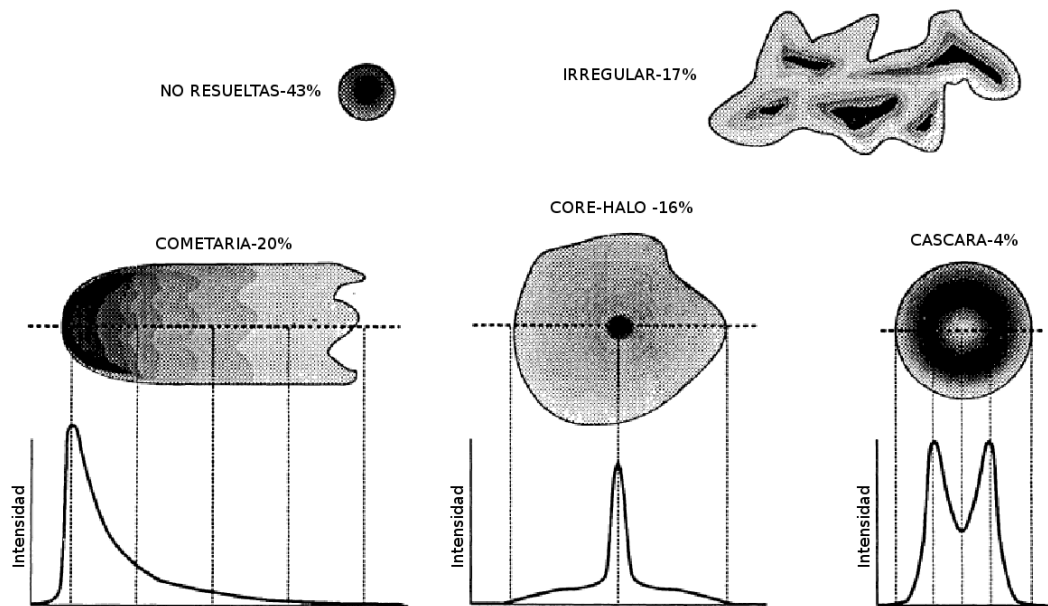


Figura 2.1: Esquema de las morfologías que pueden presentar las regiones H II ultracompactas, imagen obtenida de Wood & Churchwell (1989b).

aportar información sobre el gas denso en el cual las estrellas masivas se forman. El estudio de la morfología de las UCH II adquirió mucha relevancia en las últimas décadas del siglo XX (e. g., Reid & Ho 1985; Wood & Churchwell 1989b; Fey et al. 1992; Garay et al. 1993; Kurtz et al. 1994). Los resultados obtenidos de diversos estudios es que un  $\sim 20\%$  de las UCH II tienen morfología cometaria, un  $\sim 15\%$  son del tipo core-halo, un  $\sim 5\%$  tienen forma de cáscara, un  $17\%$  son irregulares, y un  $43\%$  no están bien resueltas (ver por ejemplo Wood & Churchwell 1989b). En la Figura 2.1, se muestra un esquema de las diferentes morfologías que pueden presentar las regiones H II ultracompactas de acuerdo con observaciones hechas con el VLA (Very Large Array). En la actualidad existen diversos modelos para explicar la evolución y morfologías de las regiones H II. En este capítulo se explica brevemente en que consisten los modelos de champaña y de choque de proa, debido a que la región estudiada en esta tesis presenta una morfología cometaria (explicable con esos dos modelos).

Antes de entrar en los detalles de estos dos modelos, se presenta una breve descripción del modelo clásico de una región H II, ya que éste describe la formación del primer radio de Strömgren, seguido de la expansión del gas ionizado en un medio homogéneo (Spitzer 1978). Esta expansión se debe a la sobrepresión del gas ionizado y caliente de la región H II respecto al gas neutro y frío que la rodea. El gas ionizado incrementa su temperatura durante el proceso de fotoionización llegando a una temperatura de equilibrio de  $\sim 10^4$  K,

## 2. Regiones H II

---

mientras que el material neutro fuera de la región H II conserva su temperatura inicial ( $\sim 10\text{--}100$  K). Inicialmente la expansión de la región H II tendrá una velocidad del orden de  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , después tendrá una velocidad similar a la velocidad del sonido en el gas ionizado ( $\sqrt{\frac{Tk}{\mu}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ). Esta expansión se detendrá cuando se alcance el equilibrio de presiones entre la región H II y el gas circundante. La región H II permanecerá en equilibrio con su medio ambiente y permanecerá así siempre y cuando el flujo de fotones ionizantes permanezca constante en el tiempo. Wood & Churchwell (1989a) concluyen que las regiones H II ultracompactas permanecen en esta fase alrededor de  $10^5$  años, lo cual es un tiempo mucho mayor que el tiempo de cruce del sonido a través de regiones H II;  $t_{\text{cruce}} \approx R/c_i \approx 10^4$ , donde  $R$  es el tamaño de la región y  $c_i$  es la velocidad del sonido del gas ionizado.

Las morfologías que presentan las regiones H II dependen de la edad de la fuente, de la dinámica del gas ionizado y molecular, de la estructura en densidad del medio interestelar local, y del movimiento de la estrella con respecto a su medio ambiente. Debido a que la forma de las regiones H II depende de muchos factores, el establecer el mecanismo que determina la forma de una región H II y que hace que se mantengan en su fase ultracompacta es una tarea difícil. A continuación presentamos los dos modelos principales propuestos para explicar la morfología cometaria de las regiones H II.

### 2.2.1 Modelo de champaña

El modelo de champaña (e. g., Tenorio-Tagle 1979; York, Tenorio-Tagle & Bodenheimer 1983) fue desarrollado para explicar la morfología cometaria de un elevado número de regiones UCH II. Este modelo considera que una estrella masiva recién formada comienza a ionizar su entorno hasta que se forma una cavidad en la superficie de la nube molecular. La radiación estelar queda confinada hacia la dirección de la parte densa de la nube molecular, pero puede salir hacia fuera de la nube por regiones menos densas. El modelo de champaña predice que el máximo de la emisión de la región H II se produce en la zona más cercana a la nube molecular (la cabeza de la región H II), y es en esta zona donde se observa el mayor gradiente (espacial) en la emisión, mientras que, en la cola de la región H II (lugar por donde la ionización escapa de la nube) la emisión es más débil. En la Figura 2.2 se presenta un esquema ilustrativo de un flujo de champaña producido por una región H II. El gas en la cola de la región puede alcanzar velocidades varias veces mayor que la velocidad del sonido en el gas ionizado ( $c_i \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ), aunque la emisión de esta zona puede ser varias veces menor que la que se observa en la zona de la cabeza de la región, lo que hace difícil poder observar las zonas de mayor velocidad (son las más tenues). La velocidad del gas ionizado en la cabeza de la cometaria será muy similar a la velocidad del gas molecular local. El modelo de champaña reproduce muy bien la morfología cometaria observada en varias de regiones H II (e. g., Kurtz, Churchwell & Wood 1994; Garay, Lizano Gómez 1994). En la Figura 2.3 se muestra un ejemplo de dos regiones H II con morfología cometaria (G13.87+0.28 y G32.80+0.19) las cuales parece ser producidas por un flujo de

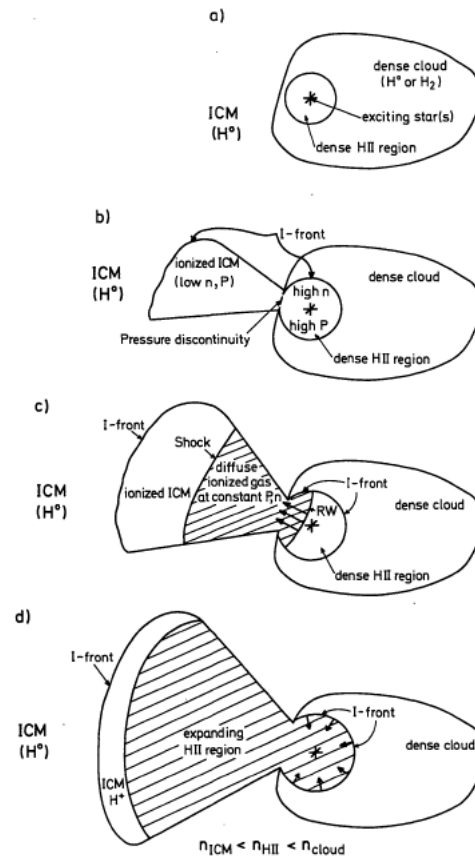


Figura 2.2: Esquema de un flujo de champaña en una región H II, imagen obtenida de Alloin & Tenorio-Tagle (1979).

champaña.

### 2.2.2 Modelo de choque de proa

Otro modelo capaz de explicar la morfología cometaria de las regiones H II es el modelo de choque de proa. La idea de este modelo es que el objeto estelar joven tiene un movimiento relativo a la nube molecular donde se formó. Trabajos como los de MacLow et al. (1991) y Van Buren et al. (1990), consideran que la dispersión de velocidades observada en las estrellas de las asociaciones OB correspondería a la velocidad a la que se mueven estas estrellas cuando todavía están dentro de su nube materna. Este movimiento relativo entre la nube molecular y las estrellas produce un choque de proa en la dirección del movimiento de la estrella debido a la presión dinámica del medio ambiente (ver Figura 2.4). Esta presión es opuesta a la producida por el viento estelar chocado de baja densidad y muy caliente que se forma en una cavidad dentro de la región H II. Esta hipótesis produce una

## 2. Regiones H II

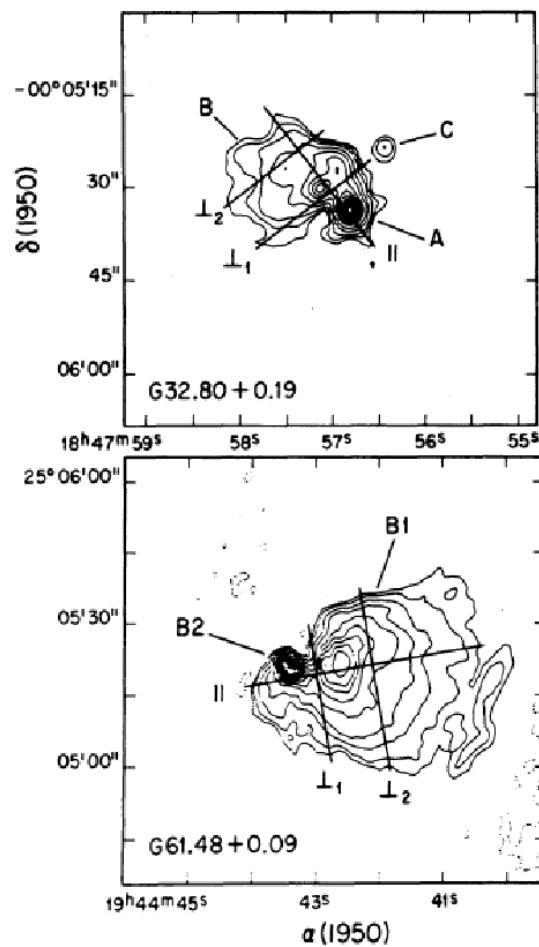


Figura 2.3: Imágenes de radio continuo a 8.3 GHz de las regiones H II G61.48+0.09 y G32.80+0.19 (Garay, Lizano & Gómez 1994). Ambas regiones muestran la morfología cometaria típica de los flujos de champaña.

configuración estática, i. e., la región H II no se expande ni se contrae sino que permanece con el mismo tamaño mientras la estrella permanezca dentro del grumo molecular. En este modelo la fuente presenta una morfología cometaria cuando se observa la fuente de costado y una forma núcleo-halo cuando se observa a la fuente desde la cabeza o cola. En la Figura 2.5 se muestra una imagen de continuo a 8.3 GHz de la región G13.87+0.28, la cual presenta una morfología cometaria posiblemente provocada por un choque de proa (Garay, Lizano & Gómez 1994).



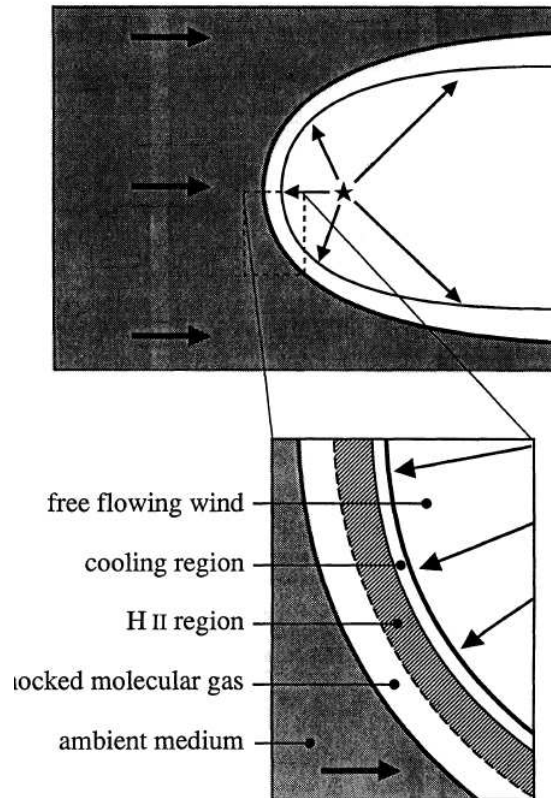
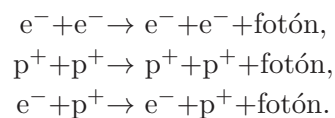


Figura 2.4: Estructura propuesta de una región H II ultracompacta atrapada en un choque de proa alrededor de una estrella con viento estelar fuerte moviéndose supersónicamente en la nube molecular (MacLow et al. 1991).

## 2.3 Radiación de continuo

En un medio ionizado los electrones y los protones experimentan una aceleración, debida a la interacción electrostática o coulombiana cuando pasan uno cerca del otro (ver Figura 2.6). Durante cada una de estas colisiones parte de la energía cinética es radiada dando lugar a lo que se conoce como radiación libre-libre (o Bremsstrahlung). Las interacciones que pueden tomar lugar en este proceso son:



Sin embargo, sólo la interacción protón-electrón generará radiación libre-libre, ya que es la única interacción que produce emisión de dipolo eléctrico, mientras que las interacciones protón-protón y electrón-electrón sólo presentan emisión cuadrupolar (más débil).

## 2. Regiones H II

---

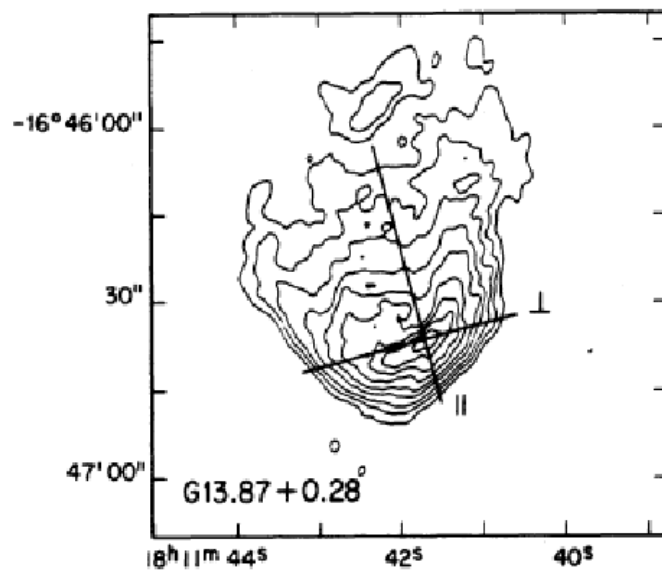


Figura 2.5: Imagen de radio continuo a 8.3 GHz de la región H II G13.87+0.28, la cual muestra una morfología cometaria probablemente producida por un choque de proa (Garay, Lizano & Gómez 1994).

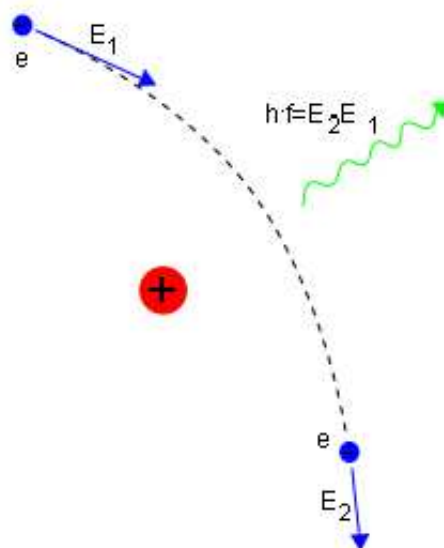


Figura 2.6: Esquema de la interacción coulombiana entre un electrón libre y un núcleo de hidrógeno (protón). La interacción produce la emisión de un fotón (emisión libre-libre).

A continuación desarrollaremos las ecuaciones que permiten obtener información de los parámetros físicos de la emisión libre-libre. Para llegar a la expresión del coeficiente de emisión, consideramos un gas en equilibrio térmico que emite radiación libre-libre. Los electrones termalizados tendrán una distribución de velocidades Maxwelliana (Rybicki & Lightman 1979). La probabilidad  $dP$  de que una partícula del gas a temperatura  $T$ , tenga una velocidad entre  $u$  y  $u + du$  en el espacio fase es,

$$dP \propto e^{-E/(kT)} d^3\vec{u} = \exp\left(\frac{-mu^2}{2kT}\right) d^3\vec{u}, \quad (2.4)$$

donde  $E$  es la energía cinética de la partícula ( $\frac{1}{2}mu^2$ ) y  $k$  es la constante de Boltzmann. Para una distribución isotrópica de velocidades, i.e., una esfera de radio constante en el espacio fase de velocidades, el elemento de volumen está dado por  $d^3\vec{u} = 4\pi u^2 du$ , por lo que la probabilidad de que una partícula tenga una velocidad en el rango de velocidades entre  $u$  y  $u + du$  es,

$$dP \propto u^2 \exp\left(\frac{-mu^2}{2kT}\right) du, \quad (2.5)$$

también conocida como distribución de Maxwell-Boltzmann. Para integrar la ecuación anterior, primero hay que ver cuales son los límites de integración. En principio se tomaría  $0 \leq u \leq \infty$  pero a una frecuencia dada  $\nu$ , la velocidad del electrón incidente no puede ser cero, debe ser por lo menos tal que  $h\nu \leq \frac{1}{2}mu^2$ . A este efecto se le llama efecto discreto del fotón, en el caso de no cumplirse la desigualdad anterior un fotón de energía  $h\nu$  no se crearía. Utilizando el teorema de equipartición de la energía, el límite inferior al promediar la energía y  $u_{\min}$ , que cumpla con la desigualdad impuesta arriba, se obtiene que la energía emitida por la fuente ( $W$ ) por unidad de tiempo ( $t$ ), por unidad de volumen ( $V$ ) y de frecuencia ( $\nu$ ) es

$$\frac{dW(T, \omega)}{dV dt d\omega} = \frac{\int_{u_{\min}}^{\infty} \frac{dW(u, \omega)}{d\omega dV dt} u^2 \exp\left(\frac{-mu^2}{2kT}\right) du}{\int_0^{\infty} u^2 \exp\left(\frac{-mu^2}{2kT}\right) du}, \quad (2.6)$$

donde  $u_{\min} \equiv \sqrt{2h\nu/m}$ , y usando  $d\omega = 2\pi d\nu$

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{2^5 \pi e^6}{3mc^3} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} T^{-0.5} n_e n_p e^{-\frac{h\nu}{kT}} g_{ff}. \quad (2.7)$$

Evaluando la ecuación anterior en unidades cgs, se tiene que la emisión libre-libre en un gas en equilibrio térmico (en  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$ ), es

$$j_{\nu}^{ff} = \frac{dW}{dV dt d\nu} = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-0.5} e^{-\frac{h\nu}{kT}} g_{ff} \quad (2.8)$$

donde  $n_e$  y  $n_i$  son la densidad de electrones y de protones respectivamente,  $Z$  es la carga de los iones,  $m$  es la masa del electrón,  $T$  es la temperatura cinética de los electrones,  $g_{ff}$  es el factor de Gaunt, mientras que  $j_{\nu}^{ff}$  es conocido como el coeficiente de emisión libre-libre.

## 2. Regiones H II

---

Para determinar el coeficiente de absorción y profundidad óptica de la radiación libre-libre se tiene que modelizar no sólo la interacción entre las partículas con carga, sino también la distribución de partículas en función de la velocidad. Para el caso de la radiación emitida en el dominio radio, los cálculos pueden simplificarse puesto que la emisión corresponde a los choques relativamente distantes con fuerzas de Coulomb relativamente pequeñas, de forma que se puede considerar que después del choque las partículas siguen moviéndose en línea recta. El coeficiente de emisión se calcula integrando la emisión producida en cada choque para una distribución Maxwelliana de velocidades de las partículas (Rybicki & Lightman 1979, Estalella & Anglada 1999). Es posible relacionar la radiación absorbida por un electrón moviéndose en el campo eléctrico de un ión con el proceso de emisión libre-libre. En el caso de absorción térmica libre-libre, y teniendo en cuenta las leyes de Kirchhoff para la emisión de cuerpo negro a temperatura  $T$ , se obtiene,

$$j_{\nu}^{ff} = \alpha_{\nu}^{ff} B_{\nu}(T), \quad (2.9)$$

donde  $\alpha_{\nu}^{ff}$  es el coeficiente de absorción,  $j_{\nu}^{ff}$  es el coeficiente de emisión y  $B_{\nu}(T)$  es la función de Planck. La ley de Kirchhoff se obtiene al considerar un material que emite térmicamente a una cierta temperatura  $T$ , de tal manera que su emisión sólo dependerá de la temperatura y de sus propiedades internas. La emisión de este material, definida por  $S_{\nu}$ , será igual a la emisión de un cuerpo negro, dada por  $B_{\nu}(T)$ . Por otro lado, la emisión del material,  $S_{\nu}$ , también conocida como la función fuente, se define como el cociente entre los coeficientes de emisión y de absorción,  $S_{\nu} \equiv j_{\nu}/\alpha_{\nu}$ . Por otro lado la energía total emitida por la fuente por unidad de tiempo, por unidad de volumen y de frecuencia, en términos del coeficiente de emisión, es

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = 4\pi j_{\nu}^{ff}. \quad (2.10)$$

Mientras que utilizando la ley de radiación de Planck, se tiene

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (2.11)$$

donde  $B_{\nu}(T)$  es la energía emitida por un cuerpo negro a una temperatura  $T$  para frecuencia  $\nu$ ,  $h$  es la constante de Planck,  $c$  es la velocidad de la luz y  $k$  es la constante de Boltzmann. Sustituyendo el resultado de la Ecuación 2.11 en la Ecuación 2.9 se tiene

$$\alpha_{\nu}^{ff} = \frac{4e^6}{3mhc} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} n_e n_p T^{-0.5} \nu^{-3} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) g_{ff}. \quad (2.12)$$

Considerando el caso cuando  $h\nu \gg kT$ , la exponencial es pequeña, y el coeficiente de absorción es proporcional a  $\nu^{-3}$ . Cuando  $h\nu \ll kT$  nos encontramos en el dominio de Rayleigh-Jeans (válido en la región de las radiofrecuencias), y la ecuación se escribe

$$\alpha_{\nu}^{ff} = \frac{4e^6}{3mkc} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} n_e n_p T^{-3/2} \nu^{-2} g_{ff}, \quad (2.13)$$

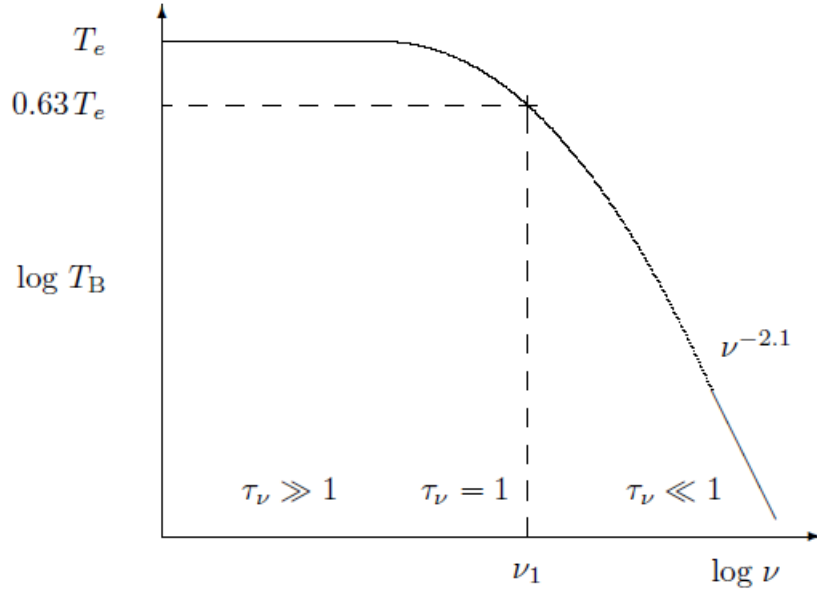


Figura 2.7: En la figura se muestra el comportamiento de la temperatura de brillo en función de la frecuencia (en escala logarítmica) para una región H II homogénea. Figura obtenida de Estalella & Anglada (1999)

donde el factor de Gaunt para  $T \lesssim 10^6$  K y frecuencias radio, es  $g_{ff} \propto T^{0.15} \nu^{-0.1}$ . Para frecuencias radio se puede utilizar la aproximación (Altenhoff et al. 1960), para calcular la profundidad óptica,  $\tau_\nu$  a partir del coeficiente de absorción,

$$\tau_\nu = \int \alpha_\nu^{ff} dl = 0.08235 \left[ \frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{pc}} \right] \left[ \frac{T_{ex}}{\text{K}} \right]^{-1.35} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-2.1}, \quad (2.14)$$

donde  $EM$  es la medida de emisión:  $EM = \int n_p n_e dl$ . En el caso de hidrógeno ionizado y suponiendo un medio homogéneo de profundidad  $L$ , la medida de emisión está dada por  $EM = n_e^2 L$ .  $T_e$  es la temperatura electrónica que tiene un valor típico de  $10^4$  K. La profundidad óptica de la radiación libre-libre disminuye rápidamente con la frecuencia.

### 2.3.1 Espectro de una región H II homogénea

En el régimen de Rayleigh-Jeans, la ecuación de transporte radiativo para una región homogénea nos dice que la contribución de la región a la radiación observada está dada por

$$T_B = T_B^{\text{on}} - T_B^{\text{off}} = (T_{\text{ex}} - T_{\text{bg}}) (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (2.15)$$

donde  $T_B^{\text{on}}$  y  $T_B^{\text{off}}$  son las temperaturas de brillo de la fuente y del fondo, respectivamente, con  $T_{\text{bg}} \sim 2.7$  K. En una región H II los electrones están termalizados, i.e., tienen una

## 2. Regiones H II

---

distribución Maxwelliana de velocidades a una temperatura electrónica  $T_e$ , por lo tanto, se puede decir que  $T_e = T_{\text{ex}}$ , con  $T_e = 10^4$  K para el caso de una región H II. Por lo tanto,  $T_e \gg T_{\text{bg}}$ , lo que implica que  $T_B \simeq T_{\text{ex}}(1 - e^{-\tau_\nu})$ . A partir de esta expresión podemos distinguir dos regiones del espectro en las que el comportamiento de la radiación es diferente (ver Figura 2.7). A bajas frecuencias la fuente será ópticamente gruesa ( $\tau_\nu \gg 1$ ) y por consiguiente  $T_B \simeq T_e$ . Estas observaciones permiten medir de manera directa la temperatura electrónica de la región H II. Por otro lado, a altas frecuencias la fuente será ópticamente delgada ( $\tau_\nu \ll 1$ ) y  $T_B \simeq T_e \tau_\nu$ , ya que  $(1 - e^{-\tau_\nu}) \rightarrow \tau_\nu$ . Para altas frecuencias, y teniendo en cuenta la Ecuación 2.15, tenemos

$$\left[ \frac{T_B}{\text{K}} \right] = 0.08235 \left[ \frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}} \right] \left[ \frac{T_e}{\text{K}} \right]^{-0.35} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-2.1}. \quad (2.16)$$

La observación a altas frecuencias (en el dominio radio) de una región H II permite medir el valor de la medida de emisión suponiendo una temperatura electrónica, y utilizando la densidad de flujo ( $S_\nu$ ) y el tamaño ( $\Omega_S$ ) observados, ya que podemos relacionar la densidad de flujo y tamaño de la fuente con la temperatura ( $T_B$ ) a partir de la expresión

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_B \Omega_S, \quad (2.17)$$

que considerando altas frecuencias y  $\tau_\nu \gg 1$ , i. e., una región ópticamente gruesa, se tiene que  $T_B \simeq T_{\text{ex}}$ , entonces,

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{ex}} \Omega_S, \quad (2.18)$$

donde  $T_{\text{ex}}$  es fija,  $S_\nu$  crece como  $\nu^2$ , y el ángulo sólido está dado por  $\Omega_S = \pi (\theta_S/2)^2$ . Por otro lado, para el caso ópticamente delgado ( $\tau_\nu \ll 1$ ), se tiene que  $T_B \simeq T_{\text{ex}} \tau_\nu$ , por lo cual,

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{ex}} \tau_\nu \Omega_S, \quad (2.19)$$

suponiendo que el medio está termalizado ( $T_{\text{ex}} = T_e$ ) y poniendo la ecuación anterior en unidades prácticas, se llega a que la densidad de flujo de una región H II homogénea se relaciona con la densidad electrónica de la región H II mediante la expresión

$$\left[ \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right] = 0.90 \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-0.35} \left[ \frac{n_e}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right]^2 \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-0.1} \left[ \frac{\theta_S}{\text{arcsec}} \right]^3 \left[ \frac{D}{\text{kpc}} \right], \quad (2.20)$$

teniendo en cuenta que la medida de emisión y la densidad electrónica se relacionan por  $EM = ne^2L$  para una región H II homogénea. Suponiendo que el gas es ópticamente delgado ( $\tau_\nu \ll 1$ ), si se conoce el tamaño  $L$ , se puede conocer  $n_e$ , que estaría dada por:

$$\left[ \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right] = 1.054 \times 10^4 \left[ \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right]^{0.5} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{0.05} \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.175} \left[ \frac{\theta_S}{\text{arcsec}} \right]^{-1.5} \left[ \frac{D}{\text{kpc}} \right]^{-0.5}. \quad (2.21)$$

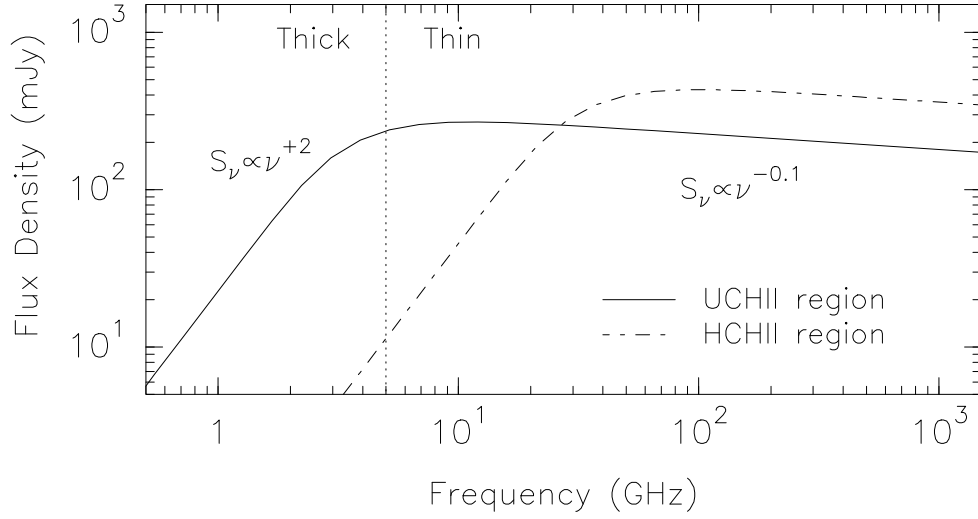


Figura 2.8: En la figura se muestra el comportamiento de la densidad de flujo en función de la frecuencia (función logarítmica). La línea continua muestra el caso de una región HII ultracompacta (UCHII), mientras que la línea punteada muestra una una región hipercompacta (HCHII). La figura fue obtenida de Sanchez-Monge (2011).

Otro parámetro importante de la región H II que puede ser obtenido a partir de la emisión de continuo, es la masa de hidrógeno ionizado. Suponiendo una región de volumen esférico, y considerando que la masa del átomo de hidrógeno es  $1.673 \times 10^{-24}$  g (Allen 1981), entonces se tiene que  $M_{\text{HII}} = (4/3)\pi R^3 n_e m_{\text{H}} = (\pi/6)L^3 n_e m_{\text{H}} = (\pi/6)\theta^3 D^3 n_e m_{\text{H}}$ , sustituyendo esta expresión en la Ecuación 2.21 se tiene que

$$\left[ \frac{M_{\text{HII}}}{M_\odot} \right] = 1.56 \times 10^{-5} \left[ \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right]^{0.5} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{0.05} \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.175} \left[ \frac{\theta_S}{\text{arcsec}} \right]^{1.5} \left[ \frac{D}{\text{Kpc}} \right]^{2.5}. \quad (2.22)$$

Se puede determinar también el número de fotones ionizantes por unidad de tiempo que están siendo producidos por la estrella excitadora, a partir de las Ecuaciones 2.1 y 2.21, y adoptando un valor de  $\alpha_2 = 3 \times 10^{-13}$  cm s<sup>-1</sup>, obteniendo

$$\left[ \frac{N_i}{\text{fotoness}^{-1}} \right] = 5.1 \times 10^{43} \left[ \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right] \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.4} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{0.1} \left[ \frac{D}{\text{Kpc}} \right]^2. \quad (2.23)$$

Todas las ecuaciones anteriores representan la forma simplificada (suponiendo emisión ópticamente delgada) de obtener los parámetros físicos más importantes de una región H II a partir de la emisión de continuo libre-libre en radiofrecuencias a partir de parámetros observacionales.

## 2. Regiones H II

Table 2.1: Parámetros físicos de diferentes tipos de regiones H II

Tipo de región	Tamaño (pc)	Densidad ( $\text{cm}^{-3}$ )	$EM$ ( $\text{cm}^{-6} \text{ pc}$ )	Masa ionizada ( $M_{\odot}$ )
Hipercompacta	<0.03	$> 10^6$	$> 10^{10}$	$10^{-3}$
Ultracompacta	<0.1	$> 10^4$	$> 10^7$	$10^{-2}$
Compacta	<0.5	$> 5 \times 10^3$	$> 10^7$	1
Clásica	10	100	$10^2$	$10^5$
Gigante	100	30	$5 \times 10^5$	$10^3$ – $10^6$
Supergigante	>100	10	$10^5$	$10^6$ – $10^8$

### 2.3.2 Tipos de regiones H II de hipercompactas a difusas

En el desarrollo de la sección anterior se mostró como determinar los parámetros físicos de una región H II suponiendo que la emisión observada es ópticamente delgada. No obstante, podría suceder que la emisión que detectamos corresponde a una parte del espectro que es ópticamente gruesa. En la Figura 2.8 se muestra el espectro de dos regiones H II homogéneas (línea sólida y traceada): a baja frecuencia nos encontramos con una fuente ópticamente gruesa con un índice espectral de +2; mientras que para más altas frecuencias, la emisión es ópticamente delgada con un índice espectral de  $-0.1$ . El índice espectral  $\alpha$  es la relación entre el flujo y la frecuencia:  $S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$ .

Es interesante destacar los dos diferentes espectros mostrados en la Figura 2.8. El valor de la frecuencia donde cambia el régimen entre ópticamente delgado y grueso es diferente. Para la línea a trazos (región H II hipercompacta) el cambio es a una frecuencia de 40 GHz, mientras que para la línea sólida (región H II ultracompacta) el cambio es a una frecuencia de unos 5 GHz. Esta diferencia en el espectro indica también que puede haber una diferencia entre regiones H II. De hecho, no todas las regiones H II son iguales, algunas son muy extendidas, tienen bajas densidades y son visibles en el óptico (regiones H II más evolucionadas), mientras que otras son de tamaños muy reducidos, con elevadas densidades y sólo detectables en longitudes de onda de radio. Kurtz (2005) proporciona los parámetros típicos de los diferentes tipos de regiones H II, los cuales se muestran en la Table 2.1.

Las regiones H II hipercompactas y ultracompactas son las que parecen estar asociadas a los estados más jóvenes de la formación de las estrellas masivas; mientras que las regiones H II clásicas o gigantes se encuentran en grupos de estrellas OB más evolucionados (visibles en el óptico) como por ejemplo las estrellas de M16 (nebulosa del águila), M17 (nebulosa omega), M20 (nebulosa trífida). En este trabajo se estudia la región H II asociada a GGD 14, la cual es una región H II ultracompacta, por lo tanto de las primeras etapas de la formación.



# 3

## Regiones Fotodisociadas

### 3.1 Características de las regiones fotodisociadas

---

La mayoría del hidrógeno neutro en su fase gaseosa y una gran parte del gas molecular dentro y fuera de la Galaxia se encuentra contenido en regiones fotodisociadas (PDR; Hollenbach & Tielens 1997), también llamadas regiones fotodominadas, y las PDR son el origen de la mayoría de la emisión (no-estelar) de infrarrojo y CO (a longitudes milimétricas) de una galaxia (Hollenbach & Tielens 1997). Las regiones fotodisociadas asociadas a regiones de formación estelar, no fueron consideradas de importancia sino hasta finales de los 1970s, cuando se comenzó a establecer un vínculo entre las regiones H II y la emisión molecular. Considerando que las regiones H II se forman dentro de las nubes moleculares, quedó establecida la existencia de una interfase entre el material ionizado y molecular: las PDR.

Las estrellas OB producen una cantidad apreciable de fotones ultravioleta (UV), aquellos fotones con energía mayor a 13.6 eV ( $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ) son capaces de ionizar el hidrógeno que se encuentra en el entorno de la estrella, formando así una región H II, mientras que los fotones con energías en el intervalo de 6 eV a 13.6 eV, aunque no pueden ionizar los átomos de hidrógeno, pueden disociar las moléculas de hidrógeno ( $\text{H}_2$ ) y de monóxido de carbono (CO), además, pueden ionizar carbono y otros átomos de potenciales de ionización más bajos (e. g., S, Fe, Si, Mg). Esta disociación del material molecular fomenta la formación de una PDR alrededor de la región H II. La temperatura y composición química de esta región están dominadas por el campo de radiación de lejano ultravioleta (FUV, de sus siglas en inglés) generado por la estrella central. La PDR comienza en el límite de la región H II, donde el gas está en un estado predominantemente neutro (H I), y se

### 3. Regiones Fotodisociadas

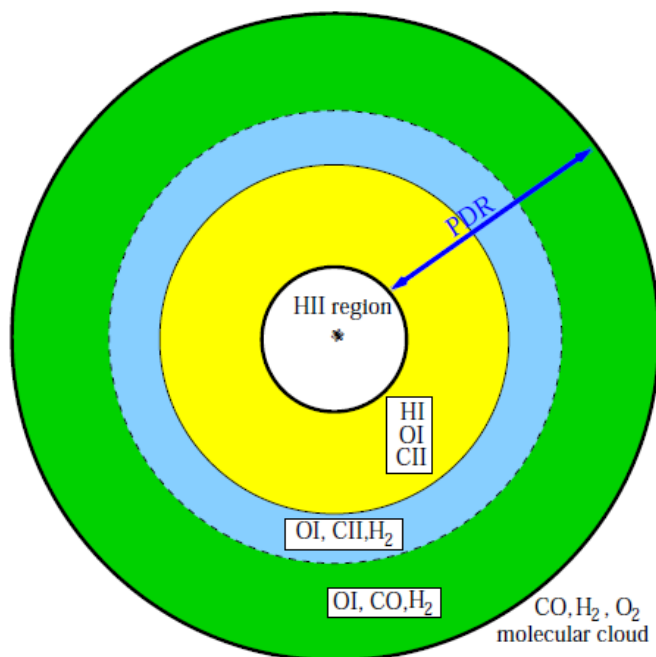


Figura 3.1: Diagrama de una región fotodisociada formada alrededor de una estrella masiva joven. La PDR comienza en los límites de la región H II, en la zona conformada por H I, O I y C II. En la zona subsecuente se da la transición del hidrógeno neutro a molecular, por lo cual, esta parte de la PDR está conformada por O I, C II y H<sub>2</sub>. La zona más externa de la PDR contiene O I, CO y H<sub>2</sub>. La PDR termina cuando todo el oxígeno se encuentra en su estado molecular (O<sub>2</sub>). Figura adaptada de Lebrón et al. (2003).

extiende espacialmente hasta que el oxígeno está en su estado molecular (O<sub>2</sub>; Hollenbach & Tielens 1997; Lebrón et al. 2003). En la Figura 3.1 se muestra un esquema de una PDR alrededor de una estrella joven masiva. El estudio de las PDR evidencia la importancia de la radiación de fotones del lejano ultravioleta ( $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$ ) en la estructura física, química, termodinámica y en la evolución del medio interestelar neutro asociado a estrellas de masa intermedia y alta.

El flujo de radiación FUV puede provenir, por ejemplo, de un campo de radiación interestelar (ISRF; por sus siglas en inglés) o de una estrella joven de tipo OB dentro de una nube molecular. El flujo incidente FUV  $G_0$  (en unidades de un flujo interestelar promedio de  $1.6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; Habing 1968, Hollenbach & Tielens 1997), puede variar del ISRF local (típicamente  $G_0 \sim 1.7$ ; Draine 1978) hasta  $G_0 \sim \geq 10^6$ , por ejemplo en el gas próximo ( $< 0.1 \text{ pc}$ ) a una estrella de tipo O (Hollenbach & Tielens 1997). Mientras que valores típicos de densidades son  $0.25 \text{ cm}^{-3}$  para el medio neutro caliente,  $10\text{--}100 \text{ cm}^{-3}$  en las nubes difusas, y  $10^3\text{--}10^7 \text{ cm}^{-3}$  en PDR asociadas con gas molecular. La densidad

### 3.1. Características de las regiones fotodisociadas

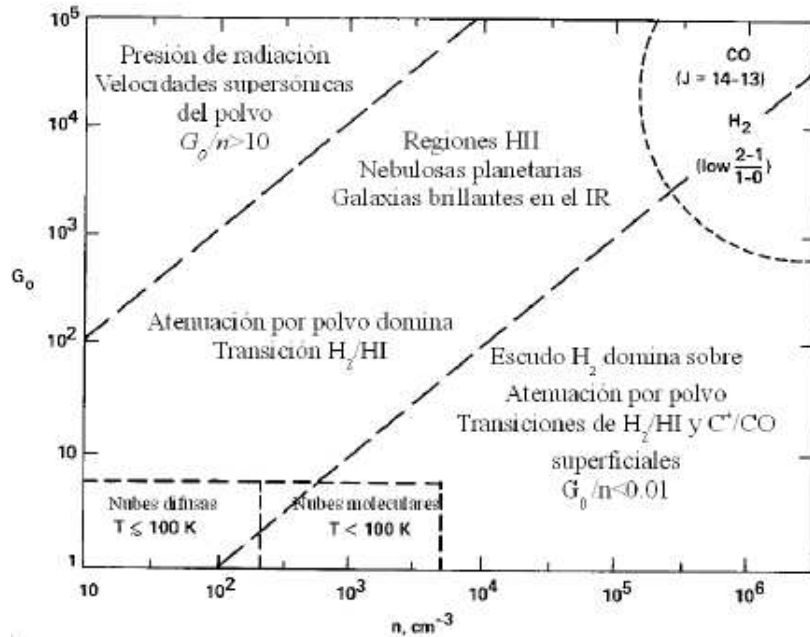


Figura 3.2: Características de las regiones fotodisociadas. Figura adaptada de Hollenbach & Tielens (1990).

de la nube molecular,  $n$ , y el campo de radiación,  $G_0$ , son los principales factores que determinan la estructura de capas de una PDR. En una PDR que rodea una región H II, el campo de radiación en la superficie se puede calcular suponiendo que la región H II viene definida por una esfera de Strömgren. Si además de esto se supone que la región H II y la PDR están en equilibrio hidrostático, se encuentra una relación entre la densidad y el campo de radiación que corresponde a (Tielens 2005)

$$G_0 \approx 10^2 \left( \frac{n}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{3/4}. \quad (3.1)$$

En la Figura 3.2, se muestran distintos tipos de regiones del medio interestelar en las que existen PDR. Las dos líneas diagonales muestran, de izquierda a derecha, los valores  $G_0/n=10 \text{ cm}^3$  y  $G_0/n=10^{-2} \text{ cm}^3$ . En la parte superior izquierda de la figura, la presión de radiación es muy importante, pudiendo llegar a generar velocidades supersónicas en el polvo. En la zona delimitada por las dos líneas diagonales es donde se encuentran las PDR asociadas a regiones H II y nebulosas planetarias, el polvo domina la atenuación del flujo UV, siendo el encargado de determinar la posición de la transición H I/H<sub>2</sub>. Para altas densidades y bajos flujos de radiación (zona inferior derecha de la figura), el hidrógeno molecular genera su propio escudo para dar lugar a dicha transición. En este tipo de PDR densas, las transiciones H I/H<sub>2</sub> y C II/CO pueden darse en zonas con baja extinción visual.

### 3. Regiones Fotodisociadas

---

En la parte inferior izquierda (rectángulos) nos encontraríamos con las condiciones de las nubes difusas y las nubes moleculares las cuales presentan un amplio rango de densidades pero pequeños valores del campo de radiación. En la parte superior derecha (semicírculo) se muestran los valores posibles con altos campos de radiación y densidades, que podrían excitar la molécula de CO para que emita en estados altamente excitados.

Una de las claves para entender la estructura de las PDR se encuentra en la comprensión de la atenuación del flujo de continuo FUV a través de la PDR. La penetración e intensidad de la radiación de FUV dentro de las nubes interestelares se determina por la dispersión y absorción del polvo, así como de la geometría y la estructura global de las nubes. Generalmente, los estudios teóricos se basan en medir directamente un "promedio" de las propiedades del polvo interestelar (e. g., Savage & Mathis 1979; Mathis 1990) o en modelos que ajustan estas propiedades (e. g., Draine & Lee 1984). Las propiedades del polvo varían de una nube difusa a otra (Cardelli et al. 1989), debido a que las nubes interestelares no son homogéneas en todas las escalas (e. g., Falgarone & Phillips 1996). Esta naturaleza puede tener consecuencias en la penetración de la radiación de FUV sobre la PDR (Stutzki et al. 1988; Boissé 1990; Spaans 1996; Hegmann & Kegel 1996). El estudio de Boissé (1990) establece leyes de escala que pueden ser adoptadas para modelar PDR (Tauber & Goldsmith 1990; Howe et al. 1991; Hobson & Scheuer de 1993; Meixner & Tielens 1993). Dependiendo del factor de llenado y las diversas densidades dentro del gas, el tamaño de la escala de penetración de la radiación FUV puede variar en varios órdenes de magnitud.

#### 3.2 Estructura de las PDR

---

En la Figura 3.3 se muestra un esquema detallado de una región fotodisociada. Como se ilustra en la figura, las PDR presentan una interfase muy delgada ( $H\text{II}/H\text{I}$ ) entre la región  $H\text{II}$  y la PDR. La ubicación de esta interfase depende de la densidad  $n$  y del campo de radiación  $G_o$ , y es en ésta en donde se absorben los fotones de continuo Lyman. En el inicio de la interfase se establece una extinción en el visual de  $A_V = 0.1$  magnitudes<sup>1</sup>, la cual crece (hacia la derecha en el diagrama) hasta llegar al final de la PDR a  $A_V \simeq 10$ .

Algunos autores (Tielens & Hollenbach 1985a; 1985b ; Le Bourlot et al. 1993; Hollenbach et al. 1991; Fuente et al. 1993, 1995; Jansen et al. 1995; Sternberg & Dalgarno 1995) han presentado discusiones detalladas referentes a la química de las PDR. Si el gas alcanza una temperatura  $\geq 500$  K, la barrera de activación de las reacciones de los átomos y de los radicales con  $H_2$  pueden ser fácilmente superadas, haciendo que este tipo de reacciones domine. Las recombinaciones y las reacciones de intercambio de carga son importantes para el equilibrio de ionización. Por último, el flujo FUV mantiene el oxígeno en su estado atómico en toda la PDR, y por lo tanto, las reacciones de combustión, que involucran al

---

<sup>1</sup>Estos valores son orientativos ya que suelen depender de las condiciones físicas de cada nube en particular.

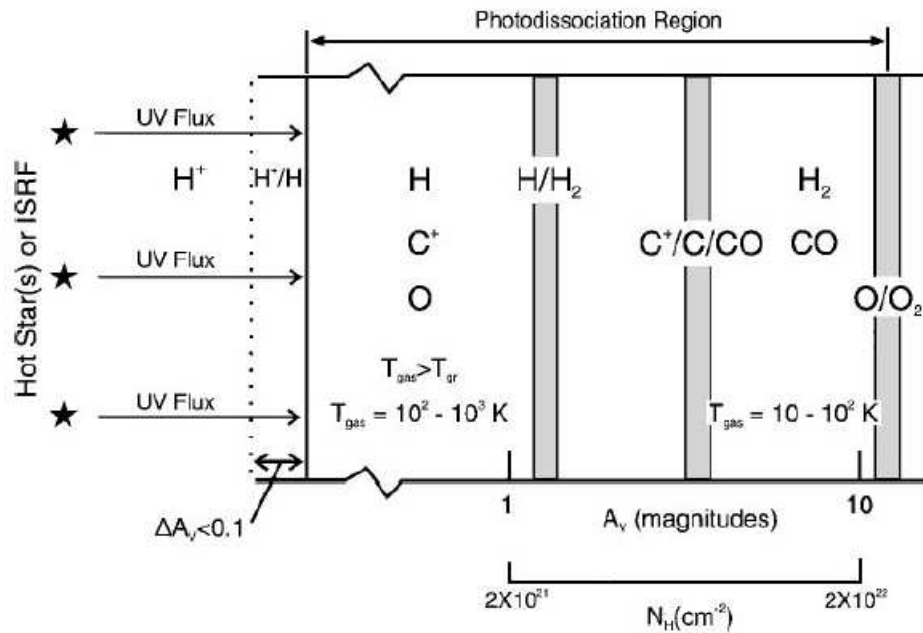


Figura 3.3: Diagrama esquemático de una región fotodisociada. Considerando que se tiene una estrella a la izquierda de la imagen emitiendo radiación de FUV, la radiación se extiende por la región dando lugar a la interfase de  $H II/H I$  (en  $A_v = 0.1$ ) y a la PDR. El límite de la PDR está marcado por la transición  $O/O_2$  (en  $A_v \sim 10$ ). Imagen adaptada de Hollenbach & Tielens (1997).

oxígeno, son eficaces.

### 3.2.1 Zona de transición $H I/H_2$ o zona superficial

Aunque depende del valor de la relación  $G_0/n$ , las PDR se caracterizan por una capa de hidrógeno atómico que se extiende a una profundidad  $A_v \sim 1-2$  mag (o una densidad columnar de hidrógeno  $N(H I) = 2-4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ) del frente de ionización. A esta región de la PDR, se les suele llamar zona superficial (por ser la primera capa de una PDR) y a pesar que en ella el gas es predominantemente neutro, elementos con potenciales de ionización menores que el del hidrógeno (e. g., C, Si), pueden permanecer en un estado ionizado.

En esta zona de transición, la absorción por polvo ha reducido significativamente la tasa de fotodisociación del  $H_2$  y su columna de densidad es lo suficientemente alta para que el proceso de auto-escudamiento del hidrógeno se establezca. Detrás de este escudo, las moléculas de  $H_2$  pueden vivir libremente y proceder a las reacciones químicas necesarias para la formación de nuevas moléculas. En el caso de nubes difusas y en las superficies de los núcleos densos de las nubes moleculares, el  $H_2$  crea este auto-escudamiento por sí mismo. Sin embargo, en las PDR cercanas a fuentes importantes de ionización, el campo

### 3. Regiones Fotodisociadas

---

de radiación es más intenso, y el polvo es el principal encargado de reducir los efectos de la radiación UV, la consecuencia de este fenómeno es que el auto-escudamiento del hidrógeno se dé en zonas más profundas de la PDR. En ambos casos la transición H I/H<sub>2</sub> se hace de manera rápida.

La temperatura del gas en la zona superficial de la PDR decae con la distancia (de 10<sup>3</sup> a 10<sup>2</sup> K). En esta parte de la PDR, el polvo y el gas absorben los fotones UV que sobreviven a la región H II generando así, una importante emisión de continuo térmico en el infrarrojo (haciendo que las PDR sean las zonas en que se emite la mayor parte de la radiación infrarroja del medio interestelar). A pesar de que el gas recibe entre 10<sup>2</sup> y 10<sup>3</sup> veces menos energía que el polvo, la temperatura del gas es mayor, ya que el polvo cuenta con mecanismos de enfriamiento más eficientes que el gas (el polvo alcanza temperaturas de 75 a 30 K). En esta zona de la PDR, el enfriamiento del gas ocurre principalmente mediante la emisión de las líneas prohibidas de carbono y oxígeno: [C II] a 158 μm y [O II] a 63 μm.

Como ya se había mencionado, los valores típicos de la extinción visual ( $A_V$ ) para esta primera zona de transición se comprenden entre 1 y 2 magnitudes. En este caso, como el hidrógeno es el elemento más abundante, la extinción será directamente proporcional a la columna de hidrógeno observada:  $A_V = 6.289 \times 10^{-22} N_{H,tot}$  (Wagenblast & Hartquist 1989), en donde  $N_{H,tot}$  es la densidad de columna de hidrógeno en sus estados atómico y molecular. La fotodisociación y el auto-escudamiento de H<sub>2</sub> han sido discutidos por diversos autores (e. g., Field et al. 1966; Stecher & Williams 1967; Hollenbach et al. 1971; Jura 1974; Black & Dalgarno 1977; Shull 1978; Federman et al. 1979; De Jong et al. 1980; van Dishoeck & Black 1986; Abgrall et al. 1992; Heck et al. 1992; Le Bourlot et al. 1993; Lee et al. 1996; Draine & Bertoldi 1996).

#### 3.2.2 Zona de transición C II/C I/CO

La siguiente zona de una PDR consta de una capa de carbono ionizado que se extiende hasta una profundidad de  $A_V \sim 2-4$  magnitudes. La zona de transición del carbono ionizado (C II) a monóxido de carbono (CO), también conocida como zona C II/C I/CO, está también dominada por la radiación del polvo. No obstante la abundancia del CO respecto a H<sub>2</sub> es baja,  $\left[\frac{CO}{H_2}\right] \sim 10^{-4}$  (Hollenbach & Natta 1995; Hollenbach & Tielens 1999), por lo cual, la transición se da de una forma más suave que la del hidrógeno, formando el CO principalmente por el camino de la combustión de carbohidridos (Langer 1976; Glassgold & Langer 1975; Tielens 2005). El paso del carbono ionizado al neutro se da mediante el intercambio de carga del carbono con el azufre o mediante la disociación de radicales de tipo CH<sup>+</sup>. La densidad columnar de CO llega a ser lo suficientemente alta para que se produzca un auto-escudamiento de CO a profundidades de  $A_V \sim 4$  magnitudes. La fotodisociación y el auto-escudamiento de CO han sido estudiados en detalle por Bally & Langer (1982), Glassgold et al. (1985), van Dishoeck & Black (1988), Viala et al. (1988), Lee et al. (1996).

### 3.2.3 Zona de transición O I/O<sub>2</sub> o zona externa

El oxígeno dentro de la PDR permanecerá en su estado atómico hasta alcanzar una profundidad de  $A_V \sim 8-10$  magnitudes, aquí es donde se presenta la zona de transición O I/O<sub>2</sub>, también conocida como zona externa, ya que delimita la parte más externa de la PDR. Esta transición ocurre aproximadamente a  $N(\text{H I}) \gtrsim 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  y en esta zona la temperatura del gas alcanza un valor de  $\sim 20$  K. A excepción del oxígeno que queda contenido en la molécula de CO, todo el oxígeno dentro de las primeras zonas de la PDR ( $A_V \geq 8-10$ ) permanece neutro, mientras que, el oxígeno después de la zona de transición permanece en estado molecular. Respecto al azufre (S), éste permanecerá prácticamente ionizado en la PDR, debido a que su potencial de ionización es bajo (10.36 eV).

## 3.3 Enfriamiento en PDR

El gas en las PDR se enfría por las líneas emitidas en el lejano infrarrojo (FIR; por sus siglas en inglés) de estructura fina, como [C II] a  $158 \mu\text{m}$  (Natta, Walmsley & Tielens 1994), [O I] a  $63 \mu\text{m}$  y  $146 \mu\text{m}$ , [Si II]  $35 \mu\text{m}$ , [C I] a  $609 \mu\text{m}$  y a  $370 \mu\text{m}$  (Hollenbach & Tielens 1997), por transiciones rotovibracionales de H<sub>2</sub>, y por líneas rotacionales de moléculas como el CO (Hollenbach & Tielens 1997). Debido a las altas densidades y a los flujos intensos de FUV, el gas en la superficie de las PDR puede alcanzar temperaturas  $\geq 5000$  K, y presentar un enfriamiento significativo debido a [Fe II] ( $1.26$  y  $1.64 \mu\text{m}$ ), [O I] ( $6300 \text{ \AA}$ ), y [S II] ( $6730 \text{ \AA}$ ) (Burton et al. 1990). Diversos autores han desarrollado ajustes convenientes de las tasas de excitación colisional (Tielens & Hollenbach 1985b, Hollenbach & McKee 1989, Spaans et al. 1994) para las líneas prohibidas y para la estructura atómica fina, mientras que Hollenbach & McKee (1979) y McKee et al. (1982) lo han hecho para las transiciones rotacionales de CO, y Martin & Mandy (1995) y Martin et al. (1996) para transiciones vibrorotacionales de H<sub>2</sub>. Para alta densidad, el enfriamiento debido a las colisiones con los granos de polvo (más fríos) puede ser significativo (Burke & Hollenbach 1983).

## 3.4 Calentamiento en PDR

Existen diversos procesos de calentamiento del gas dentro de las PDR, los dos más importantes son el calentamiento fotoeléctrico de hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAH; por sus siglas en inglés) y de granos pequeños, y la disociación de la molécula H<sub>2</sub>. Entre los otros mecanismos se tiene, por ejemplo, colisiones de gas con granos calientes, rayos cósmicos y ionización de carbono. Sin embargo, estos desempeñan un papel limitado en este proceso o cobran importancia sólo a grandes profundidades en la PDR (Tielens & Hollenbach 1985a).



#### 3.4.1 Calentamiento fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico sobre los PAH (Allamandola et al. 1989; Puget & L'Eger 1989) y pequeños granos de polvo interestelar (Watson 1972; Jura 1976) es el proceso más importante de calentamiento del medio interestelar en su fase atómica (D'Hendecourt & Leger 1987; Lepp & Dalgarno 1988; Verstraete et al. 1990; Bakes & Tielens 1994). El calentamiento fotoeléctrico de una PDR se inicia cuando fotones del lejano ultravioleta son absorbidos por los granos de polvo o PAHs (ver Figura 3.4), de forma que cedan su energía a un electrón del grano o del PAH. Si esta energía es lo suficientemente grande, el electrón puede ser eyectado del grano con un exceso de energía cinética que caliente el gas. Por lo general, la energía que mantiene al electrón acoplado al grano de polvo no es grande, por lo que el exceso de energía del fotón se convierte en energía cinética para el fotoelectrón eyectado, provocando un calentamiento eficiente del gas. Este proceso por lo general ocurre dentro de una zona correspondiente a  $A_V \sim 1$  ( $N(\text{HI}) = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ). La Ecuación 3.2 muestra la forma algebraica del efecto fotoeléctrico. El término a la izquierda es la diferencia entre la energía del fotón incidente y de la energía mínima necesaria para extraer un electrón<sup>2</sup> ( $h\nu_0$ ). El término de la derecha muestra la energía cinética con que el fotoelectrón es extraído del grano.

$$h\nu - h\nu_0 = \frac{mv_e^2}{2}. \quad (3.2)$$

Este sistema permite emitir (extraer) fotones muy energéticos desde los granos de polvo. La eficiencia de este proceso depende tanto de la energía del fotón incidente como de la carga del grano. De hecho, si la radiación es muy intensa se extraen muchos electrones de los granos de polvo, quedando éstos con una carga positiva cada vez mayor, por lo que el efecto fotoeléctrico pierde eficiencia a la hora de calentar el gas ya que los electrones han de vencer un potencial eléctrico cada vez mayor para escaparse del grano de polvo (ver Figura 3.5). La eficiencia típica de este proceso, según la literatura, oscila entre el 0.1% y el 1% (Crawford et al. 1985; Tielens & Hollenbach 1985b; Hollenbach & Tielens 1997; Malhotra et al. 2001).

En general los PAHs y los granos pequeños ( $< 50 \text{ \AA}$ ) son más eficientes en el calentamiento del gas que los granos grandes (Mathis et al. 1977). Sin embargo, la eficiencia del calentamiento fotoeléctrico depende de la carga del grano. Un grano con carga mayor implica una mayor barrera de Coulomb (i. e., un mayor potencial de ionización) por superar. Por lo tanto, una fracción más pequeña de los electrones alojados en el grano podrán escapar de este. Por otra parte, aquellos electrones que logren escapar llevarán menos energía cinética para transmitir al medio (De Jong 1977). Para los PAHs, la carga determina si pueden ocurrir más ionizaciones. Por lo tanto, la eficacia del calentamiento fotoeléctrico depende de la relación de la tasa de fotoionizaciones sobre la tasa de recombinaciones de electrones con granos/PAHs ( $\gamma$ ). Cuando  $\gamma$  ( $\propto n_e^{-1}$ ) es pequeño, entonces, la

---

<sup>2</sup>Este término engloba la energía de ligadura del electrón al átomo, las pérdidas por colisiones internas y el potencial atractivo de Coulomb.



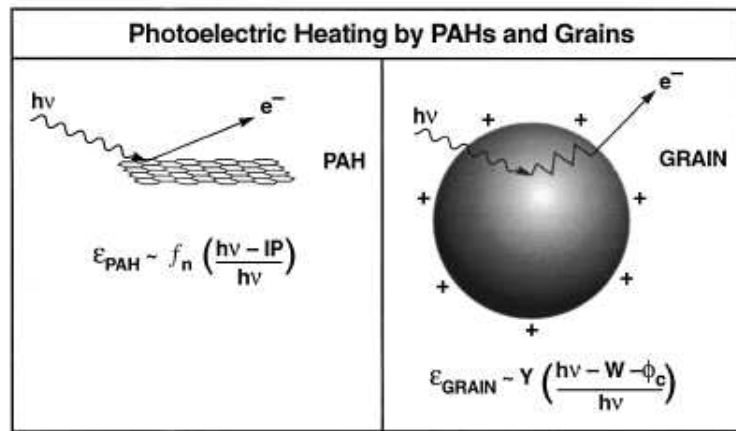


Figura 3.4: Diagrama esquemático del mecanismo de calentamiento fotoeléctrico. Un fotón de FUV absorbido por un grano de polvo crea un fotoelectrón que se difunde a través del grano hasta que pierde todo su exceso de energía en colisiones con la matriz o encuentra la superficie y se escapa. Para los PAHs, la difusión no desempeña ningún papel (Hollembach & Tielens 1999).

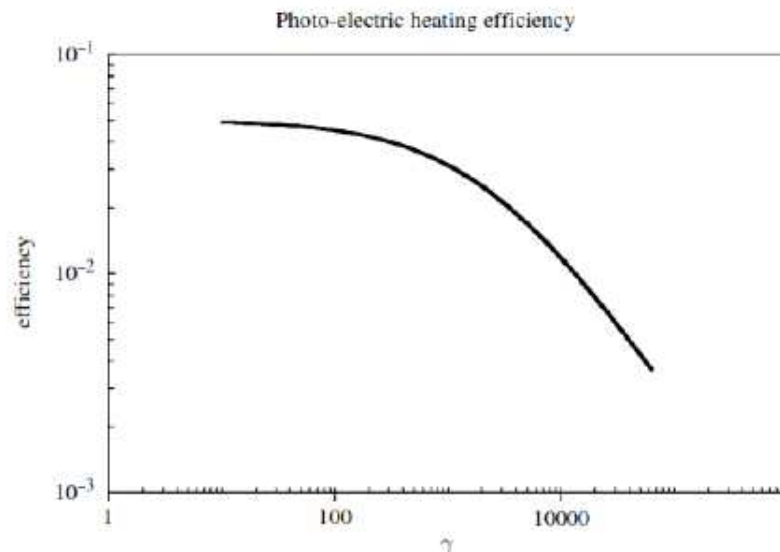


Figura 3.5: La figura muestra como evoluciona la eficiencia del efecto fotoeléctrico, respecto al grado de carga  $\gamma = G_o T^{1/2} n_e$ . Figura adaptada de Tielens (2005).

relación granos/PAH es predominantemente neutra y el calentamiento fotoeléctrico tiene la mayor eficiencia. Cuando  $\gamma$  crece, granos/PAHs adquieren carga positiva y la eficiencia

### 3. Regiones Fotodisociadas

---

disminuye (ver Figura 3.5).

#### 3.4.2 Calentamiento por disociación de la molécula $H_2$

Cuando se disocia una molécula, sus átomos divididos calientan el gas gracias a la energía sobrante recibida por la molécula recién destruida, que se convierte en energía cinética para los nuevos átomos. Este calentamiento es muy importante en las zonas más externas de una PDR. Por otro lado, los nuevos átomos pueden volver a asociarse para generar una nueva molécula que no se suele crear en su estado fundamental, sino en estados vibracionalmente excitados. Estos estados se desexcitan mediante colisiones, pudiendo calentar el gas mediante esta vía. Este hecho no pasa solamente con la molécula de  $H_2$ , pero al ser la más abundante es la que más contribuye al calentamiento del gas por este efecto. La eficiencia máxima calculada teóricamente es del 25%, siempre que la región sea lo suficientemente densa como para que el  $H_2$  se encuentre cerca de la superficie y así poder ganar la competencia con el polvo por la absorción de estos fotones. Este punto es importante puesto que los fotones disociadores de  $H_2$  pueden ser absorbidos también por los granos de polvo. Este efecto es mayor que el efecto fotoeléctrico en regiones de alta densidad.

#### 3.4.3 Otros tipos de calentamiento

Los dos procesos ya citados son muy importantes en las PDR pero no son los únicos. En la Figura 3.6 se muestran las tasas de calentamiento del gas por distintos procesos. En la figura se muestra el calentamiento fotoeléctrico como el proceso de calentamiento más importante, hasta que los rayos cósmicos toman su relevo ya en zonas muy profundas de la PDR,  $A_V \sim 8$ . La fotoionización del carbono neutro (C I), previo paso al enfriamiento por la línea [C II] es importante en la superficie. En esta misma región, la fotodisociación de la molécula de  $H_2$  y la desexcitación colisional de sus estados vibracionalmente excitados son también importantes. La desexcitación colisional de [O I] y las colisiones con polvo caliente aparecen en  $A_V \sim 4$ , tras la zona de transición de  $C^+$  a CO.

### 3.5 Distinción de PDR a partir de su densidad

---

El estudio de las regiones de fotodisociación densas fue motivado por los avances en la tecnología de detectores infrarrojos a finales de los 1970s y principios de los 1980s, lo que llevó a las primeras detecciones de [C II] a  $158 \mu\text{m}$  y [O II] a  $63 \mu\text{m}$  (Melnick, Gull & Harwit 1979; Storey, Watson & Townes 1979; Russell et al. 1980). Las regiones que presentan emisión de línea en FIR parecen estar asociadas con fuentes de emisión brillante y extendida. Varios trabajos observacionales han mostrado que las regiones densas y que presentan gas neutro están asociadas a estrellas de tipo espectral OB (Genzel et al. 1984; Crawford et al. 1985; Lugten et al. 1986). Las detecciones iniciales de líneas

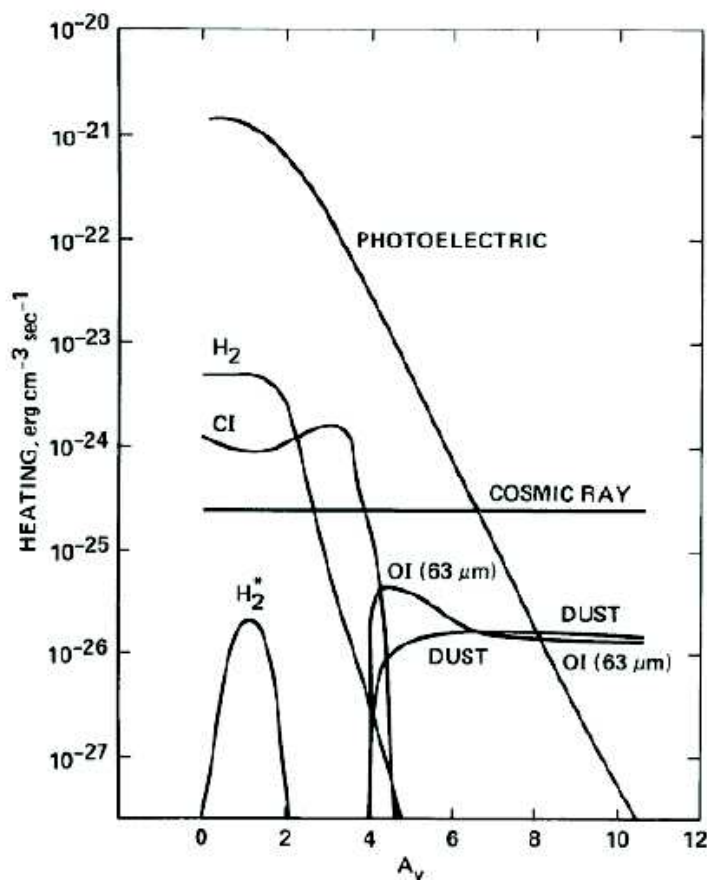


Figura 3.6: Figura adaptada de Hollenbach et al. (1991), en ella se muestra la tasa de calentamiento del gas (como función de la extinción óptica) en las PDR para diferentes procesos.

provenientes de gas neutro, no fueron inesperadas, por ejemplo, la línea C II había sido predicha teóricamente desde hacia bastante tiempo como el mejor enfriador del hidrógeno neutro en el medio interestelar (Spitzer 1948; Dalgarno & McCray 1972). De hecho, el enfriamiento producido por el C II juega un papel crucial en la teoría donde se dice que existen dos fases en la estructura del gas conformado por hidrógeno neutro en el medio interestelar (medio neutro frío y medio neutro caliente, CNM y WNM por sus siglas en inglés; Field, Goldsmith & Habing 1969; Wolfire et al. 2003), ya que domina las pérdidas de energía de la fase fría. Sin embargo, las consideraciones teóricas se habían centrado principalmente en el gas con densidades relativamente bajas ( $n_{\text{H}} < 50 \text{ cm}^{-3}$ ), donde la emisividad de C II es baja.

En la Figura 3.7 se muestra la tasa de la emisión de línea de C II a  $158 \mu\text{m}$  en función de la temperatura del gas, para las densidades de las partículas de hidrógeno que van de  $10^1$

### 3. Regiones Fotodisociadas

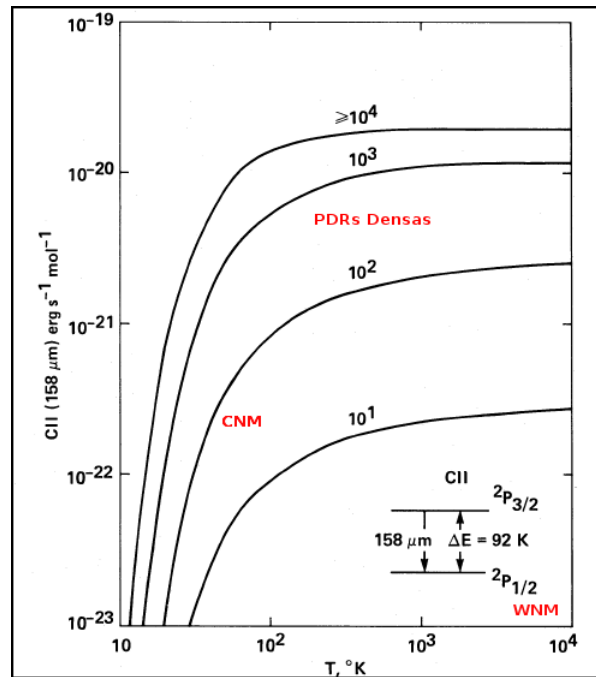


Figura 3.7: Tasa de enfriamiento del C II. Se indica la localización del medio frío neutro (CNM), medio caliente neutro (WNM), y PDR densas (Tielens & Hollenbach 1985b).

a  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ . En esta figura se supone que las colisiones entre átomos de hidrógeno neutro o moléculas, son apropiadas para el gas con una fracción de ionización menor que  $\sim 0.01$ . La eficacia del enfriamiento disminuye drásticamente para temperaturas por debajo de la transición a  $158 \mu\text{m}$  (con una energía de 92 K), y se nivela a altas temperaturas, donde el factor de Boltzmann en el coeficiente de la tasa de excitación colisional se aproxima a la unidad. Para una determinada temperatura, se puede apreciar que la eficiencia del enfriamiento aumenta con la densidad, hasta llegar a la densidad crítica del hidrógeno ( $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) a partir del cual las desexcitaciones colisionales reprimen la emisión radiativa. En la Figura 3.7 se muestra que para las condiciones características del medio neutro caliente ( $n_{\text{H}} \sim 0.4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 8000 \text{ K}$ ) y el medio neutro frío ( $n_{\text{H}} \sim 60 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 50 \text{ K}$ ), las eficiencias de emisión de C II están muy por debajo del máximo posible. Para densidades  $> 10^2 \text{ cm}^{-3}$  y hasta  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , y con una temperatura por encima de  $\sim 10^2 \text{ K}$ , la eficiencia de enfriamiento es significativamente mejor. Esta gama de densidades y temperaturas elevadas corresponde a las condiciones que ahora reconocemos como características de las PDR densas. De hecho, sobre la base de tales argumentos, podría haberse predicho teóricamente a las PDR densas como las principales fuentes de emisión interestelar de C II, sin embargo, las observaciones debían confirmarlo.

## 3.6 Observaciones de PDR

Las PDR de alta densidad pueden ser observadas de diversas formas. Debido a la gran cantidad de polvo que contienen, estas PDR emiten intensamente en el continuo del FIR. También presentan emisión de líneas FIR de transiciones prohibidas de oxígeno [O I] y carbono [C II], así como líneas rotacionales de CO. Además de estos tipos de emisiones, las PDR son también fuente de (fluorescencia o colisión) transiciones rotovibratoriales de H<sub>2</sub> en el cercano infrarrojo (NIR, por sus siglas en inglés), líneas de [C I] a 609  $\mu\text{m}$ , 370  $\mu\text{m}$ , y [Si II] a 35  $\mu\text{m}$ , líneas de recombinación de C I en frecuencias de radio y transiciones rotacionales de moléculas como CO<sup>+</sup>, CN, y C<sub>2</sub>H. Observaciones de diferentes líneas proporcionan información sobre las condiciones físicas de las PDR. A continuación mostraremos principalmente lo que se puede obtener con los estudios del infrarrojo, dejando para el Capítulo 4 el estudio que se puede hacer con las líneas espectrales en el dominio radio.

### 3.6.1 Condiciones físicas

Las observaciones antes mencionadas pueden ser utilizadas para determinar las condiciones físicas del gas en una PDR. Las líneas de estructura fina del NIR de [C II] y [O I] son particularmente útiles debido a las densidades críticas ( $3 \times 10^3$ – $3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) y las energías de excitación (100–300 K) que cubren, ya que abarcan el rango de densidades y temperaturas presentes en muchas PDR densas. La línea de [C II] a 158  $\mu\text{m}$ , que es ópticamente delgada, puede usarse para determinar la masa total del gas. Estos análisis requieren suponer abundancias elementales para aquellas especies que son algo inciertas (Cardelli et al. 1996; Mathis 1997). A menudo, las condiciones físicas (e.g., la densidad) también se ven limitadas por la relación entre la tasa de enfriamiento total (i.e., la intensidad de [O I]+[C II]) con el continuo de NIR emitido por el polvo. Esta relación es aproximadamente igual a la eficiencia del calentamiento fotoeléctrico, que depende de la densidad local y de la carga de los granos. Por supuesto, este análisis requiere una buena comprensión del proceso de calentamiento fotoeléctrico, y por lo tanto, es también incierto.

La temperatura y la densidad columnar también se pueden determinar directamente de las líneas rotacionales de C<sub>2</sub>H, que tienen una densidad crítica muy baja. La distribución de la intensidad de los niveles rotacionales de CO también proporcionan información de densidad y temperatura. En general, la transición del CO (7–6) es bastante intensa en PDR, lo que implica densidades de  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y temperaturas de  $\sim 150 \text{ K}$ . La presencia de emisión de CO (14–13) en algunas fuentes (e.g., Stacey et al. 1993) indica densidades y temperaturas aún mayores ( $10^7 \text{ cm}^{-3}$ ; 500 K).

En general, las observaciones revelan agrupamiento del gas, haciendo evidente que el gas se organiza en estructuras filamentosas, lo que permite la penetración de los fotones FUV a distancias muy grandes de la estrellas. Por otro lado, la mayoría de las PDR muestran líneas moleculares brillantes (e.g., CO (14–13), H<sub>2</sub> (1–0) y (2–1)) con densidades

### 3. Regiones Fotodisociadas

---

críticas y temperaturas de excitación altas, lo cual sugiere la presencia de gas molecular caliente de alta densidad (Hollenbach & Tielens 1997). Las condiciones físicas de estos grupos de gas no están bien definidas. Típicamente, la densidad de una PDR asociada a gas molecular es de  $n_{\text{H}} \sim 10^3 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$  (Hollenbach & Tielens 1997).

#### 3.7 Relación de C II-CO

---

En PDR densas existe una correlación lineal entre la intensidad de [C II] a  $158 \mu\text{m}$  y la intensidad de  $^{12}\text{CO} (1-0)$  (Crawford et al. 1985; Stacey et al. 1991). Wolfire et al. (1989) explica esta correlación con modelos de PDR con campos intensos de FUV, en los cuales la emisión de [C II]  $158 \mu\text{m}$  proviene del gas caliente en las regiones más externas ( $A_{\text{V}} \lesssim 1-2$ ), y la emisión de  $^{12}\text{CO} (1-0)$  se genera en el gas frío de las regiones internas ( $A_{\text{V}} \sim 3-4$ ) de la nube. Para el caso de un campo de radiación de FUV débil, la relación [C II]/CO es pequeña, debido a que la PDR se enfría, y autoescuda en mayor proporción el [C II] que el CO. Por otro lado, se pueden encontrar abundancias de [C II]/CO más altas en regiones con deficiencia de CO (con  $A_{\text{V}}$  pequeña), tales como nubes difusas o halos de H I en la nube molecular (Jaffe et al. 1994). Valores muy elevados de la relación [C II]/CO pueden deberse a efectos geométricos (Köster et al. 1994) o nubes con acumulaciones moleculares pequeñas y grandes halos de C II (Stacey et al. 1991) por ejemplo, las nubes de Magallanes (Boreiko & Betz 1991; Rubio et al. 1993; Mochizuki et al. 1994, Poglitsch et al. 1995; Israel et al. 1996).

# 4

## Líneas Espectrales en Radio

Otra forma en la que puede obtenerse información del medio ionizado y de las regiones fotodisociadas es mediante el estudio de líneas espectrales en el dominio de la radioastronomía. A continuación se presenta una breve descripción de la línea del hidrógeno atómico a 21 cm, de líneas de recombinación de hidrógeno ionizado (HRRLs) y de líneas de recombinación de carbono ionizado (CRRLs).

### 4.1 Línea de H I a 21 cm

---

El gas atómico de la Galaxia, compuesto mayoritariamente por hidrógeno, está concentrado en las nubes difusas de hidrógeno neutro. Dichas nubes, llamadas normalmente regiones H I, se caracterizan por tener densidades relativamente bajas ( $n \sim 1-100 \text{ cm}^{-3}$ ) y temperaturas  $\sim 10^2 \text{ K}$ . En estas condiciones, el gas está por completo en forma atómica neutra. Los posibles iones que se forman se recombinan rápidamente y las moléculas son destruidas fácilmente por la radiación ultravioleta. La abundancia de hidrógeno en el medio interestelar era totalmente desconocida hasta que se pudo observar la transición hiperfina del átomo de hidrógeno a la longitud de onda de 21 cm. De esta forma se pudo obtener información sobre su distribución en la Galaxia. Las nubes difusas de hidrógeno atómico tienen masas del orden de un centenar de masas solares y están bañadas por un gas internube mucho más tenue y caliente, en el cual el hidrógeno está parcialmente ionizado (10-20% de ionización). Este gas internube es el que ocupa una fracción importante del volumen galáctico, mientras que las nubes difusas de H I son las que contienen casi toda la masa de gas atómico, que constituye una fracción del orden de la mitad de la masa del medio interestelar.

## 4. Líneas Espectrales en Radio

---

La línea de 21 cm de hidrógeno atómico fue predicha en 1945 por Van de Hulst a instancias de Oort. Fue detectada casi simultáneamente por los grupos de Harvard (Ewen & Purcell), de Leiden (Muller & Oort) y de Sidney (Christiansen & Hindman 1951). Fue la primera línea espectral detectada en radioastronomía y su observación permitió estudiar por primera vez el hidrógeno neutro interestelar y estudiar la estructura global de la Galaxia.

La emisión de la línea de 21 cm del HI se produce debido al desdoblamiento del nivel base del átomo de hidrógeno en dos subniveles (debido al acoplamiento del spin del protón y del electrón) de energía ligeramente diferente. La transición del spin del electrón desde paralelo ( $F=1$ ; en este punto el átomo tiene una energía ligeramente mayor) a antiparalelo ( $F=0$ ) va acompañada de la emisión de un fotón cuya frecuencia es conocida con notable precisión  $\nu=1420405751.786\pm 0.001$  Hz (correspondiendo a una longitud de onda aproximada de 21 cm). El coeficiente de emisión espontánea de dicha transición es extremadamente pequeño, con un valor de  $A_{10}=2.87\times 10^{-15}$  s $^{-1}$ , lo que corresponde a una transición radiativa espontánea cada  $\sim 10^7$  años. En cambio, para las densidades de las regiones HI, se produce una transición colisional cada  $\sim 10^2$  años. Por lo tanto, la densidad crítica de termalización es muy baja,  $n_{\text{crit}} \ll 1$  cm $^{-3}$ , y la transición está bien termalizada. En la Figura 4.1 se muestra un esquema de la producción de la línea de 21 cm de hidrógeno. Como ya se había mencionado anteriormente, gran parte del hidrógeno atómico se encuentra en las PDR, por lo cual es de suponer que la línea de 21 cm del hidrógeno neutro es también un trazador importante de PDR. A pesar de las complicaciones que se presentan al distinguir entre el HI galáctico y HI asociado a la PDR se ha conseguido identificar varias regiones de formación de estrellas OB con hidrógeno neutro fotodisociado asociado a sus PDR (Rodríguez et al. 1990; Brogan et al. 1999; Lebrón & Rodríguez 1997; Gómez et al. 1998, 2010).

### 4.2 Líneas de recombinación de hidrógeno

---

En las regiones H II los átomos de hidrógeno se están recombinando constantemente, i. e., recapturan electrones cercanos a ellos volviéndose neutros nuevamente, y dan cabida a ser nuevamente ionizados por la radiación UV de la estrella central. El electrón no siempre pasa directamente al estado fundamental, sino que éste puede ser capturado por uno de los orbitales externos del átomo y caer en cascada por los niveles cuánticos hasta llegar al nivel electrónico fundamental, perdiendo energía y emitiendo fotones de longitudes de onda característica, que dan lugar a las líneas espectrales llamadas líneas de recombinación. En la Figura 4.2 se muestra un esquema de la caída en cascada de un electrón atrapado el cual produce una serie de líneas de recombinación al pasar por distintos niveles del átomo (caracterizados por  $n$ ). Los niveles de energía del electrón en el átomo de hidrógeno y demás átomos hidrogenoideos vienen dados, en el caso no relativista, por

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m_e \left(1 - \frac{m_e}{M}\right) e^4 Z^2}{n^2 h^2}, \quad (4.1)$$



## 4.2. Líneas de recombinación de hidrógeno

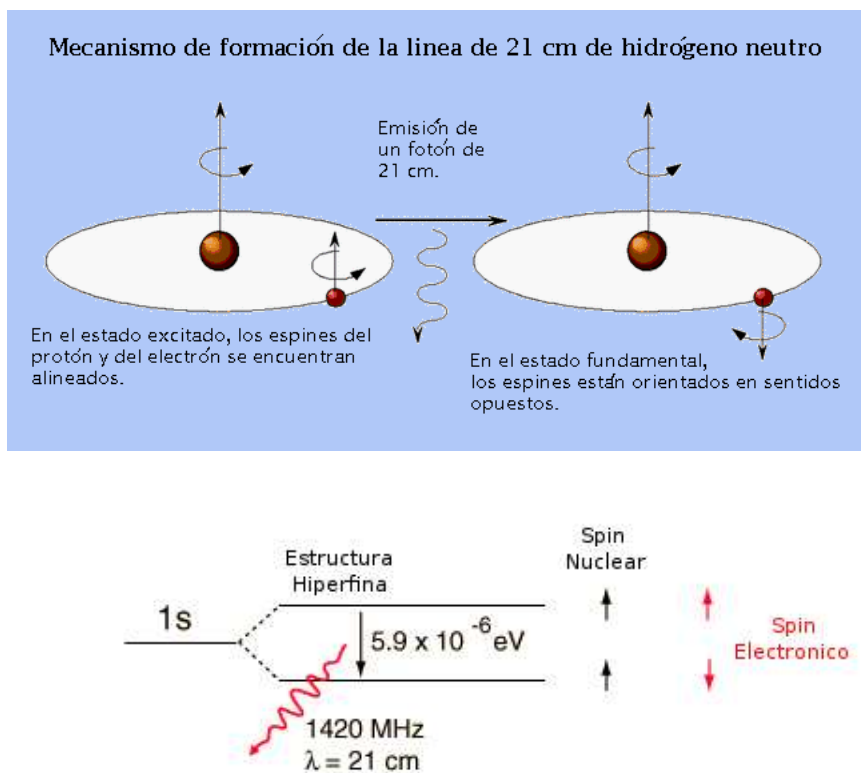


Figura 4.1: Esquema del mecanismo de formación de la línea de 21 cm del hidrógeno atómico, debido al acoplamiento entre el spin del protón y el del electrón.

donde  $n = 1, 2, 3, \dots$ , son los niveles cuánticos del átomo,  $m_e$  es la masa del electrón,  $M$  es la masa del núcleo y  $Z$  es la carga efectiva. Los niveles de energía suelen ponerse en términos de la constante de Rydberg, que está dada por

$$R = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{ch^3} \frac{M}{m_e + M} \simeq 109737 \left(1 - \frac{m_e}{M}\right) \text{ cm}^{-1}. \quad (4.2)$$

La energía de los niveles en un átomo en función de la constante de Rydberg está dada por  $E_n = -hRcZ^2/n^2$ . Al pasar del nivel  $\Delta n + n$  al nivel  $n$ , se emite un fotón de energía

$$\Delta E_{n+\Delta n, n} = E_{n+\Delta n} - E_n = hRcZ^2 \left[ \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right], \quad (4.3)$$

que tendrá una frecuencia

$$\nu_{n+\Delta n, n} = \frac{1}{h} \Delta E_{n+\Delta n, n} = RcZ^2 \left[ \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right], \quad (4.4)$$

#### 4. Líneas Espectrales en Radio

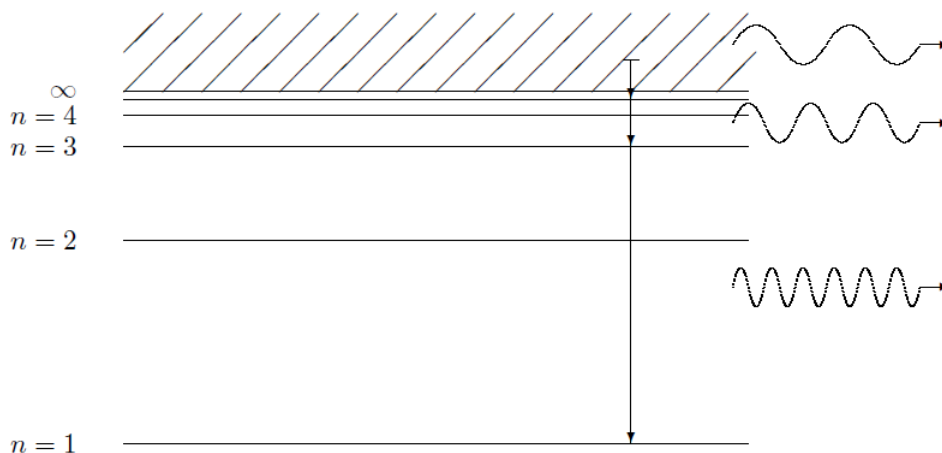


Figura 4.2: Esquema de la caída en cascada de un electrón libre hacia el nivel electrónico fundamental de un átomo de hidrógeno.

que, para transiciones en que  $\Delta n \ll n$  (en el dominio radio), puede aproximarse por

$$\nu_{n+\Delta n, n} \simeq \frac{2RcZ^2}{n^3} \Delta n. \quad (4.5)$$

Algunas líneas de recombinación tienen un nombre propio, agrupadas por series (de Lyman, de Balmer, etc; ver Figura 4.3). Sin embargo, para designar las líneas de recombinación de una manera más general se utiliza la siguiente nomenclatura: primero se indica el elemento, luego el nivel energético más bajo de la transición y finalmente el valor de  $\Delta n$ , utilizando las letras griegas  $\alpha, \beta, \gamma$ , etc., para designar los valores  $\Delta n = 1, 2, 3, \dots$ , respectivamente. Por ejemplo, la correspondencia entre las dos nomenclaturas para algunas líneas es

(Lyman)	$\text{Ly}\alpha$	$\longleftrightarrow$	$\text{H}1\alpha$ (UV)
(Balmer)	$\text{H}\alpha$	$\longleftrightarrow$	$\text{H}2\alpha$ (visible)
(Balmer)	$\text{H}\beta$	$\longleftrightarrow$	$\text{H}2\beta$ (visible)
(Paschen)	$\text{P}\gamma$	$\longleftrightarrow$	$\text{H}3\gamma$ (IR)
(Brackett)	$\text{B}\alpha$	$\longleftrightarrow$	$\text{H}4\alpha$ (IR)

Para valores de  $n$  suficientemente grandes ( $n \gtrsim 100$ ) los átomos de helio o de cualquier otro elemento se comportan como el átomo de hidrógeno, ya que el electrón altamente excitado ve un núcleo con la carga apantallada por el resto de los electrones, con lo que su carga efectiva es de  $Z = 1$ . Por lo tanto, las expresiones dadas para el hidrógeno también sirven para los otros elementos. Las pequeñas diferencias entre las frecuencias de las líneas de recombinación de los distintos elementos vienen dadas por los valores distintos de la constante de Rydberg.

## 4.2. Líneas de recombinación de hidrógeno

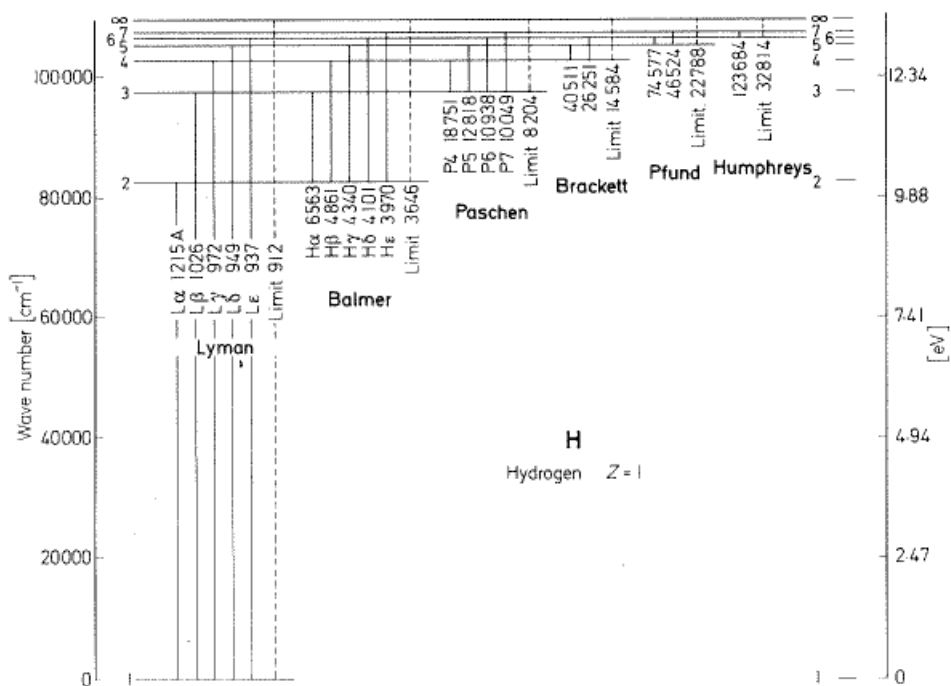


Figura 4.3: Líneas de recombinación del átomo de hidrógeno (Lang 1980, Astrophysical Formulae, Springer Verlag).

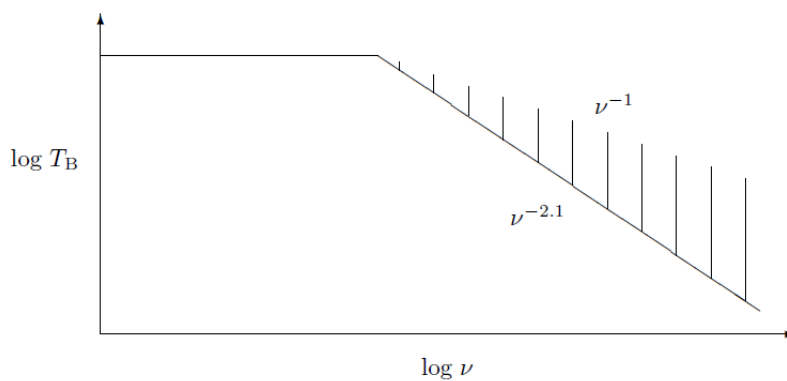


Figura 4.4: La figura muestra la relación de  $T_B$  en función de  $\nu$  (función logarítmica). Aquí se puede observar que las líneas de recombinación sólo pueden observarse para frecuencias en las que la radiación en el continuo sea ópticamente delgada.

## 4. Líneas Espectrales en Radio

---

### 4.2.1 Obtención de parámetros físicos

La interpretación de las observaciones de líneas de recombinación es especialmente sencilla cuando son válidas las aproximaciones para el caso de valores de  $n$  elevados, que corresponden a la zona radio del espectro. Algunos parámetros importantes que pueden ser obtenidos a partir de la observación de líneas de recombinación son los que se describen a continuación. La profundidad óptica se puede expresar en términos del ancho térmico de la línea de recombinación de hidrógeno mediante

$$\tau_0 = 5.69 \times 10^2 \left[ \frac{T_e}{\text{K}} \right]^{-5/2} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-1} \left[ \frac{\Delta v}{\text{kms}^{-1}} \right]^{-1} \left[ \frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}} \right] \quad (4.6)$$

(Estalella & Anglada 1999). Si la línea es ópticamente delgada, la temperatura de la línea será  $T_0 \simeq T_e \tau_0$  y por lo tanto

$$\left[ \frac{T_0}{\text{K}} \right] \left[ \frac{\Delta v}{\text{kms}^{-1}} \right] = 5.69 \times 10^2 \left[ \frac{T_e}{\text{K}} \right]^{-1.5} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-1} \left[ \frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}} \right]. \quad (4.7)$$

Si la emisión de continuo libre-libre también es ópticamente delgada, la temperatura de brillo en el continuo,  $T_B$ , estará dada por (ver también Figura 4.4)

$$\left[ \frac{T_B}{\text{K}} \right] = 0.082 \left[ \frac{T_e}{\text{K}} \right]^{-0.35} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-2.1} \left[ \frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}} \right]. \quad (4.8)$$

donde  $T_e$  se puede calcular a partir del cociente de temperaturas línea ( $T_L$ ) a continuo ( $T_C$ ),

$$\left[ \frac{T_L}{T_C} \right] \left[ \frac{\Delta v}{\text{kms}^{-1}} \right] = \frac{569}{0.082} \left[ \frac{T_e}{\text{K}} \right]^{-1.15} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{1.1}, \quad (4.9)$$

de forma que al aislar  $T_e$ , se obtiene

$$\left[ \frac{T_e}{\text{K}} \right] = 2.2 \times 10^3 \left[ \frac{T_L}{T_C} \right]^{-0.87} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{0.96} \left[ \frac{\Delta v}{\text{km s}^{-1}} \right]^{-0.87}. \quad (4.10)$$

Cabe destacar que el cociente línea a continuo tiene el mismo valor tanto si se calcula a partir de temperaturas de brillo como de flujos observados, puesto que se cancelan los factores de acoplamiento con la fuente.

## 4.3 Líneas de recombinación de carbono en PDR

---

Bajo la acción de la radiación UV, las moléculas en una PDR se disocian, y los átomos con un potencial de ionización menores que el del hidrógeno se ionizan. Los átomos de mayor abundancia, son los de carbono, los cuales tienen un potencial de ionización de

11.3 eV (Sorochenko & Tsivilev 2002). Las líneas de recombinación de carbono ofrecen una alternativa al estudio de PDR. Su emisión es siempre ópticamente delgada y proporcional al cuadrado de la densidad electrónica (o, equivalentemente, de la abundancia de carbono en las regiones neutras donde el carbón está una vez ionizado; Wyrowski et al. 1997). Mapas de emisiones de líneas de recombinación de carbono en una variedad de fuentes pueden ser utilizados para explorar las propiedades de las PDR y para probar sus modelos teóricos. Debido al potencial de ionización del carbono (11.2 eV) se sabe que la mayor parte de las emisiones de CRRL proviene de la periferia de las regiones H II (Terzian et al. 2005).

Las líneas de recombinación de carbono fueron detectadas por primera vez hacia algunas regiones H II (Palmer et al. 1967; Zuckerman et al. 1968) poco después del descubrimiento de las líneas de recombinación de hidrógeno y helio (HeRRLs). Varios trabajos (Palmer et al. 1967; Zuckerman et al. 1968) mostraron la existencia de regiones que contienen C II y, al mismo tiempo, impulsaron la búsqueda de [C II] a  $158 \mu\text{m}$ . Numerosas observaciones en estas líneas se han llevado a cabo (Natta et al. 1994; Gulyaev & Sorochenko 1985; Wyrowski et al. 1997; Sorochenko 1996; Gómez et al. 1998), sin embargo, las condiciones físicas derivadas de ellas se han determinado con poca fiabilidad.

Es posible distinguir dos períodos en las investigaciones de CRRLs. En la primera etapa, a finales de los 1960s y en los 1970s, las CRRLs fueron observadas en longitudes de onda centimétricas y decimétricas en direcciones de varias regiones H II. Las observaciones mostraron que, a diferencia de las HRRLs y HeRRLs, las CRRL se originan en el medio frío, en las nubes moleculares en las fronteras con las regiones H II o alrededor de las estrellas OB. En estos lugares (PDR), las CRRLs ofrecen la posibilidad de determinar sus condiciones físicas características de la región (Sorochenko 1996). Los resultados de las investigaciones durante este periodo son revisados por Brown et al. (1978).

La segunda etapa de las investigaciones de CRRL se inició en los 1980s, cuando se ampliaron las longitudes de onda observadas (Ershov et al. 1984; Konovalenko & Sodin 1980). Estas observaciones implicaron serias dificultades ya que los datos obtenidos a bajas frecuencias mostraron que la teoría utilizada para la interpretación de las líneas de carbón de alta frecuencia (que consideran a los átomos de carbono como hidrogenoides) resultó ser inválida. Primero debido a que, en teoría hay una discrepancia entre las intensidades de CRRL medidas y las observadas. Para solucionar este problema se tienen que tomar en cuenta las intensidades de las líneas de estructura fina [C II] a  $158 \mu\text{m}$ , la cual afecta fuertemente la intensidad de la CRRL. Esta relación entre la intensidad de la línea de radio a la línea [C II] a  $158 \mu\text{m}$  es de gran importancia para inferir la densidad de la capa en la cual el carbono está ionizado (Watson et al. 1980; Natta, Walmsley & Tielens 1994; Sorochenko 1996). Otro problema que se presentaba en la teoría estaba relacionado con la naturaleza de las regiones donde se forman las líneas de carbono de baja frecuencia. Por ejemplo, en Casiopea A donde estas líneas se han detectado, no se había observado ni región H II ni estrellas OB. Por esta razón, los modelos utilizados para

## 4. Líneas Espectrales en Radio

---

explicar las observaciones de CRRLs a alta frecuencia, eran insuficientes para explicar las observaciones a baja frecuencia.

Se propusieron dos interpretaciones de los resultados observacionales. La primera de ellas supone que las CRRLs de baja frecuencia se forman en materia interestelar difusa y nubes de HI, de forma similar a la línea de hidrógeno de 21 cm (Blake et al. 1980; Konovalenko 1984). La otra concluye que las líneas de carbono se originan en la superficie de las nubes moleculares iluminada por un campo de radiación UV con  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  (Ershov et al. 1984). Aquí los elementos con un potencial de ionización más bajo que el hidrógeno se ionizan y emiten RRLs en el proceso de su recombinación. Entre ellos, el carbono es el más abundante y la mayoría de las CRRLs formadas en la superficie de las nubes moleculares deben ser intensas.

La emisión en las líneas de recombinación de carbono se ha estudiado teóricamente por Escalante et al. (1991) y por Natta et al. (1994). Las observaciones de CRRL se remontan décadas atrás (Balick et al. 1974; Knapp et al. 1976a,b; Pankonin et al. 1977; Jaffe & Pankonin, 1978; Pankonin & Walmsley, 1978), pero sólo de unos años en adelante se han hecho importantes para el estudio de PDR (Natta et al. 1994; Wyrowski, Schilke, et al. 1997; Wyroski, Walmsley, et al. 1997). Las observaciones muestran que las CRRLs presentes en PDR, tienen una dependencia diferente de la densidad y la temperatura que las líneas de estructura fina (e. g., [C II]). Esto ha sido explotado por Natta et al. (1994) para derivar las condiciones físicas en el gas. Las PDR también son brillantes en el lejano IR, con líneas de C I a 9850, 9823 y 8727  $\text{\AA}$  (Hippelein & Münch 1978, 1989; Münch & Hippelein 1982; Burton, Hollenbach & Tielens 1990). Esto se ha atribuido a las emisiones de recombinación del carbono por Cesarsky (1982). Cálculos teóricos de las intensidades se han realizado por Escalante et al. (1991) y Natta et al. (1994). Estas intensidades de líneas de estructura fina de lejano IR dependen de  $T^{-0.6}$ , mientras que las intensidades de las líneas de recombinación depende de  $T^{-1.5}$ . Por lo tanto la relación de las líneas de estructura fina de lejano IR y las líneas de recombinación es sensible a regiones de alta densidad ( $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ), que se vuelven muy calientes ( $T > 1000 \text{ K}$ ) cuando se iluminan por un fuerte campo de radiación de FUV ( $G_0 > 10^5$ ; Natta et al. 1994).

# 5

## Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

### 5.1 La nube molecular de Monoceros R2

---

La región de Monoceros R2 (Mon R2) es una nube molecular en la que se están formando estrellas. El nombre de la nube molecular es debido a su localización en la constelación de Monoceros (cerca a la constelación de Orión), y a que está asociada al segundo grupo<sup>1</sup> de nebulosas de reflexión encontrado en esta constelación. La región Mon R2 es apreciable con claridad gracias a una cadena de nebulosas de reflexión (producidas por estrellas de tipo espectral A y B) que se extiende más de 2° en el cielo. Los primeros estudios de estas nebulosas de reflexión se desarrollaron en los años 20 del siglo pasado (Seares & Hubble 1920; Hubble 1922), mostrando que la emisión extendida podía atribuirse a las estrellas asociadas. Estas nebulosas están incluidas en varios catálogos como el ‘Catalog of Bright Diffuse Galactic Nebulae’ (Cederblad 1946), o los catálogos obtenidos a partir del ‘Palomar Observatory Sky Survey’ (Dorschner & Gürtler 1963, 1966; van den Bergh 1966; Herbst & Racine 1976). Gyulbudaghian, Glushkov & Denisyuk (1978) identificaron siete objetos nebulosos nuevos que podían ser candidatos de objetos Herbig-Haro, aunque posteriormente serían clasificados como nebulosas de reflexión (Cohen & Schwartz 1980).

En la Figura 5.1 se muestra la imagen digitalizada de la placa azul del ‘Palomar Sky Survey’, indicando la localización de las fuentes nebulosas (Downes et al. 1975; Herbst & Racine 1976; Carballo, Eiroa & Mampaso 1988). La lista de las coordenadas se pueden

---

<sup>1</sup>La nebulosa de reflexión Mon R1 es parte de la asociación Mon OB1, la cual incluye el cúmulo galáctico NGC 2264.

## 5. Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

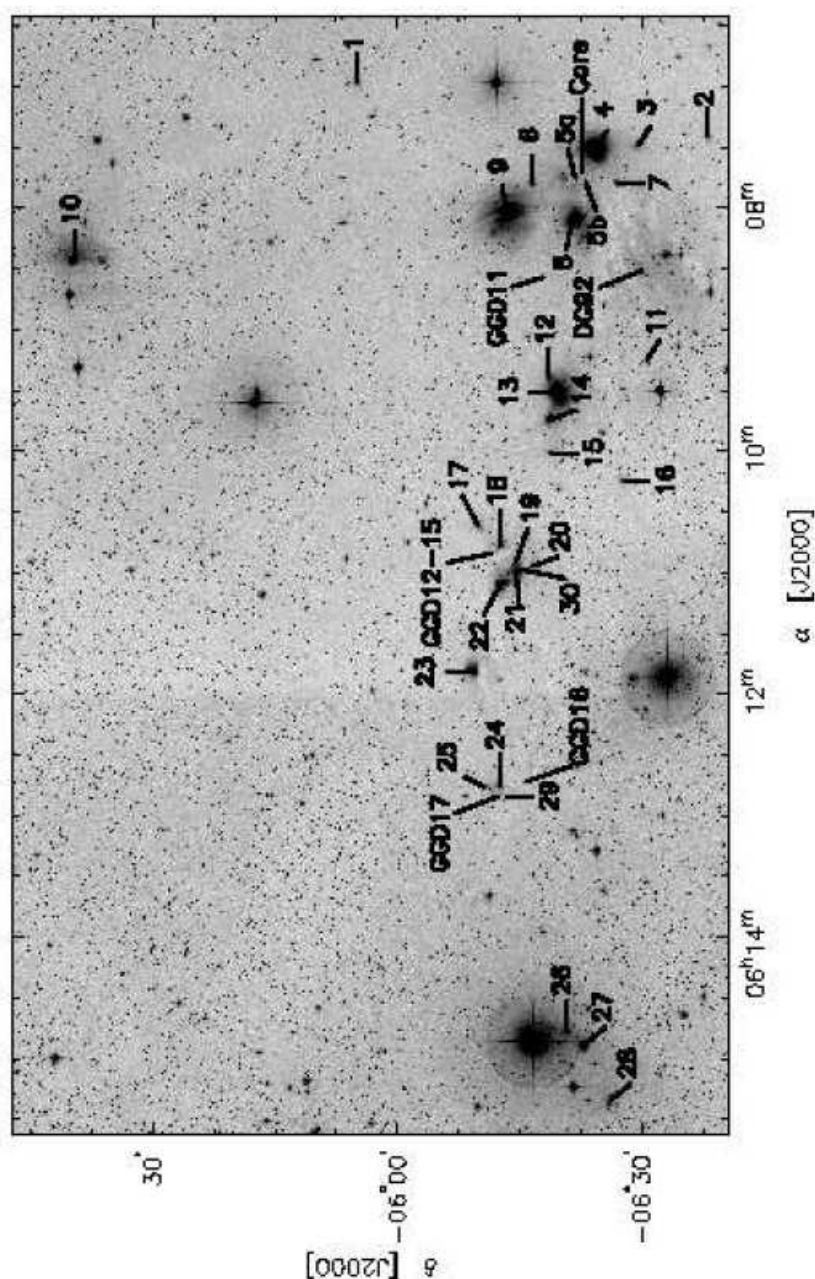


Figura 5.1: Localización de las nebulosas ópticas en Mon R2, marcadas sobre la placa azul del 'Palomar Observatory Sky Survey'. Las regiones numeradas 1–30 son las catalogadas por Herbst & Racine (1976). Las fuentes llamadas 'GGD' y 'DG' son objetos nebulosos identificados por Gyulbudaghian, Glushkov & Denisyuk (1978) y Dorschner & Gürtler (1963), respectivamente. También se indica la región principal de formación estelar (Mon R2), catalogada como 'core'. Imagen adaptada de Carpenter & Hodapp (2008).





Figura 5.2: Imagen óptica de la región Mon R2 que realza la presencia de las nebulosas de reflexión, regiones de formación estelar embebidas, y nubes oscuras. Mon R2 es la región roja a la derecha. El norte es hacia arriba-derecha, y el este es hacia arriba-izquierda. Fotografía cortesía de R. Croman (ver también Carpenter & Hodapp 2008).

encontrar en, e. g., Rodríguez et al. (1980), Carballo & Eiroa (1992), Carpenter & Hodapp (2008). Se pueden distinguir varias estrellas y nebulosidades en la región. Las fuentes GGD 12 a 15 se localizan en una pequeña región del cielo, por lo que estos objetos son normalmente llamados de forma colectiva como GGD 12–15 (ver Sección 5.1.1). La región más estudiada de esta nube molecular es la región de formación estelar masiva embebida en un núcleo molecular denso indicado como ‘core’ en la Figura 5.1 (hacia la derecha de la imagen). Un detalle de esta región se muestra en la fotografía óptica de la Figura 5.2, en la cual se pueden distinguir varias nebulosas de reflexión, regiones de formación estelar, nubes oscuras, y el núcleo denso ‘core’ como una nebulosa rojiza a la derecha de la imagen. Generalmente, el nombre de ‘Mon R2’ se utiliza para designar esta región de formación estelar masiva.

Racine (1968) y Herbst & Racine (1976) realizaron el primer estudio detallado (con espectroscopía y fotometría) de la nebulosa Mon R2 y encontraron que las estrellas iluminando la región son principalmente del tipo espectral B, donde B1 V es el tipo es-

## 5. Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

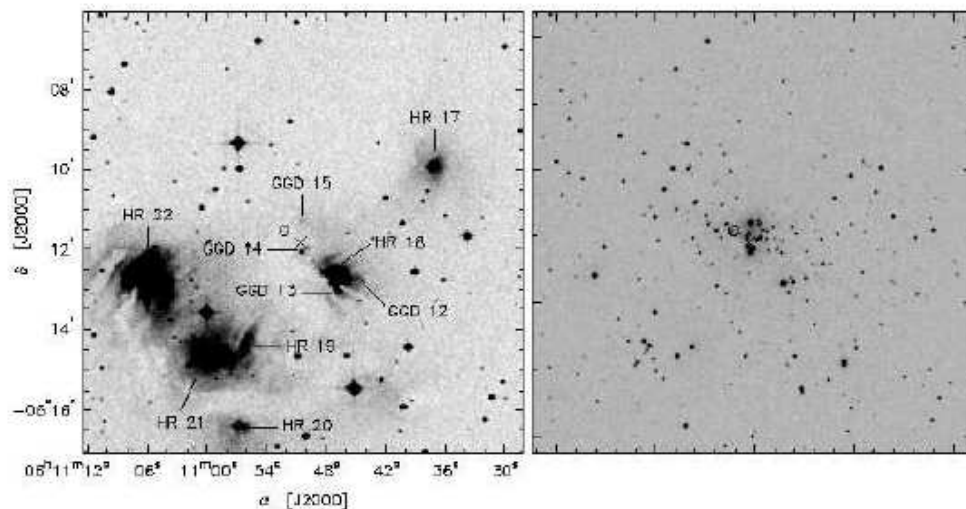


Figura 5.3: Imágenes de la región GGD 12–15. El panel de la izquierda muestra la imagen en el óptico de la placa roja del ‘Palomar Observatory Sky Survey’. El panel de la derecha muestra la imagen de la banda  $K_s$  del 2MASS. Las nebulosas ópticas de la región están indicadas en la imagen óptica, donde ‘HR’ se refiere a las nebulosas listadas en Herbst & Racine (1976), y ‘GGD’ en Gyulbudaghian, Glushkov & Denisyuk (1978; vease también Rodríguez et al. 1980). En ambos paneles la cruz representa la región H II, la cual está en el centro de la imagen. Figura adaptada de Carpenter & Hodapp 2008.

telar más joven presente en la asociación. La edad estimada para la asociación es de  $6\text{--}10 \times 10^6$  años. Varios estudios espectroscópicos y fotométricos han estimado la distancia a la región Mon R2 (e. g., Racine 1968; Rojkovskij & Kurchakov 1968; Racine & van den Bergh 1970; Downes et al. 1975; Herbst & Racine 1976). La distancia adoptada actualmente es de  $830 \pm 50$  pc, constituyendo a Mon R2 como una de las regiones de formación estelar masiva más próxima (después de la región de formación estelar de Orión).

### 5.1.1 La región de GGD 12–15

Como se mostró en la Figura 5.1, varias nebulosidades así como regiones de formación estelar, se encuentran en la nube molecular de Monoceros R2. Una de ellas es el núcleo denso asociado a GGD 12–15, el cual posee propiedades similares a la región de formación estelar principal de la nube molecular: llamado ‘core’ o generalmente Mon R2. El núcleo denso GGD 12–15 observado en líneas moleculares como  $\text{HCO}^+$  o  $^{13}\text{CO}$  se extiende unos  $\sim 0.7$  pc y tiene una masa de  $\sim 600\text{--}800 M_\odot$  (Heaton et al. 1988). En el continuo submilimétrico se detecta una condensación más compacta, con un tamaño de  $\sim 0.15$  pc y una masa de  $\sim 280 M_\odot$ , en el centro del núcleo denso (Little, Heaton & Dent 1990). La línea molecular de CO muestra emisión con corrimiento hacia el azul y el rojo, indicando la presencia de un flujo molecular (Rodríguez et al. 1982).

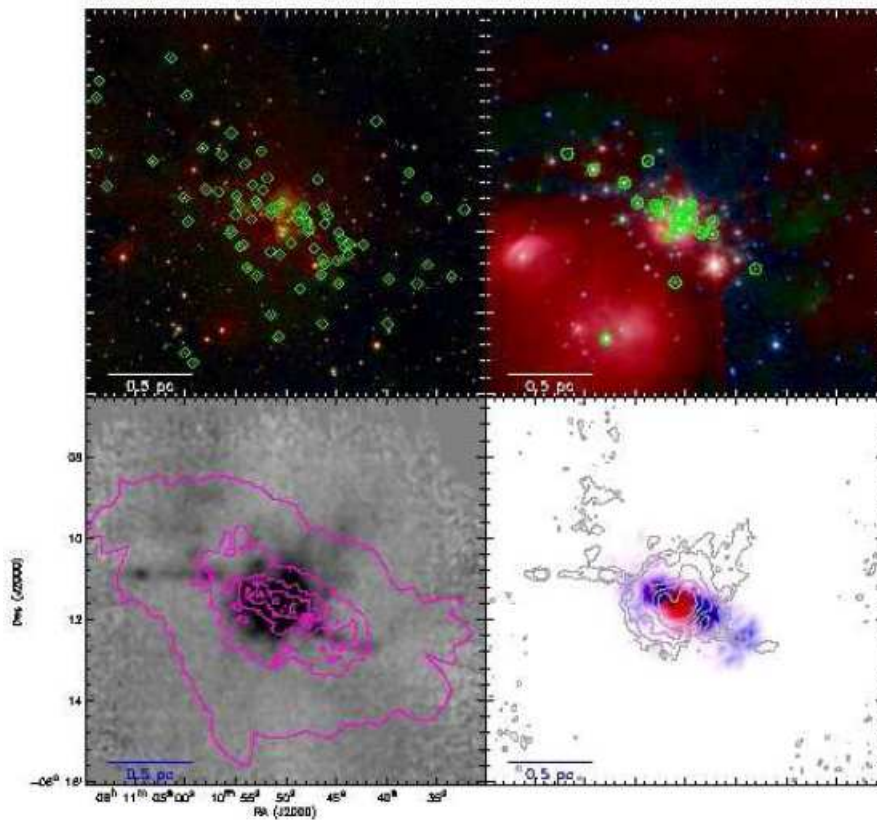


Figura 5.4: Imágenes de GGD 12–15 mostrando la distribución de objetos estelares jóvenes (YSOs). El panel superior izquierdo muestra una imagen combinada del 2MASS  $JHK$ , con los objetos de Clase II indicados con diamantes verdes. En el panel superior derecho se muestra una imagen combinada con las bandas de Spitzer/IRAC (blue:  $3.6 \mu\text{m}$ , green:  $4.5 \mu\text{m}$ , red:  $8.0 \mu\text{m}$ ) con los objetos de Clase I indicados con círculos abiertos de color verde. El panel inferior izquierdo muestra la densidad estelar superficial (contornos; indicando todos los YSOs) superpuesta a la emisión de continuo de JCMT/SCUBA  $850 \mu\text{m}$ . El panel inferior derecho muestra la distribución de fuentes de Clase I (rojo) y Clase II (azul), con la emisión de  $850 \mu\text{m}$  en contornos. Figura de Gutermuth (2005).

El cúmulo embebido en la región GGD 12–15 comenzó a ser estudiado primero por Cohen & Schwartz (1980) y Reipurth & Wamsteker (1983), quienes encontraron un grupo de 7 fuentes asociadas a esta región (ver también Olofsson & Koornneef 1985). Resultados más recientes sugieren que la población de este cúmulo es de  $\sim 130$  estrellas (Hodapp 1994; Carpenter 2000; ver también Tabla 5.1). En la Figura 5.3 se muestra una imagen en el óptico (placa roja del ‘Palomar Observatory Sky Survey’) y en el infrarrojo (banda  $K_s$  del 2MASS) de la región GGD 12–15. La nebulosidades ópticas están indicadas, así como la posición de la región H II compacta (marcada con una cruz cerca de GGD 14; Rodríguez

## 5. Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

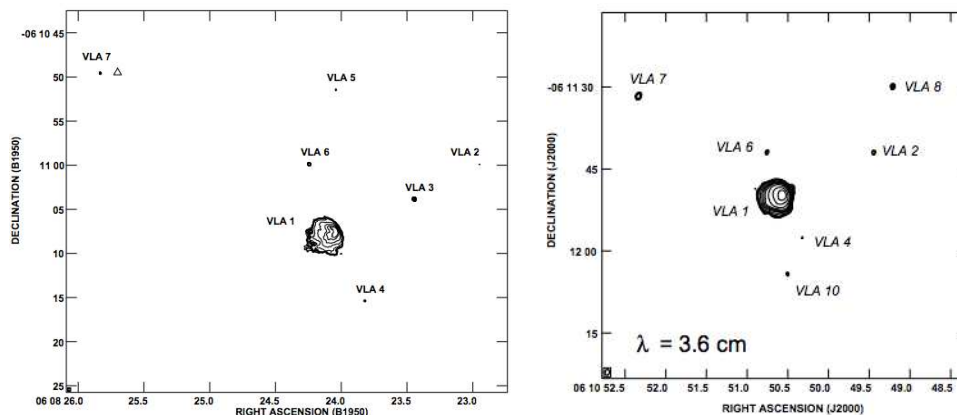


Figura 5.5: Panel izquierdo: emisión de 3.6 cm obtenida con el VLA en 1997 (Gómez et al. 2000). Panel derecho: emisión de 3.6 cm obtenida con el VLA en 2001 (Gómez et al. 2002). La combinación de los dos mapas da un total de 10 fuentes de radio-continuo, muchas de ellas variables. El objeto central corresponde a la región H II cometaria excitada por una estrella B (VLA 1, asociada a GGD 14).

et al. 1980; Kurtz, Churchwell, & Wood 1994; Tofani et al. 1995; Gómez et al. 1998) y la emisión de máser de agua (marcado con un círculo; Rodríguez et al. 1980; Tofani et al. 1995). Gutermuth (2005) estudió la distribución de objetos estelares jóvenes (YSOs; por sus siglas en inglés) en diferentes estados evolutivos. En la Figure 5.4 se resumen los resultados y se muestra que los objetos más jóvenes (Class I) están distribuidos de forma asimétrica, pero relacionada con la distribución de gas y polvo; mientras que los objetos más viejos (Class II) están más ampliamente distribuidos.

La región H II compacta en GGD 12–15 (asociada principalmente a GGD 14) es coincidente con emisión submilimétrica y de lejano y medio infrarrojo (Harvey et al. 1985; Little, Heaton, & Dent 1990; Persi & Tapia 2003), con una luminosidad bolométrica de  $\sim 6600 L_{\odot}$  para una distancia de 830 pc (a partir de los flujos IRAS; Harvey et al. 1985; Persi & Tapia 2003). A partir de la emisión en el radio-continuo, la estrella que estaría ionizando la región H II es una B0.5 (la cual también puede generar la luminosidad detectada en el infrarrojo). El máser de agua en GGD 12–15 está desplazado de la región H II y coincide con una fuente compacta infrarroja ( $20 \mu\text{m}$ ; Harvey et al. 1985). La estrella asociada con el máser se encuentra en el centro de simetría de la emisión de alta velocidad del flujo molecular (Rodríguez et al. 1982; Little, Heaton, & Dent 1990), y probablemente sea la impulsora (Harvey et al. 1985).

Gómez, Rodríguez & Garay (2000) estudiaron GGD 12–15 con el VLA obteniendo imágenes de radio-continuo que permitieron detectar 5 nuevas fuentes (además de la región H II compacta ya conocida; ver Figura 5.5 panel izquierdo). Estas nuevas fuentes centimétricas fueron originalmente clasificadas como regiones H II ultracompactas generadas por estrellas B2–B3. Nuevas observaciones con el VLA de mayor sensibilidad (Gómez,

Table 5.1: Cúmulos estelares embebidos en la nube molecular de Monoceros.

Región	Posición (J2000)		Número de estrellas	$R_{\text{eff}}$ (pc)
	$\alpha$	$\delta$		
IRAS 06046–0603	06:07:08.1	–06:03:53	15	0.41
Mon R2	06:07:47.8	–06:22:20	371	1.85
GGD 12–15	06:10:49.1	–06:11:38	134	1.13
GGD 17	06:12:48.0	–06:13:56	23	0.61

Rodríguez & Garay 2002; Figura 5.5), permitieron la detección de un total de 10 fuentes de radio-continuo, muchas de ellas mostrando gran variabilidad en el flujo, y con índices espectrales negativos, típicos de emisión girosincrotrón de magnetosferas activas probablemente originadas por estrellas T Tauri. Las dos excepciones son VLA 7, la cual es posiblemente un radio jet (Gómez, Rodríguez, & Garay 2002), y VLA 4 que tiene una luminosidad de  $\sim 240 L_{\odot}$  y puede ser una estrella de tipo B (Persi & Tapia 2003).

Además de Mon R2 y GGD 12–15 hay otros dos cúmulos importantes en la nube molecular de Monoceros. En la Tabla 5.1 se listan los 4 cúmulos más importantes de la región, Mon R2 (que contiene 371 estrellas), GGD 12–15 (con 134 estrellas), GGD 17 (23 estrellas) e IRAS 06046–0603 (15 estrellas).

## 5.2 Antecedentes de GGD 14

Como ya se ha mencionado, la presente tesis está centrada en el estudio de la región GGD 14. GGD 14 es una región de formación estelar masiva, que forma parte del grupo de nebulosidades GGD 12–15 (Gyulbudaghian, Glushkov, & Denisyuk 1978; ver Sección 5.1.1), el cual se encuentra embebido dentro de la nube molecular de Monoceros, a una distancia de  $\sim 830$  pc (e.g., Racine & van den Bergh 1970; Rodríguez et al. 1980). Dentro de GGD 14 existe una región H II ultracompacta ( $\sim 0.01$  pc) de morfología cometaria (VLA 1; G213.880–11.837) que domina la emisión de radio-continuo de la región. La región H II parece estar siendo ionizada por una estrella B0.5, y está asociada a la fuente infraroja IRAS 06084–0611 con una luminosidad de  $10^4 L_{\odot}$  (Rodríguez et al. 1980; Kurtz, Churchwell & Wood 1994; Tofani et al. 1995; Gómez et al. 1998, 2002). Respecto a la emisión en el rango milimétrico y submilimétrico (probablemente trazando la emisión del polvo), Little et al. (1990) muestran que el pico de emisión se encuentra cerca de la posición de la región H II.

Tal y como se presentó en la Sección 2.2, la morfología cometaria de las regiones H II se puede explicar con 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). Discernir entre los dos modelos no es tarea sencilla, pero las observaciones de líneas de recombinación de hidrógeno y de líneas moleculares pueden ayudar mediante el estudio de las propiedades



## 5. Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

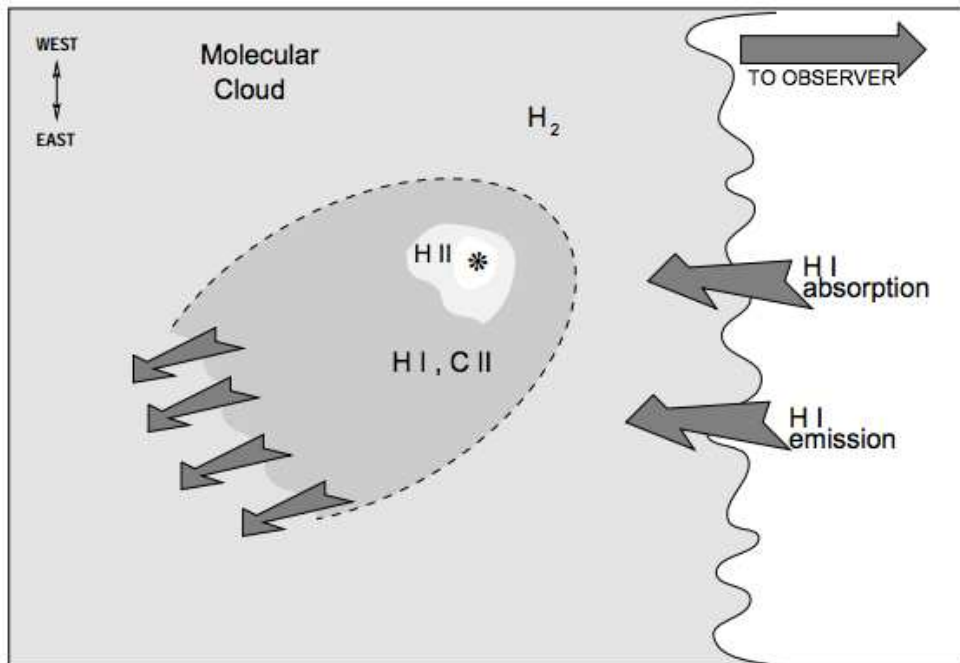


Figura 5.6: Diagrama esquemático de la región GGD 14 (Gómez et al. 1998).

cinemáticas del gas ionizado con respecto al gas molecular (e.g., Wood & Churchwell 1991; Garay, Lizano & Gómez 1997; Gómez, Garay & Lizano 1995). Un estudio de la cinemática del gas ionizado de GGD 14 (Gómez et al. 1998; ver Figura 5.6), usando líneas de recombinación de hidrógeno, sugiere que el gas ionizado presenta un flujo de champaña cuya cabeza está situada hacia el nor-oeste (NW) y la emisión extendida hacia el sur-este (SE). Existe un gradiente de velocidad a lo largo del eje mayor del flujo de champaña con una velocidad radial de  $\sim 11 \text{ km s}^{-1}$  en la cabeza de la cometaria y de  $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$  en la cola. La velocidad del flujo de champaña en la cabeza de una cometaria se espera que sea muy similar a la velocidad del gas molecular, y éste es el caso del flujo de champaña presente en GGD 14 donde la velocidad de la nube molecular es de aproximadamente  $\sim 11 \text{ km s}^{-1}$  (Torrelles et al. 1989). Gómez et al. (1998) detectaron emisión de la línea de recombinación  $C92\alpha$  proveniente de una región extendida de  $\sim 20''$ , asociada con la región H II, y probablemente originada en una PDR que rodea la emisión de gas ionizado. Recientemente, Gómez et al. (2010) reportaron la emisión de un flujo de champaña en la línea de hidrógeno atómico de H I (21 cm), con un tamaño diez veces mayor que el de la región H II lo que sugiere que el gas neutro se está expandiendo de forma similar al gas molecular.

Cabe destacar también la detección de un flujo bipolar de CO a lo largo de la dirección NW-SE en GGD 14 (Rodríguez et al. 1982; Little, Heaton & Dent 1990), posiblemente

impulsado por la fuente de radio-continuo VLA 7 detectada por Gómez et al. (2002). También hay emisión de máser de agua asociada a VLA 7 (VLA 7; Rodríguez et al. 1978, 1980, 1982; Tofani et al. 1995), el cual se encuentra  $\sim 30''$  al noroeste de la región H II (Gómez et al. 1998). El gas denso trazado por la emisión de amoníaco ( $\text{NH}_3$ ; Rodríguez et al. 1980; Gusten & Marcaide 1986; Torrelles et al. 1989), indica que existen por lo menos tres componentes de velocidad en la región.

En general, la morfología espacial, la abundancia química, y la cinemática del gas neutro asociado a VLA 1 en GGD 14, así como su relación con otros parámetros físicos ha sido poco estudiado, limitando así el entendimiento cinemático de la región. El propósito principal de este trabajo es el estudio de la morfología de la PDR asociada a VLA 1 y la cinemática de la región H II. Para el estudio de la PDR nos basaremos en la línea de recombinación  $\text{C}110\alpha$ . Como ya se había mencionado en las PDR el elemento ionizado más importante es el carbono,  $[n_{\text{C}}/n_{\text{H}}] \sim 2 \times 10^{-4}$  (Hollenbach & Tielens 1997); por consiguiente el estudio de la cinemática de la PDR puede hacerse mediante observaciones de líneas de recombinación de carbono.

### 5.3 Observaciones de GGD 14

Las observaciones de las líneas de recombinación  $\text{H}110\alpha$  y  $\text{C}110\alpha$  (ver Tabla 5.2) en GGD 14 se realizaron con el Very Large Array del NRAO<sup>2</sup>. Las observaciones se hicieron el 24 de Julio de 1997 con el interferómetro en la configuración C (número de proyecto AL421). El centro de fase fue  $\alpha(\text{J}2000)=06^{\text{h}}10^{\text{m}}50^{\text{s}}.551$  y  $\delta(\text{J}2000)=-06^{\circ}11'50''.124$ . Los datos fueron reducidos mediante el software astronómico AIPS (Astronomical Image Processing System), utilizando la guía estandar de reducción de datos de línea. La escala de densidad de flujo fue determinada observando el quasar 0134+329 (3C48), suponiendo el flujo indicado en la Tabla 5.2. La corrección en fase se realizó monitoreando el quasar 0605-085, obteniendo un ruido de  $\sim 55^{\circ}$  en la fase. La forma de la banda (bandpass) fue determinada observando el quasar 0316+413, el cual tiene un flujo  $\sim 22$  Jy. En la Tabla 5.2 se listan los calibradores y los flujos. El total de ancho de banda observado fue de 1.56 MHz, centrado a una velocidad LSR de  $12 \text{ km s}^{-1}$ , con 127 canales espectrales de 12.2 kHz ( $0.71 \text{ km s}^{-1}$ ) cada uno, además de un canal de continuo (channel 0) que contiene el 75% del total de la banda.

Se utilizó un pesado natural (parámetro robust igual a 5; Briggs 1995) para hacer las imágenes de ambas líneas. A partir de los canales libres de emisión de línea se obtuvo un mapa de la emisión de continuo a 4.8 GHz. La emisión de continuo (la cual domina el canal 0) de VLA 1 es suficientemente intensa como para realizar autocalibración. La autocalibración se hizo a partir de la emisión del canal 0 primero en fase y después en amplitud y fase. Los datos de línea fueron finalmente autocalibrados aplicando la solución

<sup>2</sup>El Very Large Array (VLA) del National Radio Astronomy Observatory está operado por Associated Universities, Inc., bajo la cooperación de la National Science Foundation.

## 5. Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

Table 5.2: Datos de las observaciones del VLA (número de proyecto AL421)

Calibrador	Tipo	Densidad de flujo <sup>a</sup> (Jy)		
		H110 $\alpha$ : 4.8744 GHz	C110 $\alpha$ : 4.8768 GHz	
0134+329	3C48	Flujo	5.417	5.414
0605-085		Fase	$2.440 \pm 0.005$	$2.439 \pm 0.006$
0316+413		Bandpass	$22.1 \pm 0.1$	$22.1 \pm 0.1$

<sup>a</sup> Asumida para el calibrador de flujo, y ‘bootstrapped’ para los otros.

del canal 0, al resto de canales de la línea. Las imágenes finales tienen un haz sintetizado de  $7''.9 \times 5''.0$  con PA= $-27^\circ$  para H110 $\alpha$  y  $7''.6 \times 5''.0$  con PA= $-10^\circ$  para C110 $\alpha$ . El nivel del ruido para un solo canal de línea fue de  $0.68 \text{ mJy beam}^{-1}$  y  $0.58 \text{ mJy beam}^{-1}$  para los mapas de líneas de H110 $\alpha$  y C110 $\alpha$  respectivamente. Para el mapa de continuo, el rms obtenido es de  $0.17 \text{ mJy beam}^{-1}$ .

## 5.4 Resultados

### 5.4.1 Emisión de continuo

En la Figura 5.7 se muestra la emisión de continuo de GGD 14 obtenida de los canales libres de emisión de línea. Se detecta una fuente con intensidad de pico  $100 \pm 1 \text{ mJy beam}^{-1}$ , y con una densidad de flujo de  $116 \pm 2 \text{ mJy}$  (los errores se obtienen a partir del ajuste de una Gaussiana en dos dimensiones con JMFIT de AIPS, estos errores no incluyen la incertidumbre en la calibración de flujo, que típicamente es de un 20%). La posición de la fuente es  $\alpha(\text{J2000}) = 06^{\text{h}}10^{\text{m}}50^{\text{s}}55$  y  $\delta(\text{J2000}) = -06^\circ 11' 50'' 13$ , correspondiente a la posición de VLA 1 (G213.880-11.837; Racine & van den Bergh 1970; Rodríguez et al. 1980; Gómez et al. 2002). El flujo obtenido para VLA 1 está en completo acuerdo con los valores obtenidos por Gómez et al. (1998, 2000, 2002) a 6 cm y 3.6 cm (ver Tabla 5.3). La configuración compacta del interferómetro en nuestras observaciones no permite resolver la estructura cometaria de la región H II. Un ajuste Gaussiano en dos dimensiones a la emisión de continuo resulta en un tamaño deconvolucionado de  $2.43'' \times 2.31''$  PA= $56.55^\circ$ .

Ninguna de las otras fuentes centimétricas reportadas por Gómez et al. (2002) fueron detectadas en nuestro mapa, debido principalmente a que los flujos para esos objetos son generalmente  $< 0.5 \text{ mJy}$ , que es el valor equivalente a  $3\sigma$  (donde  $\sigma$  es el ruido de nuestro mapa  $0.17 \text{ mJy beam}^{-1}$ ). Únicamente VLA 3, con un flujo de  $\sim 1 \text{ mJy}$  a 3.6 cm, podría haberse detectado en nuestro mapa. Nuestra no detección implicaría un índice espectral de  $> +1$ , indicando una posible emisión térmica. No obstante, Gómez et al. (2002) encontraron una gran variabilidad en el flujo de VLA 3 (que no fue detectada ni a 3.6 cm ni a 6 cm 4 años después de las primeras observaciones; ver Tabla 5.3), posiblemente indicando que la emisión de radio-continuo corresponde a emisión girosincrotrón de una



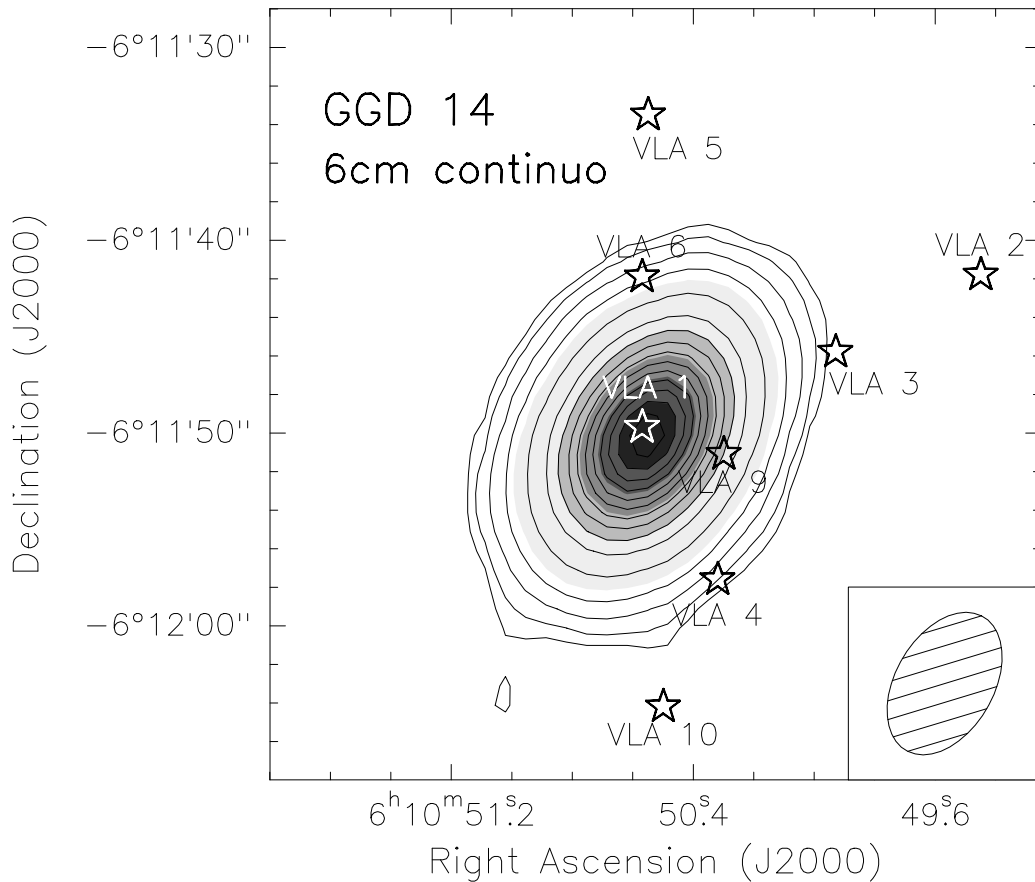


Figura 5.7: Imagen de continuo a 6 cm (4.8 GHz) de la región GGD14, obtenida con el VLA en configuración C (a partir de los canales sin emisión de línea de las observaciones de  $\text{H110}\alpha$ ). Los niveles de contorno son 3, 5, 10, 20 y de 50 a 550 (en intervalos de 50) veces el rms del mapa,  $0.17 \text{ mJy beam}^{-1}$ . En la esquina inferior derecha se muestra el haz sintetizado:  $7.9'' \times 4.9''$   $\text{PA} = -27^{\circ}$ . Las estrellas muestran las posiciones de las fuentes de radiocontinuo reportadas por Gómez et al. (2002).

magnetosfera estelar de una estrella T-Tauri.

#### 5.4.2 Emisión de la línea $\text{H110}\alpha$

En la Figura 5.8 se muestra el mapa de canales de la línea  $\text{H110}\alpha$ . Se detecta emisión en el rango de velocidades que va de  $-3 \text{ km s}^{-1}$  hasta  $+22 \text{ km s}^{-1}$ , encontrándose el máximo de la emisión a una velocidad de  $\sim 13 \text{ km s}^{-1}$ . La estructura de la emisión es principalmente compacta (marginalmente resuelta con un tamaño de  $\sim 19''$ ), y centrada en la posición  $\alpha(\text{J2000}) = 06^{\text{h}}10^{\text{m}}50^{\text{s}}.5$  y  $\delta(\text{J2000}) = -06^{\circ}11'50''.0$ , que corresponde a la posición de la región  $\text{H II}$  VLA 1.

En la Figura 5.9, se muestra un espectro de la emisión de la línea de recombinación

## 5. Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

Table 5.3: Fuentes de radio-continuo en GGD 14

Fuente	Densidad de flujo (mJy)				Índice espectral <sup>a</sup>
	3.6 cm <sup>a</sup> (1997)	3.6 cm <sup>a</sup> (2001)	6 cm <sup>a</sup> (2001)	6 cm <sup>b</sup> (1997)	
VLA 1	97±2	112±1	114±1	116±2	-0.03±0.01
VLA 2	0.10±0.02	0.10±0.01	0.16±0.02	<0.5	-0.8±0.3
VLA 3	1.04±0.02	<0.04	<0.05	<0.5	...
VLA 4	0.12±0.02	0.07±0.01	0.11±0.02	<0.5	-1.0±0.4
VLA 5	0.10±0.02	<0.04	<0.05	<0.5	...
VLA 6	0.41±0.02	0.09±0.01	0.15±0.02	<0.5	-1.0±0.3
VLA 7	0.17±0.02	0.18±0.01	0.13±0.02	<0.5	+0.6±0.3
VLA 8	<0.04	0.13±0.01	<0.05	<0.5	>-0.4
VLA 9	<0.04	<0.04	0.11±0.02	<0.5	<+0.2
VLA 10	<0.04	0.08±0.01	0.09±0.02	<0.5	-0.2±0.5

<sup>a</sup> Densidad de flujo e índice espectral obtenidos de Gómez et al. (2002).

<sup>b</sup> Densidad de flujo del presente trabajo, considerando un límite superior de  $5\sigma$  para las fuentes no detectadas (con  $\sigma$  el rms del mapa de continuo).

H110 $\alpha$ . Se puede observar que la línea no es perfectamente Gaussiana, sino que presenta una asimetría sugerente de la presencia de dos componentes de velocidad: una angosta y otra más ancha, tal y como muestra el ajuste (ver también Tabla 5.4). La componente angosta de la línea (llamada línea H<sup>0</sup>) puede provenir del medio parcialmente ionizado (Gómez et al. 1998) rodeando la región H II. Puesto que la diferencia de velocidad entre la región H II y la PDR es típicamente pequeña (pocos kms<sup>-1</sup>), estas líneas normalmente aparecen superpuestas, y es difícil determinar sus parámetros por separados. Del ajuste de dos gaussianas al perfil de la línea H110 $\alpha$  encontramos que los anchos de las líneas para la componente angosta y ancha son de  $2.7 \pm 0.4$  kms<sup>-1</sup> y  $15.2 \pm 0.3$  kms<sup>-1</sup>, respectivamente. Los parámetros de los ajustes se muestran en la tabla 5.4. Justificamos la utilización de dos componentes en el ajuste debido a: 1) el ajuste de 2 Gaussianas es mejor que el de una sola bajo los criterios de  $\chi^2$ , 2) el ajuste de dos Gaussianas es bastante robusto y converge a una sola solución independiente, y 3) observaciones de la línea H92 $\alpha$  muestra también un espectro con dos componentes (ver Figura 5.10; Gómez et al. 1998).

La emisión de la línea angosta (H<sup>0</sup>) ha sido observada sólo en algunas regiones H II (Ball et al. 1970; van Gorkom 1980; Roelfsema & Goss 1991, 1992; Anantharamaiah, Goss & Dewdney 1990; Onello & Phillips 1995; Garay et al. 1998) y se interpreta que proviene de una capa parcialmente ionizada alrededor de la región H II. En particular, Garay et al. (1998) muestran en su modelos que la emisión de la línea H<sup>0</sup> contribuye significativamente a la emisión observada, sólo cuando ésta es estimulada por una fuente de continuo intensa, generalmente la región H II. Entonces, si suponemos que en el caso de nuestra fuente la línea H<sup>0</sup> está contaminando la línea de recombinación de H110 $\alpha$  observada, el máximo

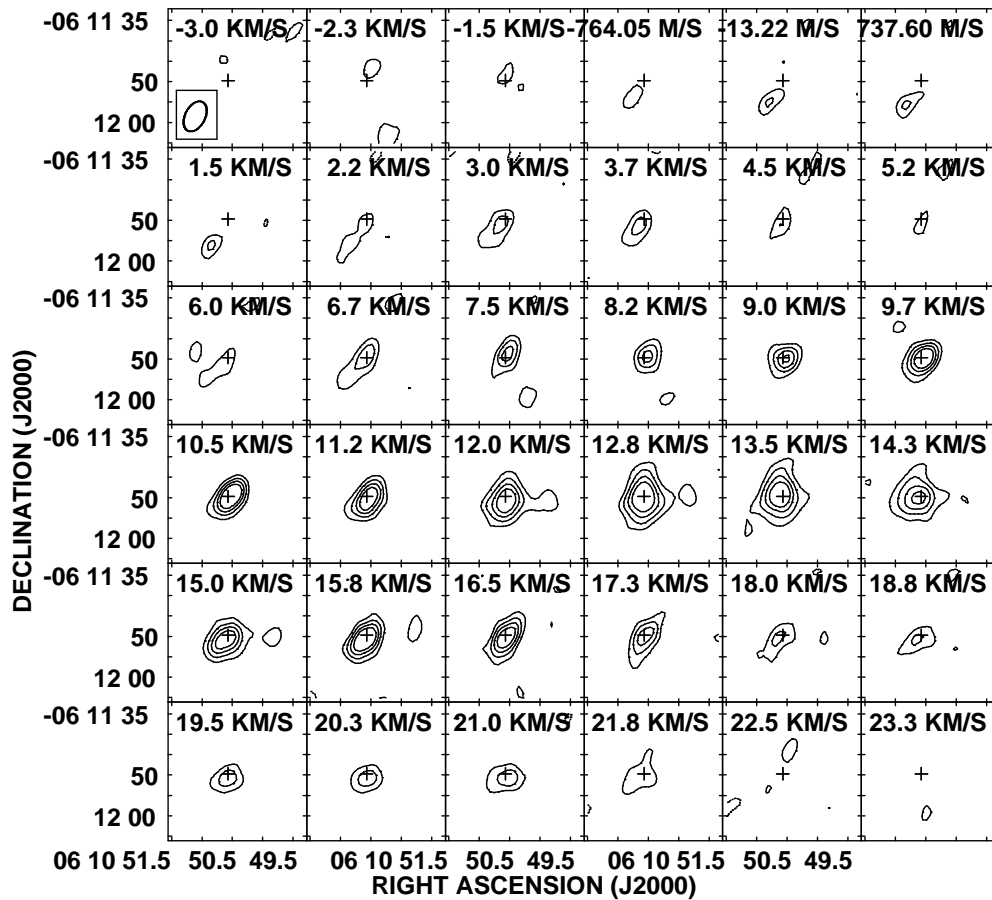


Figura 5.8: Mapa de canales de la emisión de la línea de recombinación  $H110\alpha$  en la región GGD 14. Los contornos utilizados son  $-3, 3, 5, 7, 9, 10, 15, 20, 30$  y  $50$  veces el nivel de ruido de la imagen,  $0.68 \text{ mJy beam}^{-1}$ . La cruz marca la posición del pico de radio-continuo a  $1.4 \text{ GHz}$  de VLA 1 (Gómez et al. 2000, 2002).

de la contaminación debe coincidir con el pico de la emisión de continuo de la región H II. Observaciones con alta resolución espectral y espacial son necesarias para poder establecer si la emisión de la línea de recombinación observada está siendo contaminada por la emisión de la línea angosta proveniente de un medio parcialmente ionizado que se encuentra fuera de la región H II y para poder estudiar las propiedades físicas de este gas.

En los paneles de la izquierda de la Figura 5.11 se muestran los momentos de orden cero (mapa de intensidad), primer orden (mapa de velocidad) y segundo orden (mapa de dispersión de velocidad) para la emisión de la línea de  $H110\alpha$ . Se puede apreciar que la emisión proviene principalmente de la región H II detectada en el mapa de continuo (ver Figura 5.7). El mapa del campo de velocidades no muestra ningún gradiente de velocidad

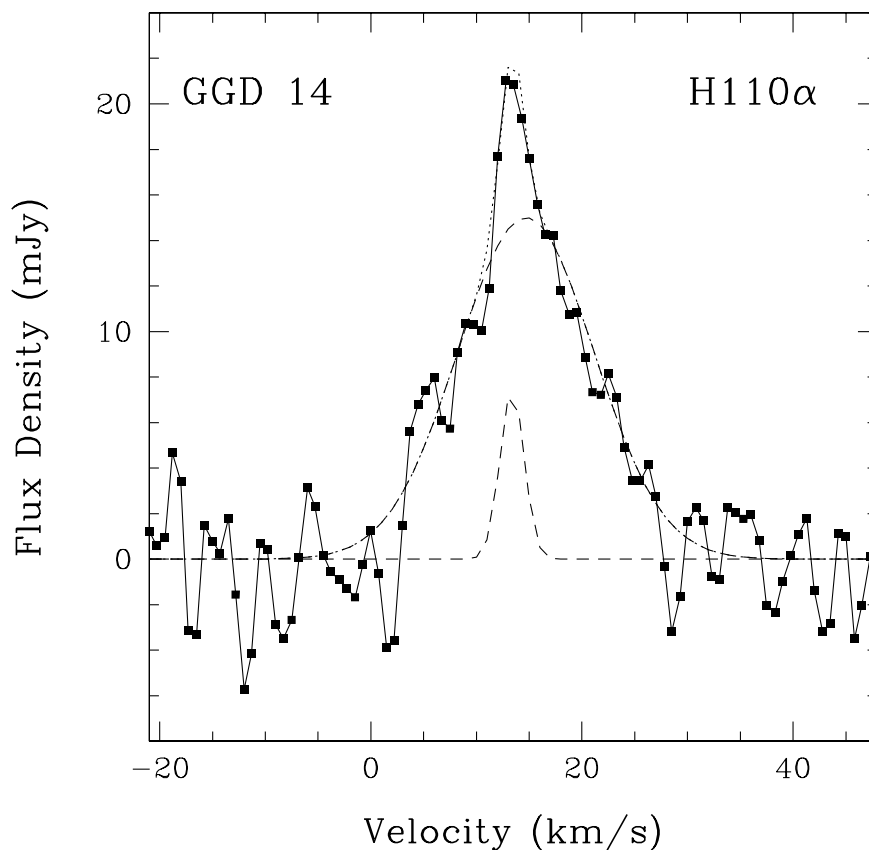


Figura 5.9: Espectro integrado de la línea de H110 $\alpha$  en GGD 14. Las líneas punteadas muestran el ajuste de las dos Gaussianas (ver Tabla 5.4).

Table 5.4: Parámetros de los ajustes de Gaussianas a las líneas H110 $\alpha$  y C110 $\alpha$

Line	$S_L$ (mJy)	$v_{LSR}$ (km s $^{-1}$ )	$\Delta v$ (km s $^{-1}$ )
H110 $\alpha$	$15 \pm 1$	$14.7 \pm 0.4$	$15.2 \pm 1.1$
H110 $\alpha$ (H $^0$ )	$8 \pm 2$	$13.4 \pm 0.3$	$2.7 \pm 0.9$
C110 $\alpha$	$11 \pm 1$	$11.5 \pm 0.3$	$3.8 \pm 0.6$

claro. Mientras que el mapa de dispersión de velocidades muestra los valores más altos hacia el centro de la emisión, alcanzando los  $\sim 14$  km s $^{-1}$  obtenidos en el ajuste del espectro (ver Tabla 5.4).

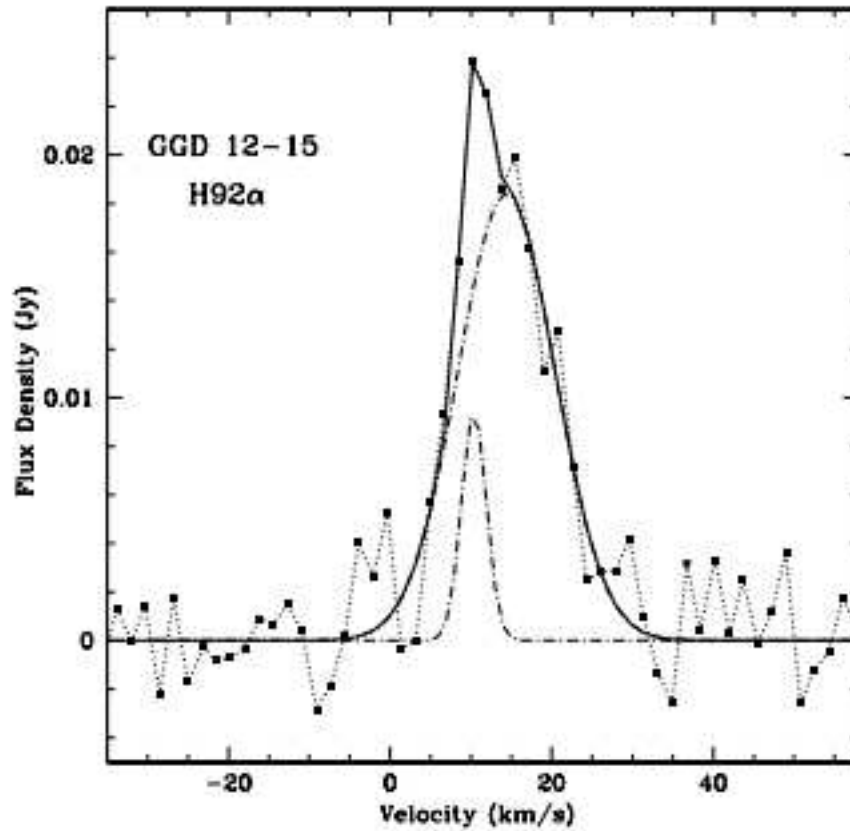


Figura 5.10: Espectro integrado de la línea de  $H92\alpha$  en GGD 14. Las líneas punteadas muestran los ajustes de las dos Gaussianas (Gómez et al. 1998).

### 5.4.3 Emisión de la línea $C110\alpha$

Usando el VLA hemos resuelto espacialmente la PDR alrededor de la región HII de morfología cometaria en GGD 14. En la Figura 5.12 se muestra el mapa de canales de la emisión de línea de  $C110\alpha$ . Se detecta emisión en el rango de velocidades entre  $\sim 9.7 \text{ km s}^{-1}$  y  $13.5 \text{ km s}^{-1}$ , con el pico de emisión en la posición  $\alpha(\text{J2000}) = 06^{\text{h}}10^{\text{m}}53^{\text{s}}0$  y  $\delta(\text{J2000}) = -06^{\circ}11'47''.0$ , ligeramente desplazada al nor-oeste de la posición determinada para la región HII.

En la Figura 5.13 se muestra el espectro de la línea  $C110\alpha$ . Un ajuste con una sola componente Gaussiana resulta en una velocidad de  $11.5 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$  y un ancho de la línea de  $3.8 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$  (ver Tabla 5.4). Estos valores son comparables al ajuste obtenido para la línea  $C92\alpha$  (Gómez et al. 1998).

En los paneles de la derecha de la Figura 5.11 se muestran los momentos de orden cero (mapa de intensidad), primer orden (mapa de velocidad) y segundo orden (mapa de

## 5. Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

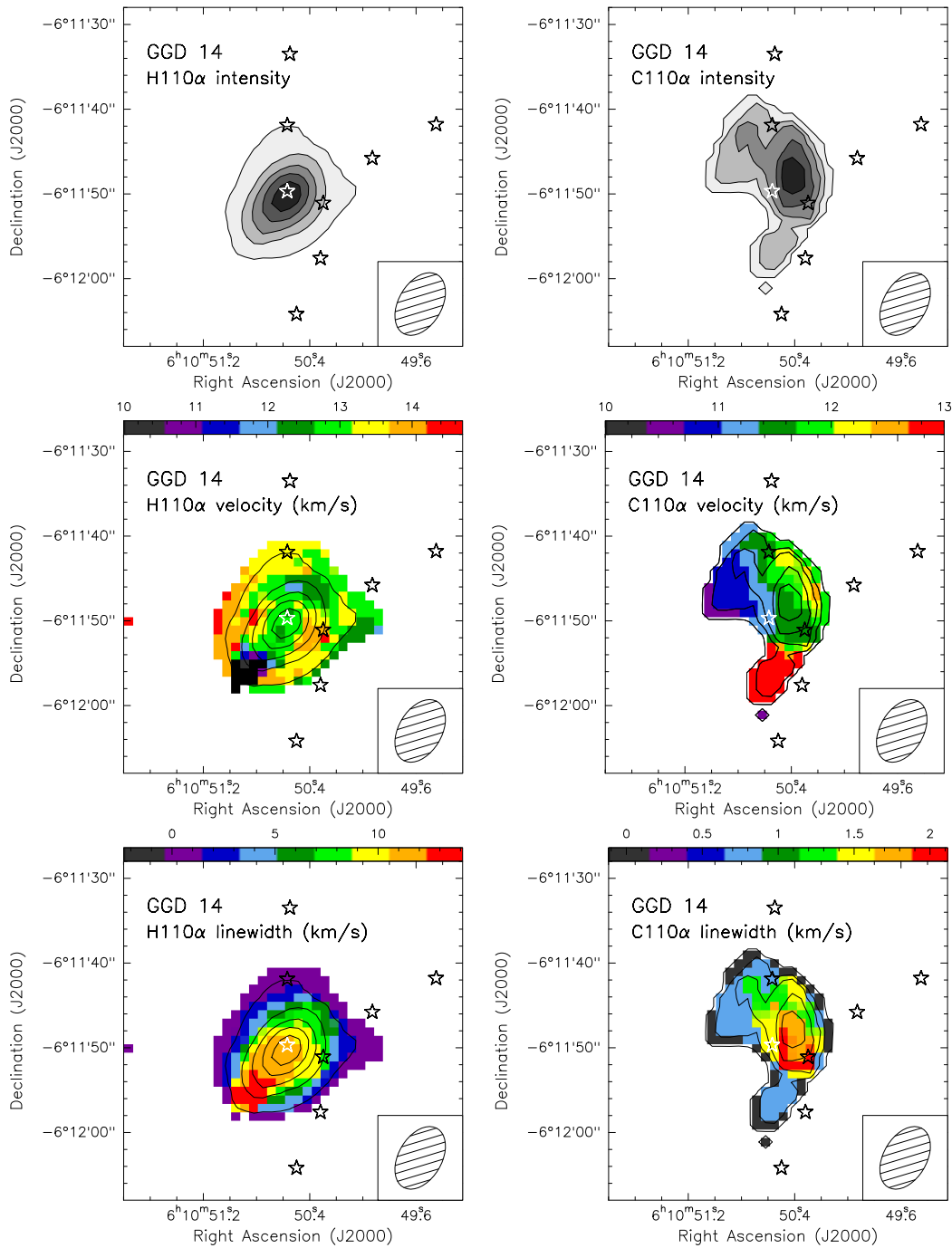


Figura 5.11: Mapas del momento de orden cero (intensidad: paneles superiores), orden uno (velocidad: paneles centrales), y orden dos (dispersión de velocidad: paneles inferiores) de las líneas H110 $\alpha$  (izquierda) y C110 $\alpha$  (derecha). Los contornos muestran el mapa de intensidad con los niveles de 5% a 85%, en pasos del 20% del nivel de pico: 111 mJy beam<sup>-1</sup> km s<sup>-1</sup> para H110 $\alpha$  y 8 mJy beam<sup>-1</sup> km s<sup>-1</sup> para C110 $\alpha$ . Las estrellas como en la Figura 5.7.

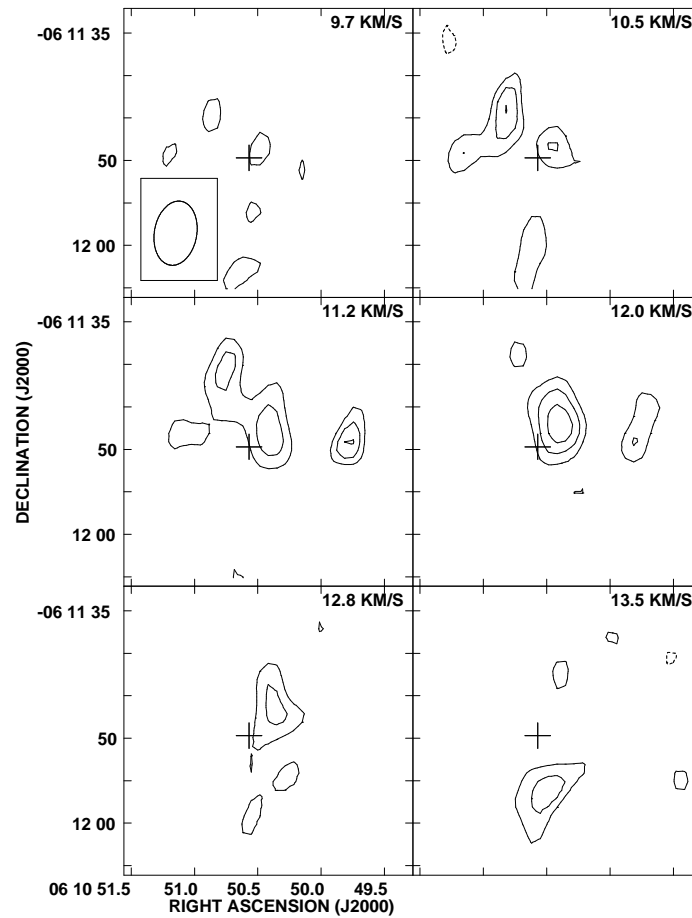


Figura 5.12: Imagen de los canales individuales de la emisión de la línea de  $C110\alpha$  a través de la región GGD 14. Los contornos mostrados en esta imagen son; -3, 3, 5, y 7 veces el nivel del ruido ( $\times 0.58 \text{ mJy beam}^{-1}$ ). Los contornos de continuo indican la emisión de  $C110\alpha$ . La cruz marca la posición del pico de emisión de continuo a 1.4 GHz de VLA 1 (G213.880-11.837).

dispersión de velocidad) para la emisión de la línea de  $C110\alpha$ . En el mapa de intensidad se hace evidente la diferencia en posición de la emisión de la línea de carbono con respecto a la de hidrógeno, mostrando una estructura de arco. El mapa de velocidad muestra indicios de un gradiente el cual podría estar indicando expansión. Un estudio de más alta sensibilidad y resolución espectral sería necesario para poder determinar y corroborar el gradiente de velocidad y analizar su origen. Cabe destacar también el mapa de la dispersión de velocidad, en el cual se puede apreciar claramente una dispersión mucho más baja en comparación a la emisión de  $H110\alpha$  (como se pudo comprobar con los dos espectros: Figuras 5.9 y 5.13).

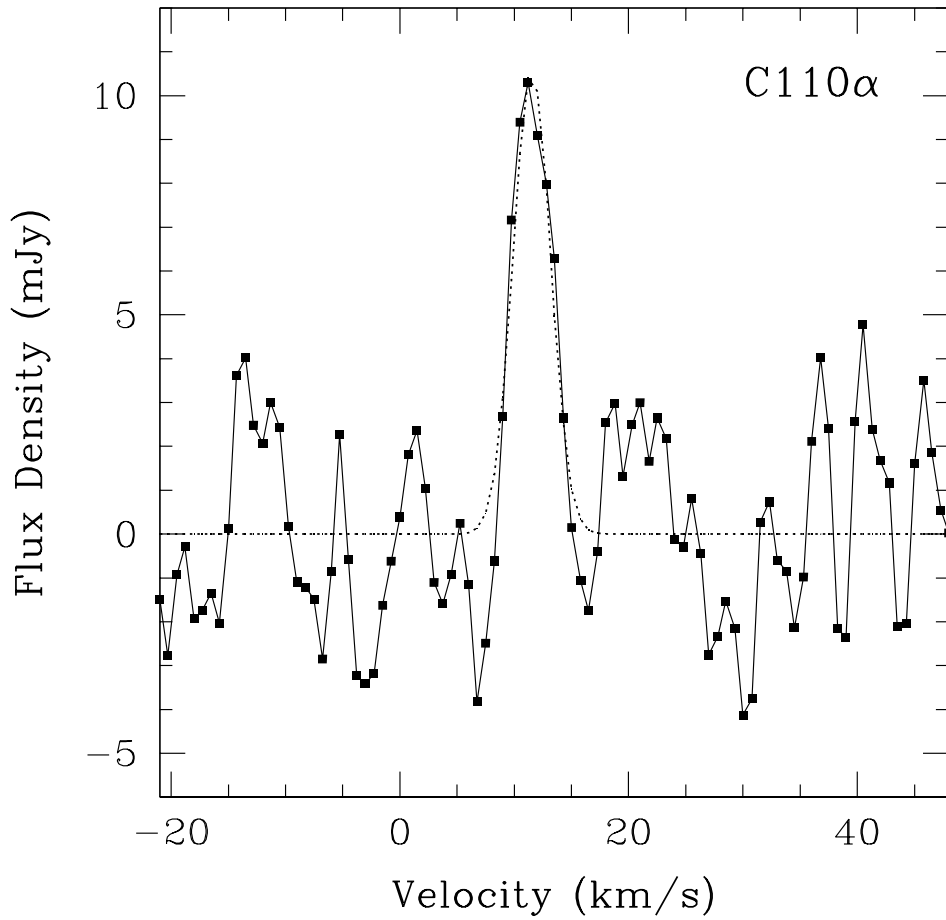


Figura 5.13: Espectro integrado de la línea C110 $\alpha$  a través de GGD 14. Las líneas punteadas muestran el ajustes de la Gaussiana.

## 5.5 Análisis y discusión

### 5.5.1 Parámetros físicos de la región H II

Considerando que el plasma es homogéneo, con  $T_e \approx 6700$  K (Gómez et al. 1998), y ópticamente delgado, derivamos los parámetros físicos del continuo; opacidad ( $\tau_\nu$ ), fotones ionizantes ( $N_i$ ), densidad electrónica ( $n_e$ ), tamaño de la región ( $L$ ) y medida de emisión ( $EM$ ). Partiendo de la ecuación;

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2\Omega_S T_B}{c^2}, \quad (5.1)$$



se puede determinar la temperatura de brillo  $T_B$ , teniendo en cuenta que la densidad de flujo es  $S_\nu=116$  mJy,  $\nu$  es la frecuencia de la observación (4.87 GHz),  $\theta_S = 2''.4$  el tamaño de la fuente<sup>3</sup>,  $k$  es la constante de Boltzmann ( $1.38 \times 10^{-16}$  erg K<sup>-1</sup>), y  $c$  es la velocidad de la luz ( $3 \times 10^{10}$  cm s<sup>-1</sup>). Despejando  $T_B$  se tiene que

$$T_B = \frac{S_\nu c^2}{2k\nu^2\Omega_S}, \quad (5.2)$$

obteniendo un valor  $T_B=1504$  K. Considerando un medio ópticamente delgado y  $T_B \ll T_e$ , se puede considerar determinar la opacidad mediante  $\tau_\nu = T_B/T_e = 0.22$ .

Por otro lado, de la ecuación (2.21);

$$\left[ \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right] = 1.054 \times 10^4 \left[ \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right]^{0.5} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{0.05} \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.175} \left[ \frac{\theta_S}{\text{arcsec}} \right]^{-1.5} \left[ \frac{D}{\text{kpc}} \right]^{-0.5}, \quad (5.3)$$

considerando  $S_\nu = 116$  mJy,  $\theta_s = 2''.4$ ,  $\nu = 4.87$  GHz,  $T_e = 6700$ K y que la región H II se encuentra a una distancia de 1 kpc, se obtiene una densidad electrónica  $n_e = 2.98 \times 10^4$  cm<sup>-3</sup>. Aplicando los mismos valores a la ecuación (2.22), se obtuvo una masa de la región H II  $M_{\text{H II}}=6.2 \times 10^{-4} M_\odot$ . El número de fotones ionizantes, obtenido a partir de la ecuación (2.23), es  $N_i = 5.8 \times 10^{45}$  fotones s<sup>-1</sup>, lo cual corresponde a una estrella central ionizante del tipo B0.5 ZAMS (Vacca, W. D. et al.1996) con  $L \sim 10^4 L_\odot$ .

El tamaño de la región se calcula a partir de la ecuación

$$\left[ \frac{L}{\text{pc}} \right] = 0.48 \times 10^{-2} \left[ \frac{D}{\text{kpc}} \right] \left[ \frac{\theta_S}{\text{arcsec}} \right], \quad (5.4)$$

dando como resultado  $L=0.0116$ pc, tamaño correspondiente a una región H II ultracompacta. Por otro lado, se tiene que la medida de emisión (ME) está dada por;

$$\left[ \frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}} \right] = \left[ \frac{L}{\text{pc}} \right] \left[ \frac{n_e^2}{\text{cm}^{-6}} \right]. \quad (5.5)$$

de lo cual se deriva que  $EM= 10.28 \times 10^6$  cm<sup>-6</sup> pc. Para calcular la masa de hidrógeno ionizado se usó la ecuación;

$$\left[ \frac{M_{\text{H II}}}{M_\odot} \right] = 1.55 \times 10^{-5} \left[ \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right]^{0.5} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{0.05} \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.175} \left[ \frac{\theta_S}{\text{arcsec}} \right]^{1.5} \left[ \frac{D}{\text{kpc}} \right]^{2.5}. \quad (5.6)$$

De donde se obtuvo  $M_{\text{H II}} \sim 1.36 \times 10^{-3} M_\odot$ .

La temperatura electrónica ( $T_e$ ) de la region H II puede obtenerse de la línea de recombinación de H110 $\alpha$  suponiendo que el gas ionizado está en equilibrio termodinámico local (ETL), a partir de la ecuación:

$$\left[ \frac{T_e}{\text{K}} \right] = 2.2 \times 10^3 \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{0.96} \left[ \frac{S_L}{S_C} \right]^{-0.87} \left[ \frac{\Delta v}{\text{kms}^{-1}} \right]^{-0.87}, \quad (5.7)$$

<sup>3</sup>La relación entre el tamaño de la fuente  $\theta_s$  y el ángulo sólido  $\Omega_S$  es la siguiente:  $\Omega_S = \pi(\theta_s/2)^2$ .

## 5. Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

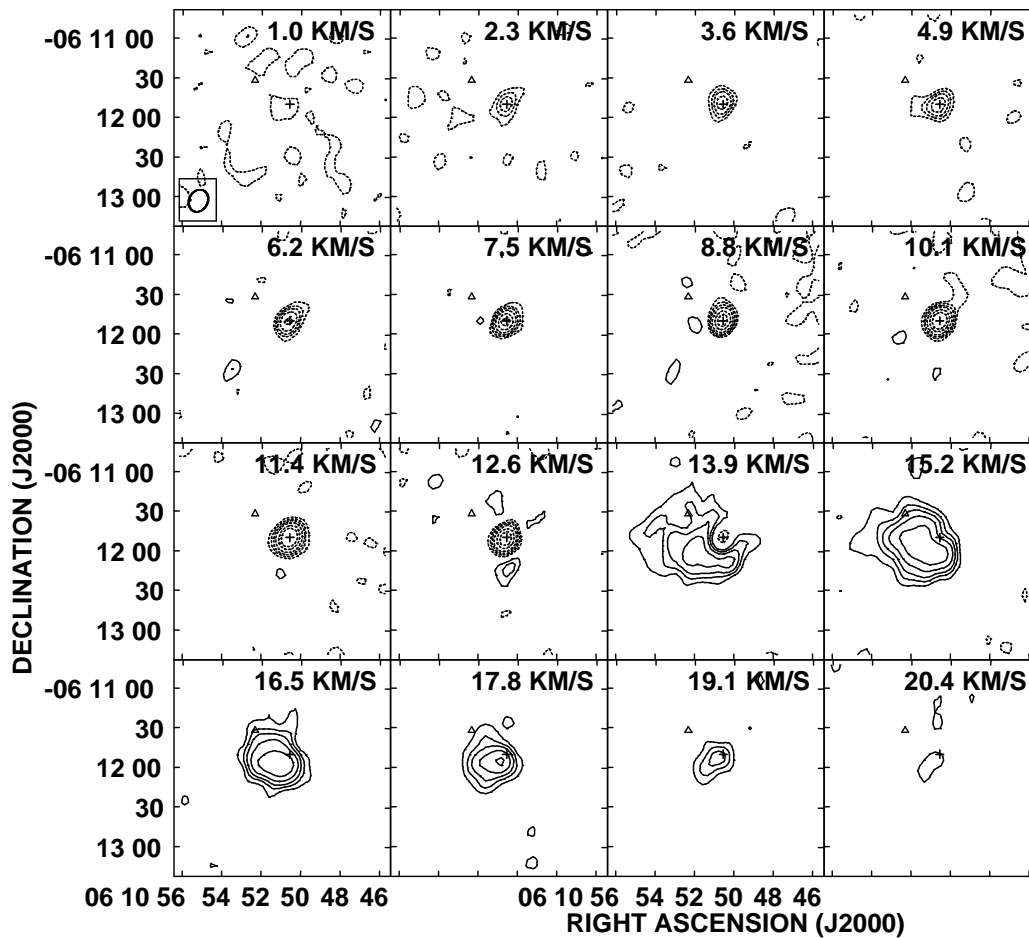


Figura 5.14: Mapa de canales de la línea de H I en la región GGD 14. Los niveles de contornos usados son -20, -15, -10, -7, -3, 3, 5, 7, 10, y 15 veces  $2 \text{ mJy beam}^{-1}$ , el nivel del ruido. Los contornos continuos y punteados muestra la emisión y absorción, respectivamente. La cruz y el triángulo indican las posiciones del pico de continuo a 1.4 GHz (VLA 1; G213.880–11.837) y la fuente VLA 7 (Gómez et al. 2000). Figura adaptada de Gómez et al. (2010).

donde  $S_L$  es el flujo de la línea de H110 $\alpha$ , la cual tiene un valor de 15 mJy,  $S_C$  es el flujo de la emisión de continuo, y tiene un valor de 116 mJy y  $\Delta v = 15.2 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1}$ . Aplicando estos valores, encontramos que la temperatura electrónica ( $T_e$ ) estimada para la región H II es de  $5600 \pm 500 \text{ K}$ . Sin embargo, la suposición de ETL no genera resultados precisos de la temperatura electrónica del gas. Así que para tener mayor certeza de nuestros resultados correctos se recalcularon los parámetros físicos de la región a partir de esta temperatura ( $T_e = 5600 \pm 500 \text{ K}$ ) y se hizo una comparación con los parámetros físicos obtenidos a

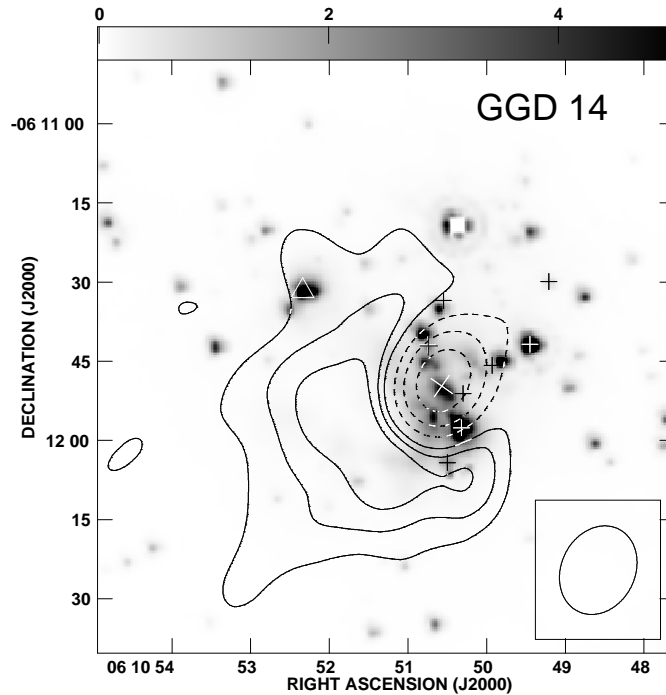


Figura 5.15: Superposición de imagen en cercano infrarrojo de Spitzer a  $4.5 \mu\text{m}$  con la emisión, y absorción, de la línea H I (de  $1$  a  $20 \text{ km s}^{-1}$ ). Los contornos sólidos representan la emisión, mientras que los punteados representan la absorción. La cruz indica el pico de la emisión de radio continuo de la región H II (VLA 1; Gómez, Rodríguez & Garay 2002) y el triángulo la posición de VLA 7.

partir de los resultados de Gómez et al. 1998 ( $T_e = 6700 \pm 700 \text{ K}$ )<sup>4</sup>. Los parámetros físicos del continuo derivados con este valor de  $T_e$  ( $\sim 5600 \text{ K}$ ) cambian un 10% de los obtenidos con  $T_e = 6700 \text{ K}$ .

En resumen, se obtuvo una opacidad de  $\tau \sim 0.12$ , densidad electrónica,  $n_e = 2.23 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , tamaño de la región,  $L \sim 0.0116 \text{ pc}$ , medida de emisión,  $EM \sim 6 \times 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ , y número de fotones ionizantes,  $N_i = 1.05 \times 10^{46} \text{ photon s}^{-1}$  lo cual corresponde a una estrella central ionizante del tipo B0.5 ZAMS (Vacca et al. 1996) con  $L \sim 10^4 L_\odot$ . Estos resultados están en concordancia con los presentados por Rodríguez et al. 1980; Kurtz, Churchwell & Wood 1994; Tofani et al. 1995; Gómez, et al. 1998, 2002.

<sup>4</sup>Gómez et al. 1998 obtuvieron esta temperatura a partir de un procedimiento iterativo para reproducir el cociente línea-continuo observado basándose en el trabajo de Brocklehurst & Salem (1977)

### 5.5.2 La región fotodisociada: emisión de H I a 21 cm

Gómez et al. (2010) observaron la línea de H I a 21 cm (1.420406 GHz) en la dirección de la región H II en GGD 14. Se detectó emisión en el rango de velocidades de  $+13.9 \text{ km s}^{-1}$  a  $+20.4 \text{ km s}^{-1}$ , con absorción de H I en la posición de la región H II en el rango de velocidades entre  $-1 \text{ km s}^{-1}$  y  $+12.6 \text{ km s}^{-1}$ . En la figura 5.14 se muestra el mapa de canales de la emisión/absorción de la línea de H I asociada a la fuente GGD 14. La línea de emisión aparece espacialmente resuelta con un tamaño angular de  $45'' \times 40''$  a  $\text{PA} = 34^\circ$  y con un pico de intensidad en la posición en  $\alpha(\text{J2000}) = 06^{\text{h}}10^{\text{m}}51^{\text{s}}.3$  y  $\delta(\text{J2000}) = -06^\circ11'52''.2$ .

La Figura 5.15 muestra la superposición de la imagen en cercano infrarrojo de Spitzer a  $4.5 \mu\text{m}$  (escala de grises) a través de GGD 14, con el mapa de contorno de la emisión y absorción, de la línea H I (los contornos sólidos representan la emisión, y las líneas punteadas representan la absorción), los contornos mostrados para la línea de H I son  $-20, -10, -3, 3, 6$  y  $9 \times 0.7 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$  (nivel de ruido). La cruz indica el pico de la emisión de radio continuo de la región H II (VLA 1; Gómez, Rodríguez & Garay 2002) y el triángulo la posición de VLA 7.

### 5.5.3 La región fotodisociada: línea de emisión de C110 $\alpha$

En la Figura 5.16 se muestra una imagen de momento cero (intensidad integrada) de los mapas de ambas líneas de recombinación. Hemos resuelto espacialmente la PDR alrededor de la región H II en GGD 14. Encontramos que la línea de emisión de C110 $\alpha$  exhibe una estructura extendida en forma de arco que se extiende hacia el NW, entre la región H II y el gas molecular, sugiriendo la presencia de una PDR de alta densidad, mientras que, la línea de emisión de H I 21 cm observada por Gómez et al. (2010) se extiende desde el NW hacia el SE, y parece provenir de una PDR de baja densidad (Gómez et al. 2010). Esta estructura de la PDR es diferente a la presentada en los modelos teóricos desarrollados por Hollenbach & Tielens (1997), lo cual se lo atribuimos a que los modelos fueron desarrollados considerando condiciones ideales (regiones homogéneas, esféricas, etc.), que no se aplicarían directamente al caso de GGD 14 puesto que se observa una morfología cometaria (en gas ionizado y atómico) sugerente de la presencia de gradientes de densidad. En la Figura 5.17 se muestra una comparación de las líneas de emisión de H I y C110 $\alpha$ .

Es necesario realizar observaciones de otras líneas de recombinación (cubriendo un amplio rango de los números cuánticos principales) a resoluciones espectrales y espaciales más altas para poder detivar los parámetros  $[n_e, T_e, n(\text{C}^+)]$  del medio fotodisociado.

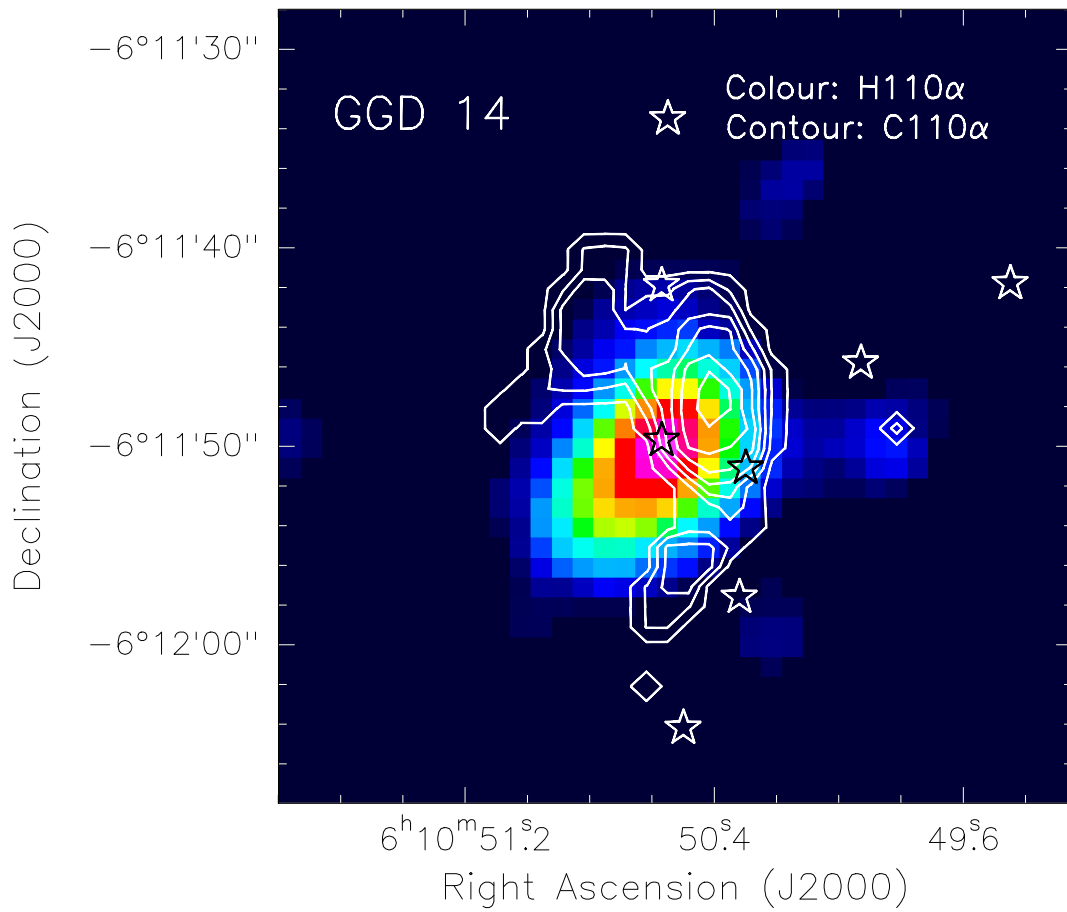


Figura 5.16: En la figura se muestran los mapas de la intensidad (momento de orden cero) de la línea H110 $\alpha$  (colores) y la línea C110 $\alpha$  (contornos) para la región de GGD 14. Las estrellas como en la Figura 5.7.

## 5. Observaciones de líneas de recombinación en GGD 14

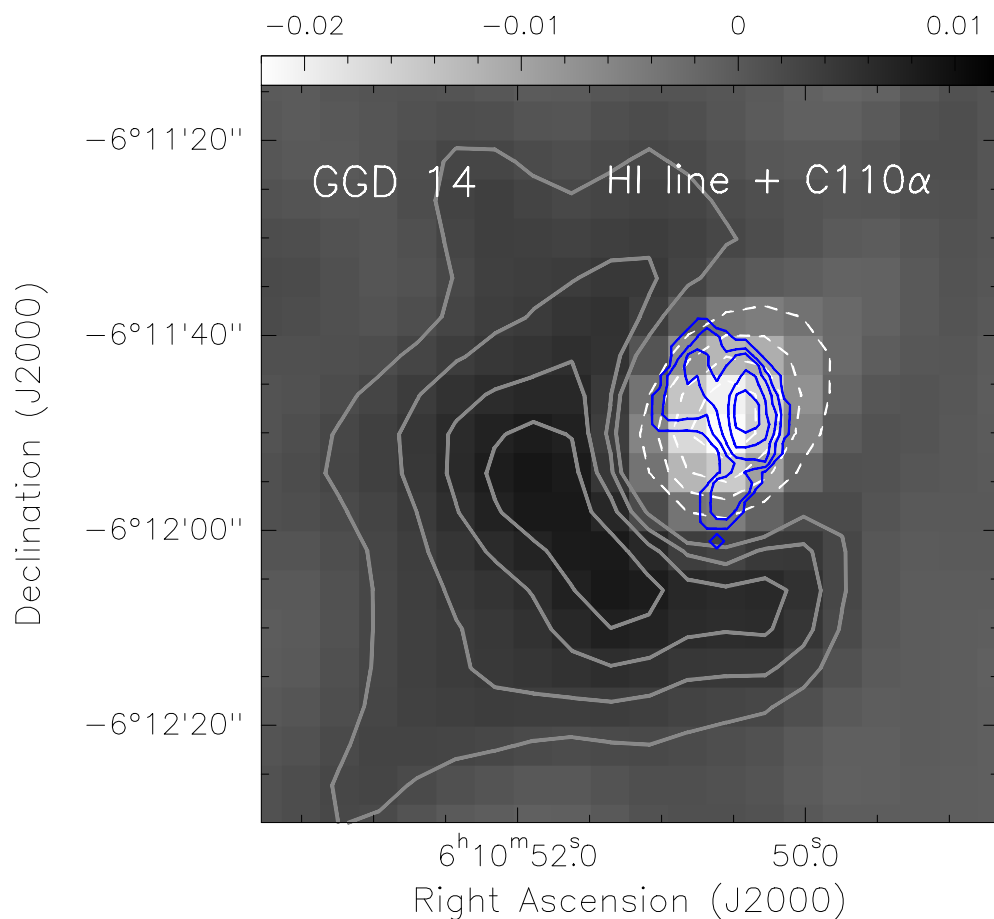


Figura 5.17: La imagen muestra una comparación de la línea atómica de HI (escala de grises) y la de recombinación C110 $\alpha$  (contornos azules). Los contornos grises sólidos muestran la emisión de HI, mientras que los contornos blancos a trazos muestran la absorción de HI. En la figura puede verse que la emisión de C110 $\alpha$  muestra una estructura extendida en forma de arco que se extiende hacia el noroeste, sugiriendo la presencia de una PDR de alta densidad, mientras que la emisión de HI se extiende hacia el sureste y parece provenir de una PDR de baja densidad (Gómez et al. 2010).

# 6

## Conclusiones y Trabajo Futuro

### 6.1 Conclusiones

---

Utilizando el VLA se hicieron observaciones de líneas de recombinación de H110 $\alpha$  (4.874 GHz) y C110 $\alpha$  (4.8768 GHz) en la dirección de la región H II de morfología cometaria en GGD 14. Las conclusiones principales de este trabajo son las siguientes:

- La imagen de continuo (obtenida a partir de los canales libres de emisión de línea) muestra una fuente marginalmente resuelta con un tamaño angular de  $\sim 2''.4$ . Esta fuente de radiocontinuo corresponde a la región H II (G213.8–11.837), con una densidad de flujo de  $116 \pm 2$  mJy a 4.8 GHz. Esta fuente está centrada en la posición  $\alpha(\text{J2000}) = 06^{\text{h}}10^{\text{m}}50^{\text{s}}.551$  y  $\delta(\text{J2000}) = -06^{\circ}11'50''.124$ , la cual corresponde a la fuente VLA 1 (Racine & van den Bergh 1970; Rodríguez et al. 1980).
- No se detectaron las otras radio fuentes reportadas por Gómez et al. (2002) debido a que esas fuentes típicamente tienen flujos menores a 0.5 mJy, demasiado débiles para nuestras observaciones en las que el nivel de ruido alcanzado en las imágenes de continuo es de 0.123 mJy.
- Considerando una región H II homogénea e isotérmica ( $T_e \sim 6700$  K; Gómez et al. 1998), y considerando que el medio es ópticamente delgado, se obtuvieron los parámetros físicos para la emisión de continuo: una opacidad de  $\tau \sim 0.22$ , densidad electrónica  $n_e = 2.23 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , tamaño de la región H II  $L \sim 0.0116$  pc correspondiente a una región H II ultracompacta, medida de emisión  $EM \sim 5.8 \times 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ ,

## 6. Conclusiones y Trabajo Futuro

---

y número de fotones ionizantes  $N_i=1.05 \times 10^{46}$  fotón  $s^{-1}$  los cuales corresponden a una estrella del tipo B0.5 (Vacca et al. 1996) con  $L \sim 10^4 L_\odot$ .

- De la relación de flujos de la línea H110 $\alpha$  y del continuo, se estimó una temperatura electrónica para la región H II de  $T_e=5600 \pm 500$  K y una masa de gas ionizado de  $M_{\text{H II}} \sim 1.36 \times 10^{-3} M_\odot$ .
- La velocidad del gas ionizado en la cabeza de la región cometaria es similar a la velocidad de la nube molecular ambiente ( $\sim 11 \text{ kms}^{-1}$ ).
- El perfil observado de la línea H110 $\alpha$  de la región H II exhibe una asimetría, la cual sugiere que la línea de H110 $\alpha$  puede ser producida por la mezcla de componentes de línea estrecha y amplia. Se considera que la componente estrecha de la línea proviene de un medio parcialmente ionizado subyacente ( $\text{H}^0$ ), mientras que la componente más ancha estaría relacionada al gas ionizado térmico de la región H II.
- La región PDR alrededor de la región H II ha sido resuelta utilizando la línea de C110 $\alpha$ , obteniendo una estructura cometaria. La velocidad de la línea es de  $11.5 \pm 0.3 \text{ kms}^{-1}$ , muy parecido al valor de la velocidad de la nube molecular ambiente y del gas ionizado en la cabeza de la región H II, lo que fortalece la interpretación de la emisión de C110 $\alpha$  siendo producida por la PDR.
- La línea de emisión de C110 $\alpha$  exhibe una estructura extendida en forma de arco que se extiende hacia el noroeste, entre la región H II y el gas molecular, sugiriendo la presencia de una PDR de alta densidad, mientras que la línea de emisión de H I a la longitud de onda de 21 cm (Gómez et al. 2010) se extiende desde el noroeste hacia el sureste, y parece provenir de una PDR de baja densidad (Gómez et al. 2010). Esta estructura de la PDR es diferente a la presentada en los modelos teóricos desarrollados por Hollenbach & Tielens (1997), lo cual se lo atribuimos a que los modelos fueron desarrollados considerando condiciones ideales (regiones homogéneas, esféricas, etc.), que son difíciles de encontrar en las regiones reales.

## 6.2 Trabajo futuro

---

### 6.2.1 Mon R2

En el invierno de 2011–2012, usando el radiotelescopio de 30 m de IRAM (Instituto de Radioastronomía Milimétrica), se realizó un survey espectral a 1 mm de la región de formación estelar más grande de la nube molecular de Monóceros (Mon R2). De este survey (con un ancho de banda efectivo de  $\sim 64$  GHz: 202.3–265.2 GHz) se descubrió una química inesperadamente rica en la región fotodisociada de Mon R2.

El objetivo de estas observaciones es investigar la química del gas molecular que se encuentra alrededor de la región UCH II y las posibles variaciones debidas a las diferentes



condiciones físicas locales. Se llevó a acabo el survey de líneas espectrales cubriendo una región de  $2' \times 2'$  usando mapas OTF (on-the-fly), estos mapas están centrados en la posición  $\alpha(\text{J2000}) = 06^{\text{h}}07^{\text{m}}46^{\text{s}}.20$  y  $\delta(\text{J2000}) = -06^{\circ}23'08''.30$ , la cual corresponde al frente de ionización (IF) y a la estrella ionizante IRS 1. Con estos mapas se han cubierto tres posiciones importantes que presentan diferentes condiciones físicas en Mon R2; (i) la posición del frente de ionización (IF) en el centro del mapa ( $0'', 0''$ ); y dos picos de emisión de la nube molecular (ii) posición MP1 en el offset ( $+15'', -15''$ ) y (iii) posición MP2 en el offset ( $0'', +40''$ ). En estas observaciones se detectaron más de 30 especies moleculares diferentes (incluyendo isotopólogos y moléculas deuteradas). En particular, se detectaron moléculas típicas de las PDR, tales como CN (diversas transiciones), HCN,  $\text{HCO}^+$ , y  $c\text{-C}_3\text{H}_2$ . También se detectaron algunas moléculas complejas, tales como  $\text{H}_2\text{CO}$  y  $\text{CH}_3\text{OH}$ , las cuales no se encuentran típicamente en las PDR. Una gran cantidad de compuestos de azufrados, CS,  $\text{HCS}^+$ ,  $\text{H}_2\text{SC}$ , SO y  $\text{SO}_2$ , así como especies deuteradas DCN,  $\text{C}_2\text{D}$  y  $\text{DCO}^+$ .

Las observaciones fueron hechas con el receptor heterodino EMIR del 30 m. Para esto se hicieron 4 diferentes setups; 1) centrado a 207.75 GHz, 2) centrado a 215.75 GHz, 3) centrado a 239.75 GHz, y 4) centrado a 247.75 GHz, con lo cual se cubrieron  $\sim 64$  GHz. A estas frecuencias, el telescopio provee una resolución espacial (HPBW; Half-Power Beam-Width) de  $\approx 11\text{-}9''$ . Los datos fueron reducidos usando el paquete CLASS del software GILDAS<sup>1</sup>. En la Figura 6.1 se muestran algunos de los resultados obtenidos.

Aparte de las observaciones a 1 mm, se ha llevado a cabo un amplio estudio de esta región a diferentes longitudes de onda, utilizando telescopios como el IRAM 30 m (observaciones a 1 mm y 3 mm), Hershel (GT KP “Warm and Dense Interstellar Medium” PI: V. Ossenkopf) y Spitzer (PI: C. Joblin). Como ya se ha mencionado, en las observaciones realizadas con el 30m se detectaron diversas moléculas deuteradas. Sin embargo sólo hemos detectado una sola transición por molécula, lo cual no es suficiente para estimar las fracciones de abundancia de estas moléculas. Con la finalidad de observar una mayor cantidad de transiciones y poder determinar las condiciones físicas de la región, hemos solicitado tiempo de observación en el 30 m. Estas observaciones serán realizadas durante el mes de julio del 2012.

### 6.2.2 GGD 14

Un proyecto interesante a realizar en GGD 14 sería llevar a cabo observaciones similares a las ya hechas en Mon R2, i. e., realizar un survey espectral en el milimétrico y hacer una comparación con los resultados obtenidos en Mon R2. Ambas regiones son similares, aunque Mon R2 ha sido más ampliamente estudiada, por este motivo es de gran interés ver hasta que punto coinciden las propiedades de estas dos regiones: dos PDR muy cercanas que se pueden estudiar con gran detalle con telescopios de antena única.

<sup>1</sup>Disponible en <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

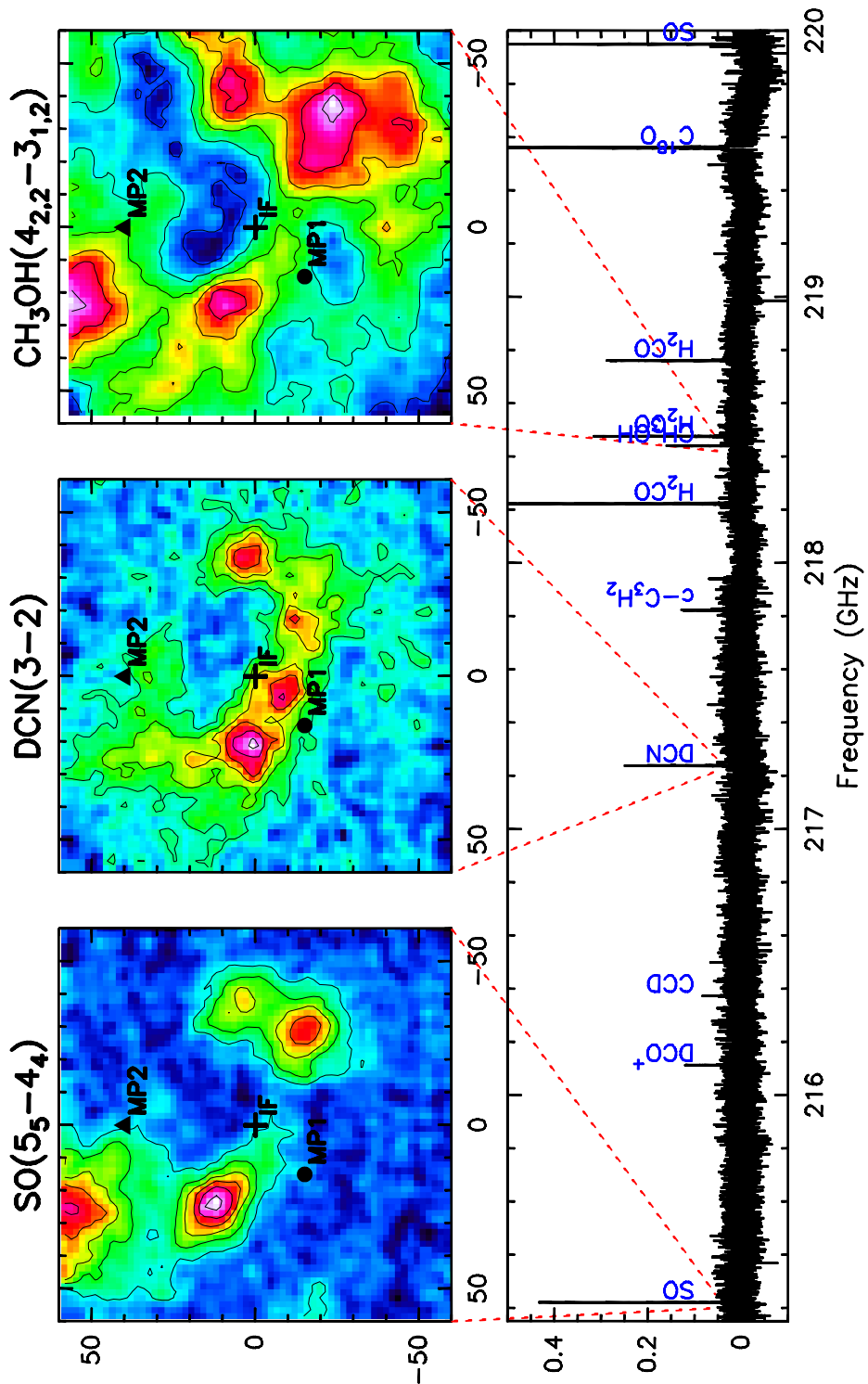


Figura 6.1: En la figura se muestra parte del espectro final obtenido de las observaciones realizadas en enero del 2012 en MonR2, y tres de los mapas de algunas de las líneas moleculares detectadas:  $SO(5_5-4_4)$  a la frecuencia de 215.220 GHz;  $DCN(3-2)$  a 217.238 GHz; y  $CH_3OH(4_{2,2}-3_{1,2})$ . El panel inferior muestra parte (215–220 GHz) del espectro total obtenido haciendo un promedio de la emisión en todo el mapa.

## Referencias

- Abgrall, H., Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., et al. 1992, *Astronomy and Astrophysics*, 253, 525
- Adams, F. C., & Lin, D. N. C. 1993, *Protostars and Planets III*, 721
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1989, *Astrophysical Journal, Supplement*, 71, 733
- Allen, D. 1981, *Nature*, 293, 99
- Alloin, D., & Tenorio-Tagle, G. 1979, *The Messenger*, 18, 12
- Altenhoff, Q., Mezger, P. G., Wendker, H., & Westerhout, G. 1960. *Veroff. Univ. Sternwarte Bonn*, 59:48
- Anantharamaiah, K. R., Goss, W. M., & Dewdney, P. E. 1990, *IAU Colloq. 125: Radio Recombination Lines: 25 Years of Investigation*, 163, 123
- Bakes, E. L. O., & Tielens, A. G. G. M. 1994, *The First Symposium on the Infrared Cirrus and Diffuse Interstellar Clouds*, 58, 412
- Balick, B., Gammon, R. H., & Hjellming, R. M. 1974, *H II Regions and the Galactic Centre*, 135
- Ball, J. A., Cesarsky, D., Dupree, A. K., Goldberg, L., & Lilley, A. E. 1970, *Astrophysical Journal, Letters*, 162, L25
- Bally, J., & Langer, W. D. 1982, *Astrophysical Journal*, 255, 143
- Bally, J. 2003, *Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum*, 287, 263
- Bally, J., Smith, N., & Walawender, J. 2003, *NOAO Proposal ID #2003A-0325*, 325
- Bally, J., & Zinnecker, H. 2005, *Astronomical Journal* 129, 2281
- Bally, J. 2007, *IAU Symposium*, 237, 165
- Bartkevicius, A., Lazauskaite, R., & Tautvaisiene, G. 1992, *Baltic Astronomy*, 1, 216

## REFERENCIAS

---

- Beltrán, M. T., Cesaroni, R., Codella, C., et al. 2006, *Nature*, 443, 427
- Beuther, H., & Shepherd, D. 2005, *Cores to Clusters: Star Formation with Next Generation Telescopes*, 105
- Black, J. H., & Dalgarno, A. 1977, *Astrophysical Journal, Supplement*, 34, 405
- Blake, J. B., Fennell, J. F., & Hovestadt, D. 1980, *Journal of Geophysics Research*, 85, 5992
- Boisse, P. 1990, *Astronomy and Astrophysics*, 228, 483
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *Monthly Notices of the RAS*, 298, 93
- Bonnell, I. A., Larson, R. B., & Zinnecker, H. 2007, *Protostars and Planets V*, 149
- Boreiko, R. T., & Betz, A. L. 1991, *Astrophysical Journal, Letters*, 380, L27
- Briggs, D. 1995, Ph.D. thesis, New Mexico Institute of Mining and Technology
- Brocklehurst, M., & Salem, M. 1977, *Computer Physics Communications*, 13, 39
- Brogan, C. L., Troland, T. H., Roberts, D. A., & Crutcher, R. M. 1999, *ApJ*, 515, 304
- Brooks, K. J., Garay, G., Mardones, D., & Bronfman, L. 2003, *Astrophysical Journal, Letters*, 594, L131
- Brown, R. L., Lockman, F. J., & Knapp, G. R. 1978, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 16, 445
- Burke, J. R., & Hollenbach, D. J. 1983, *Astrophysical Journal*, 265, 223
- Burton, M. G., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1990, *Astrophysical Journal*, 365, 620
- Cabrit, S., & Andre, P. 1991, *Astrophysical Journal, Letters*, 379, L25
- Cameron, A. G. W., Hoefflich, P., Myers, P. C., & Clayton, D. D. 1995, *Astrophysical Journal, Letters* 447, L53
- Carballo, R., Eiroa, C., & Mampaso, A. 1988, *Monthly Notices of the RAS*, 235, 54
- Carballo, R., & Eiroa, C. 1992, *Astronomy and Astrophysics*, 262, 295
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *Interstellar Dust*, 135, 5P
- Cardelli, J. A., Meyer, D. M., Jura, M., & Savage, B. D. 1996, *Astrophysical Journal*, 467, 334

- Carpenter, J. M. 2000, *Astronomical Journal*, 120, 3139
- Carpenter, J. M., & Hodapp, K. W. 2008, *Handbook of Star Forming Regions, Volume I*, 899
- Cassinelli, J. P. 1987, *IAU Colloq. 92: Physics of Be Stars*, 106
- Cederblad, S. 1946, *Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie II*, 119, 1
- Cesarsky, D. A. 1982, *Astronomy and Astrophysics*, 113, L7
- Chandler, C. J., & Richer, J. S. 1999, *Astrophysical Discs - an EC Summer School*, 160, 91
- Chen, X., Bourke, T. L., Launhardt, R., & Henning, T. 2008, *Astrophysical Journal, Letters* 686, L107
- Christiansen, W. N., & Hindman, J. V. 1951, *Nature*, 167, 635
- Cohen, M., & Schwartz, R. D. 1980, *Monthly Notices of the RAS*, 191, 165
- Crawford, M. K., Tielens, A. G. G. M., & Allamandola, L. J. 1985, *Astrophysical Journal, Letters*, 293, L45
- Dalgarno, A., & McCray, R. A. 1972, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 10, 375
- Dallier, R., Boisson, C., & Joly, M. 1996, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* 116, 239
- De Jong, T. 1977, *Astronomy and Astrophysics*, 55, 137
- De Jong, T., Boland, W., & Dalgarno, A. 1980, *Astronomy and Astrophysics*, 91, 68
- De Pree, C., Geballe, T., Goss, W. M., Mehringer, D., & Cecil, G. 1994, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 26, 1459
- D'Hendecourt, L. B., & Leger, A. 1987, *Astronomy and Astrophysics*, 180, L9
- Dorschner, J., & Gürtler, J. 1963, *Astronomische Nachrichten*, 287, 257
- Dorschner, J., & Gürtler, J. 1966, *Astronomische Nachrichten*, 289, 57
- Downes, D., Winnberg, A., Goss, W. M., & Johansson, L. E. B. 1975, *Astronomy and Astrophysics*, 44, 243
- Draine, B. T. 1978, *Bulletin of the AAS*, 10, 668
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *Astrophysical Journal*, 285, 89

## REFERENCIAS

---

- Draine, B. T., & Bertoldi, F. 1996, *Astrophysical Journal*, 468, 269
- Edgar, R., & Clarke, C. 2003, *Monthly Notices of the RAS*, 338, 962
- Escalante, V., Sternberg, A., & Dalgarno, A. 1991, *Astrophysical Journal*, 375, 630
- Estalella & Anglada 1999. Edicions Universitat de Barcelona, 1999, 147 p
- Ershov, A. A., Ilyashov, Y. P., Lekht, E. E., et al. 1984, *Pis ma Astronomicheskii Zhurnal*, 10, 833
- Falgarone, E., & Phillips, T. G. 1996, *Astrophysical Journal*, 472, 191
- Federman, S. R., Glassgold, A. E., & Kwan, J. 1979, *Astrophysical Journal*, 227, 466
- Fey, A. L., Claussen, M. J., Gaume, R. A., Nedoluha, G. E., & Johnston, K. J. 1992, *Astronomical Journal*, 103, 234
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *Astrophysical Journal*, Letters, 155, L149
- Field, G. B., Solomon, P. M., & Wampler, E. J. 1966, *Astrophysical Journal*, 145, 351
- Franco-Hernández, R., Moran, J. M., Rodríguez, L. F., & Garay, G. 2009, *Astrophysical Journal*, 701, 974
- Fuente, A., Martín-Pintado, J., Cernicharo, J., & Bachiller, R. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 276, 473
- Fuente, A., Martín-Pintado, J., & Gaume, R. 1995, *Astrophysical Journal*, Letters, 442, L33
- Garay, G., Rodríguez, L. F., Moran, J. M., & Churchwell, E. 1993, *Astrophysical Journal* 418, 368
- Garay, G., Lizano, S., & Gómez, Y. 1994, *Astrophysical Journal*, 429, 268
- Garay, G., Gómez, Y. Lizano, S., & Brown, R.L. 1998, *ApJ*, 501, 699
- Garay, G. & Lizano, S. 1999, *PASP*, 111, 1049
- Garay, G., Brooks, K. J., Mardones, D., & Norris, R. P. 2003, *Astrophysical Journal*, 587, 739
- Genzel, R., Watson, D. M., Townes, C. H., et al. 1984, *Astrophysical Journal*, 276, 551
- Glassgold, A. E., Huggins, P. J., & Langer, W. D. 1985, *Astrophysical Journal*, 290, 615
- Glassgold, A. E., & Langer, W. D. 1975, *Bulletin of the AAS*, 7, 265

- Gómez, Y., Garay, G., & Lizano, S. 1995, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 3, 294
- 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
- Gómez, Y., Rodríguez-Rico, C. A., Rodríguez, L. F., & Garay, G. 2000, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 36, 161
- Gómez, Y., Rodríguez, L. F. & Garay, G. 2002, *ApJ*, 571, 901
- Gómez, Y., Garay, G., Rodríguez-Rico, C. A., Neria, C., Rodríguez, L. F., Escalante, V., Lizano, S., & Lebrón, M. 2010, *Astronomical Journal*, 140, 913
- Goudfrooij, P., Puzia, T. H., Kozhurina-Platais, V., & Chandar, R. 2011, *Astrophysical Journal*, 737, 3
- Greene, B. R. 2001, *Strings*, 127
- Gulyaev, S. A., & Sorochenko, R. L. 1985, *Abastumanskaia Astrofizicheskaia Observatoriia Byulleten*, 59, 135
- Güsten, R. & Marcaide, J. M. 1986, *A&A*, 164, 342
- Gutermuth, R. A. 2005, Ph.D. Thesis, University of Rochester, New York, USA
- Gyulbudaghian, A.L., Glushkov, Yu. I., & Denisyuk, E.K. 1978, *ApJ*, 224, L137
- Habing, H. J. 1968, *Bulletin Astronomical Institute of the Netherlands*, 20, 120
- Harvey, P. M., Wilking, B. A., Joy, M., Lester, D. F. 1985, *ApJ*, 288, 725
- Heaton, B. D., Little, L. T., Andersson, M. & Dent, W. R. F. 1988, *A&A*, 203, 99
- Heck, E. L., Flower, D. R., Le Bourlot, J., Pineau des Forets, G., & Roueff, E. 1992, *Monthly Notices of the RAS*, 258, 377
- Hegmann, M., & Kegel, W. H. 1996, *Monthly Notices of the RAS*, 283, 167
- Herbst, W., & Racine, R. 1976, *Astronomical Journal*, 81, 840
- Hernández, J., Morales-Calderon, M., Calvet, N., et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 722, 1226
- Hippelein, H., & Muench, G. 1978, *Astronomy and Astrophysics*, 68, L7
- Hippelein, H. H., & Muench, G. 1989, *Astronomy and Astrophysics*, 213, 323

## REFERENCIAS

---

- Hobson, M. P., & Scheuer, P. A. G. 1993, *Monthly Notices of the RAS*, 264, 145
- Hodapp, K. W. 1994, *ApJS*, 94, 615
- Hollenbach, D. J., Werner, M. W., & Salpeter, E. E. 1971, *Astrophysical Journal*, 163, 165
- Hollenbach, D., & McKee, C. F. 1979, *Astrophysical Journal*, Supplement, 41, 555
- Hollenbach, D., & McKee, C. F. 1989, *Astrophysical Journal*, 342, 306
- Hollenbach, D. J. 1990, *The Evolution of the Interstellar Medium*, 12, 167
- Hollenbach, D. J., Takahashi, T., & Tielens, A. G. G. M. 1991, *Astrophysical Journal*, 377, 192
- Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1997, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 35, 179
- Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1999, *Reviews of Modern Physics*, 71, 173.
- Howe, J. E., Jaffe, D. T., Genzel, R., & Stacey, G. J. 1991, *Astrophysical Journal*, 373, 158
- Huang, R. Q., & Yu, K. N. 1998, *Stellar astrophysics* R.Q. Huang & K.N. Yu. New York : Springer Verlag, 1998. QB801 .H73 1998
- Hubble, E. P. 1922, *Astrophysical Journal*, 56, 400
- Iben, I., Jr. 1965, *Astrophysical Journal* 142, 1447
- Isella, A. 2010, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 36, #606.09
- Israel, F. P., Maloney, P. R., Geis, N., et al. 1996, *Astrophysical Journal*, 465, 738
- Jacoby, G. H., Hunter, D. A., & Christian, C. A. 1984, *Astrophysical Journal*, Supplement, 56, 257
- Jaffe, D. T., & Pankonin, V. 1978, *Astrophysical Journal*, 226, 869
- Jaffe, D. T., Zhou, S., Howe, J. E., et al. 1994, *Astrophysical Journal*, 436, 203
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., Black, J. H., Spaans, M., & Sosin, C. 1995, *Astronomy and Astrophysics*, 302, 223
- Jura, M. 1974, *Astrophysical Journal*, 191, 375
- Jura, M. 1976, *Astrophysical Journal*, 204, 12



- Kahn, F. D. 1974, *Astronomy and Astrophysics*, 37, 149
- Keto, E., & Wood, K. 2006, *Astrophysical Journal* 637, 850
- Knapp, G. R., Brown, R. L., Kuiper, T. B. H., & Kakar, R. K. 1976a, *Astrophysical Journal*, 204, 781
- Knapp, G. R., Kuiper, T. B. H., & Brown, R. L. 1976b, *Astrophysical Journal*, 206, 109
- Koenigl, A., & Ruden, S. P. 1993, *Protostars and Planets III*, 641
- Konovalenko, A. A., & Sodin, L. G. 1980, *Nature*, 283, 360
- Konovalenko, A. A. 1984, *Pis ma Astronomicheskii Zhurnal*, 10, 912
- Krumholz, M. R., & Bonnell, I. A. 2007, arXiv:0712.0828
- Kurtz, S., Churchwell, E. & Wood, D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659
- Kurtz, S. 2005, *Astrochemistry: Recent Successes and Current Challenges*, 231, 47
- Lamers, H. J. G. L. M., & Leitherer, C. 1993, *Astrophysical Journal*, 412, 771
- Lang, K. R. 1980, *Astrophysical Formulae. A Compendium for the Physicist and Astrophysicist*, XXIX, 783 pp. 46 figs., 69 tabs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Springer Study Edition
- Langer, W. 1976, *Astrophysical Journal*, 206, 699
- Larson, R. B. 1969, *Monthly Notices of the RAS*, 145, 271
- Lasker, B. M., Sturch, C. R., McLean, B. J., Jenkner, H., & Russell, J. L. 1989, *NASA STI/Recon Technical Report A*, 90, 12245
- Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 267, 233
- Lebrón, M. & Rodríguez, L.F. 1997, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 33, 165
- Lebrón, M. E., Rodríguez, L. F., & Lizano, S. 2003, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 103, 53
- Lee, H.-H., Bettens, R. P. A., & Herbst, E. 1996, *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 119, 111
- Lepp, S., & Dalgarno, A. 1988, *Astrophysical Journal*, 335, 769
- Lin, D. N. C., & Pringle, J. E. 1990, *Astrophysical Journal* 358, 515

## REFERENCIAS

---

- Lissauer, J. J. 1995, *Icarus*, 114, 217
- Little, L. T., Heaton, B. D. & Dent, W. R. F. 1990, *A&A*, 232, 173
- Little, L. T., Kelly, M. L., & Murphy, B. T. 1998, *Monthly Notices of the RAS*, 294, 105
- Lizano, S. 2003, *Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum*, 287, 115
- Lugten, J. B., Watson, D. M., Crawford, M. K., & Genzel, R. 1986, *Astrophysical Journal, Letters*, 311, L51
- Mac Low, M.-M., van Buren, D., Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1991, *Astrophysical Journal*, 369, 395
- Maio, U., Ciardi, B., Dolag, K., Tornatore, L., & Khochfar, S. 2010, *Monthly Notices of the RAS*, 407, 1003
- Malhotra, S., Kaufman, M. J., Hollenbach, D., et al. 2001, *Astrophysical Journal*, 561, 766
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1993, *Astrophysical Journal*, 416, 208
- Martin, P. G., & Mandy, M. E. 1995, *Astrophysical Journal, Letters*, 455, L89
- Martin, P. G., Schwarz, D. H., & Mandy, M. E. 1996, *Astrophysical Journal*, 461, 265
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *Astrophysical Journal*, 217, 425
- Mathis, J. S. 1990, *The Evolution of the Interstellar Medium*, 12, 63
- Mathis, J. S. 1997, *From Stardust to Planetesimals*, 122, 87
- McKee, C. F., Storey, J. W. V., Watson, D. M., & Green, S. 1982, *Astrophysical Journal*, 259, 647
- Megeath, S. T., Biller, B., Dame, T. M., Leass, E., Whitaker, R. S., & Wilson, T. L. 2002, *Hot Star Workshop III: The Earliest Phases of Massive Star Birth*, 267, 257
- Meixner, M., & Tielens, A. G. G. M. 1993, *Astrophysical Journal*, 405, 216
- Melnick, G., Gull, G. E., & Harwit, M. 1979, *Astrophysical Journal, Letters*, 227, L35
- Meyer, M. R. 1994, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 26, 1471
- Mochizuki, K., Nakagawa, T., Doi, Y., et al. 1994, *Astrophysical Journal, Letters*, 430, L37
- Munch, G., & Hippelein, H. 1982, *Annals of the New York Academy of Sciences*, 395, 170
- Natta, A., Walmsley, C. M., & Tielens, A. G. G. M. 1994, *Astrophysical Journal*, 428, 209

- Olofsson, G., & Koornneef, J. 1985, *Astronomy and Astrophysics*, 146, 337
- Onello, J. S., & Phillips, J. A. 1995, *Astrophysical Journal*, 448, 727
- Osorio, M., Lizano, S., & D'Alessio, P. 1999, *Astrophysical Journal*, 525, 808
- Palau, A., Ho, P. T. P., Zhang, Q., et al. 2006, *Astrophysical Journal, Letters*, 636, L137
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1993, *Astrophysical Journal* 418, 414
- Palmer, P., Zuckerman, B., Penfield, H., Lilley, A. F., & Mezger, P. G. 1967, *Astronomical Journal*, 72, 821
- Pankonin, V., Walmsley, M., & Harwit, M. 1977, *Bulletin of the AAS*, 9, 611
- Pankonin, V., & Walmsley, C. M. 1978, *Astronomy and Astrophysics*, 67, 129
- Patel, N. A., et al. 2005, *Nature*, 437, 109
- Persi, P., & Tapia, M. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 406, 149
- Poglitsch, A., Krabbe, A., Madden, S. C., et al. 1995, *Astrophysical Journal*, 454, 293
- Puget, J. L., & Leger, A. 1989, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 27, 161
- Racine, R. 1968, *Astronomical Journal*, 73, 233
- Racine, R., & van den Bergh, S. 1970, *The Spiral Structure of our Galaxy*, 38, 219
- Reid, M. J., & Ho, P. T. P. 1985, *Astrophysical Journal, Letters*, 288, L17
- Reipurth, B., & Wamsteker, W. 1983, *Astronomy and Astrophysics*, 119, 14
- Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Dickinson, D. F., & Giulbudagian, A. L. 1978, *ApJ*, 226, 115
- Rodríguez, L. F., Moran, J.M., Ho, P.T.P., & Gottlieb, W. 1980, *ApJ*, 235, 845
- Rodríguez, L. F., Carral, P., Ho, P. T. P. & Moran, J. M. 1982, *ApJ*, 260, 635
- Rodríguez, L. F., Escalante, V., Lizano, S., Canto, J., & Mirabel, I. F. 1990, *Astrophysical Journal*, 365, 261
- Rodríguez, L. F., Garay, G., Brooks, K. J., & Mardones, D. 2005, *Astrophysical Journal*, 626, 953
- Roelfsema, P. R., & Goss, W. M. 1991, *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 87, 177
- Roelfsema, P. R., & Goss, W. M. 1992, *Astronomy and Astrophysics Reviews*, 4, 161

## REFERENCIAS

---

- Rojkovskij, D. A., & Kurchakov, A. V. 1968, *Trudy Kazanskaia Gorodkoj Astronomicheskoy Observatorii*, 11, 3
- Rubio, M., Lequeux, J., Boulanger, F., et al. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 271, 1
- Russell, R. W., Melnick, G., Gull, G. E., & Harwit, M. 1980, *Astrophysical Journal Letters*, 240, L99
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p
- Salyk, C. 2011, *IAU Symposium*, 280, 127
- Savage, B. D., & Mathis, J. S. 1979, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 17, 73
- Seares, F. H., & Hubble, E. P. 1920, *Astrophysical Journal*, 52, 8
- Shepherd, D. S., & Churchwell, E. 1996, *Astrophysical Journal*, 472, 2253.
- Shu, F. H., Lizano, S., & Adams, F. C. 1987, *Star Forming Regions*, 115, 417
- Shu, F., Najita, J., Galli, D., Ostriker, E., & Lizano, S. 1993, *Protostars and Planets III*, 3
- Shull, J. M. 1978, *Astrophysical Journal*, 226, 858
- Sorochenko, R. L. 1996, *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 11, 199
- Sorochenko, R. L., & Tsivilev, A. P. 2000, *Astronomy Reports*, 44, 426
- Spaans, M., Tielens, A. G. G. M., van Dishoeck, E. F., & Bakes, E. L. O. 1994, *Astrophysical Journal*, 437, 270
- Spaans, M. 1996, *Molecules in Astrophysics: Probes & Processes*, 178, 431
- Spitzer, L., Jr. 1948, *Astrophysical Journal*, 107, 6
- Spitzer, L., Jr. 1978, *Journal of the RAS of Canada*, 72, 349
- Stacey, G. J., Townes, C. H., Geis, N., et al. 1991, *Astrophysical Journal Letters*, 382, L37
- Stacey, G. J., Geis, N., Townes, C. H., et al. 1993, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 25, 849
- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. E. 1980, *Astrophysical Journal*, 241, 637
- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. E. 1981, *Astrophysical Journal*, 248, 727
- Stahler, S. W., Palla, F., & Ho, P. T. P. 2000, *Protostars and Planets IV*, 327

- Sternberg, A., & Dalgarno, A. 1995, *Astrophysical Journal*, Supplement, 99, 565
- Stecher, T. P., & Williams, D. A. 1967, *Astrophysical Journal*, Letters, 149, L29
- Storey, J. W. V., Watson, D. M., & Townes, C. H. 1979, *Astrophysical Journal*, 233, 109
- Stutzki, J., Stacey, G. J., Genzel, R., et al. 1988, *Astrophysical Journal*, 332, 379
- Tan, J. C., & McKee, C. F. 2002, *Hot Star Workshop III: The Earliest Phases of Massive Star Birth*, 267, 267
- Tauber, J. A., & Goldsmith, P. F. 1990, *Astrophysical Journal*, Letters, 356, L63
- Tenorio-Tagle, G. 1979, *Astronomy and Astrophysics*, 71, 59
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *Astrophysical Journal* 286, 529
- Terzian, Y., & Salpeter, E. E. 2005, *Physics Today*, 58, 020000
- Thompson, G. I., Nandy, K., Morgan, D. H., et al. 1982, *Monthly Notices of the RAS*, 200, 551
- Thompson, R. I. 1984, *Astrophysical Journal*, 283, 165
- Tielens, A. G. G. M. 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, by A. G. G. M. Tielens, pp. . ISBN 0521826349. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2005
- Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985a, *Astrophysical Journal*, 291, 722
- Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985b, *Astrophysical Journal*, 291, 747
- Tofani, G., Felli, M., Taylor, G. B. & Hunter, T. R. 1995, *A&AS*, 112, 299
- Torrelles, J. M., Verdes-Montenegro, L., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., & Cantó, J. 1989, *ApJ*, 346, 756
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *Astrophysical Journal*, 460, 914
- van Den Bergh, S. 1966, *Astronomical Journal*, 71, 990
- van Buren, D., Mac Low, M.-M., Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1990, *Astrophysical Journal*, 353, 570
- van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1986, *Astrophysical Journal*, Supplement, 62, 109
- van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1988, *Astrophysical Journal*, 334, 771
- van Gorkom, J. H. 1980, *Radio Recombination Lines*, 80, 67

## REFERENCIAS

---

- Verstraete, L., Leger, A., D'Hendecourt, L., Defourneau, D., & Dutuit, O. 1990, *Astronomy and Astrophysics*, 237, 436
- Viala, Y. P., Letzelter, C., Eidelsberg, M., & Rostas, F. 1988, *Astronomy and Astrophysics*, 193, 265
- Wagenblast, R., & Hartquist, T. W. 1989, *Monthly Notices of the RAS*, 237, 1019
- Watson, W. D. 1972, *Astrophysical Journal*, 176, 271
- Watson, W. D., Western, L. R., & Christensen, R. B. 1980, *Astrophysical Journal*, 240, 956
- Williams, J. P., Blitz, L., & McKee, C. F. 2000, *Protostars and Planets IV*, 97
- Wolfire, M. G., & Cassinelli, J. P. 1987, *Astrophysical Journal* 319, 850
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 1989, *Astrophysical Journal*, 344, 770
- Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 2003, *Astrophysical Journal*, 587, 278
- Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1989a, *Astrophysical Journal*, 340, 265
- Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1989b, *Astrophysical Journal*, Supplement, 69, 831
- Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1991, *Astrophysical Journal*, 372, 199
- Wyrowski, F., Schilke, P., Hofner, P., & Walmsley, C. M. 1997, *Astrophysical Journal*, Letters, 487, L171
- Wyrowski, F., Walmsley, C. M., Natta, A., & Tielens, A. G. G. M. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 324, 1135
- Yorke, H. W., Tenorio-Tagle, G., & Bodenheimer, P. 1983, *Astronomy and Astrophysics*, 127, 313
- Yorke, H. W., Bodenheimer, P., & Laughlin, G. 1993, *Astrophysical Journal* 411, 274
- Yorke, H. W., & Sonnhalter, C. 2002, *Astrophysical Journal* 569, 846
- Zinnecker, H., & Yorke, H. W. 2007, *Annual Review of Astron and Astrophys* 45, 481
- Zuckerman, B., Palmer, P., Penfield, H., & Lilley, A. E. 1968, *Astrophysical Journal*, Letters, 153, L69



# Interferometría de Radio

## A.1 Antecedentes Históricos

---

La primera detección astronómica a longitudes de onda de radio (14.6 m) fue realizada por Karl G. Jansky en 1931. Jansky era un ingeniero de Bell Telephone Laboratories que construyó una antena para estudiar la dirección de la que provenían las interferencias en las comunicaciones de radio trasatlánticas. Con esta antena detectó una emisión de origen desconocido. Fue en 1935 cuando Jansky identificó esta emisión como procedente del centro de la Galaxia. De esta forma, esta detección se convirtió en la primera observación radioastronómica. En 1937, otro ingeniero, Grote Reber, construyó la primera antena parabólica y realizó el primer mapa de emisión en radio de nuestra Galaxia.

Las observaciones en el rango de las ondas de radio son de gran importancia, ya que éstas casi no son opacadas por el polvo (a diferencia de las ondas en el óptico). A partir de la observación de ondas de radio es posible hacer imágenes de los cuerpos que las emiten, así como determinar sus parámetros físicos tales como su composición química, temperatura y densidad. No obstante, y como sucede con los telescopios en el óptico, es necesario construir grandes radioantenas para poder observar mejor los detalles de los objetos astronómicos lejanos. La resolución angular de un radiotelescopio  $\theta_{\text{HWPB}}$ , es proporcional a la longitud de la onda observada e inversamente proporcional al diámetro (D) del telescopio

$$\theta_{\text{HWPB}} \propto \frac{\lambda}{D}, \quad (\text{A.1})$$

por lo tanto, si queremos conseguir una resolución angular similar a la de un telescopio óptico, necesitaríamos construir un telescopio mucho más grande, ya que la longitud de

## A. Interferometría de Radio

---



Figura A.1: El VLA, ubicado en las planicies de San Agustín, New Mexico, EUA. Está constituido por 27 platos, cada uno de 25 metros de diámetro que pueden separarse hasta por 36 km, una longitud de onda hasta de  $\sim 0.7$  cm y una resolución de  $0.05''$ .

onda de las radioondas es unas  $10^4$  veces mayor que en el óptico. Sin embargo, resulta ineficiente la construcción de un radiotelescopio demasiado grande ya que la gravedad lo distorsionaría más allá de lo admisible.

La dificultad de adquirir altas resoluciones con simples radiotelescopios llevaron al desarrollo de la radiointerferometría. Esta técnica consiste en la observación simultánea de una fuente utilizando varios radiotelescopios. La resolución del interferómetro viene dada entonces por el cociente entre la longitud de onda en que se observa y la distancia entre las antenas. Dado que la separación entre los radiotelescopios puede llegar a ser de kilómetros (incluso miles de kilómetros), la resolución angular conseguida puede ser del orden de una milésima de segundo de arco. Básicamente es como tener un solo radiotelescopio con un diámetro igual al de la separación máxima de las antenas. El británico Martin Ryle recibió parte del Premio Nobel de Física de 1974 por su implementación de la técnica de interferometría de radio.

### A.2 Very Large Array: VLA

---

Las primeras décadas de la interferometría de radio estuvieron dominadas por grupos de investigación ingleses y holandeses. Sin embargo, en 1980 los Estados Unidos inauguraron un interferómetro de radio conocido como el VLA (Very Large Array; Figura A.1) que se convirtió en el instrumento más poderoso de su género. Originalmente, este radiotelescopio estaba capacitado para detectar ondas de radio con longitudes de onda que iban de los 1.3 a 20 centímetros. En estas bandas están incluidos importantes procesos de emisión



en el continuo (i. e., de banda ancha) como la radiación libre-libre y sincrotrón, así como emisiones de líneas que ocurren a longitudes de onda específicas, e. g., la línea de 21 cm del hidrógeno neutro y las líneas del vapor de agua y del amoníaco a 1.3 cm.

El VLA consta de 27 antenas de 25 m de diámetro, con una separación máxima de 36 km y puede alcanzar una resolución angular de unos 0.05 segundos de arco a la longitud de onda de 0.7 cm, la más corta a la que puede funcionar. Las antenas están alineadas a lo largo de tres brazos en forma de Y. Usando las vías férreas que siguen cada uno de estos brazos y una locomotora especialmente diseñada, las antenas pueden ser resituadas físicamente a un número de posiciones preparadas, permitiendo la interferometría con una línea de base máxima de 36 km. El VLA puede distribuir sus 27 antenas en cuatro configuraciones distintas que permiten estudiar estructuras relativamente extendidas (poniendo las antenas del radiotelescopio cerca entre sí, configuración compacta) o bien los finos detalles de alguna fuente de interés especial (separando las antenas del radiotelescopio lo más posible, configuración extendida). Estas configuraciones van desde la A (la más extendida) hasta la D (la más compacta, cuando todas las antenas están a menos de 600 m del punto central). El observatorio normalmente pasa por todas las configuraciones posibles cada 16 meses.

El interferómetro más sencillo es aquel en el que únicamente se combinan dos telescopios (o antenas en el caso de las radioondas): el interferómetro de dos elementos. Las señales sinusoidales que recibe cada antena son multiplicadas y acumuladas (correlaciones cruzadas), de forma que la señal resultante queda caracterizada por la amplitud y la fase. Supongamos que la radiación que emite el objeto astrofísico es recibida por las dos antenas. Si la diferencia de tiempo para que la radiación en que llega el frente de onda a las dos antenas es la misma que el tiempo para que la radiación viaje un número entero de longitudes de onda, entonces las dos señales estarán en fase y producirán un máximo. Por otro lado, gracias a que la Tierra gira sobre sí misma, la posición del objeto respecto a las dos antenas cambia y se altera la proyección del interferómetro, vista desde la fuente. De esta forma las mediciones darán información de diferentes escalas del objeto. Si el objeto que observamos tiene estructura, cada antena recibirá radiación de cada porción y la señal combinada resultante será mucho más compleja. Entonces, el interferómetro producirá una señal caracterizada por la amplitud y fase, que no sólo dependerá de la geometría del arreglo proyectado, sino también de la estructura de la fuente. Por consiguiente, como la geometría del arreglo puede ser bien determinada, la estructura de la fuente podrá ser bien definida.

Un interferómetro real cuenta con varios pares de antenas llamados líneas de base, que forman una equivalente a una antena de gran diámetro y medirá la función de coherencia relativa a la dirección de referencia ( $s_0$ ) ó visibilidad, dada por la transformada de Fourier;

$$V_\nu(u, v) = \iint I_\nu(l, m) e^{-2\pi i(ul+vm)} dl dm \quad (\text{A.2})$$

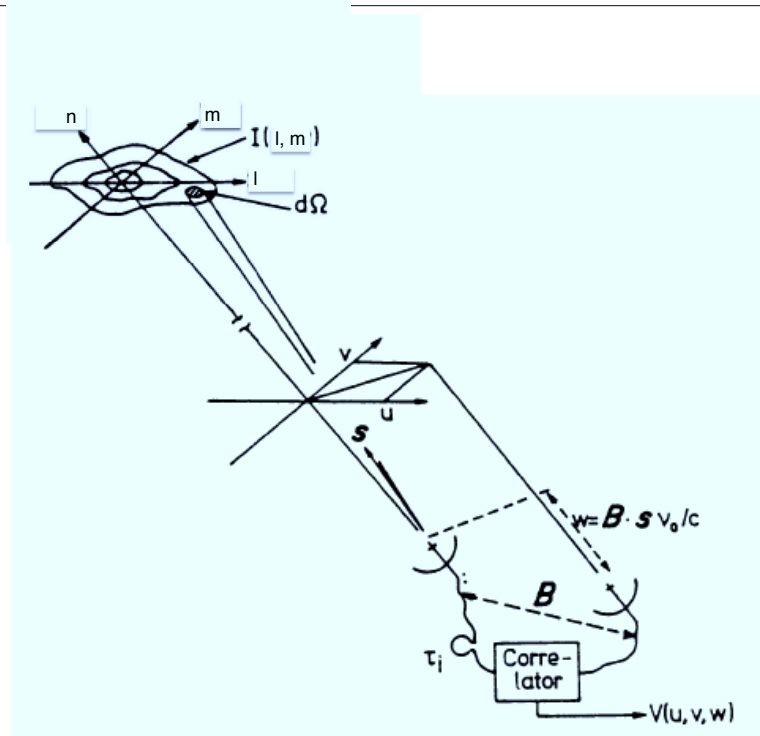


Figura A.2: Esquema del sistema  $(u, v, w)$  y  $(l, m, n)$ , usados para representar las líneas de base interferométricas y la distribución de brillantez de la fuente respectivamente, donde  $u, v$  son las coordenadas de las líneas de base, proyectadas sobre un plano orientado de frente al centro de fase, medidas en longitudes de onda. Mientras que, la coordenada  $w$  es perpendicular al plano  $uv$ . Las coordenadas  $l, m$  son los senos de los ángulos entre el centro de fase y la emisión, orientados en la dirección EW y NS respectivamente, con  $n$  perpendicular a este plano (Thompson et al. 1982).

y la transformada inversa será;

$$I_\nu(l, m) = \int \int V_\nu(u, v) e^{2\pi i(ul+vm)} du dv, \quad (\text{A.3})$$

siendo la distribución de intensidad de un objeto en una imagen de radio, la transformada de Fourier de mediciones de amplitud y fase de las visibilidades. La componente de Fourier medida, está determinada por la línea de base proyectada sobre el plano  $(u, v)$ , dada en longitudes de onda, cuyo plano es perpendicular a la dirección de referencia llamada centro de fase y es hacia donde usualmente apunta el interferómetro. Las líneas de base en este plano son especificadas por las coordenadas  $(u, v)$ , donde  $u$  está en la dirección Este y  $v$  en la dirección Norte. Las correspondientes coordenadas en el cielo, son los cosenos directores  $(l, m)$  relativos a los ejes  $u, v$  respectivamente. El sistema de coordenadas  $(l, m)$  es un plano tangente centrado sobre el centro de fase (Figura A.2).

En la práctica la función de coherencia espacial o visibilidad  $V$ , es muestreada en determinados lugares del plano  $(u, v)$  y puede ser descrita por una función de muestreo

Table A.1: Cobertura espectral de las bandas del VLA y frecuencias de continuo

Banda	Rango (MHz)	Frecuencia default (GHz)	
		IFs A/C	IFs B/D
90 cm (P)	298–345		
20 cm (L)	1150–1750		
6 cm (C)	4200–5100	4.4	4.8
3.6 cm (X)	6800–9600	8.52	9.52
2 cm (Ku)	13500–16300	13.5	14.5
1.3 cm (K)	20400–25500	20.7	21.7
0.7 cm (Q)	38000–51000	40.5	41.5

$S(u,v)$ , la cual toma un valor de cero en donde no existan datos.

$$I_\nu^D(l, m) = \int \int V_\nu(u, v) S(u, v) e^{2\pi(ul+vm)} du dv \quad (\text{A.4})$$

Donde  $I_\nu^D(l, m)$  es la intensidad de la imagen "sucia". Su relación con la distribución de intensidad real  $I_\nu(l, m)$ , usando el teorema de la convolución para la transformada de Fourier, es:

$$I_\nu^D(l, m) = I_\nu(l, m) * B(l, m) \quad (\text{A.5})$$

donde  $B(l,m)$  es el haz sintetizado o función de ensanchamiento puntual (PSF) correspondiente a la función  $S(u,v)$ . Por lo tanto, la ecuación anterior sugiere que la distribución de intensidad de la fuente ( $I_\nu^D$ ), medida por el interferómetro, es la distribución de intensidad verdadera  $I_\nu$  convolucionada con el haz sintetizado  $B$  o haz "sucio". En la práctica, para observaciones obtenidas con el VLA, determinamos la intensidad de la imagen sin los lóbulos de la imagen sucia usando la tarea IMAGR de AIPS, la cual sustituye el haz sucio por un haz Gaussiano de similares dimensiones.

Como ya se había mencionado el VLA puede variar su resolución al ajustar la separación entre sus antenas. Hay cuatro modalidades básicas, las llamadas configuraciones, cuyas escalas varían según la relación 1: 3.2: 10: 32 de menor a mayor. Estas configuraciones se denota D, C, B y A respectivamente. Además, hay 3 configuraciones "híbridas" llamadas DnC, CnB, y BnA, en las cuales, las antenas del brazo norte se despliegan en la configuración próxima más grande que la de los brazos SE y SW. Estas configuraciones híbridas son especialmente adecuadas para las observaciones de las fuentes al sur de  $\delta = -15^\circ$  o al norte de  $\delta = +75^\circ$ . Todas las antenas del VLA están permanentemente equipadas con receptores de siete bandas de longitud de onda centrada cerca de  $\lambda = 90, 20, 6, 3.6, 2.0, 1.3$  y  $0.7$  cm. A estas bandas se les conoce como P, L, C, X, U, K y Q, respectivamente.

El arreglo de antenas del VLA puede sintonizar dos frecuencias diferentes de la misma longitud de onda de una banda determinada, siempre que la diferencia de frecuencia no

## A. Interferometría de Radio

---

exceda los 450 MHz. Las polarizaciones circular derecha (RCP) y circular izquierda (LCP) son recibidas por ambas frecuencias.

El correlador del VLA tiene dos modos básicos, continuo y de línea espectral. En la Tabla A.1 se indican las bandas (y el rango de frecuencias) en las que el VLA podía operar. En el modo continuo, el correlador ofrece las cuatro correlaciones (RR, RL, LR, LL) necesarios para tener una imagen polarimétrica completa en ambas frecuencias. Este modo es especialmente adecuado para la alta sensibilidad y proyectos con campos estrechos de visión. El modo de la línea espectral es un modo de medición espectral destinado principalmente para la observación de las líneas espectrales.

Finalmente, en la Tabla A.2, se indican la resolución angular ( $\theta_{\text{HPBW}}$ ; de sus siglas en inglés half-power beam width) que se puede conseguir utilizando el VLA a diferentes longitudes de onda y con diferentes configuraciones del interferómetro. También se indica el tamaño angular máximo ( $\theta_{\text{LAS}}$ ; de sus siglas en inglés: largest angular scale) que es capaz de recuperar el interferómetro. Cabe destacar por ejemplo, que la máxima resolución angular posible es de unos  $0.05''$ , la cual se obtiene con la configuración A (la más extendida) y observando a una frecuencia de unos 45 GHz (7 mm en longitud de onda). El tamaño angular máximo que puede recuperar el interferómetro es típicamente unas 30 veces el haz sintetizado. Si por ejemplo se quiere observar una fuente con un tamaño de unos  $30''$ , una gran parte de la emisión se perdería si utilizamos altas frecuencias (bajas longitudes de onda  $< 3.6$  cm) con las configuraciones más extendidas (A y B); y solo podríamos detectar la emisión de componentes más compactas. Mientras que la resolución angular (o haz sintetizado) viene determinada por las líneas de base más largas entre antenas, el tamaño angular máximo está determinado a partir de la mínima separación entre antenas. Como es imposible tener dos antenas en la misma posición, siempre tendremos una separación mínima, y por lo tanto con un interferómetro siempre se estará perdiendo la emisión de las componentes más extendidas (que sólo podrían ser recuperadas con observaciones de singledish). Las separaciones máxima ( $B_{\text{max}}$ ) y mínima ( $B_{\text{min}}$ ) entre antenas, varían para cada configuración del VLA, y están indicadas en la parte superior de la Tabla A.2.

### A.3 Interferómetros Modernos

---

A pesar de todas las características del VLA, no es posible estudiar ondas de radio de longitud pequeña, las llamadas ondas milimétricas y sub-milimétricas. Recientemente fue posible extender el funcionamiento del VLA para lograr una mayor sensibilidad (EVLA; Expanded Very Large Array). El EVLA realizará nuevos descubrimientos en las bandas centimétricas (en la Tabla A.3 se listan las diferentes bandas a las que puede observar el EVLA). Sin embargo debido a su ubicación, el EVLA no puede cubrir las bandas milimétricas y sub-milimétricas, por lo tanto, fue necesario desarrollar un proyecto diferente (ALMA; Atacama Large Millimeter/Sub-millimeter Array).

Las observaciones de ondas milimétricas y sub-milimétricas son más difíciles que las

Table A.2: Propiedades de las configuraciones del EVLA

Configuración	A	B	C	D
$B_{\max}$ (km)	36.4	11.4	3.4	1.03
$B_{\min}$ (km)	0.68	0.21	0.035	0.035
Ancho de beam sintetizado $\theta_{\text{HPBW}}$ (arcsec)				
400 cm	24	80	260	850
90 cm	6.4	20	65	200
20 cm	1.4	3.9	12.5	44
6 cm	0.4	1.2	3.9	14
3.6 cm	0.24	0.7	2.3	8.4
2 cm	0.13	0.4	1.4	4.8
1.3 cm	0.08	0.3	0.9	2.8
1.0 cm	0.07	0.21	0.7	2.2
0.7 cm	0.05	0.15	0.47	1.5
Escala angular mayor detectable $\theta_{\text{LAS}}$ (arcsec)				
400 cm	800	2200	20000	20000
90 cm	160	500	3000	3000
20 cm	38	120	900	900
6 cm	10	36	300	300
3.6 cm	7	20	180	180
2 cm	4	11	80	80
1.3 cm	2	7	60	60
1.0 cm	1.7	5.7	50	50
0.7 cm	1.3	4.3	43	43

que se realizan de las ondas más largas, ya que, conforme nos movemos a las longitudes de onda cortas es necesario contar con sitios muy secos y muy elevados, para poder disminuir el vapor de agua atmosférico que absorbe las ondas milimétricas. Además, las ondas milimétricas tienen, por supuesto, longitud de onda pequeña, lo cual implica que los radiotelescopios que se usan para captarlas y enfocarlas tienen que ser de muy alta calidad. Finalmente, los receptores y toda la electrónica que se usa para amplificar y procesar estas señales también tienen que ser de alta tecnología. Los interferómetros desarrollados para observar en el milimétrico y submilimétrico, hasta hace poco, eran relativamente modestos. En 1999 un consorcio formado por Europa, Norteamérica, Asia Oriental y Chile decidió construir el radiotelescopio ALMA (ver Figura A.3) el cual proporcionará un gran avance en la radioastronomía milimétrica, y en general, a la resolución de problemas astronómicos.

## A. Interferometría de Radio

---

Table A.3: Bandas del EVLA

Banda	Rango (GHz)
400 cm (4-band)	0.062 – 0.078
20 cm (L)	1.0 – 2.0
13 cm (S)	2.0 – 4.0
6 cm (C)	4.0 – 8.0
3 cm (X)	8.0 – 12.0
2 cm (Ku)	12.0 – 18.0
1.3 cm (K)	18.0 – 26.5
1 cm (Ka)	26.5 – 40.0
0.7 cm (Q)	40.0 – 50.0



Figura A.3: Parte de las antenas de ALMA ubicadas en el desierto de Atacama, al norte de Chile.