

Tesis de Licenciatura en Astronomía

Estudio multiespectral de un objeto estelar joven en la región HII Gum 31

María Mercedes Vazzano

Director: Dra. Cristina Elisabet Cappa
Co-director: Dr. Javier Vasquez

La Plata, 25 de Marzo de 2013



Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

Índice general

1. Regiones HII y formación estelar	5
1.1. Introducción	5
1.2. Núcleos moleculares	7
1.3. Formación de estrellas de baja masa	8
1.4. Formación de estrellas de gran masa	10
1.5. Regiones HII	12
1.6. Objetivos de esta tesis	14
1.7. La fuente IRAS 10361-5830	15
2. Líneas moleculares	17
2.1. Transiciones rotacionales	18
2.2. Densidades críticas	19
2.3. Parámetros del gas molecular derivados en base a ^{12}CO y ^{13}CO	19
2.3.1. <i>Temperatura de excitación</i>	19
2.3.2. <i>Profundidad óptica</i>	21
2.3.3. <i>Densidad columnar de ^{13}CO</i>	22
2.3.4. <i>Densidad columnar de H_2</i>	23
2.3.5. <i>Masa molecular</i>	23
3. Observaciones con APEX	25
3.1. Telescopio APEX	25
3.2. Observación de líneas moleculares hacia IRAS 10361-5830	25
3.3. Reducción de observaciones moleculares	28
3.3.1. Reducción de las líneas de los distintos isótopos de CO	28
3.3.2. Reducción de las líneas de CS y HCO^+	29
4. IRAS 10361-5830 y resultados	31
4.1. IRAS 10361-5830 y su relación con Gum 31	31
4.2. Análisis de los espectros	36
4.3. Análisis de los cubos de datos	38
4.3.1. Promediado de imágenes	38
4.4. Análisis de momentos	45
4.4.1. Momentos de una variable aleatoria	45
4.4.2. Cálculo de momentos con AIPS	45
4.5. Análisis de los mapas de T_{exc} y τ	46
4.6. Análisis de los planos de los cubos	50
4.7. Parámetros físicos de la cáscara	50
4.8. Densidad columnar de HCO^+	58

5. Comparación con imágenes en otras bandas	61
5.1. Emisión en $8 \mu\text{m}$	61
5.2. Emisión en $24 \mu\text{m}$	61
5.3. Emisión en 843 MHz	62
5.4. Interpretación	63
6. Resumen y conclusiones	67
Bibliografía	68

Capítulo 1

Regiones HII y formación estelar

1.1. Introducción

El estudio de las nubes moleculares en nuestra Galaxia es importante, no sólo por ser éstas uno de los componentes más importantes del medio interestelar, sino porque es en esas regiones donde tienen lugar los procesos de formación estelar.

El Hidrógeno molecular (H_2) es el componente fundamental de las nubes moleculares. Sin embargo al carecer de transiciones fácilmente excitables en las condiciones reinantes en las nubes moleculares, esta molécula resulta poco apropiada para su estudio directo, resultando la molécula de Monóxido de Carbono la que ha sido fundamental para el estudio generalizado de nubes moleculares. El CO es la molécula más abundante en nubes moleculares después del H_2 .

Las nubes moleculares tienen un aspecto grumoso, son altamente estructuradas, con grandes variaciones en densidad: cuando se las observa con buen poder resolvente evidencian una estructura jerárquica, con grumos y núcleos en pequeña escala (ver Figura 1.1). La estructura a gran escala de la nube puede observarse fácilmente a través de líneas de ^{12}CO , que son ópticamente gruesas pero permiten ver la ubicación de la nube y su extensión. Los grumos densos dentro de las nubes moleculares pueden ser observados a través de líneas ópticamente finas, tales como las de $C^{18}O$, y que además revelan zonas de más alta densidad. Los núcleos, que se encuentran a su vez dentro de los grumos, son aún más densos que estos y pueden ser observados con trazadores de alta densidad tales como la molécula de CS . La Tabla 1.2 resume las principales características de las nubes moleculares.

Las observaciones indican que cuanto más jóvenes son las estrellas, más denso es el material que tienen asociado, lo que sugiere que las estrellas se forman por condensación de material interestelar debido a su propia gravedad. Los núcleos densos descritos serían un lugar adecuado para la formación estelar.

La evidencia observacional es muy difícil de obtener para las primeras etapas, debido a que se trata de objetos muy pequeños e inmersos en nubes moleculares. En cambio se encuentra abundante evidencia de las etapas más avanzadas, cuando la estrella en formación desarrolla fuertes vientos que interactúan con el medio circundante y disipa el material residual de su formación.

El entorno de regiones HII en expansión es un medio propicio para la formación de tales grumos. Efectivamente en una región HII en expansión se forma un frente de choque entre el gas ionizado y el gas neutro de los alrededores. Este frente de choque es isotérmico, lo que permite que puedan ocurrir altas compresiones en el gas neutro detrás del frente de choque. Estas regiones de gas denso pueden aparecer como una cáscara de gas molecular

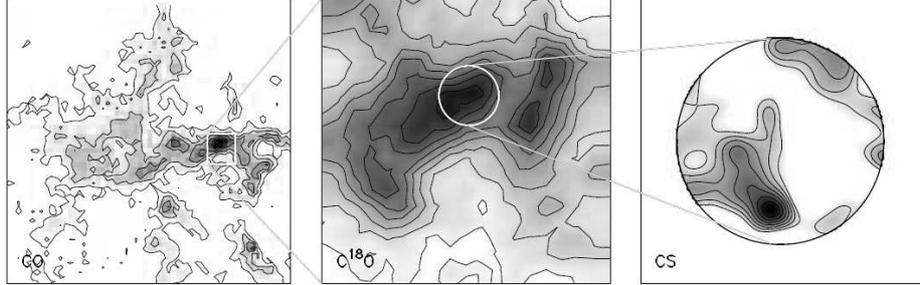


Figura 1.1: Estructura jerárquica de una nube molecular. Los tres paneles muestran una nube, un grumo y un núcleo. La nube se observa fácilmente en ^{12}CO , que a pesar de ser ópticamente gruesa, describe fielmente la ubicación de la nube (panel izquierdo). La estructura interna (panel central) se observa en más alta resolución a través de una línea ópticamente delgada como C^{18}O . Con un trazador de más alta densidad como CS se puede apreciar el núcleo (panel derecho). Figura extraída de Blitz & William (1999)

Cloud Type	A_V (mag)	n_{tot} (cm^{-3})	L (pc)	T (K)	M (M_{\odot})	Examples
Diffuse	1	500	3	50	50	ζ Ophiuchi
Giant Molecular Clouds	2	100	50	15	10^5	Orion
Dark Clouds						
Complexes	5	500	10	10	10^4	Taurus-Auriga
Individual	10	10^3	2	10	30	B1
Dense Cores/Bok Globules	10	10^4	0.1	10	10	TMC-1/B335

Figura 1.2: Propiedades físicas de las nubes moleculares. La primer columna indica el tipo de nube, mientras que valores típicos de absorción visual A_V , densidad volumétrica n_{tot} , medida total L , temperatura cinética T y masa M se indican en las columnas siguientes. Tabla obtenida de Stahler & Palla (2004), 'The Formation of Stars'.

rodeando la región HII.

Por lo tanto las regiones HII en expansión rodeadas por envolturas moleculares y polvo serán sitios potenciales para la formación de nuevas estrellas. Algunos de los posibles mecanismos que explicarían la formación inducida de nuevas estrellas en este contexto son: el modelo RDI (*Radiatively Driven Implosion*, Sandford et al., 1982, Lefloch & Lazareff, 1994), y el mecanismo *collect and collapse* (Elmegreen & Lada 1977). El primero ocurre cuando un grumo denso preexistente es rodeado por el gas ionizado de una región HII, que induce su colapso por medio del aumento de la presión en su superficie. El segundo modelo propone el colapso y fragmentación de las envolturas moleculares circundantes a regiones HII como resultado de la acción de frentes de choque generados en la expansión de estas regiones, que luego darían lugar a la formación de nuevas estrellas.

Si en un medio gaseoso se produce una perturbación que provoca un aumento de la densidad en una cierta región, ésta se disipará, a menos que la región sea suficientemente masiva como para que domine la fuerza de autogravitación, en cuyo caso hará que aumente aún más la densidad, entrando en estado de colapso gravitatorio.

Las regiones de formación estelar están caracterizadas por la presencia de diversos indicadores de formación estelar (fuentes infrarrojas con distribuciones de energía espectral típicas de objetos jóvenes, máseres de H_2O , y de OH , flujos moleculares bipolares) en coincidencia con grumos de gas molecular denso. En el caso de formación de estrellas de gran masa, el proceso concluye con la formación de una región HII ultracompacta o compacta (UCHII y CHII, respectivamente).

Las fuentes infrarrojas pueden identificarse utilizando los catálogos de fuentes puntuales de los satélites IRAS, MSX, Spitzer, WISE y el catálogo 2MASS. Por otro lado los grumos densos donde se forman las estrellas se pueden estudiar por medio de observaciones de líneas moleculares apropiadas para regiones de alta y baja densidad ambiental (CO , CS , CN , y moléculas complejas, e.g. Dedes et al., 2011), mientras que la detección de flujos moleculares colimados es posible utilizando las líneas de CO , SiO y HCO^+ , etc. (e.g. Dionatos et al. 2010). El polvo interestelar frío asociado a los grumos densos emite en el continuo submilimétrico (Dedes et al. 2011). Por otro lado, en las UCHII y CHII el gas ionizado emite en el continuo de radio, mientras que el polvo tibio asociado emite en el infrarrojo mediano. Estas regiones no se detectan en el rango óptico.

En las Secciones 1.3 y 1.4 se describirán brevemente los procesos de formación de estrellas de baja y gran masa, así como la interacción de las estrellas de gran masa con la nube parental a partir del momento en que comienzan a emitir fotones UV.

1.2. Núcleos moleculares

Los **Núcleos Moleculares Densos** son regiones de gas que alcanzan valores muy altos de densidad ($n \sim 10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$) y poseen bajas temperaturas ($T \sim 10\text{K}$). Estos alcanzan tamaños $\sim 0.1 \text{ pc}$ con masas de unas pocas hasta varias decenas de masas solares.

Los **Núcleos Moleculares Calientes** (*Hot Cores*) alcanzan valores mayores de densidad, temperatura y masa ($n \sim 10^{7-9} \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 100\text{K}$, $M \sim 100 - 1000M_\odot$). Es donde se dan las condiciones apropiadas para la formación de estrellas de gran masa.

Los **Núcleos Pre-estelares** son pequeñas nubes que están sufriendo una contracción cuasi-estática y aún no poseen una estrella formada en su interior. Éstos están asociados a los estadios más tempranos del proceso de formación de estrellas de gran masa. Como este estadio dura $\sim 10^4$ años, esta fase es difícil de detectar.

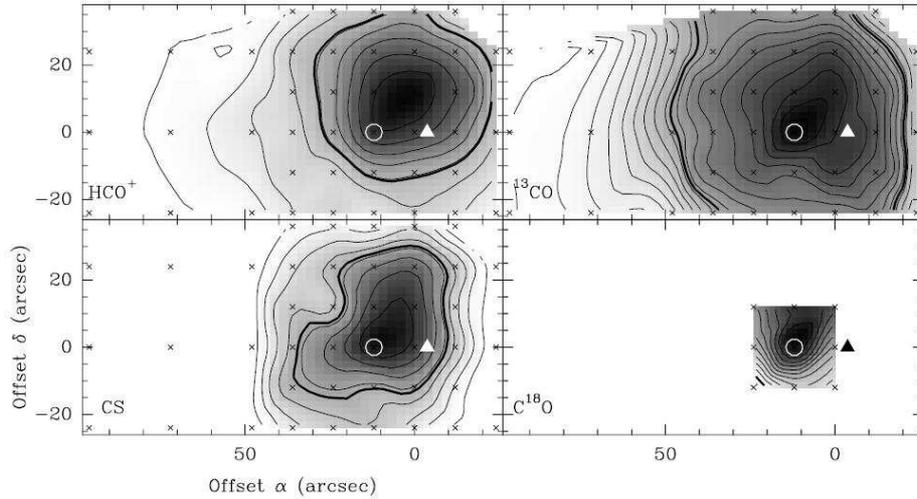


Figura 1.3: Mapas de la distribución de $HCO^+(1-0)$, $^{13}CO(2-1)$, $CS(3-2)$, y $C^{18}O(2-1)$ analizados en el trabajo de Brand et al. (2001), correspondientes al núcleo molecular hacia la fuente puntual IRAS 20106+3545 centrada en $(\alpha, \delta)(J2000) = (20^h 10^m 38^s, +35^\circ 45' 42'')$. Las cruces pequeñas indican las posiciones observadas y el triángulo la posición de la fuente puntual IRAS. Los contornos gruesos indican una intensidad del 50% de la intensidad máxima. La velocidad a la que se observa el grumo molecular es de 8 km/s.

Ejemplos de núcleos moleculares con formación estelar se encuentran en el trabajo de Brand et al. (2001). Uno de estos puede verse en la Figura 1.3.

1.3. Formación de estrellas de baja masa

La formación de estrellas de baja masa ($< 8 M_\odot$) está caracterizada por cuatro etapas, que definen cuatro clases de objetos estelares jóvenes (Young Stellar Objects o YSOs por su sigla en inglés, Figura 1.4).

- Los YSOs más jóvenes son aquellos que se hallan embebidos en un núcleo compuesto por gas molecular denso (10^4 cm^{-3}) y frío ($T < 10 \text{ K}$) y por polvo interestelar, y se pueden detectar solamente en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas, a $\lambda > 40 - 100 \mu\text{m}$. Los objetos en esta fase evolutiva, de unos $10^4 - 5$ años de duración (Miettinen 2013), se conocen como objetos de Clase 0. Su comportamiento espectral se muestra en el panel superior de la Figura 1.4.
- La siguiente etapa está dominada por la caída de material desde el grumo molecular parental hacia el objeto central con la eventual aparición de flujos de material (*outflows*) desde el objeto hacia los alrededores. Cuando parte de la envoltura es disipada por efecto de los *outflows*, el objeto se vuelve detectable en el cercano infrarrojo (ver segundo panel de la Figura 1.4) y es llamado de Clase I.
- En aproximadamente 10^6 años la envoltura se disipa, la estrella se hace visible y pasa a ser de Clase II. Se puede hablar ahora de una estrella de pre-secuencia principal.
- La estrella termina de dispersar el material circundante por efecto de los vientos estelares y del campo de radiación ultravioleta, y evoluciona hacia un objeto de Clase

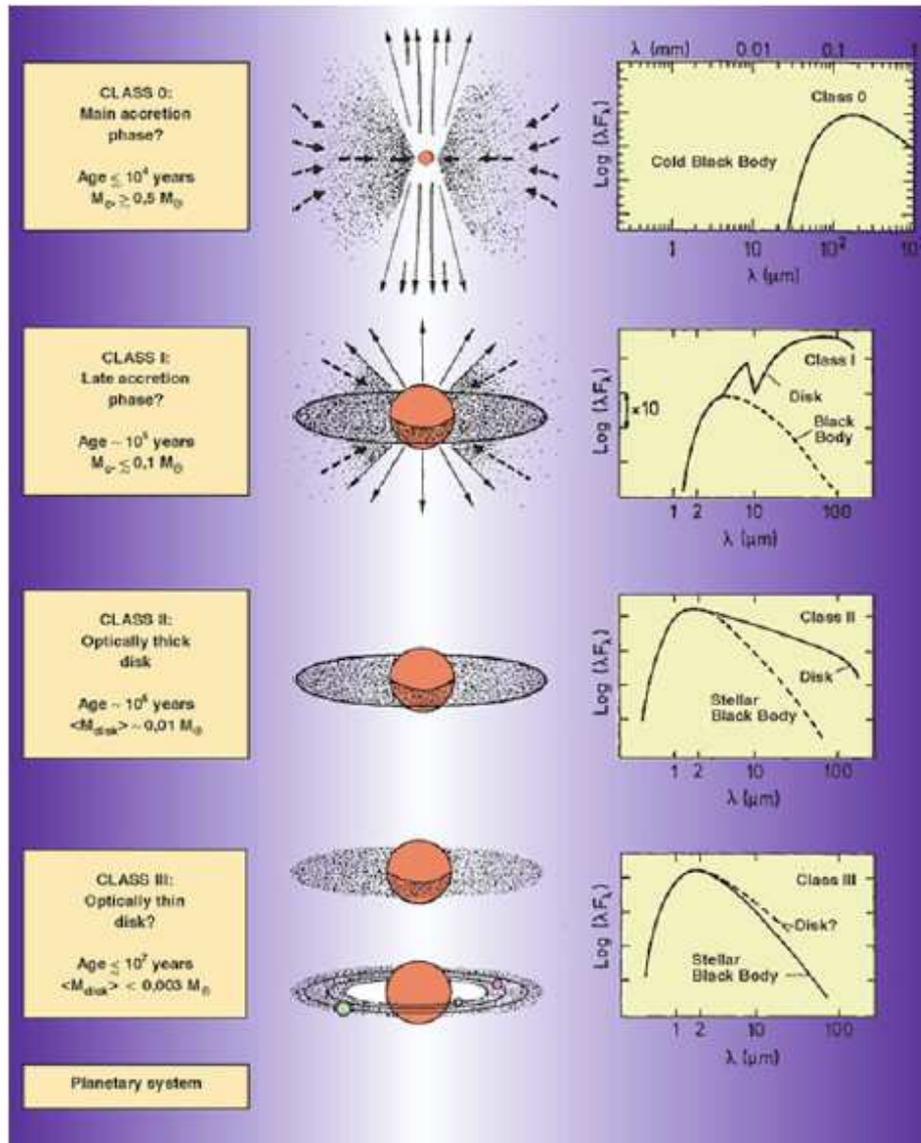


Figura 1.4: Clasificación de YSOs. Imagen tomada de Fuente (2001).

III (panel inferior de Figura 1.2). En esta etapa se podría comenzar a formar un sistema planetario a partir del remanente del disco circumestelar.

La aplicación de criterios fotométricos a las fuentes puntuales infrarrojas de los catálogos IRAS, MSX, 2MASS y Spitzer permite identificar candidatos a objetos estelares jóvenes en base a la distribución de energía espectral (SED).

1.4. Formación de estrellas de gran masa

Respecto a la formación de estrellas de gran masa ($>8 M_{\odot}$) no se encuentra evidencia observacional que muestre una evolución tan definida como en el caso de las estrellas de baja masa. Diversos mecanismos han sido planteados para este caso (Stahler et al. 2000, Bonnel & Bate 2002, Zinnecker & Yorke 2007, Zinnecker 2011).

A pesar de ser muy brillantes, las estrellas de gran masa presentan dificultades para su observación debido a que son escasas, en general se encuentran a grandes distancias de Sol y están ubicadas en regiones muy oscurecidas. Además generalmente se encuentran en cúmulos en donde, a grandes distancias, se vuelven difíciles de resolver las estrellas individuales.

Las condiciones iniciales para la formación de estrellas de gran masa requieren densidades superficiales mayores que para las de baja masa. Se cree que estas altas densidades se encuentran en las nubes oscuras infrarrojas (IRDC), que son regiones de polvo frío y nubes moleculares suficientemente densas como para que haya varias magnitudes de absorción en el infrarrojo. Estas zonas también se pueden observar a través de la emisión del polvo en el continuo milimétrico, por tener núcleos densos y compactos.

Estos núcleos representarían los lugares en donde se forman estrellas de gran masa o incluso cúmulos. Poseen masas desde 100 hasta algunas pocas masas solares, densidades medias de 10^5 cm^{-3} , tamaños de 0.25 - 0.5 pc y temperaturas de alrededor de 15 K. Las características observacionales de estos núcleos son emisión del polvo a longitudes de onda milimétricas y submilimétricas, líneas moleculares observadas en el milimétrico y que no se observa emisión en el infrarrojo mediano.

La presencia de *outflows* sugiere que existen discos en las protoestrellas de alta masa, aunque estos son muy difíciles de detectar. Las observaciones sugieren que la fase de discos puede ser de muy corta duración. La presencia de líneas de recombinación en radio anchas indica que estarían ocurriendo procesos de acreción, rotación y *outflows*.

Una vez que la estrella ha ganado suficiente masa como para que su núcleo evolucione a la secuencia principal, comienza a emitir radiación capaz de ionizar el medio circundante. En un principio el gas es aún denso y el núcleo es capaz de ionizar solamente un pequeño volumen. Se produce emisión en el rango centimétrico, que es característica de la emisión libre-libre del gas ionizado. Esta región ionizada recibe el nombre de *region HII hipercompacta*, y tiene un tamaño típico de 0.01 pc y una densidad de $\sim 10^6$ electrones por cm^{-3} .

A medida que la estrella acreta más masa, aumenta el flujo de fotones ionizantes y la región HII se expande en casi todo el volumen protoestelar, excluyendo el disco. En este estado se dice que se tiene una *region HII ultracompacta*, (tamaños ~ 0.1 pc, densidades $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Estas son todavía detectables en longitudes de onda centimétricas, y toda la emisión óptica, ultravioleta e infrarroja es absorbida por el polvo que la rodea.

La región HII producida por una o más estrellas masivas produce una burbuja de alta presión dentro del material de la nube molecular circundante como resultado de la alta temperatura del gas ionizado ($\sim 10000\text{K}$). Entonces el material comienza a expandirse, y si

la región ionizada alcanza al límite de la nube se produce una pérdida rápida de masa. Por lo tanto, si el flujo ionizante es suficientemente alto, la región de formación estelar dentro de la nube molecular puede ser destruída.

Existe una barrera para la formación de estrellas de muy grandes masas, debido a la alta luminosidad en el infrarrojo del núcleo preestelar una vez que alcanza la secuencia principal mientras aún está acreutando masa. El colapso del material que cae hacia la estrella podría en principio ser revertido por la fuerza radiativa ejercida por los fotones estelares. Una combinación de efectos podría permitir que la acreción continúe:

- Alta tasa de acreción, consecuencia de la relativamente alta densidad y del corto tiempo de caída libre en el núcleo de la nube molecular inicialmente soportada por la turbulencia.
- Formación de discos y *outflows* bipolares que encauzan la radiación en la dirección polar y permiten la acreción a través del disco
- Inestabilidades hidrodinámicas e hidromagnéticas, en las que material de alta densidad en caída libre puede penetrar a través de la envoltura de alta presión de radiación y ser acreutado sobre el núcleo estelar.

Hay un límite máximo en la masa de una estrella, sin embargo no está claro qué es lo que produce este límite. Los efectos de presión de radiación, los *outflows* y la formación de regiones HII podrían ser algunas de las causas.

Las observaciones muestran regiones dentro de nubes moleculares donde se estarían formando tanto estrellas de alta como de baja masa, y otras regiones donde solamente se formarían estrellas de baja masa. Una posibilidad es que las estrellas de baja masa se formen por difusión gradual del gas en regiones controladas por un campo magnético, mientras que las de gran masa se formen más rápidamente en regiones donde la energía gravitacional domina sobre la energía magnética, por lo que el colapso tendría lugar a pesar de la presencia del campo magnético (Shu et al. 1987).

Desde otro punto de vista, la formación estelar en las nubes moleculares estaría controlada más por la turbulencia que por los campos magnéticos (Nakano, 1998). En este caso las estrellas de alta y baja masa se formarían por los mismos procesos. La turbulencia supersónica produce frentes de choque que comprimen el material desencadenando el colapso de fragmentos de la nube con diferentes masas. Una cantidad relativamente pequeña de estos fragmentos tendrían masa suficiente como para originar una estrella de alta masa.

Una vez que el núcleo de alta masa evoluciona hasta el punto en que se forma una estrella de 10 masas solares o más, la luminosidad en el ultravioleta de la estrella es tan alta que puede ejercer suficiente presión de radiación sobre el remanente de polvo que cae sobre la estrella como para evitar que la estrella siga ganando masa. Por lo tanto debe haber algo más relacionado con la formación de estrellas de alta masa que no se aplica a las de baja masa. Las estrellas de gran masa casi siempre se forman en cúmulos; según Bonnell & Bate (2002) las estrellas de gran masa se podrían formar por la colisión y posterior fusión de estrellas de menor masa en regiones de alta densidad estelar.

La presencia de inestabilidades en el flujo de colapso, así como la formación de un disco, podrían ayudar a resolver este problema de la radiación en estrellas de gran masa.

1.5. Regiones HII

Las regiones HII son regiones ionizadas, formadas originalmente dentro de una nube molecular, alrededor de estrellas con alto flujo de fotones UV. Éstas son visibles en las líneas de la serie de Balmer, ya que los átomos ionizados pueden recombinarse con electrones libres dentro de la región, cayendo en forma de cascada hasta el nivel fundamental, y emitiendo fotones de bajas energías. El tamaño de una región HII está determinado por el flujo de fotones UV de la estrella excitatriz y por la densidad del medio en que la misma está inmersa, y viene dado por el radio de Strömgren (se considera una región formada por hidrógeno ionizado solamente):

$$R_S = \sqrt[3]{\frac{3N_{Ly}}{4\pi n_i n_e \alpha_B}} \quad (1.1)$$

donde N_{Ly} es el número total de fotones emitidos por segundo por la estrella con $E \geq 13.6$ eV, n_i y n_e son las densidades volumétricas de iones y electrones, y α_B es el coeficiente de recombinación a todos los niveles del átomo de H, salvo al fundamental. El tamaño de estas regiones puede ir desde menos de 1 pc hasta centenas de parsecs, según el tipo espectral de la estrella excitatriz y la densidad ambiental. Si se tiene un cúmulo estelar en lugar de una sola estrella, el número total de fotones de Lyman emitidos será $N_{Ly} = \sum_{i=1}^j N_{L_i}$, donde j es el número de estrellas que contribuyen y N_{L_i} el flujo de fotones de las mismas.

Esto vale solamente si se considera que la región HII es estática. Sin embargo, éstas necesitan un cierto tiempo desde su nacimiento para alcanzar el radio de Strömgren (fase de formación, $R < R_S$). Durante este tiempo sólo una pequeña fracción de los fotones UV emitidos por la estrella excitatriz se utilizan para mantener la ionización de la nebulosa. Los fotones que alcanzan el borde la región HII sin ser absorbidos empujan un frente de ionización a través del gas neutro con una cierta velocidad.

Mientras que el radio de la región HII, R , es menor que R_S , la velocidad del frente de ionización es mayor que la velocidad del sonido en el gas ionizado, pero a medida que R se acerca a R_S la velocidad del frente de ionización se hace menor que la velocidad del sonido en el medio ionizado, pero mayor que la velocidad del sonido en el medio neutro, y entonces aparece un frente de choque delante del frente de ionización que avanza comprimiendo el gas neutro. En ese momento la región HII tiene un tamaño de $0.95R_S$ y el frente de choque avanza empujado por la diferencia de presión del gas ionizado respecto al gas neutro.

La velocidad de expansión es aproximadamente igual a la velocidad del sonido en el gas ionizado, pero supersónica con respecto al gas neutro. Entonces es el gas ionizado el que empuja una onda de choque que comprime el gas neutro que lo rodea (fase de expansión).

Un modelo simple que describe cómo la región HII va evolucionando fue desarrollado por Dyson (1998). Se considera un medio de densidad uniforme y un flujo isotrópico y se supone que la presión detrás de la onda de choque P_S (*ram pressure*) es igual a la presión en el gas ionizado P_i .

$$P_s = n_0 m_H V_S^2 = P_i = 2n_i m_H k T_e = n_i m_H C_{II}^2 \quad (1.2)$$

donde C_{II} es la velocidad del sonido en el gas ionizado, n_0 es la densidad ambiental volumétrica del gas neutro, m_H es la masa del átomo de hidrógeno, T_e la temperatura electrónica, k es la constante de Boltzmann y V_S es $\left(\frac{dR}{dt}\right)$. Entonces se tiene que

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{n_i}{n_0} C_{II}^2 \quad (1.3)$$

Por otro lado, se puede despejar de 1.1 $R^3 n_i^2 = \frac{3N_{Ly}}{4\pi\alpha_B}$ (donde se ha considerado $n_i = n_e$) y evaluar la expresión al inicio y al final de la expansión. Como el lado derecho de la ecuación es una constante, las expresiones para $R^3 n_i^2$ al inicio y al final de la expansión se pueden igualar, de donde se obtiene $\frac{n_i}{n_0} = \left(\frac{R_{S_0}}{R}\right)^{3/2}$. Reemplazando en 1.3

$$\frac{dR}{dt} = \left(\frac{R_{S_0}}{R}\right)^{3/4} C_{II} \quad (1.4)$$

Integrando ambos lados de esta ecuación y despejando $\frac{R}{R_{S_0}}$ se obtiene la relación entre el radio de Strömgren original R_{S_0} y el radio R durante esta fase de expansión ($R > R_S$).

$$\frac{R}{R_{S_0}} = \left(1 + \frac{7C_{II}t}{4R_{S_0}}\right)^{4/7} \quad (1.5)$$

donde t es el tiempo transcurrido para que la región HII alcance un radio R . La realidad difiere muchas veces de este modelo simple debido a que generalmente el medio que rodea las regiones HII es inhomogéneo, entre otras causas.

La expansión de la región cesa cuando se alcanza el equilibrio de presiones,

$$n_0 k T_0 = 2n_f k T_e \quad (1.6)$$

donde T_0 y n_0 son la temperatura y densidad volumétrica correspondientes al gas neutro, y T_e y n_f las correspondientes al gas ionizado (n_f es la densidad al término de esta fase de expansión).

A partir de la ecuación 1.6 y considerando temperaturas $T_0 = 100$ K y $T_e = 10^4$ K, que son valores típicos para el gas atómico neutro y el gas ionizado respectivamente, se obtiene

$$n_f = \frac{1}{200} n_0 \quad (1.7)$$

Considerando la ecuación 1.1 y $n_i = n_e$ se puede escribir

$$\frac{3N_{Ly}}{4\pi\alpha_B} = R^3 n_i^2 \quad (1.8)$$

Esta ecuación puede aplicarse a las condiciones en el inicio y en el final de la fase de expansión. Las ecuaciones que surgen de evaluar 1.8 antes y después de la expansión tendrán sus lados izquierdos iguales, y podrán igualarse obteniendo así $R_f^3 n_f^2 = R_0^3 n_0^2$. Luego considerando 1.6 se puede obtener una expresión para el radio al final de la expansión en función del radio de Strömgren original.

$$R_f = \left(\frac{2T_e}{T_0}\right)^{2/3} R_{S_0} = 34R_{S_0} \quad (1.9)$$

La masa ionizada final $M_{i,f}$ dentro de R_f , referida a la masa inicial $M_{i,0}$ es $M_{i,f} = 200M_{i,0}$, pues

$$\frac{M_{i,f}}{M_{i,0}} = \left(\frac{R_f}{R_{S_0}}\right)^3 \frac{n_f}{n_0} = \frac{2T_e}{T_0} = 200 \quad (1.10)$$

La densidad final es mucho menor que la inicial, lo que significa que el gas se desplaza desde su ubicación inicial durante la expansión de la región ionizada.

A partir de 1.5 se puede obtener una expresión para el tiempo de expansión de la región HII. Despejando t de esta ecuación se obtiene

$$t = \left(\frac{R}{R_{S_0}} + 1 \right)^{7/4} \frac{4R_{S_0}}{7C_{II}} \quad (1.11)$$

Esta ecuación puede usarse para estimar la edad de la región HII y el tiempo que la región tardaría en terminar de expandirse al equilibrarse la presión del gas ionizado y neutro. Calculando este valor se obtiene que los tiempos de expansión de las regiones HII suelen ser mayores que los tiempos de vida de las estrellas excitatrices, por lo tanto la estrella evoluciona y deja de producir fotones UV antes de que la región HII alcance el estado final.

Regiones HII Ultra-Compactas y Compactas

Las regiones HII Compactas (CHII) y Ultra-Compactas (UCHII) son mucho más pequeñas y densas que las regiones HII clásicas y ocurren durante las primeras etapas evolutivas de la región HII en medios de alta densidad. Pueden tener un diámetro lineal de 0.1 pc y una densidad ambiental típica de 10^4 cm^{-3} . Sólo son visibles en longitudes de onda de radio, milimétricas y sub-milimétricas e infrarrojo, debido al oscurecimiento producido por el polvo de la nube parental densa que hace que sea imposible observarlas en el óptico.

Este tipo de regiones son las que se hallan asociadas a las estrellas masivas más jóvenes. Sin embargo no se trata de estrellas en las etapas más tempranas de su formación, sino de objetos que se hallan en las etapas finales de su formación. Una descripción más completa sobre las características de estas regiones está en el trabajo de Churchwell (2002).

Tanto las regiones CHII como las UCHII aparecen asociadas a gas molecular y polvo, muy probablemente pertenecientes al resto del grumo original denso. Por otro lado como se mencionó en la sección 1.5, en etapas avanzadas de expansión de la región HII por diferencia de presiones puede originarse una cáscara densa en expansión ubicada entre el frente de ionización y el frente de choque. Esta región densa, que se detecta en líneas moleculares, es un sitio apropiado para la formación de nuevas generaciones de estrellas.

1.6. Objetivos de esta tesis

El objetivo del presente trabajo de tesis es el estudio del medio circumestelar asociado a la fuente infrarroja IRAS 10361-5830, con coordenadas $(\alpha, \delta)(\text{J2000}) = (10^h 38^m 04.0^s, -58^\circ 46' 17.8'')$, en base a observación de líneas espectrales moleculares. Estudios previos de la distribución de gas muestran que esta fuente está asociada a la región HII Gum 31 (Cappa et al. 2008). La fuente IRAS a estudiar se encuentra ubicada sobre la envoltura molecular densa que rodea la región HII y fue clasificada como candidato a objeto estelar joven (Young Stellar Object, YSO) en base a la distribución espectral de energía (SED) observada.

A fin de concretar el presente trabajo se han reducido y analizado observaciones de las líneas $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$, $\text{HCO}^+(4-3)$ y $\text{CS}(7-6)$ obtenidas con el telescopio Atacama Pathfinder Experiment (APEX) en diciembre 2010, y se han llevado a cabo comparaciones con imágenes de la emisión en el continuo de radio y en diversas bandas del infrarrojo.

Las observaciones de líneas moleculares permiten caracterizar el medio interestelar en la región de la fuente infrarroja candidata a objeto estelar joven, revelando la morfología y cinemática del gas denso asociado. Por otro lado, la comparación con imágenes a diferentes longitudes de onda puede ayudar a plantear un escenario posible para la región.

Las metas específicas del presente estudio son:

- 1.- Analizar la morfología y cinemática del gas molecular asociado a la fuente IRAS.

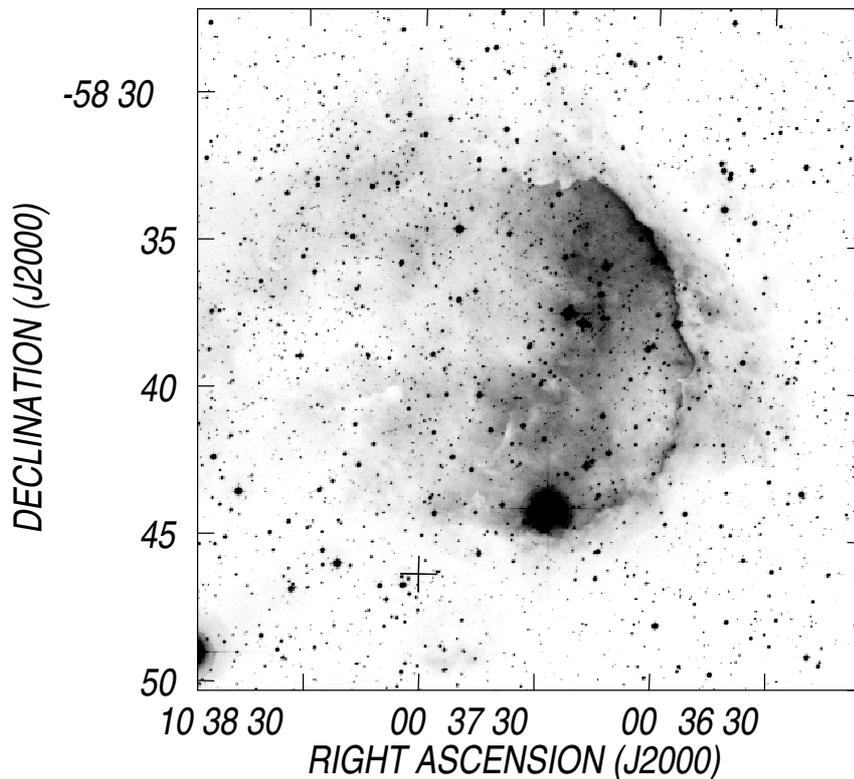


Figura 1.5: Imagen óptica de Gum 31 obtenida de superCOSMOS. La cruz indica la ubicación de IRAS 10361-5830.

2.- Determinar los principales parámetros de la componente molecular derivados de las observaciones (gradientes de densidad y temperatura, masa molecular, tiempo de evolución, etc).

3.- Investigar el estado evolutivo de la fuente IRAS10361-5830.

1.7. La fuente IRAS 10361-5830

La fuente IRAS a estudiar se encuentra proyectada sobre la envoltura densa que rodea a Gum 31. Esta región HII está ubicada en el brazo de Carina en $(l, b) = (286^{\circ}.3, -0^{\circ}.2)$, a una distancia de 3.0 ± 0.5 kpc (Cappa, C., Niemela, V. S., Amorín, R., Vasquez, J., 2008). Esta región está siendo excitada por estrellas OB, miembros del cúmulo abierto NGC3324. La figura 1.5 muestra una imagen óptica de Gum 31.

Numerosas fuentes infrarrojas detectadas en los catálogos de fuentes puntuales de los satélites IRAS y MSX y en el catálogo 2MASS, que han sido catalogadas como candidatas a objetos estelares jóvenes (YSOs) por Cappa et al. (2008), aparecen proyectadas sobre la cáscara densa que rodea a Gum 31, muy probablemente evidenciando la presencia de regiones de formación estelar reciente. El medio interestelar en el cual los objetos estelares jóvenes se encuentran inmersos, emite la mayor cantidad de radiación en las bandas del infrarrojo lejano y submilimétrica ($30 \mu\text{m} - 1 \text{mm}$) del espectro electromagnético, por lo que es fundamental un estudio de estas bandas del espectro.

Dentro de la gran cantidad de fuentes catalogadas como candidatos a YSOs encontradas en la región se ha seleccionado la fuente IRAS 10361-5830 con coordenadas $(\alpha, \delta)(J2000) = (10^h 38^m 0.4^s, -58^\circ 46' 17''.8)$ para llevar a cabo un estudio del gas molecular donde esta fuente se encuentra inmersa. En la Figura 1.5 se indica la posición de la fuente IRAS con una cruz.

Como se verá en el Capítulo 4, esta fuente es muy luminosa en el infrarrojo lejano, y se encuentra proyectada sobre un grumo molecular denso detectado por Yonekura et al. (2005) en observaciones de líneas moleculares obtenidas con el telescopio NANTEN (con poder resolvente de 2.7 minutos de arco), sobre el que también se han identificado otros candidatos a objetos estelares jóvenes. Estas características hacen que la fuente IRAS 10361-5830 sea apropiada para un estudio con mejor resolución angular, como el que puede realizarse a partir de observación de líneas moleculares obtenidas con el telescopio APEX, que provee una resolución angular de unos 20 segundos de arco para las líneas observadas.

Capítulo 2

Líneas moleculares

Las líneas moleculares se pueden generar por medio de transiciones electrónicas, vibracionales y rotacionales.

Cada tipo de transición requiere de cierta energía E y tiene determinada frecuencia $\nu (= E/h)$. En una nube molecular con temperatura cinética T_K , la energía disponible para excitar una transición mediante colisiones es $E = kT_K$, por lo tanto sólo tendrán lugar aquellas transiciones que requieran una energía $E \leq kT_K$.

Los valores típicos de energías de las distintas transiciones y sus frecuencias y temperaturas características, así como el rango del espectro en el que aparecen, se indican en la Tabla 2.1.

Las transiciones rotacionales puras tienen lugar cuando la energía de la colisión es insuficiente para originar transiciones vibracionales o electrónicas. La energía implicada en las transiciones rotacionales se invierte en modificar el momento angular de las moléculas y estas líneas se detectan en las regiones del infrarrojo lejano y microondas del espectro electromagnético.

En el medio interestelar de alta densidad la energía sólo es suficiente para excitar los niveles rotacionales ya que las temperaturas son de apenas unas decenas de grados Kelvin. En estas regiones la fuente de energía son los rayos cósmicos. En cambio, en las regiones moleculares de baja densidad que rodean a las regiones más densas, donde la radiación UV puede penetrar, pueden observarse transiciones electrónicas o vibracionales, al igual que en grumos densos donde hay una estrella en formación.

Para este trabajo se han observado transiciones rotacionales que se encuentran en una gran variedad de ambientes en el medio interestelar. Dado que en este estudio se analizarán líneas moleculares rotacionales, se describirán brevemente las características de dichas transiciones.

Transiciones	Energía[erg]	ν [Hz]	Rango del espectro	T[K]
Electrónicas	$E_{el} = 1.2 \times 10^{-11}$	$\nu_{el} = 1.8 \times 10^{15}$	UV	$\simeq 9 \times 10^4$
Vibracionales	$E_{vib} = 8.9 \times 10^{-14}$	$\nu_{vib} = 1.3 \times 10^{13}$	IR	600
Rotacionales	$E_{rot} = 6.5 \times 10^{-16}$	$\nu_{rot} = 9.7 \times 10^{10}$	Microondas	5

Tabla 2.1: Energías, frecuencias y temperaturas correspondientes a distintos tipos de transiciones moleculares.

2.1. Transiciones rotacionales

Se seguirá en este punto el texto de Estalella & Anglada (2008).

Para una molécula diatómica, la energía rotacional está dada por

$$E_r = \frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{L^2}{2I} \quad (2.1)$$

donde L es el momento angular e I el momento de inercia, que está dado por $I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r_0^2$, donde m_1 y m_2 son las masas de los átomos y r_0 es la distancia entre los núcleos. Resolviendo la ecuación de Schrödinger para una molécula diatómica se obtiene que el momento angular para un cierto nivel J responde a

$$L_J = \sqrt{J(J+1)}\hbar \quad (2.2)$$

donde $J=1,2,3,\dots$ es el número cuántico rotacional. Por lo tanto, la energía correspondiente a un cierto nivel rotacional J será

$$E_J = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I} \quad (2.3)$$

Cuando se produce una transición de un cierto nivel rotacional J a uno de menor energía $J-1$, se emite un fotón cuya frecuencia está dada por

$$\nu_{J,J-1} = \frac{E_J - E_{J-1}}{h} = \frac{h}{4\pi^2 I} J \quad (2.4)$$

Definiendo para cada molécula la constante rotacional

$$B_0 = \frac{h}{8\pi^2 I} \quad (2.5)$$

la energía del nivel J queda determinada por

$$E_J = hB_0 J(J+1) \quad (2.6)$$

Por lo tanto la frecuencia de la transición $J \rightarrow (J-1)$ quedará determinada por

$$\nu_{J,J-1} = 2B_0 J \quad (2.7)$$

Las líneas rotacionales se detectan en el rango de longitudes de onda milimétrico y submilimétrico.

Para las diferentes especies isotópicas de una misma molécula las frecuencias de una misma transición son ligeramente diferentes, puesto que los momentos de inercia son también ligeramente distintos debido principalmente a la diferencia en la masa reducida (ya que se puede considerar que la distancia entre los núcleos, determinada fundamentalmente por las fuerzas Coulombianas, no varía en primera aproximación). Se observa además que la frecuencia de una transición $J \rightarrow J-1$ es proporcional a J , y por lo tanto los niveles serán equidistantes.

2.2. Densidades críticas

Las líneas moleculares se pueden originar a través de colisiones con la molécula más abundante (H_2) o por procesos radiativos en regiones donde abundan los fotones UV. En regiones donde escasean los fotones UV y la densidad del medio es alta las transiciones colisionales dominan sobre las radiativas y la población de los niveles está gobernada por las colisiones, entonces la temperatura de excitación de la transición, T_{exc} , coincide con la temperatura cinética T_K (termalización).

Para que una cierta transición rotacional se produzca por colisiones la densidad de la nube molecular debe ser mayor que una cierta **densidad crítica** n_{crit} , de modo tal que la transición esté termalizada. La densidad crítica está dada por la expresión

$$n_{crit} = \frac{C_{ul}}{v\sigma} = A_{ul}\sqrt{T_K} \quad (2.8)$$

donde C_{ul} es la tasa de desexcitación colisional, con u y l los niveles superior e inferior de la transición, respectivamente, σ es la sección eficaz de colisión, v es la velocidad relativa promedio de las partículas y A_{ul} es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea.

No todas las moléculas se excitan colisionalmente a la misma densidad crítica. Mientras que a algunas les basta con bajas densidades de H_2 para hacerse visibles a través de líneas espectrales (tales como los isótopos de OH o CO), otras necesitan altas densidades para termalizarse (HCO^+ y CS). A estas últimas las llamamos **trazadores de alta densidad**, ya que su presencia indica regiones de alta densidad ambiental de H_2 .

2.3. Parámetros del gas molecular derivados en base a ^{12}CO y ^{13}CO

Dado que la base de datos a utilizar está constituida básicamente por datos de monóxido de carbono, se detallará la metodología para la obtención de los parámetros físicos del gas molecular en base a las líneas de ^{12}CO y ^{13}CO . Las líneas de ^{12}CO son ópticamente gruesas debido a la gran abundancia de este isótopo, mientras que las de ^{13}CO son generalmente ópticamente finas.

2.3.1. Temperatura de excitación

Para poder derivar la temperatura de excitación de las nubes moleculares a partir de observaciones de monóxido de carbono, se debe observar una transición ópticamente gruesa. Se va a trabajar con la ecuación de transporte radiativo

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + B_\nu(T) \quad (2.9)$$

En esta expresión I_ν es la intensidad específica y $B_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}$ es la función fuente, donde j_ν y κ_ν son los coeficientes de emisión y absorción respectivamente.

Integrando la ecuación desde la región observada hasta el observador, se encuentra que su solución es

$$I_\nu(l) = I_\nu(0)e^{-\tau(l)} + \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}(1 - e^{-\tau(l,\nu)}) \quad (2.10)$$

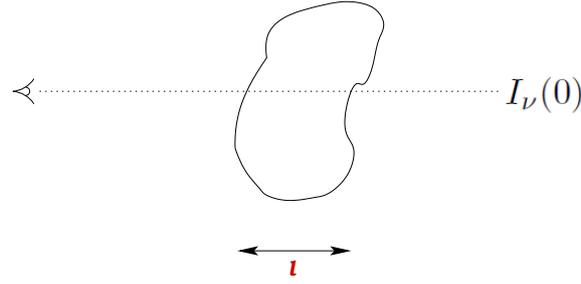


Figura 2.1: Un observador ve a través de una nube molecular de espesor l en la línea de la visual.

donde l es la longitud de la nube en la línea de la visual (ver Figura 2.1) y τ es la profundidad óptica.

Corrigiendo por la emisión de continuo de fondo $I_\nu(0)$ y definiendo $\Delta I_\nu = I_\nu(l) - I_\nu(0)$ se obtiene la expresión

$$\Delta I_\nu = \left(\frac{j_\nu}{k_\nu} - I_\nu(0)\right)(1 - e^{-\tau(l,\nu)}) \quad (2.11)$$

Suponiendo que la intensidad incidente sobre la nube molecular y la recibida por el instrumento corresponden a dos cuerpos negros con temperaturas T_{rad} y T_b , respectivamente (donde T_{rad} es la temperatura del fondo de radiación y T_b es la temperatura de brillo del objeto observado), entonces $I_\nu(0)$ y ΔI_ν pueden escribirse como:

$$I_\nu = B_\nu(T_{rad}) = \frac{2h\nu}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{rad}}} - 1} \quad (2.12)$$

$$\Delta I_\nu = B_\nu(T_b) = \frac{2h\nu}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_b}} - 1} \quad (2.13)$$

donde $T^* = \frac{h\nu}{k}$. Reemplazando 2.12 y 2.13 en 2.11 resulta

$$B_\nu(T_b) = [B_\nu(T_{exc}) - B_\nu(T_{rad})](1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (2.14)$$

donde T_{exc} es la temperatura de excitación de la nube, que es aquella que domina las transiciones entre niveles energéticos ya que determina la población de los niveles rotacionales por la ecuación de Boltzmann. A partir de aquí se puede obtener

$$T_b(\nu) = T^* \left(\frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{exc}}} - 1} - \frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{rad}}} - 1} \right) (1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (2.15)$$

Si consideramos que la línea observada es ópticamente gruesa ($\tau \gg 1$), se puede aproximar la expresión anterior por

$$T_b = T^* \left(\frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{exc}}} - 1} - \frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{rad}}} - 1} \right) \quad (2.16)$$

Conociendo la temperatura de brillo T_b de una línea con $\tau \gg 1$ y adoptando un valor para la temperatura de fondo (que en este trabajo será de $T_{rad} = 2.7K$), se puede hallar la temperatura de excitación de la línea simplemente despejando de 2.16, ya que T_{exc} es la única incógnita de la ecuación. Entonces se puede escribir

2.3. PARÁMETROS DEL GAS MOLECULAR DERIVADOS EN BASE A ^{12}CO Y ^{13}CO 21

$$T_{exc} = \frac{T^*}{\ln \left[\frac{1}{\frac{T_b}{T^*} + e^{\frac{1}{T_{rad}} - 1}} + 1 \right]} \quad (2.17)$$

2.3.2. Profundidad óptica

Una vez que se conoce la temperatura de excitación y asumiendo que es la misma para todas las especies isotópicas de una molécula (o sea asumiendo que el sistema se encuentra en Equilibrio Termodinámico Local, LTE), se pueden considerar las observaciones de alguna línea ópticamente delgada (como por ejemplo ^{13}CO) y aplicar la ecuación 2.15. La expresión de τ obtenida a partir de esta ecuación será

$$\tau_0 = -\ln \left[1 - \frac{T_b}{T^*} \left(\frac{1}{\frac{1}{e^{T_{exc}} - 1}} - \frac{1}{\frac{1}{e^{T_{rad}} - 1}} \right) \right] \quad (2.18)$$

donde τ_0 es la profundidad óptica en el centro de la línea.

La ecuación 2.16, no puede usarse para calcular la profundidad óptica de líneas ópticamente finas ya que allí se despreció el término que contiene τ , que es lo que se quiere calcular ahora.

La profundidad óptica se define como la integral a lo largo de la nube (en la línea de la visual) del coeficiente de absorción k_ν

$$\tau(\nu) = \int_l k_\nu dl$$

A partir de la definición del coeficiente de absorción e integrando a lo largo de la línea de la visual se obtiene

$$\tau_0 = \frac{c^3}{8\pi\nu_{J,J-1}^3 \Delta\nu} A_{J,J-1} N_J \left(e^{\frac{h\nu_{J,J-1}}{kT_{exc}}} - 1 \right) \quad (2.19)$$

donde $A_{J+1,J}$ es el coeficiente de emisión espontánea y N_{J+1} es la densidad columnar de moléculas en el estado $J + 1$.

Considerando las especies isotópicas ^{12}CO y ^{13}CO del monóxido de carbono y el cociente de sus profundidades ópticas resulta

$$\frac{\tau_0^{13}}{\tau_0^{12}} = \frac{N_{J+1}^{13} \Delta\nu^{12} \nu_{12}^2}{N_{J+1}^{12} \Delta\nu^{13} \nu_{13}^2} \quad (2.20)$$

Teniendo en cuenta las abundancias isotópicas terrestres resulta que $\frac{N^{13}}{N^{12}} \simeq \frac{X(^{13}CO)}{X(^{12}CO)} = \frac{1}{89}$, entonces $\tau^{12} \gg \tau^{13}$, que está de acuerdo con la hipótesis anterior. Finalmente, determinando τ^{13} de 2.18, τ^{12} se puede obtener como

$$\tau_0^{12} = \tau_0^{13} \frac{89 \Delta\nu^{13}}{\Delta\nu^{12}} \left(\frac{\nu^{13}}{\nu^{12}} \right)^2 \quad (2.21)$$

2.3.3. Densidad columnar de ^{13}CO

Una vez que se conoce la profundidad óptica y la temperatura de excitación de la nube, se puede obtener la densidad columnar utilizando una especie ópticamente fina como el ^{13}CO .

Dado que interesa la densidad columnar total de una especie isotópica N , se debe tener en cuenta la población en todos los niveles cuánticos J . Para obtener este valor se supone que todos los niveles están poblados según la ley de Boltzmann para una misma temperatura de excitación. Así la relación entre un nivel J cualquiera y el nivel $J - 1$ considerado estará dada por

$$\frac{n_J}{n_{J-1}} = \frac{g_J}{g_{J-1}} e^{-\frac{E_J - E_{J-1}}{kT_{exc}}} \quad (2.22)$$

donde $E_J = hB_0J(J - 1)$ es la energía correspondiente a un dado nivel J y $g_J = 2J + 1$ su peso estadístico.

La densidad volumétrica de moléculas tomando en cuenta todos los niveles será

$$n = \sum_{j=0}^{\infty} n_j = \frac{n_J}{g_J} e^{\frac{E_J}{kT_{exc}}} \sum_{j=0}^{\infty} g_j e^{-\frac{E_j}{kT_{exc}}} = \frac{n_J}{2J + 1} e^{\frac{hB_0J(J+1)}{kT_{exc}}} Q \quad (2.23)$$

donde Q es la función de partición

$$Q = \sum_{j=0}^{\infty} (2j + 1) e^{-\frac{hB_0j(j+1)}{kT_{exc}}} \quad (2.24)$$

Reemplazando la sumatoria por una integral en la función de partición se puede aproximar $Q \approx \frac{kT_{exc}}{hB_0}$. Entonces se podrá reemplazar Q en la expresión de n .

Por otro lado, se sabe que la relación entre las densidades columnares es la misma que para las densidades volumétricas, lo que nos permite escribir

$$N = (2J + 1) \frac{hB_0}{kT_{exc}} N e^{-\frac{hB_0J(J+1)}{kT_{exc}}} \quad (2.25)$$

Una vez obtenido N se lo puede reemplazar en la expresión para τ , dada por la ecuación 2.19

$$\tau_0 = \frac{(2J + 1)hc^3 A_{J,J-1}}{16J\pi k\nu_{J,J-1}^2 \Delta\nu T_{exc}} N (e^{\frac{h\nu_{J,J-1}}{kT_{exc}}} - 1) e^{-\frac{(J+1)h\nu_{J,J-1}}{2kT_{exc}}} \quad (2.26)$$

donde se utilizó que $\nu_{J+1,J} = 2B_0J$.

Dado que la densidad columnar que se busca es la de ^{13}CO incluyendo todos los niveles J en conjunto, utilizando la línea $^{13}\text{CO}(3 - 2)$ se obtiene la siguiente ecuación

$$\tau_0 = \frac{7hc^3 A_{3,2}}{48\pi k\nu_{3,2}^2 \Delta\nu T_{exc}} N_{13} (1 - e^{\frac{h\nu_{3,2}}{kT_{exc}}}) \quad (2.27)$$

de donde se podrá despejar la densidad columnar total de ^{13}CO , N_{13} , que es la única incógnita,

$$\left[\frac{N_{13}}{\text{cm}^{-2}} \right] = C \left[\frac{\Delta\nu}{\text{km s}^{-1}} \right] \left[\frac{T_{exc}}{\text{K}} \right] \frac{\tau}{1 - e^{-\frac{15.85}{T_{exc}}}} \quad (2.28)$$

donde $C = C(A_{J,J-1}, \nu) = \frac{(2J+1)A_{J,J-1}}{j\nu_{J,J-1}^2}$. Para $J = 3$, $C = 6.16 \times 10^{13}$

2.3. PARÁMETROS DEL GAS MOLECULAR DERIVADOS EN BASE A ^{12}CO Y ^{13}CO

2.3.4. Densidad columnar de H_2

Una vez obtenida la densidad columnar de ^{13}CO se puede hallar la correspondiente a H_2 conociendo la abundancia relativa entre las moléculas. La relación que se adopta es $[\text{H}_2/^{13}\text{CO}] = 7.7 \times 10^5$ (Sambueza et al. 2010), entonces

$$N(\text{H}_2) = 7.7 \times 10^5 N_{13} \quad (2.29)$$

Se ha despreciado la densidad columnar de las demás especies isotópicas (C^{18}O , C^{17}O , $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{17}\text{O}$) debido a su baja abundancia relativa al ^{13}CO .

2.3.5. Masa molecular

Una vez que se conoce la densidad columnar se puede obtener la masa de H_2 de la nube molecular, siempre que se conozca la distancia y se pueda medir el ángulo sólido que subtende la nube, Ω_f . Entonces,

$$M_{\text{H}_2} = m_{\text{H}_2} N_{\text{H}_2} \Omega_f d^2 \quad (2.30)$$

donde m_{H_2} es igual a μm_H . En esta expresión m_H es la masa del átomo de hidrógeno ($= 1.67 \times 10^{-24} \text{g}$) y μ es el peso molecular medio, $\mu = 2.8$. Este último valor incluye una abundancia de 25 % de helio (por masa) (Yamaguchi et al. 1999, Miettinen 2012)

Para fines prácticos del cálculo, el valor de M_{H_2} se puede obtener considerando un valor promedio de N_{H_2} sobre la región molecular. Ω_f se aproxima utilizando la proyección angular de la fuente sobre el plano del cielo, de esta forma se obtiene

$$\left[\frac{M_{\text{H}_2}}{M_\odot} \right] = C \left[\frac{N_{\text{H}_2}}{\text{cm}^{-2}} \right] \left[\frac{\Omega_f}{\text{str}} \right] \left[\frac{d^2}{\text{kpc}} \right] \quad (2.31)$$

donde $C = 2.2 \times 10^{-14}$.

Capítulo 3

Observaciones con APEX

3.1. Telescopio APEX

Las datos de líneas moleculares utilizados en este estudio han sido obtenidos con el radiotelescopio Atacama Pathfinder EXperiment (APEX). Este instrumento, diseñado para observar en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas, está ubicado en el Llano de Chajnantor, a unos 5105 metros de altura sobre el nivel del mar, en el sector chileno del desierto de Atacama. Como el vapor de agua en la atmósfera absorbe y atenúa la radiación submilimétrica, los sitios secos y a gran altura sobre el nivel del mar son los ideales para observar ondas de radio de alta frecuencia.

Las coordenadas geográficas de APEX son:

Latitud: $23^{\circ}00'20.8''$ Sur

Longitud: $67^{\circ}45'33.0''$ Oeste

El telescopio posee un diámetro de 12 m y una montura de tipo alta-azimutal.

APEX surge de la colaboración entre el Max Planck Institute für Radioastronomie (MPIfR), el European Southern Observatory (ESO) y el Onsala Space Observatory (OSO).

El equipamiento disponible en APEX permite estudiar el polvo frío y gas molecular en la Vía Láctea y en galaxias distantes. La determinación de la emisión de moléculas y del continuo térmico del polvo, y el análisis de líneas espectrales de alta frecuencia permiten mejorar nuestra comprensión de la estructura y la química de las atmósferas planetarias, de estrellas en sus últimas etapas de evolución, regiones de formación estelar, galaxias *starburst* lejanas, etc. Además permite abordar problemas de diversas escalas: desde la estructura del Universo hasta la física y química de los cometas.

3.2. Observación de líneas moleculares hacia IRAS 10361-5830

Se han observado las líneas $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$, $\text{CS}(7-6)$ y $\text{HCO}^+(4-3)$ en dirección a la fuente seleccionada durante los días 16, 17 y 18 de diciembre de 2010, en períodos de 5 horas cada día. En la Tabla 3.1 se listan las transiciones observadas junto a sus parámetros observacionales.

El receptor utilizado para las observaciones fue APEX-2 (SHeFI) con el que pueden llevarse a cabo observaciones en el rango de 275 a 370 GHz, con un poder resolvente de 23 a 17 segundos de arco, respectivamente. Mayor información sobre el receptor utilizado se encuentra en la página web de APEX (<http://www.apex-telescope.org>).



Figura 3.1: Telescopio APEX

El modo de observación de las líneas de los diferentes isótopos de monóxido de carbono fue *switching position* (SP). En el caso de las observaciones SP el programa de observación resta de los espectros obtenidos en cada posición, el espectro observado en dirección a una región sin emisión de líneas en el rango de velocidades de interés. El punto de referencia utilizado para esta región fue (α, δ) (J2000) = $(10^h 38^m 53.46^s, -59^\circ 18' 48.6'')$, seleccionado en base a observaciones de ^{12}CO obtenidas con la antena de NANTEN.

Las observaciones se realizaron moviendo el telescopio de modo de cambiar las coordenadas de observación y observando en cada una de las posiciones de una grilla de puntos en una región de 90×90 segundos de arco. La separación angular entre los puntos observados en la grilla fue de $0.5 \times \text{HPBW}$, donde HPBW (*Half Power Beam Width*) es el poder resolvente del telescopio y se define como el ángulo bajo el cual el lóbulo principal de la antena tiene la mitad de su potencia. Según el teorema del muestreo, esta es la separación indicada para obtener observaciones con muestreo completo (*full sampling*, Figura 3.2). En este caso las observaciones de monóxido de carbono, se realizaron en base a una grilla de puntos separados cada $10''$. Se observó un área de $90'' \times 90''$, por lo que se observaron 100 puntos para cada una de las líneas de ^{12}CO , ^{13}CO y C^{18}O .

Mientras que para las líneas de monóxido de carbono se obtuvo un mapa (*raster map*), las observaciones de las líneas $\text{CS}(7-6)$ y $\text{HCO}^+(4-3)$ se realizaron solamente en dirección a la posición catalogada de la fuente IRAS. La posición de referencia sin señal elegida fue la misma utilizada para las líneas de CO . El ancho de banda total de los espectros obtenidos es de 900 km/s.

El ruido σ , de cada espectro obtenido, se relaciona con la temperatura de sistema T_{sys} , el ancho de banda ΔB y el tiempo de integración τ de acuerdo a (Krauss, 1986)

$$\sigma = C \frac{T_{\text{sys}}}{\sqrt{\Delta B \tau}} \quad (3.1)$$

En este caso el valor de la constante es $C=1$.

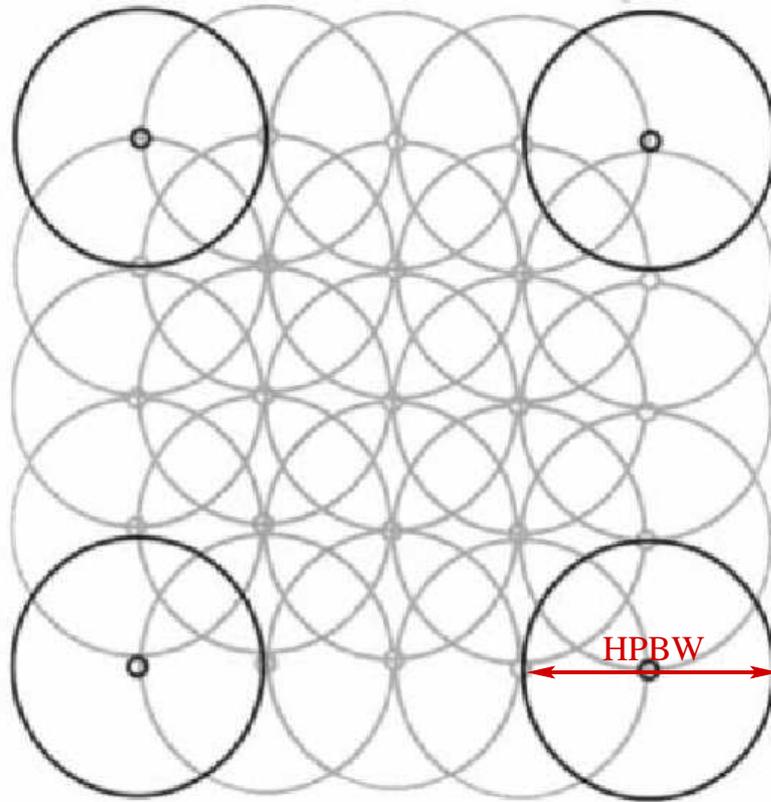


Figura 3.2: Ejemplo de una grilla de observación punto a punto con muestreo completo

Línea	ν [GHz]	τ [seg]	σ [K]	HPBW ["]	RV [km/s]
^{12}CO (J=3 \rightarrow 2)	345.79	5	0.40	18.9	0.22
^{13}CO (J=3 \rightarrow 2)	330.58	108	0.20	21.8	0.22
C^{18}O (J=3 \rightarrow 2)	329.33	108	0.65	21.8	0.22
CS (J=7 \rightarrow 6)	342.88	300	0.21	18.2	0.22
HCO^+ (J=4 \rightarrow 3)	356.73	600	0.03	17.5	0.22

Tabla 3.1: Parámetros observacionales de las líneas. Aquí τ es el tiempo de integración, σ es el ruido *rms* de cada espectro luego de su reducción y calibración, HPBW la resolución angular y RV la resolución en velocidad.

3.3. Reducción de observaciones moleculares

La reducción de los datos obtenidos con APEX se realizó con el software Continuum and Line Analysis Single-dish Software (CLASS) perteneciente al paquete GILDAS, y constó de las siguientes etapas:

3.3.1. Reducción de las líneas de los distintos isótopos de CO

- Identificación de las líneas.

Dentro del archivo de datos original de cada día de observación se hallaron datos de varias de las líneas. Entonces lo primero que se debió hacer fue separar de ese archivo los datos que correspondían a la línea con la que se iba a trabajar. Esto se hizo con el comando **find**

- Ajuste de línea de base.

El primer paso en la reducción es el trazado de línea de base. Para ello se inspeccionaron los espectros individualmente a fin de establecer los rangos de velocidad (o frecuencia) en los que no se detectaba emisión de la línea, que se usaron para trazar la línea de base. Para ello se utilizó el comando **set window** mediante el cual se indica el rango que no debe ser tomado en cuenta para el ajuste de línea de base, y el comando **base** para indicar el orden del polinomio del ajuste.

- Determinación del ruido de los perfiles individuales.

Al ajustar la línea de base con CLASS, el mismo programa va indicando el ruido de cada una de los ajustes. Se ha estimado el error promedio de cada línea promediando los errores proporcionados por CLASS para cada uno de los espectros observados.

- Selección de la cantidad de canales a utilizar.

Se realizó un alisado en velocidad de los espectros para no manipular los datos con el número original de canales (~ 8000). De esta manera se evita el uso de grandes volúmenes de información innecesaria y se puede disminuir el ruido de cada punto espectral, incrementando su ancho en velocidad y mejorando la relación señal ruido (S/N).

Con el comando **resample** se seleccionan los canales de interés en el caso que la emisión se encuentre sólo en una pequeña zona del ancho de banda total del espectro. El comando se escribe seguido del número de canales que se quiere conservar, el número del canal de referencia y la velocidad que le corresponde, y la resolución en velocidad (que debe ser menor o igual que la original; en caso de ser igual a la original no se mejora la relación S/N). Como resultado del alisado, se obtuvieron espectros con resolución en velocidad = 0.3 km/s, suficiente para el análisis.

Además, luego de inspeccionar todos los perfiles se consideró la información espectral entre -40 y -10 km/s, dado que en las otras velocidades no se encontraba señal por encima de 3σ .

- Calibración de la escala de temperatura.

La intensidad de los espectros originales está dada en unidades de *temperatura de antena* (T_A). Estas se transforman a *temperatura de brillo del haz principal* (main-beam brightness-temperature, T_{mb}). La conversión viene dada a través de $T_A = \eta_b T_{mb}$

donde η_b es la eficiencia de haz, que se define como el cociente entre el ángulo sólido del haz principal y el ángulo sólido de la antena ($\eta_b = \frac{\Omega_M}{\Omega_A}$). En este caso se tiene que $\eta_b = 0.72$ (Vassilev et al. 2008). La incerteza en la calibración de temperatura es del 10 % (e.g. Miettinen et al. 2012).

- Ajuste de los perfiles por medio de gaussianas.

Los perfiles han sido ajustados con funciones gaussianas, dado que este procedimiento permite individualizar componentes en velocidad. En algunos casos ha sido suficiente una sola gaussiana para ajustar el perfil y en otros se han tenido que ajustar dos funciones.

En la Figura 3.3 se puede ver una muestra de los espectros observados ya calibrados, junto con el ajuste gaussiano correspondiente. Para cada espectro se ha graficado T_{mb} en las ordenadas y la velocidad referida al Local Standard of Rest (LSR) en las abscisas.

- Armado de los cubos de datos.

Para aquellas líneas que se observaron en un área de $90'' \times 90''$ (^{12}CO , ^{13}CO y $C^{18}\text{O}$), se construyeron cubos de datos.

CLASS permite construir el cubo utilizando los siguientes comandos:

table: genera una grilla de puntos (un espectro por punto) en una tabla (archivo con extensión .tab)

xy_map: genera el cubo de datos a partir de la tabla anterior. Usualmente, los archivos obtenidos de esta manera tienen extensión .lmv, y deben ser transformados al formato .FITS para ser leídos con AIPS.

Se redujeron 600 espectros en total para las líneas de ^{12}CO , ^{13}CO y $C^{18}\text{O}$. El tiempo de integración de cada espectro, así como el ruido promedio luego de la calibración están listados en la Tabla 3.1.

3.3.2. Reducción de las líneas de CS y HCO^+

Las líneas de CS y HCO^+ se observaron sólo en dirección a la fuente. Debido a que las mismas son de muy baja intensidad se realizaron varias observaciones de cada una de ellas en una misma dirección con el objetivo de aumentar el tiempo de integración. Los espectros fueron promediados para reducir el ruido. El promedio se realiza mediante el comando **average**.

Se observaron, redujeron y calibraron 384 perfiles de estas líneas.

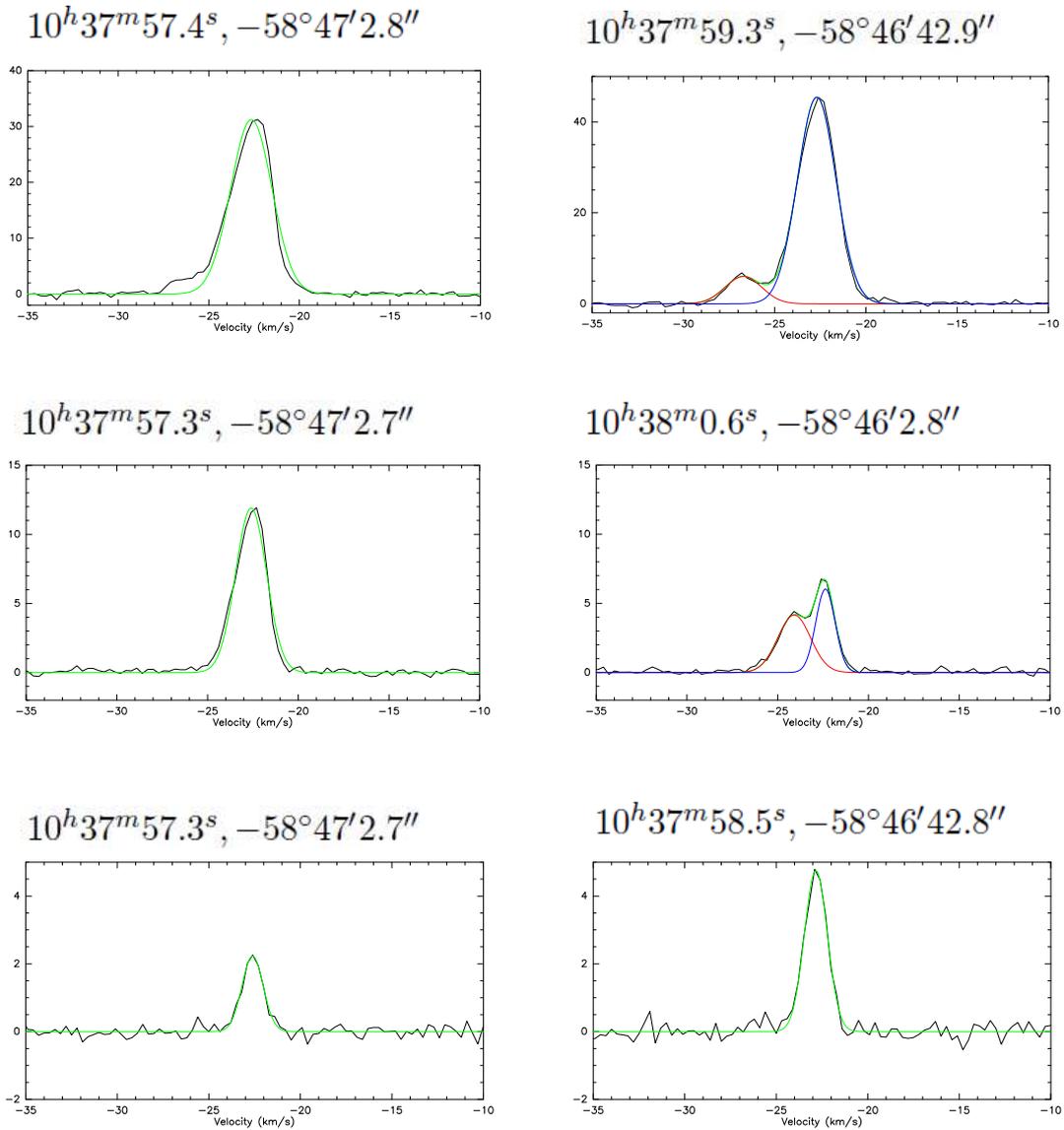


Figura 3.3: Ejemplos de algunos de los perfiles reducidos y ajustados por gaussianas. ^{12}CO (panel superior), ^{13}CO (panel central) y C^{18}O (panel inferior). Se graficó T_{mb} en las ordenadas y la velocidad referida al LSR en las abscisas.

Capítulo 4

IRAS 10361-5830 y resultados

4.1. IRAS 10361-5830 y su relación con Gum 31

La fuente IRAS 10361-5830 fue seleccionada de entre todas las detectadas en la envoltura molecular de Gum 31 por Cappa et al. (2008). Proyectadas sobre la envoltura molecular de la región HII Gum 31 se han identificado alrededor de 50 fuentes en los catálogos de fuentes puntuales infrarrojas IRAS (Infrared Astronomical Satellite), MSX (Midcourse Space Experiment) y 2MASS (Two Micron All Sky Survey), cuyas características fotométricas son compatibles con las de objetos estelares jóvenes.

Se incluye a continuación una breve descripción del modo como Cappa et al. encontraron candidatos a objetos estelares jóvenes en dirección a Gum 31.

El catálogo de fuentes puntuales **IRAS** permite identificar candidatos a protoestrellas siguiendo el criterio de Junkes et al. (1992), que establece relaciones entre los flujos obtenidos en 12, 25, 60 y 100 μm . Doce de las trece fuentes puntuales IRAS detectadas en el trabajo antes mencionado en dirección a Gum 31 poseen un espectro IR compatible con objetos protoestelares en base al criterio mencionado. En la Tabla 4.1, extraída de Cappa et al., se listan los nombres de los candidatos a protoestrellas de IRAS, sus posiciones (l, b) , sus flujos a diferentes longitudes de onda del IR y sus luminosidades estimadas en base a

$$L = 2.96 \times 10^{-7} \left(\frac{d}{pc} \right)^2 \Sigma \left[\Delta\nu_\lambda \left(\frac{F_\lambda}{Jy} \right) \right] + 5.3 \times 10^{-5} \left(\frac{F_\lambda}{Jy} \right) \frac{d^2}{pc} \left(\frac{\lambda_{100}}{\mu m} \right)^{-1} \quad (4.1)$$

donde d es la distancia a la fuente, $\Delta\nu_\lambda$ y F_λ son el ancho de banda efectivo y el flujo en la banda correspondiente a una dada longitud de onda λ , y la sumatoria se realiza sobre todas las bandas desde $12\mu\text{m}$ hasta $100\mu\text{m}$ (Yamaguchi et al. 1999). El valor de F_λ en el segundo término se toma a $\lambda=100\mu\text{m}$ ya que este término representa una corrección bolométrica estimada por extrapolación de la longitud de onda más larga.

Los candidatos a protoestrella IRAS están indicados con triángulos en el panel superior de la Figura 4.1.

La fuente estudiada en este trabajo, IRAS 10361-5830, se encuentra indicada con el número 9 tanto en la Figura 4.1 como en la Tabla 4.1.

Los candidatos a objetos estelares jóvenes masivos (MYSOs) pueden ser identificados a partir del catálogo de fuentes puntuales **MSX** siguiendo el criterio de Lumsden et al. (2002), quienes encontraron que los MYSOs poseen cocientes de flujos infrarrojos $\frac{F_{21}}{F_8} > 2$ y $\frac{F_{14}}{F_{12}} > 1$, donde F_8 , F_{12} , F_{14} y F_{21} son los flujos a 8.3, 12, 14 y 21 μm respectivamente. Para regiones HII compactas, los cocientes esperados son $\frac{F_{21}}{F_8} > 2$ y $\frac{F_{14}}{F_{12}} < 1$. Seis de las catorce fuentes

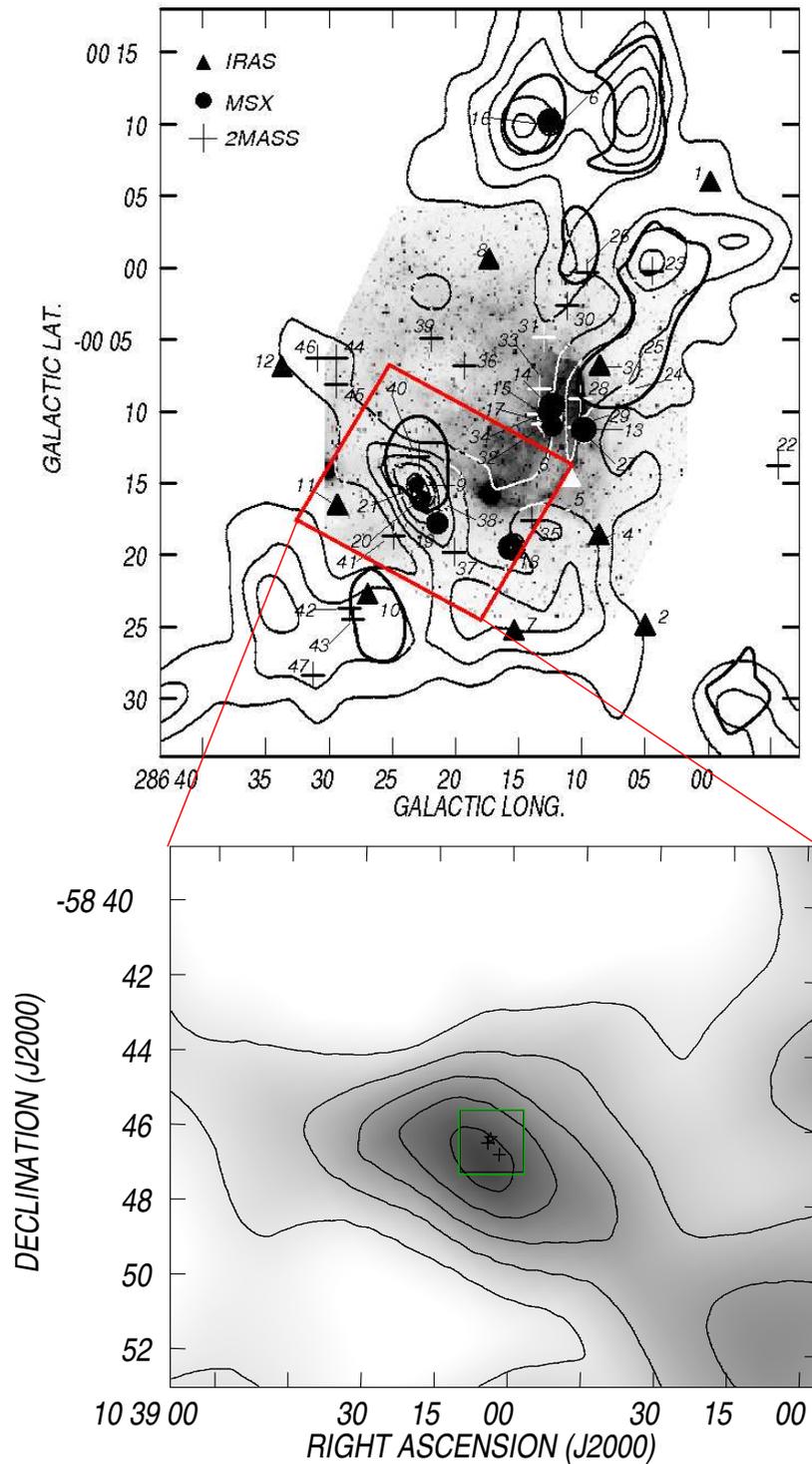


Figura 4.1: *Arriba*: Se muestran los candidatos a YSOs y MYSOs de los catálogos IRAS (triángulos), MSX (puntos) y 2MASS (cruces) superpuestos a la imagen de SuperCOSMOS de Gum 31 y a los contornos de $^{12}\text{CO}(1-0)$ (contornos finos, correspondientes a los valores 20.2, 40.5, 60.7, 81.0 y 101.2 K) y $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ (contornos gruesos, ver Yamaguchi et al. 1999). Los datos de $^{12}\text{CO}(1-0)$ y $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ fueron obtenidos con el telescopio NANTEN con una resolución angular de 2.7 minutos de arco. Imagen tomada de Cappa et al. (2008). El rectángulo rojo muestra la región ampliada en el panel inferior. *Abajo*: Ampliación de parte de la imagen superior en coordenadas (α, δ) . El cuadrado verde muestra la región observada con APEX. Se indica con una estrella la posición de la fuente IRAS 10361-5830, y con cruces las posiciones de las fuentes MSX que se encuentran en la región observada.

Tabla 4.1: Candidatos a YSOs de los catálogos IRAS, MSX y 2MASS. La fuente IRAS número 9 es la 10361-5830. Las fuentes MSX indicadas en negrita son las que se encuentran en la región observada.

#	l [°]	b [°]	Fuente <i>IRAS</i>	Flujos [Jy]				L_{IRAS} [$10^3 L_{\odot}$]
				$12\mu\text{m}$	$25\mu\text{m}$	$60\mu\text{m}$	$100\mu\text{m}$	
1	285°59'82	+0°05'82	10349-5801	1.6	2.5	27.9	104	1.5
2	286°04'98	-0°25'08	10335-5830	0.8	3.5	22.8	111	1.5
3	286°08'58	-0°06'96	10351-5816	6.3	6.8	315	1480	18
4	286°08'64	-0°18'78	10343-5826	5.5	4.3	103	340	5
5	286°10'92	-0°14'7	10349-5824	5.9	9.0	163	1660	18
6	286°12'18	+0°10'20	10365-5803	7.2	86	1170	2780	43
7	286°15'12	-0°25'44	10346-5835	1.1	3.3	11.7	1430	14
8	286°17'34	+0°00'42	10365-5814	2.3	1.7	85	246	4
9	286°22'5	-0°15'3	10361-5830	12.4	38.4	626	2160	30
10	286°26'94	-0°22'92	10361-5839	2.8	5.4	51.6	307	4
11	286°29'34	-0°16'68	10368-5835	2.1	2.3	84	271	4
12	286°33'72	-0°07'08	10379-5828	1.0	2.0	13.8	540	5
#	l [°]	b [°]	Fuente <i>MSX</i>	Flujos [Jy]				Class.
				$8\mu\text{m}$	$12\mu\text{m}$	$14\mu\text{m}$	$21\mu\text{m}$	
13	286°09'78	-0°11'28	G286.1626-00.1877	0.7311	1.298	1.256	2.806	CHII
14	286°12'36	-0°09'66	G286.2056-00.1611	0.1585	0.9313	2.151	6.904	MYSO
15	286°12'48	-0°10'32	G286.2077-00.1720	0.0870	0.9481	1.764	2.9	MYSO
16	286°12'54	+0°10'14	G286.2086+00.1694	1.353	2.882	7.182	40.57	MYSO
17	286°12'6	-0°10'68	G286.2096-00.1775	0.2202	0.9538	1.368	7.206	MYSO
18	286°15'42	-0°19'44	G286.2566-00.3236	2.04	2.151	1.34	4.328	CHII
19	286°21'48	-0°17'58	G286.3579-00.2933	0.7126	1.815	2.677	6.065	MYSO
20	286°22'5	-0°15'78	G286.3747-00.2630	3.591	4.756	2.409	7.577	CHII
21	286°22'62	-0°15'36	G286.3773-00.2563	1.628	2.918	3.855	12.1	MYSO
#	l [°]	b [°]	Fuente <i>2MASS</i>	J [mag]	H [mag]	K_s [mag]	$(J - H)$	$(H - K)$
22	285°54'42	-0°13'74	10350210-5831039	10.584	10.631	10.564	-0.047	0.067
23	286°04'44	-0°00'24	10365972-5824186	12.042	10.51	9.284	1.532	1.226
24	286°06'36	-0°08'64	10364112-5832326	11.367	11.385	11.28	-0.018	0.105
25	286°06'54	-0°08'40	10364296-5832267	10.465	10.513	10.439	-0.048	0.074
26	286°09'60	-0°00'30	10373406-5826540	12.487	11.454	10.513	1.033	0.941
27	286°09'78	-0°11'22	10365396-5836293	12.242	10.99	10.103	1.252	0.887
28	286°10'08	-0°09'12	10370395-5834489	10.772	9.712	8.685	1.06	1.027
29	286°10'20	-0°11'10	10365749-5836366	13.99	12.815	11.984	1.175	0.831
30	286°11'16	-0°02'64	10373574-5829405	15.318	13.343	11.614	1.975	1.729
31	286°12'96	-0°04'86	10373956-5832311	10.926	10.752	10.554	0.174	0.198
32	286°13'02	-0°10'86	10371717-5837460	11.793	11.773	11.665	0.02	0.108
33	286°13'32	-0°08'46	10372824-5835492	12.191	11.301	10.448	0.89	0.853
34	286°13'38	-0°10'20	10372226-5837229	7.563	7.588	7.479	-0.025	0.109
35	286°13'92	-0°17'87	10365763-5844052	12.22	11.882	11.51	0.338	0.372
36	286°19'26	-0°06'84	10381421-5837192	12.635	11.886	11.349	0.749	0.537
37	286°20'10	-0°19'80	10373105-5849026	15.155	12.8	11.127	2.355	1.673
38	286°21'06	-0°16'86	10375219-5847133	12.271	11.363	10.675	0.908	0.688
39	286°21'90	-0°04'92	10383875-5836566	12.116	11.636	11.187	0.48	0.449
40	286°22'92	-0°13'20	10381461-5844416	12.367	11.815	11.398	0.552	0.417
41	286°24'92	-0°18'66	10380736-5850240	12.477	11.538	10.78	0.939	0.758
42	286°28'11	-0°24'50	10380702-5857039	12.724	11.599	10.726	1.125	0.873
43	286°28'44	-0°23'71	10381226-5856318	13.348	12.274	11.355	1.074	0.919
44	286°29'46	-0°06'30	10392451-5841486	13.836	12.561	11.619	1.275	0.942
45	286°29'46	-0°08'10	10391799-5843257	13.195	12.322	11.624	0.873	0.698
46	286°30'90	-0°06'30	10393410-5842321	11.701	10.423	9.334	1.278	1.089
47	286°31'27	-0°28'40	10381363-5902003	13.368	12.557	11.982	0.811	0.575

Fuentes que se encuentran dentro del campo observado en esta tesis en coordenadas (α, δ) (J2000):			
#	Fuente	α	δ
9	IRAS 10361-5830	$10^h 38^m 04.0^s$	$-58^\circ 46' 17.8''$
20	MSX G286.3747-00.2630	$10^h 38^m 02.18^s$	$-58^\circ 46' 43.1''$
21	MSX G286.3773-00.2563	$10^h 38^m 04.56^s$	$-58^\circ 46' 24.8''$

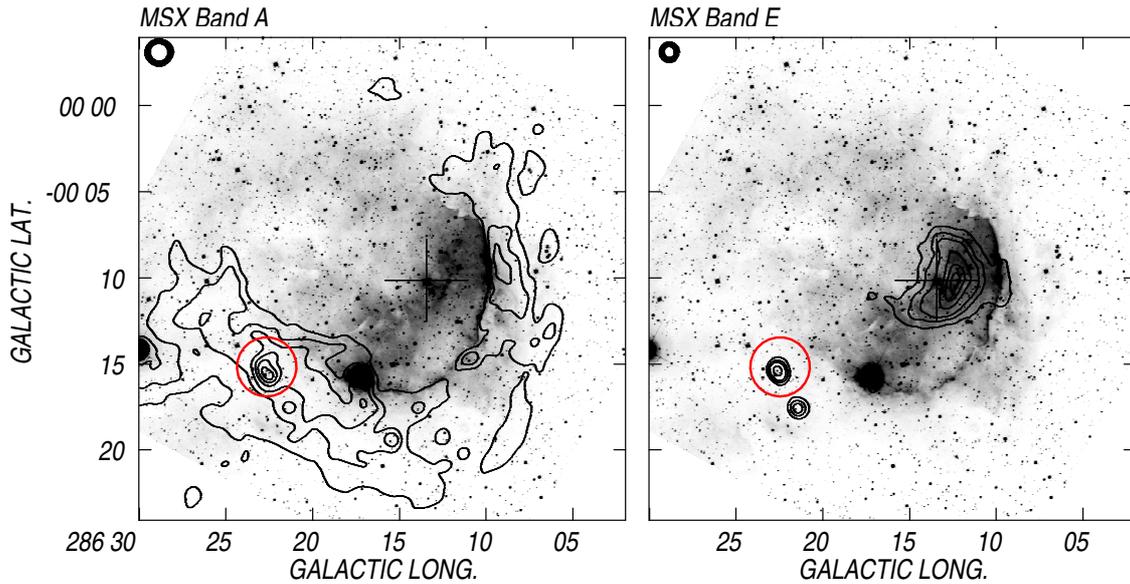


Figura 4.2: Superposición de las imágenes IR de MSX (contornos) en las bandas A ($8.28 \mu\text{m}$) y E ($21.34 \mu\text{m}$) con la imagen de SuperCOSMOS de Gum 31 (en escala de grises). Los contornos corresponden a 25, 39, 57, 85, 114 y $140 \text{ MJy ster}^{-1}$ para la banda A y 36, 46, 57, 85, 114 y $140 \text{ MJy ster}^{-1}$ para la banda E. Se indica con un círculo rojo la fuente extendida detectada por MSX sobre la que se encuentra proyectada la fuente IRAS 10361-5830. Imagen tomada de Cappa et al. (2008).

proyectadas sobre la envoltura molecular de Gum 31 fueron clasificadas como MYSOs y tres como regiones HII compactas. Estas nueve fuentes se encuentran listadas en la Tabla 4.1 e indicadas por círculos en la Figura 4.1.

El catálogo de fuentes puntuales **2MASS** provee detecciones en tres bandas del IR cercano: J, H y K_S , a $1.25 \mu\text{m}$, $1.65 \mu\text{m}$ y $2.17 \mu\text{m}$, respectivamente. Los autores consideraron fuentes con $K_S < 12$. Este criterio corresponde a estrellas con tipos espectrales más tempranos que B3 a una distancia de 3 kpc. Las fuentes con $q < -0.15$, donde $q = (J - H) - 1.83 \times (H - K_S)$, fueron clasificadas como objetos con exceso IR, candidatos a YSOs. Luego de aplicar este criterio quedaron 26 fuentes (de las 300 proyectadas sobre Gum 31), que son las que aparecen en la Tabla 4.1. La posición de estas fuentes es indicada en la Figura 4.1 mediante cruces.

IRAS 10361-5830 (#9 en la tabla), las fuentes MSX #19, #20 y #21 y las fuentes 2MASS #38 y #40, se encuentran proyectadas sobre un grupo molecular detectado en ^{12}CO (Cappa et al. 2008) y C^{18}O (Yonekura et al. 2005) utilizando datos de NANTEN, que se distingue fácilmente en la Figura 4.1. La presencia de estas fuentes indica que podrían estar desarrollándose procesos de formación estelar en este grupo molecular.

Las fuentes MSX #20 y #21 coinciden con una radio fuente extendida en 843 MHz (ver Figura 4.3) y con una fuente brillante en las bandas A y E de MSX (ver Figura 4.2) mostrando que, dentro del grupo molecular, podría encontrarse una región HII compacta, dado que la emisión en la banda E de MSX incluye líneas de emisión de gas ionizado (Romero 2006).

La detección de emisión en continuo de radio es compatible con la clasificación de región HII compacta de la fuente #20. El hecho de que tanto en las bandas A y E se detecte emisión

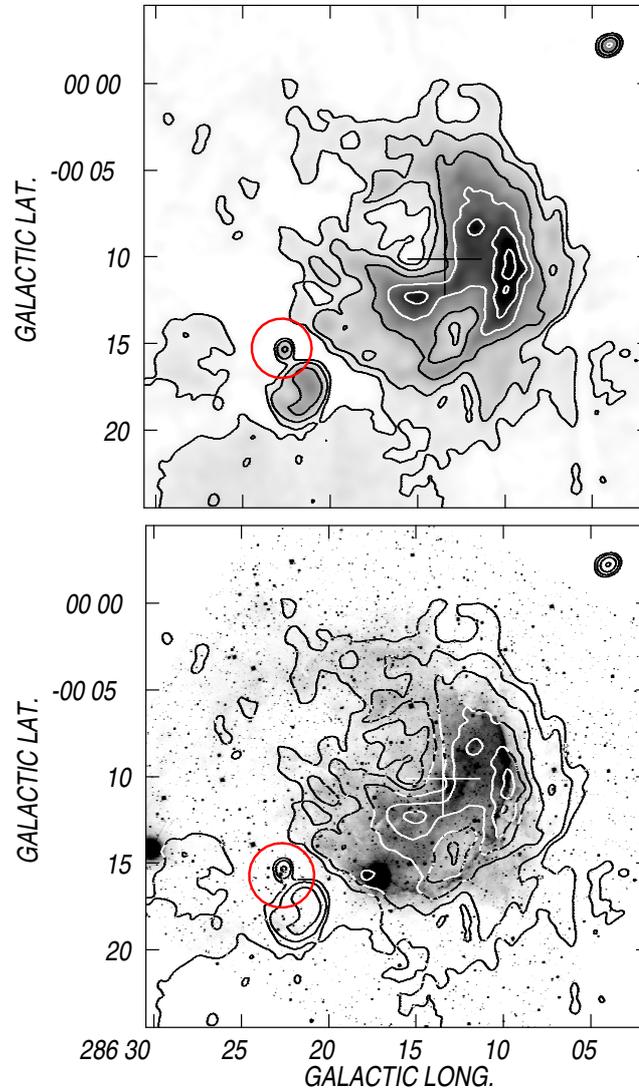


Figura 4.3: *Arriba*: Imagen en continuo de radio a 843 MHz de Gum 31. La escala de grises abarca desde -5 hasta $180 \text{ mJy beam}^{-1}$. Los contornos corresponden a 5 (5σ), 20 , 50 , 100 , 150 y $200 \text{ mJy beam}^{-1}$. La cruz indica la posición de HD92206, la estrella más temprana del cúmulo estelar NGC 3324. *Abajo*: Superposición de la imagen a 843 MHz (contornos) con la imagen de SuperCOSMOS de Gum 31 (escala de grises). Se indica con un círculo rojo la fuente de continuo sobre la que se encuentra proyectada la fuente IRAS 10361-5830. Imagen tomada de Cappa et al. (2008).

IR sugiere la contribución de polvo interestelar tibio y gas ionizado.

Debido a la diferencia en resolución angular entre MSX (18.3") y IRAS (0.5' - 2'), y al hecho de que las fuentes MSX están proyectadas dentro del haz del satélite IRAS, se puede inferir que la fuente IRAS es la contraparte de las fuentes MSX #20 y #21 en baja resolución angular, en el infrarrojo lejano. Las coordenadas de las fuentes #9, #20 y #21 en el sistema ecuatorial se incluyen en la parte inferior de la Tabla 4.1.

4.2. Análisis de los espectros

El análisis de los espectros observados se realizó con el software CLASS. En las Figuras 4.4, 4.5 y 4.6 se pueden ver los espectros obtenidos en cada una de las posiciones dentro de la zona observada. El centro de cada mapa coincide con la posición de la fuente IRAS. La separación entre dichas observaciones es de 10". Las coordenadas relativas en estos paneles, están expresadas en segundos de arco, referidas a la posición de la fuente IRAS, centrada en $(\alpha, \delta)(J2000) = (10^h 38^m 0.4^s, -58^\circ 46' 17''.8)$. Cada espectro muestra T_{mb} en las ordenadas y la velocidad referida al Sistema Local en Reposo (LSR, sigla en inglés Local Standard of Rest) en las abscisas. Se detectaron líneas intensas de monóxido de carbono. El intervalo de velocidades mostrado en cada espectro va de -30 a -15 km/s.

No se observa gran diferencia de intensidades entre los distintos perfiles de la línea de ^{12}CO que son muy intensas en todo el campo analizado (Figura 4.4), y en determinadas regiones la componente principal (a $v \sim -22.5$ km/s) aparece acompañada por una componente débil ubicada a velocidades más negativas.

Los perfiles de ^{13}CO (Figura 4.5) muestran claramente una disminución de la intensidad hacia la zona central del campo. Estos perfiles muestran, además, más de una componente. La emisión más intensa se encuentra en $\Delta\alpha = (-20'', -45'')$ sobre todo el rango $\Delta\delta$, y entre $45''$ y $0''$ en $\Delta\alpha$ y $10''$ y $45''$ en $\Delta\delta$.

Algo similar ocurre con los espectros de $C^{18}O(3-2)$ (Figura 4.6) donde se advierte emisión entre $-45''$ y $-20''$ en $\Delta\alpha$ y entre $-45''$ y $-10''$ en $\Delta\delta$. En la posición de la fuente no se detecta emisión por encima de 3σ .

Analizando las Figuras 4.4, 4.5 y 4.6 se obtiene el primer indicio de que lo que se observa no es un grumo sino una cáscara molecular.

A la derecha de las Figuras 4.2 y 4.2 se muestran los perfiles de las líneas de ^{12}CO , ^{13}CO y $C^{18}O$ obtenidos como promedio de los espectros en la región delimitada por $\delta = (-58^\circ 45' 45'', -58^\circ 47')$ y $\alpha = (10^h 38^m 09^s, 10^h 37^m 57^s)$. Se incluye el análisis en componentes gaussianas (realizado con CLASS usando el comando **lines**), ajustando con una y dos componentes, cuyos parámetros se resumen en la Tabla 4.2. En esta tabla se indican, para cada línea molecular, el número de gaussianas ajustadas, la emisión integrada I (que se define como $I = \int_{v_1}^{v_2} T_{mb}(v) dv$), la velocidad correspondiente a la temperatura pico de la gaussiana ajustada, el ancho a potencia mitad y la temperatura pico. En la parte superior de la tabla se encuentran los parámetros de ajuste con dos gaussianas y en la parte inferior los parámetros del ajuste con una gaussiana. Entre paréntesis se indican los errores para cada uno de los valores obtenidos del ajuste de gaussianas con CLASS. A la izquierda de las Figuras 4.2 y 4.2 se incluyen los espectros residuales, resultantes de restar las gaussianas ajustadas del perfil promedio.

Claramente el ajuste con dos componentes gaussianas representa el espectro mucho mejor que con una sola componente, indicando que hay al menos dos componentes del gas a diferentes velocidades.

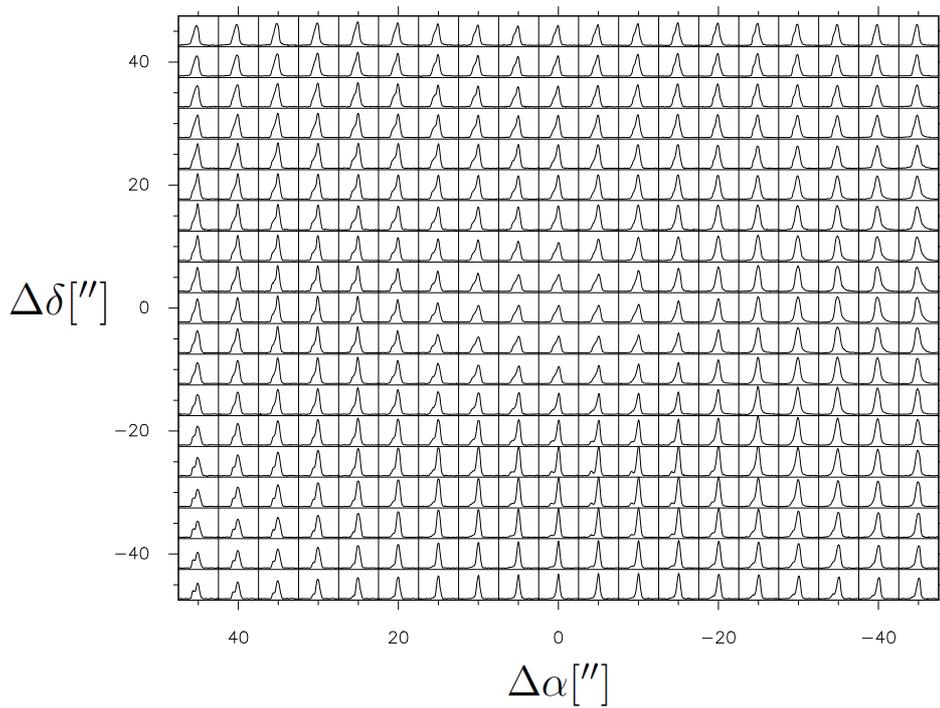


Figura 4.4: Espectros observados de ^{12}CO . Cada perfil tiene la velocidad referida al LSR entre -30 y -15 km/s en las abscisas, y temperatura de brillo del haz principal en las ordenadas expresada en K. La escala de temperatura va desde -5 hasta 40 K.

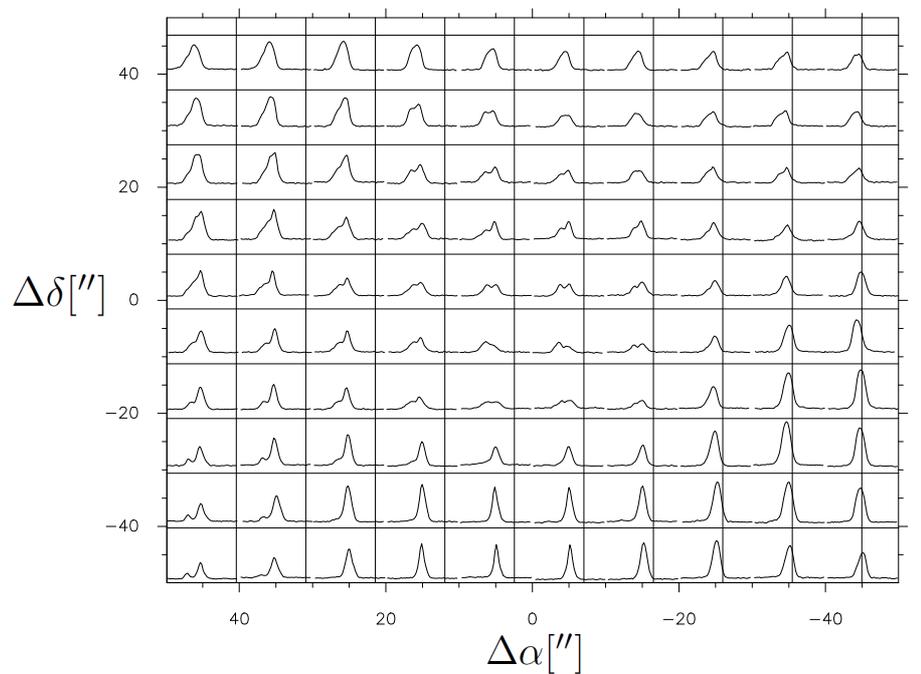


Figura 4.5: Idem figura 4.4 para ^{13}CO . La escala de temperatura va desde -5 hasta 25 K.

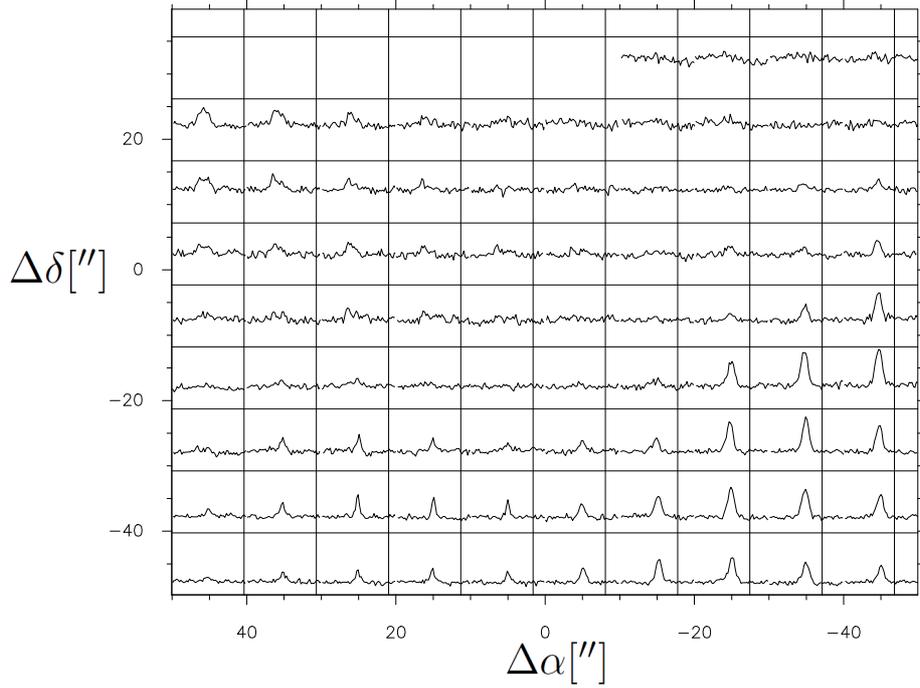


Figura 4.6: Idem figura 4.4 para $C^{18}O$. La escala de temperatura va desde -5 hasta 10 K.

De los perfiles se puede estimar el ancho total en velocidad de cada una de las líneas (para esto se usó el ancho total al nivel de 3σ y no el ancho ajustado por gaussianas): para el ^{12}CO es de 10 km/s, para el ^{13}CO de 7 km/s y finalmente para el $C^{18}O$ es aún menor, de 5 km/s. La emisión se encuentra concentrada entre -28 y -18 km/s.

De las líneas de $CS(7-6)$ y $HCO^+(4-3)$ se ha obtenido un espectro con un tiempo total de integración de 5 y 10 minutos, respectivamente. Por lo tanto la reducción de dichas líneas consistió solamente en el ajuste de la línea de base y en el promediado de los espectros obtenidos para cada una de las líneas a fin de disminuir el ruido.

No se ha detectado emisión de CS pero sí de HCO^+ , espectro al que se le ha ajustado una gaussiana. La velocidad del máximo de la gaussiana es -22.6 km/s. En la Figura 4.9 se muestran ambas líneas y el ajuste realizado a una de ellas.

4.3. Análisis de los cubos de datos

4.3.1. Promediado de imágenes

El análisis de los cubos de datos se realizó con el programa AIPS (Astronomical Image Processing System), que permite visualizar los cubos armados con CLASS.

Un cubo de datos es una 'imagen' en tres dimensiones, que permite conocer la distribución de la emisión en un cierto volumen. En este caso los cubos poseen dos ejes que corresponden a las coordenadas (α, δ) y uno que corresponde a la velocidad (o frecuencia). Al ser la velocidad un indicador de distancia según el modelo de rotación circular galáctica, este tercer eje también da información sobre la distribución espacial de la emisión en la línea de la visual.

Se quiere obtener una imagen de la distribución del gas molecular en un cierto rango

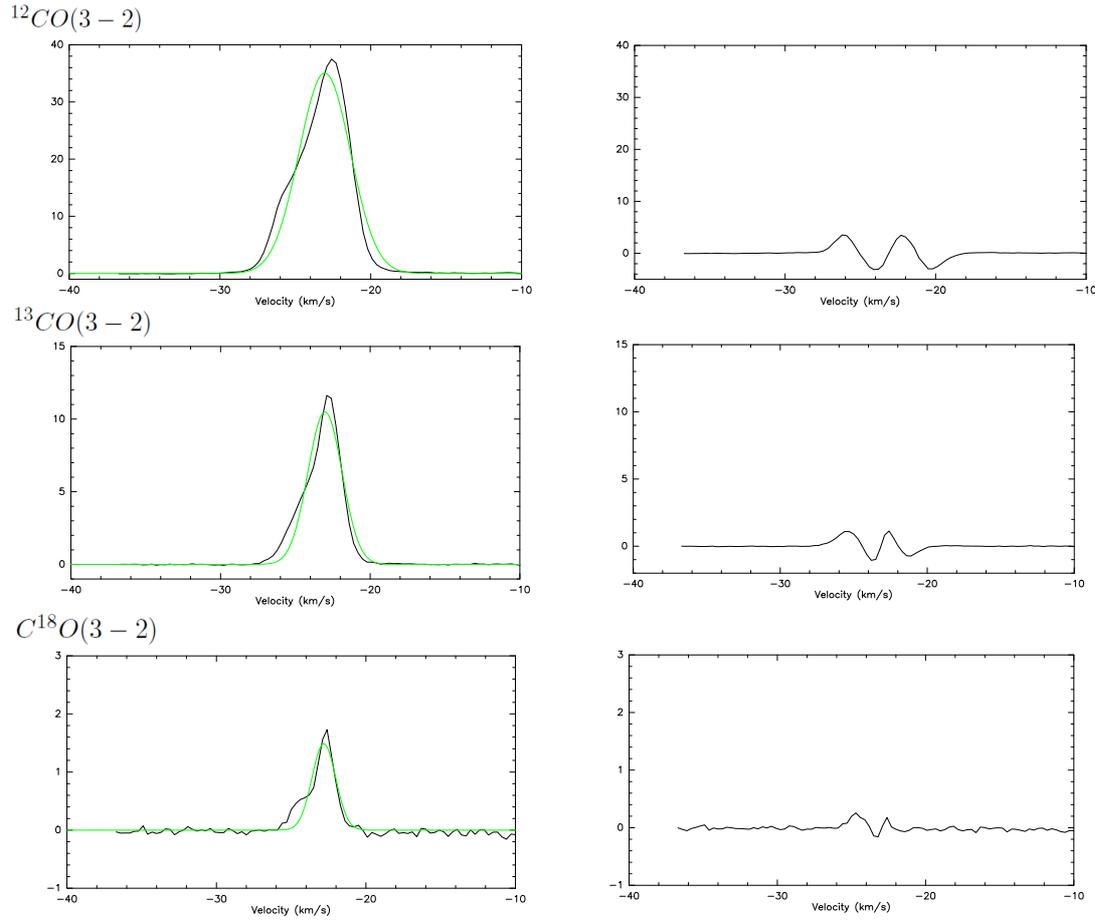


Figura 4.7: Espectros promediados de ^{12}CO (panel superior), ^{13}CO (panel central) y C^{18}O (panel inferior). El promedio fue realizado sobre la región delimitada por $\delta = (-58^{\circ}45'45'' , -58^{\circ}47')$ y $\alpha = (10^{\circ}38'09'' , 10^{\circ}37'57'')$. A la izquierda se observan con línea verde los ajustes con una sola gaussiana. A la derecha se muestran los perfiles residuales resultantes de restar las gaussianas ajustadas al perfil promedio. Las intensidades se expresan en T_{mb} .

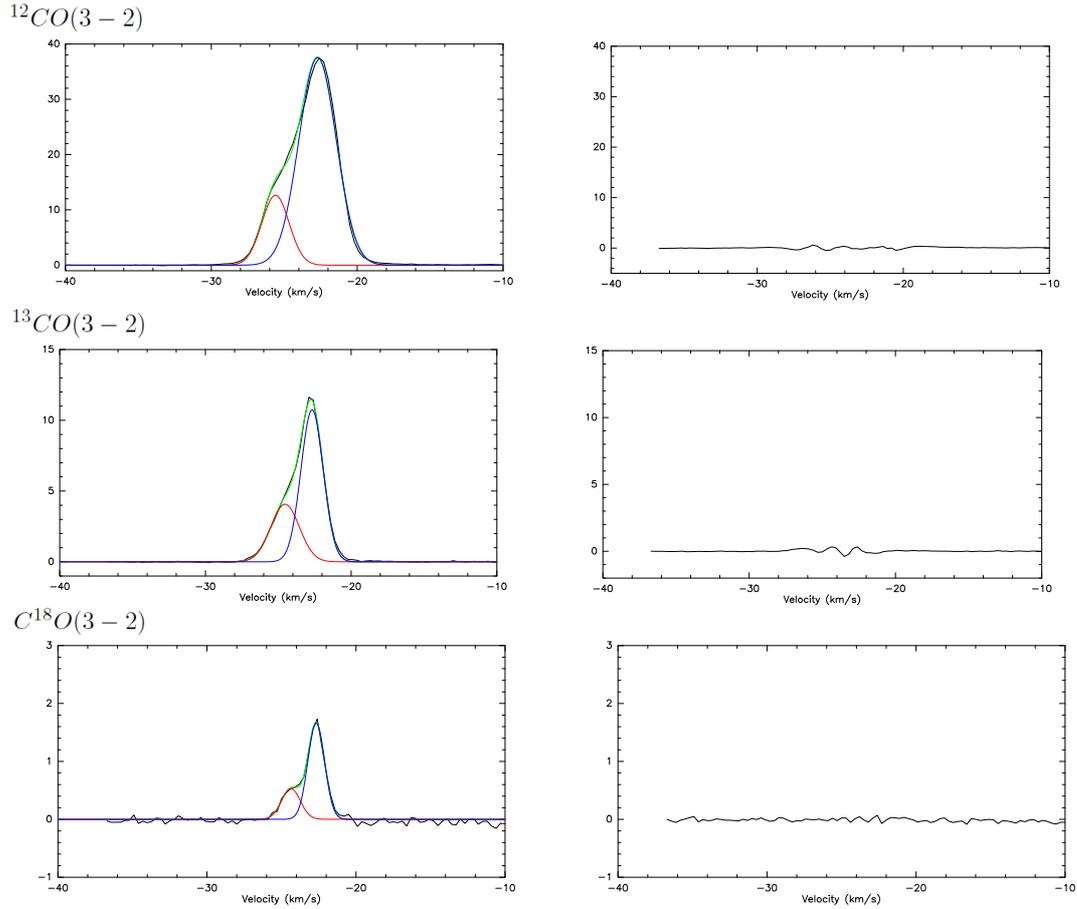


Figura 4.8: Espectros promediados de ^{12}CO (panel superior), ^{13}CO (panel central) y C^{18}O (panel inferior). El promedio fue realizado sobre la región delimitada por $\delta = (-58^{\circ}45'45'' , -58^{\circ}47')$ y $\alpha = (10^{\circ}38'09'' , 10^{\circ}37'57'')$. A la izquierda se muestran con líneas roja y azul los ajustes de dos componentes gaussianas y con línea verde la suma de las anteriores que ajusta el perfil promedio observado. A la derecha se muestran los perfiles residuales resultantes de restar las gaussianas ajustadas al perfil promedio. Las intensidades se expresan en T_{mb} .

Tabla 4.2: Parámetros de los perfiles promedio ajustados por gaussianas. Los perfiles y sus ajustes se pueden ver en las Figuras , y 4.9.

Línea	#	I [K km/s]	v_0 [km/s]	Δv [km/s]	T_{mb} [K]
$^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$	1	29.5 (0.17)	-25.60 (0.01)	2.20 (0.01)	12.63
$^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$	2	120.6 (0.22)	-22.71 (0.01)	3.02 (0.01)	37.54
$^{13}\text{CO}(J = 3 - 2)$	1	9.9 (0.08)	-24.53 (0.01)	2.31 (0.02)	4.07
$^{13}\text{CO}(J = 3 - 2)$	2	20.6 (0.06)	-22.68 (0.01)	1.89 (0.01)	10.73
$\text{C}^{18}\text{O}(J = 3 - 2)$	1	0.84 (0.10)	-24.37 (0.09)	1.48 (0.18)	0.53
$\text{C}^{18}\text{O}(J = 3 - 2)$	2	2.34 (0.01)	-22.67 (0.03)	1.32 (0.06)	1.66
$^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$	1	150.02 (0.14)	-23.05 (0.01)	4.02 (0.01)	35.06
$^{13}\text{CO}(J = 3 - 2)$	1	29.98 (0.04)	-23.02 (0.01)	2.68 (0.01)	10.50
$\text{C}^{18}\text{O}(J = 3 - 2)$	1	2.96 (0.07)	-22.82 (0.02)	1.87 (0.07)	1.49
$\text{HCO}^+(J = 4 - 3)$	1	0.30 (0.03)	-22.62 (0.08)	1.85 (0.24)	0.15

#: número de la gaussiana ajustada para cada perfil.

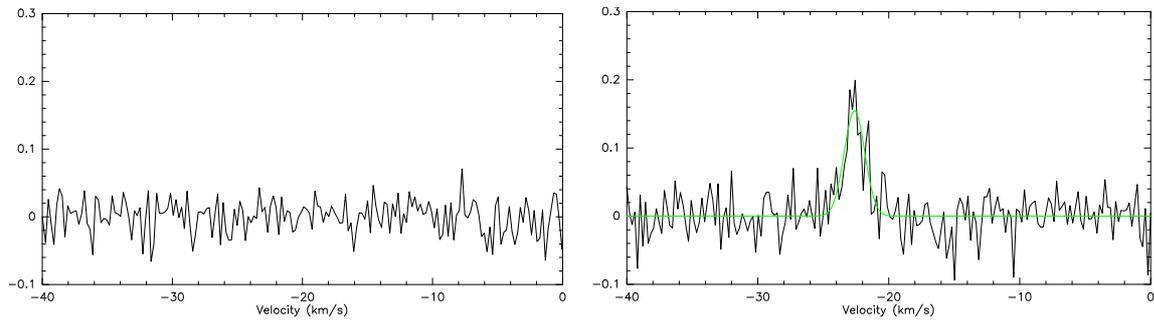


Figura 4.9: Espectros de CS (panel izquierdo) y HCO^+ (panel derecho) con su ajuste. En las ordenadas se ha graficado T_{mb} y en las abscisas la velocidad referida al LSR.

Línea	σ [K]	(v_1, v_2) [km/s]	σ_{prom} [K]	N	ΔV [km/s]
^{12}CO (J=3→2)	0.40	(-28, -18.7)	0.07	31	9.3
^{13}CO (J=3→2)	0.20	(-27.1, -20.8)	0.04	21	6.3
C^{18}O (J=3→2)	0.65	(-25, -21.1)	0.18	13	3.9

Tabla 4.3: Para cada una de las líneas se indica el ruido, el rango de velocidades en que se realizó el promediado, el ruido del promedio, el número de canales promediados, y el ancho en velocidad.

de velocidades, que incluya la emisión detectada, para determinar la distribución espacial del gas molecular en la región de interés. Esto permitirá caracterizar los rasgos generales de la distribución de la emisión. Como resultado de este análisis se obtuvieron imágenes de la distribución del gas integrando en el rango de velocidades en el que se detecta señal en cada una de las líneas de monóxido de carbono.

Si se tiene un cierto número N de muestras independientes, sujetas a errores al azar, y se promedian, el ruido del promedio será menor que el de cada una de las muestras, y estará dado por:

$$\sigma_{prom} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (4.2)$$

En este caso, las muestras independientes son las imágenes a distintas velocidades en el cubo de datos, con resolución en velocidad de 0.3 km/s, y N es el número de canales promediados.

Con AIPS se obtuvo un perfil promedio en el área en que se detecta emisión (con el verbo **ispec**), que permitió identificar el rango de velocidades donde la emisión es $> 3\sigma$, y por lo tanto determinar el valor de N para cada línea.

Para el ^{12}CO se consideró la emisión entre -28 y -18.7 km/s, mientras que para el ^{13}CO y el C^{18}O se tomó en cuenta el intervalo (-27.1, -20.8) km/s y (-25, -21.1) km/s, respectivamente. Como resultado de este promedio, cada imagen tiene una incerteza σ_{prom} .

Con la tarea **sumim** de AIPS se obtuvieron los mapas promedio de la región observada para cada una de las líneas.

En la Tabla 4.3 se lista para cada una de las líneas el ruido σ , el rango de velocidades en que se realizó el promediado (v_1, v_2) , el ruido del promedio σ_{prom} , el número de canales promediados N , y el ancho en velocidad ΔV .

Los mapas de temperatura de brillo promedio de cada una de las líneas se muestran en la Figura 4.10 en escala de colores. La fuente IRAS 10361-5830 se ha indicado con un círculo lleno mientras que las fuentes MSX #20 y #21 de la Tabla 4.1 se indican con estrellas. En la parte inferior izquierda del mapa promedio de ^{12}CO se ha incluido un círculo, cuyo tamaño indica la resolución angular del instrumento utilizado para realizar las observaciones a la frecuencia de cada línea. Además se muestra en este mapa una elipse que indica el error en la posición catalogada de la fuente IRAS.

Se analizará a continuación cada mapa independientemente.

Mapa promedio de ^{12}CO

El mapa de ^{12}CO ha sido obtenido promediando la emisión en el rango de velocidades entre -28 y -18.7 km/s y se muestra en el panel superior de la Figura 4.10. En éste se observa una zona de baja intensidad (14 K) centrada cerca de la posición de la fuente IRAS. El máximo de emisión se encuentra en las coordenadas $(\alpha, \delta)(\text{J2000}) = (10^{\text{h}}37^{\text{m}}59^{\text{s}}, -58^{\circ}46'25'')$

y alcanza unos 24 K. Además de este máximo se observan en la estructura algunas zonas de mayor intensidad situadas en $(\alpha, \delta)(J2000) = (10^h 37^m 8^s, -58^\circ 45' 55'')$ y $(\alpha, \delta)(J2000) = (10^h 37^m 07^s, -58^\circ 46' 40'')$ ambas con intensidades de alrededor de 20 K.

La zona de menor emisión se encuentra a lo largo de la parte inferior del mapa y alcanza temperaturas de entre 12 y 15 K. En este mapa toda la emisión está por encima del ruido ($3\sigma_{prom} = 0.21$ K). Vemos que la emisión está concentrada en toda la región por encima de 180σ indicando una excelente relación S/N ($S/N > 180$).

La imagen muestra una región de emisión molecular intensa con forma de cáscara con la fuente IRAS proyectada casi en el centro. La velocidad media de la cáscara es de ~ -22.6 km/s. La cáscara rodea completamente una región de menor emisión.

Es importante mencionar que el rango de velocidad en el que se encuentra la emisión de ^{12}CO coincide con la velocidad del gas molecular asociado a Gum 31 (Cappa et al., 2008). La coincidencia espacial y en velocidad entre la cáscara molecular y la envoltura molecular que rodea a Gum 31 indica que la cáscara molecular está asociada a la Gum 31. Por otro lado, la coincidencia espacial entre el mínimo detectado en ^{12}CO y la fuente IRAS, sugeriría una asociación entre la fuente infrarroja y la cáscara molecular.

Mapa promedio de ^{13}CO

El mapa de ^{13}CO (Figura 4.10, panel central) muestra un máximo que coincide aproximadamente con la posición del máximo del mapa de ^{12}CO , pero que alcanza una intensidad bastante menor, de 10 K, centrado en la posición $(\alpha, \delta)(J2000) = (10^h 37^m 59^s, -58^\circ 46' 45'')$. Los otros dos máximos encontrados en ^{12}CO también se observan en posiciones similares: $(\alpha, \delta)(J2000) = (10^h 38^m 07^s, -58^\circ 46' 50'')$ y $(\alpha, \delta)(J2000) = (10^h 38^m 09^s, -58^\circ 45' 50'')$ con intensidades entre 7 y 9 K respectivamente.

Al igual que en el mapa de ^{12}CO , se encuentra un mínimo en la posición cercana a la fuente IRAS, centrado en $(\alpha, \delta)(J2000) = (10^h 38^m 02^s, -58^\circ 46' 35'')$. Toda la emisión se encuentra por encima de $3\sigma_{prom} = 0.12$ K.

La relación S/N es excelente ($S/N > 70$). La estructura de cáscara visible en la imagen en ^{12}CO también se observa en ^{13}CO , aunque en este caso está abierta hacia el noroeste de la imagen.

La existencia de las dos componentes con velocidades diferentes que se detectan en ^{12}CO y ^{13}CO , en la región de baja emisión en la parte central, junto con la presencia de una única componente en la envoltura circundante (Ver sección 4.2) podría corresponder a una distribución del material compatible con una cáscara molecular en expansión.

Mapa promedio de $C^{18}O$

Finalmente en el mapa de $C^{18}O$ (panel inferior) se observa emisión de menor intensidad que en los mapas anteriores, alcanzando un máximo de $2.5K$, casi coincidente con los máximos de emisión de ^{12}CO y ^{13}CO . También se observa emisión, aunque mucho más débil, en otras zonas que coinciden con los máximos de las figuras anteriores. La emisión del resto de la imagen será considerada ruido ya que está por debajo de $3\sigma_{prom} = 0.54K$. En este caso la relación $S/N = 14$ en el máximo.

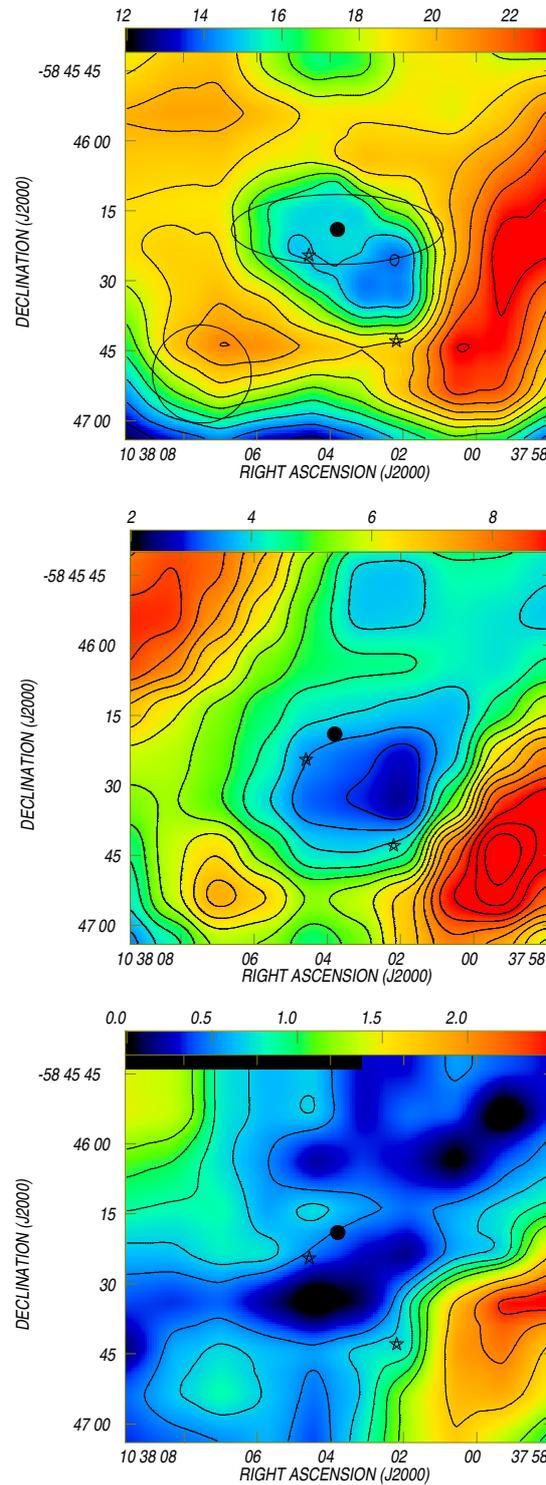


Figura 4.10: Temperaturas de brillo promedio para ^{12}CO , ^{13}CO y C^{18}O . Los rangos de velocidad en los que se realizó el promedio son: entre -28 y -18.7 km/s para el ^{12}CO , entre -27.1 y -20.8 km/s para el ^{13}CO y entre -25 y -21.1 km/s para el C^{18}O . Contornos de ^{12}CO : 14 K (200σ), 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23 y 24 K. Contornos de ^{13}CO : 3 K (75σ), 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 8.5, 9, 9.5, 10 K. Contornos de C^{18}O : 0.51 K (3σ) 0.68, 0.85, 1.02, 1.19, 1.7, 2.04, 2.38 K. Se indica con un círculo lleno la posición de la fuente IRAS y con estrellas las posiciones de las fuentes MSX asociadas.

4.4. Análisis de momentos

4.4.1. Momentos de una variable aleatoria

Dada una variable aleatoria continua x con función de probabilidad $f(x)$ podemos definir una función de x que sea igual a la variable elevada a un exponente entero no negativo k

$$g(x) = x^k \quad (4.3)$$

El valor esperado de $g(x)$ es el k -ésimo momento de la variable x respecto a su origen

$$\mu_k = E[x^k] = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)x^k dx$$

El momento de orden 0, μ_0 , representa el área debajo de la curva $f(x)$.

El momento de orden 1, μ_1 , representa la media o valor esperado de la variable x y es un indicador de la posición de la distribución.

El momento de orden 2, μ_2 , representa la varianza y es un indicador de la dispersión.

4.4.2. Cálculo de momentos con AIPS

Para calcular los diferentes momentos, se consideró la emisión como si fuera una función gaussiana. De esta forma el mapa correspondiente al momento de orden 0 es la intensidad integrada de la línea espectral

$$I = \int_{v_1}^{v_2} T_{mb}(v) dv$$

donde los límites de integración, v_1 y v_2 , son las velocidades mínima y máxima del intervalo de velocidades donde se detecta la señal.

El momento de orden 1 corresponde a la posición en el eje de velocidades del máximo de emisión (en este caso la velocidad media). Esto permite saber si la emisión más intensa se acerca (velocidades más negativas) o se aleja (velocidades más positivas) respecto a una velocidad que se toma como sistémica. La expresión para este momento es

$$v_0 = \int_{v_1}^{v_2} T_{mb}(v)(v - v_0) dv$$

El momento de orden 2 corresponde al ancho de la emisión (dispersión de la gaussiana) e indica si la emisión se halla concentrada en una velocidad o si la distribución abarca un rango mayor de velocidades.

$$\sigma = \int_{v_1}^{v_2} T_{mb}(v)(v - v_0)^2 dv$$

Los tres paneles de las figuras 4.11, 4.12 y 4.13 muestran los momentos de orden 0 (arriba), orden 1 (centro) y orden 2 (abajo) de ^{12}CO , ^{13}CO y C^{18}O respectivamente. Estas imágenes se han obtenido con AIPS aplicando la tarea **momnt**, y considerando los mismos rangos en velocidad radial que se utilizaron para obtener los mapas promedio.

Como los mapas correspondientes a los momentos de orden 0 representan la intensidad integrada de una línea espectral, estos mapas deberían coincidir aproximadamente con los mapas de temperatura de brillo promedio ya analizados, excepto por una constante. Esto

se corrobora comparando la Figura 4.10 con los paneles superiores de las Figuras 4.11, 4.12 y 4.13.

Ya se dijo que el momento de orden 1 permite determinar la velocidad de la emisión más intensa, y puede ayudar a proponer un modelo cinemático para la región.

Para el ^{12}CO la región con velocidades más positivas se encuentra en $(\alpha, \delta)(\text{J2000}) = (10^{\text{h}}37^{\text{m}}58^{\text{s}}, -58^{\circ}46'15'')$ sobre la cáscara y en $(\alpha, \delta)(\text{J2000}) = (10^{\text{h}}38^{\text{m}}05^{\text{s}}, -58^{\circ}47'10'')$. Para el ^{13}CO la región con velocidades más positivas se encuentra en $(\alpha, \delta)(\text{J2000}) = (10^{\text{h}}37^{\text{m}}02^{\text{s}}, -58^{\circ}47'10'')$ en coincidencia con el ^{12}CO , mientras que la región con velocidad más negativa para ambos isótopos está en $(\alpha, \delta)(\text{J2000}) = (10^{\text{h}}37^{\text{m}}07^{\text{s}}, -58^{\circ}46')$.

Se ve que tanto para ^{12}CO como para ^{13}CO las regiones con velocidades más positivas coinciden aproximadamente entre ellas y a su vez coinciden con la zona de mayor emisión de la región para ambas moléculas. Se hace evidente un gradiente de velocidades a través de la cáscara molecular, que decrecen desde el suroeste hacia el noreste de las imágenes, lo que podría estar sugiriendo que la cáscara se encuentra en rotación. El mapa de momento de orden 1 de C^{18}O se ve bien diferente a los dos ya analizados evidenciándose mayores errores en la determinación del momento (pues la T_{mb} es baja) y prácticamente inutilizándolo.

Al definir el momento de orden 2 se dijo que éste representaba el ancho de la emisión y determinaba si la emisión se hallaba concentrada en una velocidad o si la distribución abarcaba un rango mayor de velocidades.

Dado que se consideró la emisión como una gaussiana y el mejor ajuste corresponde a dos gaussianas es necesario analizar estas imágenes en conjunto con los espectros en las Figuras 4.4, 4.5 y 4.6.

El momento de orden 2 de ^{13}CO muestra valores máximos en el centro de la imagen, cerca de la posición de la fuente. Comparando con la Figura 4.5 se ve que esta región coincide justamente con aquella en la que se observan claramente para esta línea dos picos de emisión. Por lo tanto, al pretender ajustar con una gaussiana aquellos espectros en donde se observan claramente dos picos de emisión, resulta el ajuste de una única función pero con una gran dispersión. Esta sería la razón por la que se encuentra ese máximo en el centro del mapa.

Para el C^{18}O el momento de orden 2 no es útil dado que en la mayor parte de la región no hay emisión sino solamente ruido.

4.5. Análisis de los mapas de T_{exc} y τ

El programa AIPS permite realizar operaciones matemáticas sobre las imágenes (sumas, multiplicaciones, divisiones, aplicar funciones exponenciales y logarítmicas, etc). De esta forma se pudieron obtener a partir de las imágenes de temperatura de brillo del haz principal promediada y de los momentos de ^{12}CO y ^{13}CO mapas de temperatura de excitación T_{exc} y profundidad óptica τ , según las ecuaciones descriptas en el Capítulo 2. Para esto se asumió que las temperaturas de excitación de ^{12}CO y de ^{13}CO eran iguales (equilibrio termodinámico local). Se utilizó el cociente de los momentos de orden 0 y 2 para obtener un mapa de temperaturas de brillo máximas para cada punto de la región observada, que se utiliza en la ecuación 2.17 para obtener la T_{exc} .

Temperatura de excitación

La figura 4.14 muestra el mapa de T_{exc} , obtenido en base a la ecuación 2.17. Se observa que los valores de T_{exc} varían entre 30 y 50 K. Recordemos que la temperatura de excitación

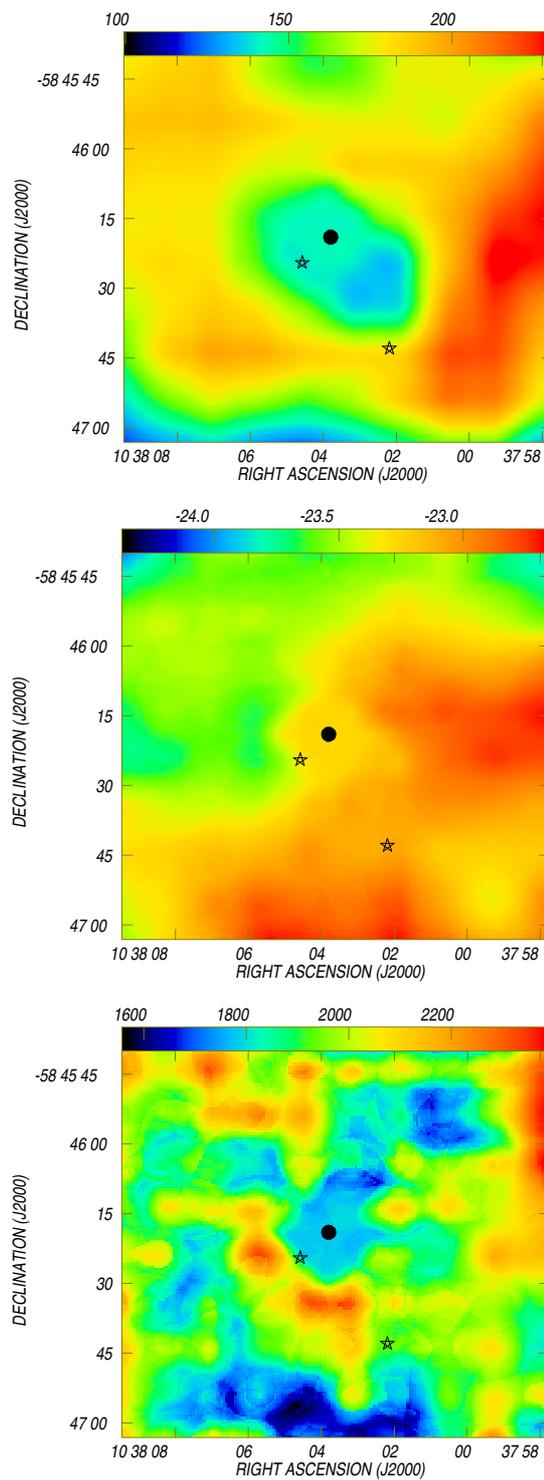


Figura 4.11: Momentos de orden 0 (panel superior), 1 (panel central) y 2 (panel inferior, en este caso los valores en la escala de colores aparecen multiplicados por 1000) para ^{12}CO . Se indica con un punto la posición de la fuente IRAS 10361-5830 y con estrellas las posiciones de las fuentes MSX asociadas.

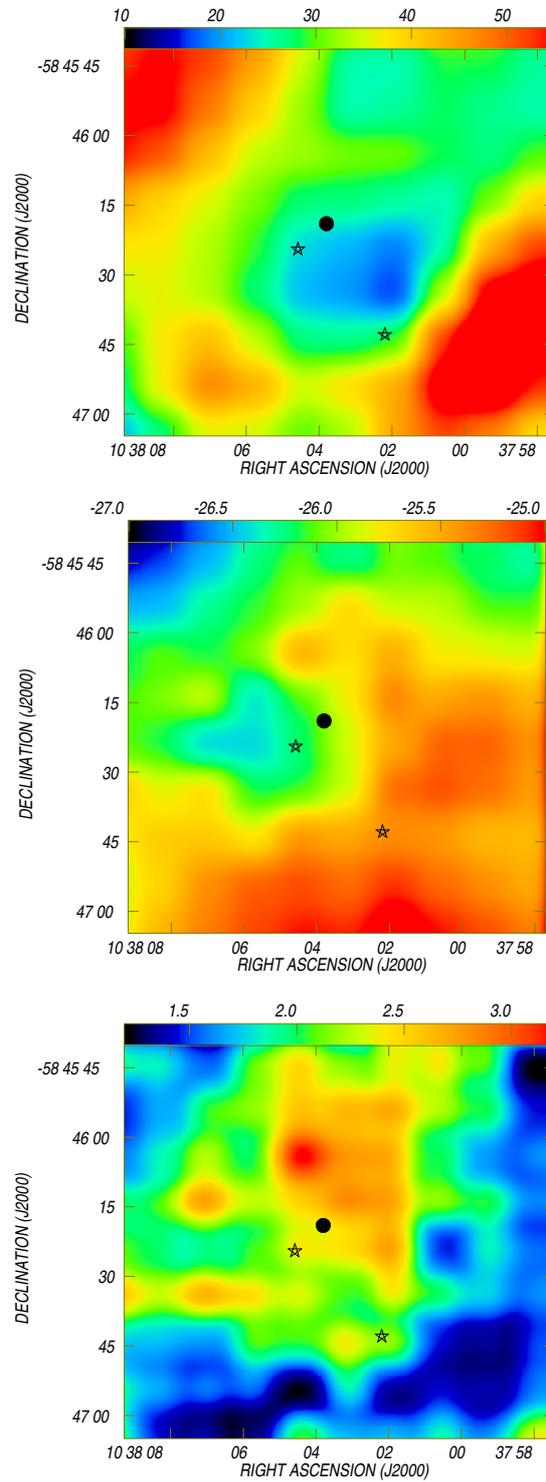


Figura 4.12: Momentos de orden 0 (panel superior), 1 (panel central) y 2 (panel inferior) para ^{13}CO . Se indica con un punto la posición de la fuente IRAS 10361-5830 y con estrellas las posiciones de las fuentes MSX asociadas.

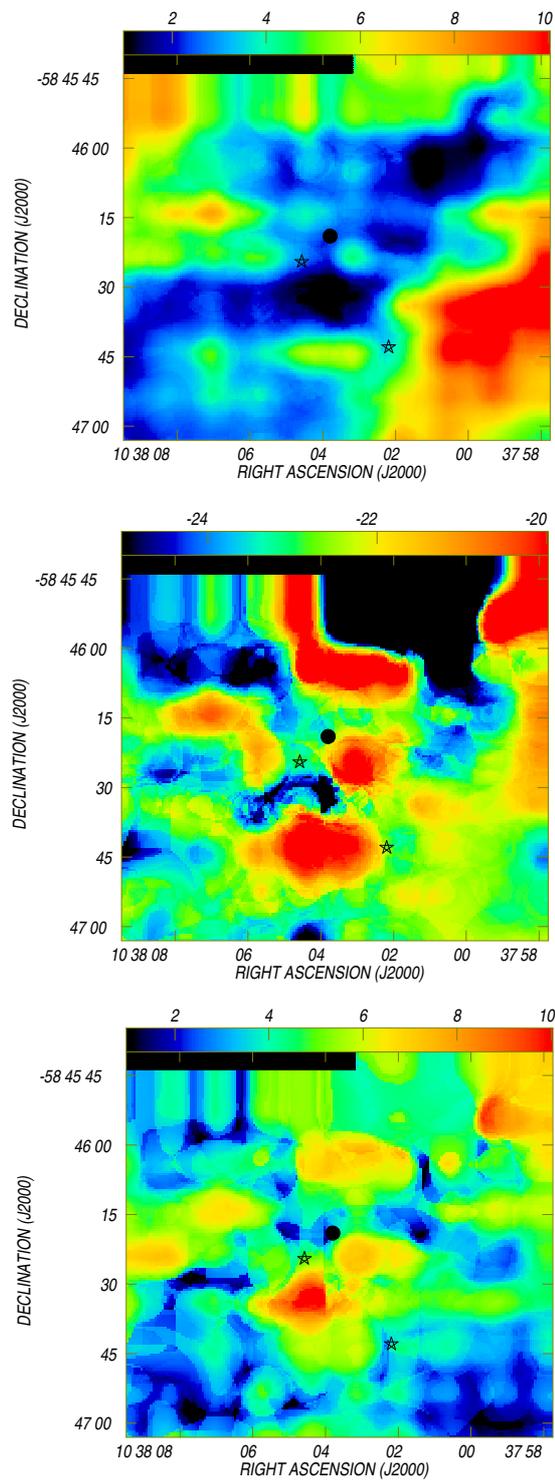


Figura 4.13: Momentos de orden 0 (panel superior), 1 (panel central) y 2 (panel inferior) para $C^{18}O$. Se indica con un punto la posición de la fuente IRAS 10361-5830 y con estrellas las posiciones de las fuentes MSX asociadas.

es aquella que domina las transiciones entre niveles energéticos. El mapa hallado tiene sus mínimos y máximos aproximadamente en las mismas posiciones que los mapas de emisión promedios ya analizados (ver Figura 4.10), lo que resulta coherente con el hecho de que cuanto mayor es la emisión observada, mayor es la temperatura de excitación obtenida. Las curvas dibujadas en el mapa corresponden a 30, 35, 40, 45 y 50 K.

Profundidades ópticas

A partir de la imagen de temperatura de excitación y la de brillo máxima de ^{13}CO y la ecuación 2.18 se obtuvo el mapa de profundidades ópticas de ^{13}CO , que se muestra en la Figura 4.15. La profundidad óptica también resulta mayor (y por lo tanto la zona es ópticamente más opaca) en aquellas zonas donde la emisión es más intensa. Se ve que alcanza valores que oscilan entre 0.1 y 0.7, por lo que consideramos que el ^{13}CO es ópticamente delgado, tal como se supuso a la hora de desarrollar las fórmulas en el Capítulo 2. El mapa de profundidad óptica de ^{12}CO difiere del de ^{13}CO sólo en una constante (ver Ecuación 2.21), por lo tanto el ^{12}CO resulta ópticamente grueso. Las curvas de nivel dibujadas en el mapa de τ_{13} corresponden a valores de 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 y 0.7.

4.6. Análisis de los planos de los cubos

En las Figuras 4.16, 4.17 y 4.18 se pueden ver las imágenes de las líneas ^{12}CO , ^{13}CO y C^{18}O en el intervalo de velocidades de -27.1 a -20.2 km/s en pasos de 0.3 km/s, que muestran la distribución de T_{mb} . Las velocidades se han elegido a fin de poder comparar el mismo rango en velocidades en cada isótopo, y corresponde a la emisión de ^{12}CO que es la línea que tiene la emisión más extendida en velocidad (entre -28 y -18.7 km/s). (Notar que en estos planos el eje correspondiente a la ascensión recta se encuentra invertido respecto al resto de las figuras en este trabajo).

En los tres isótopos se detecta la cáscara molecular con la región de menor emisión cerca de la posición de la fuente IRAS que se encuentra indicada con una cruz.

Tanto para ^{12}CO como para ^{13}CO se observa claramente como la cáscara se va completando en torno a la posición de la fuente IRAS. En el caso del ^{12}CO la cáscara es muy intensa y se encuentra completamente cerrada entre -24.1 y -22 km/s mientras que para el ^{13}CO la cáscara se ve completa entre -23.2 y -22.6 km/s. En el caso del C^{18}O la cáscara no llega nunca a completarse.

En todos los casos se observa que aproximadamente en la imagen a -26.2 km/s comienza a aparecer la emisión hacia el noreste. La intensidad de esta zona aumenta hacia velocidades más positivas alcanzando su máximo en -23.5 km/s y luego comienza a disminuir hasta desaparecer completamente a $v > -22$ km/s.

Otra zona intensa aparece aproximadamente en -24.7 km/s centrada en $(\alpha, \delta)(J2000) = (10^{\text{h}}38^{\text{m}}09^{\text{s}}, -58^{\circ}46'15'')$. Esta región también aumentará su intensidad hacia velocidades más positivas, pero a su vez se irá desplazando hacia la zona de la cáscara que se encuentra justo debajo de la fuente IRAS, alcanzando la máxima intensidad aproximadamente en -22.6 km/s, y desapareciendo completamente a $v \geq -21.1$ km/s.

4.7. Parámetros físicos de la cáscara

La presencia de dos componentes a velocidades diferentes en la distribución de la emisión de los distintos isótopos de monóxido de carbono en la región central (de relativamente baja

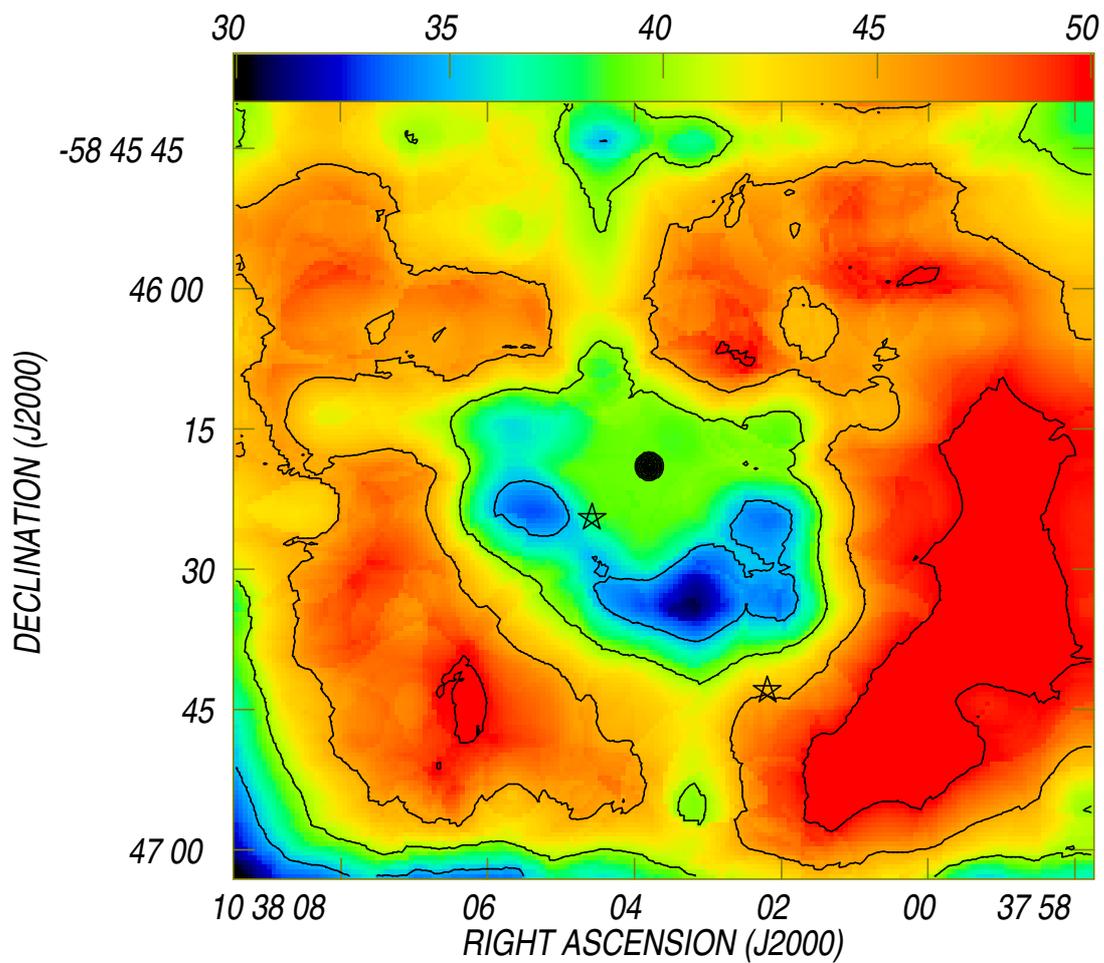


Figura 4.14: Mapa de temperatura de excitación T_{exc} . La escala de colores corresponde a un rango de 30 a 50 K. Las curvas de nivel dibujadas corresponden a 30, 35, 40, 45, y 50 K. Se indica con un punto la posición de la fuente IRAS 10361-5831 y con estrellas las posiciones de las fuentes MSX asociadas.

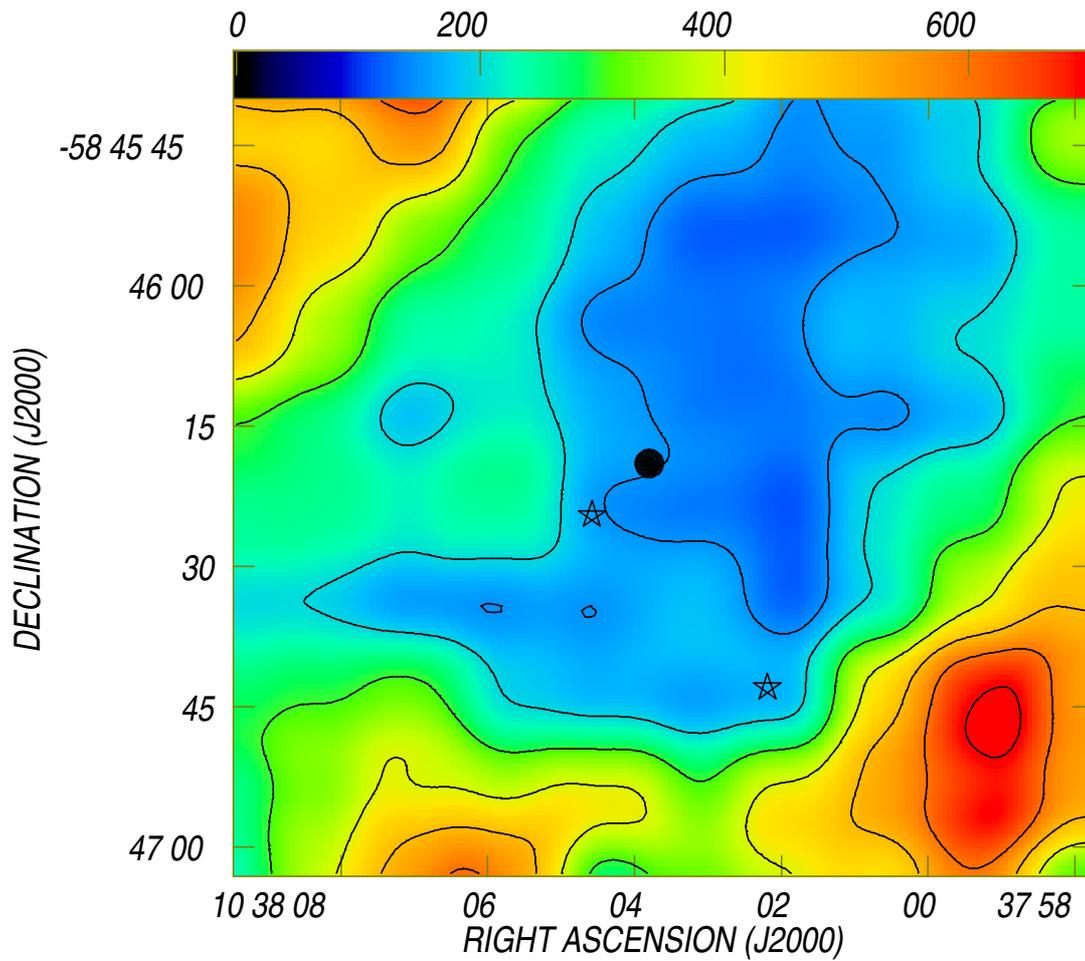


Figura 4.15: Mapa de profundidad óptica de ^{13}CO . El rango va de 0.1 a 0.7 (en la escala de colores los valores aparecen multiplicados por 1000). Los contornos pertenecen a valores de 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 y 0.7. Se indica con un punto la posición de la fuente IRAS 10361-5831 y con estrellas las posiciones de las fuentes MSX asociadas.

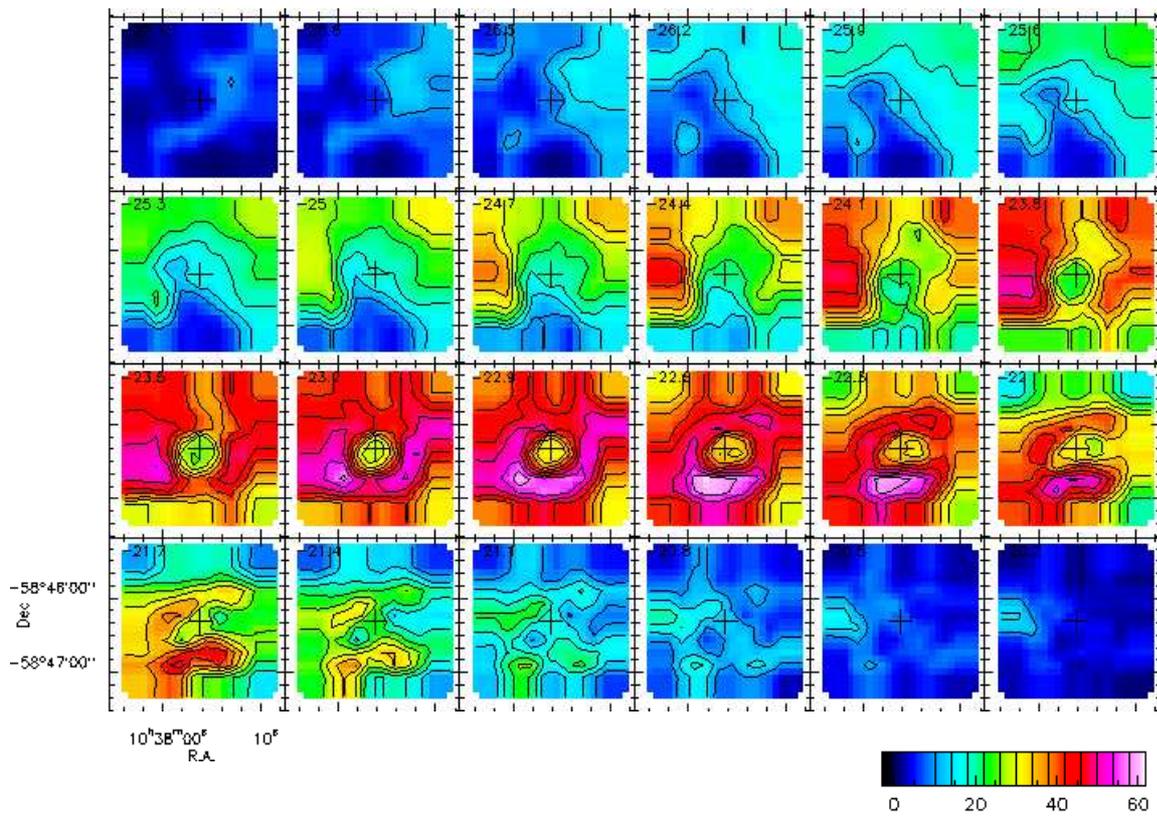


Figura 4.16: Mapas de ^{12}CO obtenidos para el rango de velocidades de -27.1 a -20.2 km/s. Notar que en estas imágenes el eje de ascensión recta está rotado 180° en comparación con el modo usual. La escala de colores indica temperaturas de entre 0 y 60 K.

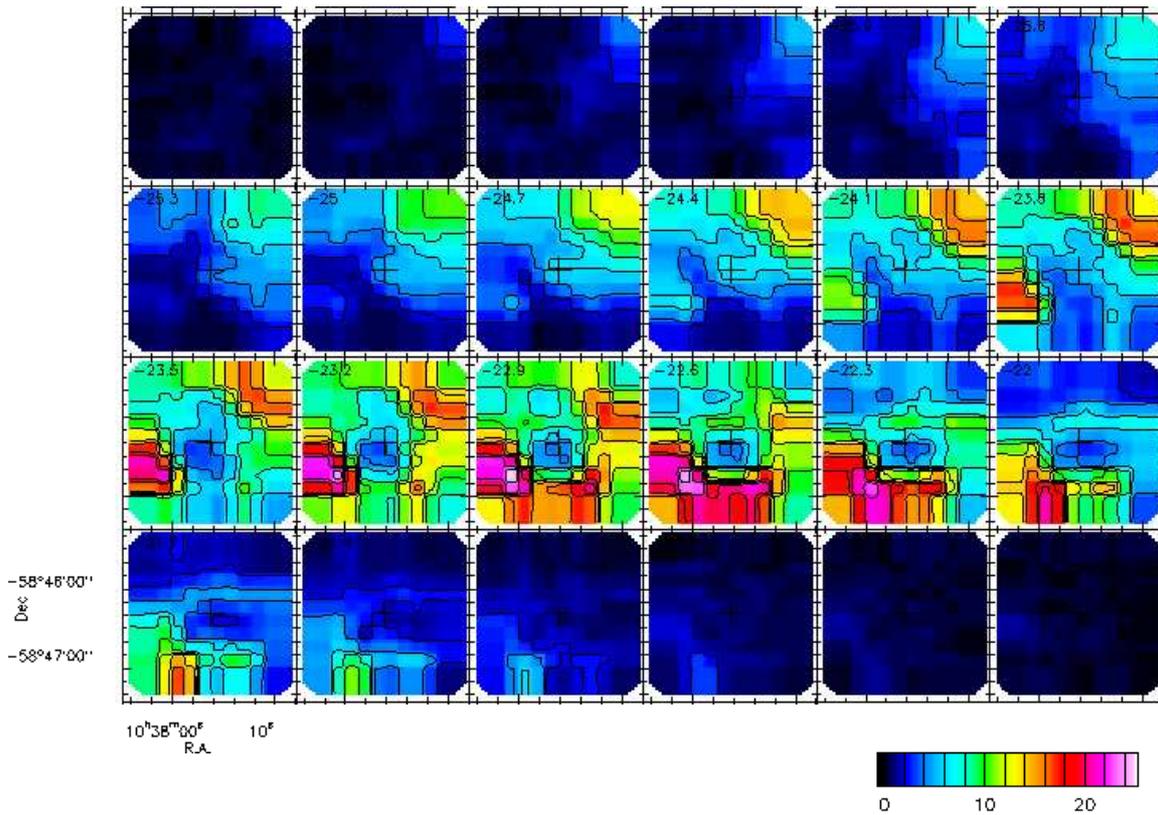


Figura 4.17: Mapas de ^{13}CO obtenidos para el rango de velocidades de -27.1 a -20.2 km/s. Notar que en estas imágenes el eje de ascensión recta está rotado 180° en comparación con el modo usual. La escala de colores indica temperaturas de entre 0 y 25 K. Los contornos corresponden a 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 22 y 24 K

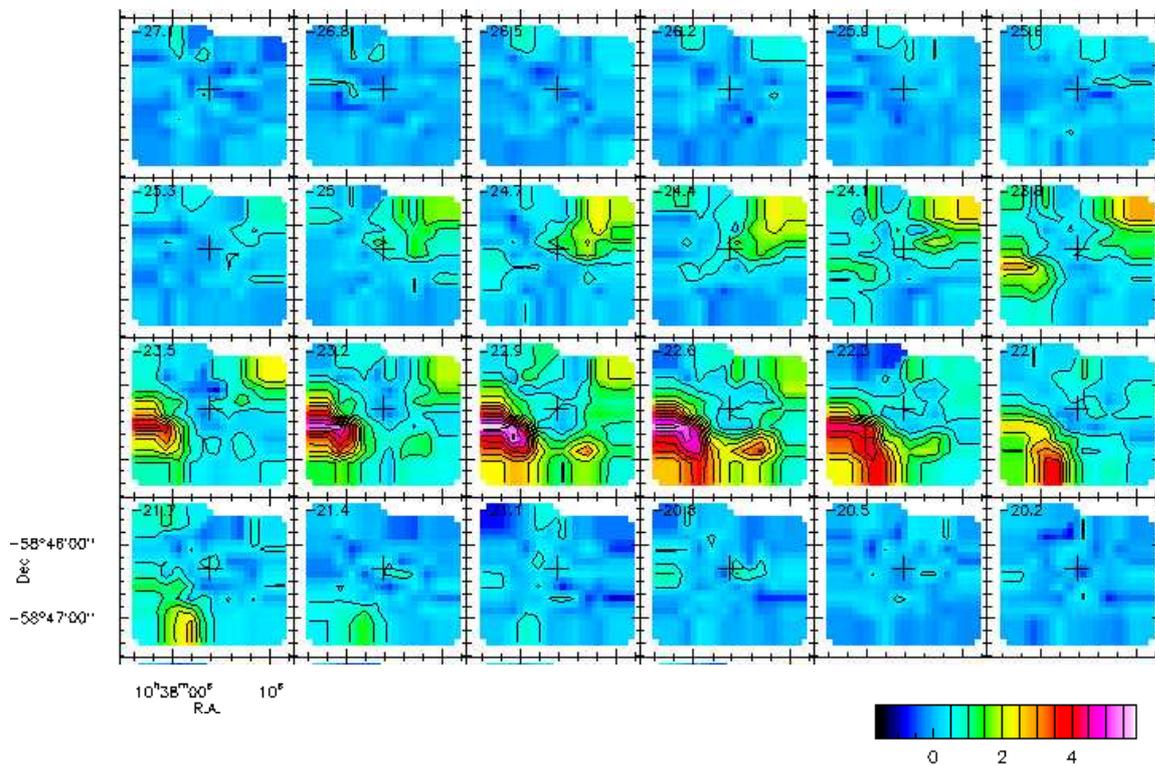


Figura 4.18: Mapas de $C^{18}O$ obtenidos para el rango de velocidades de -27.1 a -20.2 km/s. Notar que en estas imágenes el eje de ascensión recta está rotado 180° en comparación con el modo usual. La escala de colores indica temperaturas de entre 0 y 6 K. Los contornos corresponden a 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5 y 5.5 K

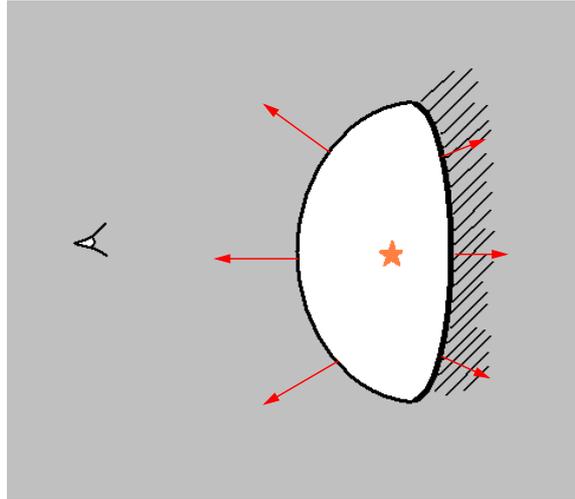


Figura 4.19: Esquema de una cáscara expandiéndose en un medio inhomogéneo. El área rayada representa al material residual del gramo original.

emisión), junto con una región de mayor emisión con morfología de cáscara, mostrando una única componente intensa, sugiere la posible existencia de una envoltura molecular en expansión. Es importante notar que mientras que las observaciones moleculares obtenidas con baja resolución angular (datos de NANTEN con $2.7'$ de resolución angular) muestran la presencia de un gramo (ver Figura 4.1), los datos de alta resolución de APEX muestran la estructura en menor escala dentro de parte de este gramo, evidenciando la existencia de una cáscara molecular.

Dos hechos llaman la atención: por un lado se observa una gran diferencia de intensidad en las dos componentes, y por otro se detecta solamente una componente en la emisión de HCO^+ , cuya velocidad coincide con la de la componente más intensa de Monóxido de Carbono.

Una posible explicación sería que se trata de una cáscara que se expande en un medio inhomogéneo. La componente de menor intensidad que se acerca al observador (componente a -25 km/s) se expande en el medio libremente, mientras que la más intensa (componente a -22.7 km/s) estaría barriendo material residual del gramo original que a su vez frena la expansión. Esto se muestra en forma esquemática en la figura 4.19.

Efectivamente, analizando los perfiles individualmente, se encontró que las velocidades de las componentes más débiles varían en un rango de aproximadamente 2 km/s, mientras que las de las componentes más intensas varían en un rango de aproximadamente 1 km/s. Esto sugiere que la parte de la cáscara más lejana al observador sería la más densa, debido a que va acumulando material residual a medida que se expande. Esto permite explicar la diferencia de intensidades entre las dos componentes, la diferencia de las velocidades de las componentes y la presencia de la emisión de HCO^+ a velocidades de -22.6 km/s donde la cáscara es más densa y mayor la densidad columnar del gramo residual.

En la Tabla 4.4 se listan los parámetros físicos obtenidos para la estructura:

- Δv_{total} es la diferencia de velocidades de la parte de la cáscara que se acerca y la que se aleja del observador. Ésta se calcula como $\Delta v_{total} = v_i - v_f$, donde v_i y v_f corresponden a las velocidades extremas de ^{12}CO que es la que tiene la emisión más extendida. Estos valores se obtuvieron a partir de la Figura 4.16, y son $v_i = -20.5$ y

$$v_f = -26.5 \text{ km/s.}$$

- En el caso de cáscaras en expansión, la velocidad sistémica v_{sist} se calcula como $v_{sist} = v_i + \frac{|v_f - v_i|}{2} = -23.5 \text{ km/s}$. Sin embargo en este caso el valor así obtenido no resulta representativo debido a que la cáscara no se expande de forma isotrópica. El valor de la velocidad sistémica debe encontrarse entre -23.5 y -20.5 km/s .
- La velocidad de expansión del sistema se puede calcular como el valor medio de las velocidades extremas de la cáscara, $v_{exp} = \frac{|v_i - v_f|}{2}$. En este caso se consideró que la cáscara se extiende entre -20.5 km/s y -26.5 km/s , por lo que la velocidad de expansión obtenida resulta ser de 3 km/s .
- T_{exc} es la temperatura de excitación promedio de la región. Se calculó a partir de la ecuación 2.17 tomando como temperatura de brillo la correspondiente al máximo del ajuste con dos gaussianas del ^{12}CO . El error en T_{exc} surge de suponer un 10 % de incertaza en el ajuste de T_b .
- τ_{prom}^{12} y τ_{prom}^{13} son las profundidades ópticas promedio de ^{12}CO y ^{13}CO en la región. τ_{prom}^{13} se calculó a partir de la ecuación 2.18 tomando como temperatura de brillo la correspondiente al máximo del ajuste con dos gaussianas del ^{13}CO y τ_{prom}^{12} a partir de τ_{prom}^{13} usando la ecuación 2.21. Los errores surgen de suponer un 10 % de incertaza en el ajuste de T_b .
- r_{min} es el radio efectivo de la región de baja emisión en el centro de la cáscara. Se ha medido considerando la última curva de nivel cerrada. Se obtuvo el radio efectivo igualando el área encerrada dentro del contorno de 16 K en el panel superior de la Figura 4.10 al área de un círculo. Se da el resultado en segundos de arco y en pc (para una distancia de $3.0 \pm 0.5 \text{ kpc}$).
- r_{max} es el radio efectivo externo de la cáscara medido en la Figura 4.10. En la Figura 4.20 se muestra la región que se consideró para calcular el r_{max} .
- $r_{cáscara}$ es el radio adoptado de la cáscara y se obtuvo como el valor medio de r_{min} y r_{max} .
- $N_{^{13}\text{CO}}$ es la densidad columnar de ^{13}CO promediada sobre la cáscara, calculada como la suma de las densidades columnares obtenidas para cada una de las componentes utilizando la ecuación 2.28.
- N_{H_2} es la densidad columnar de H_2 promediada sobre la cáscara, calculada como la suma de las densidades columnares obtenidas para cada una de las componentes aplicando la ecuación 2.29.
- M_{total} es la masa total de la región obtenida a partir de N_{H_2} por medio de la expresión 2.31 en la región de la cáscara.
- n_0 es la densidad volumétrica de partículas, que se obtuvo distribuyendo la masa obtenida en una esfera de radio r_{max} .

$$n_0 = \frac{M_{total}}{\mu \frac{4}{3} \pi r_{max}^3} \quad (4.4)$$

donde se consideró $\mu = 2.76 m_H$

Además utilizando la densidad columnar de H_2 puede inferirse la absorción visual a partir de la ecuación encontrada por Bohlin et al. (1977), considerando que el gas y el polvo están bien mezclados

$$N_{HI} + 2N_{H_2} = 2.5 \times 10^{21} A_v \quad (4.5)$$

Si se desprecia N_{HI} , resulta $A_v = 10.0$ mag. Por lo tanto la absorción visual provocada por el material de la región es de 10 magnitudes.

4.8. Densidad columnar de HCO^+

En la Sección 2.2 se definió la densidad crítica n_{crit} como la mínima densidad ambiental necesaria para que una cierta transición se produzca por colisiones, y está dada por la ecuación 2.8. Analizando las líneas de los trazadores de alta densidad en dirección a la fuente, se ha encontrado emisión de HCO^+ pero no de CS (ver Figura 4.9). Ya que la densidad crítica de CS es mayor que la del HCO^+ , esto sugiere una cota para la densidad ambiental, es decir que la densidad sería mayor que la densidad crítica de HCO^+ pero menor que la de CS . Las densidades críticas de estas moléculas son $n_{crit}[HCO^+(4-3)] = 4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ y $n_{crit}[CS(7-6)] = 2.8 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$.

Se ha calculado la densidad columnar de HCO^+ en base a las expresiones de Parón et al. (2012):

$$N(HCO^+) = 5.85 \times 10^{10} e^{25.7/T_{exc}} \frac{T_{exc} + 0.71}{1 - e^{-17.12/T_{exc}}} \int \tau dv \quad (4.6)$$

Asumiendo que la transición (4-3) del HCO^+ es ópticamente fina, se puede aproximar la integral como

$$\int \tau dv = \frac{1}{J_\nu(T_{exc}) - J_\nu(T_{bg})} \int T_{mb} dv \quad (4.7)$$

Recordando que

$$J_\nu(T) = \frac{h\nu/k}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (4.8)$$

resulta

$$N(HCO^+) \sim 1.25 \times 10^{11} [\text{cm}^{-2}] \quad (4.9)$$

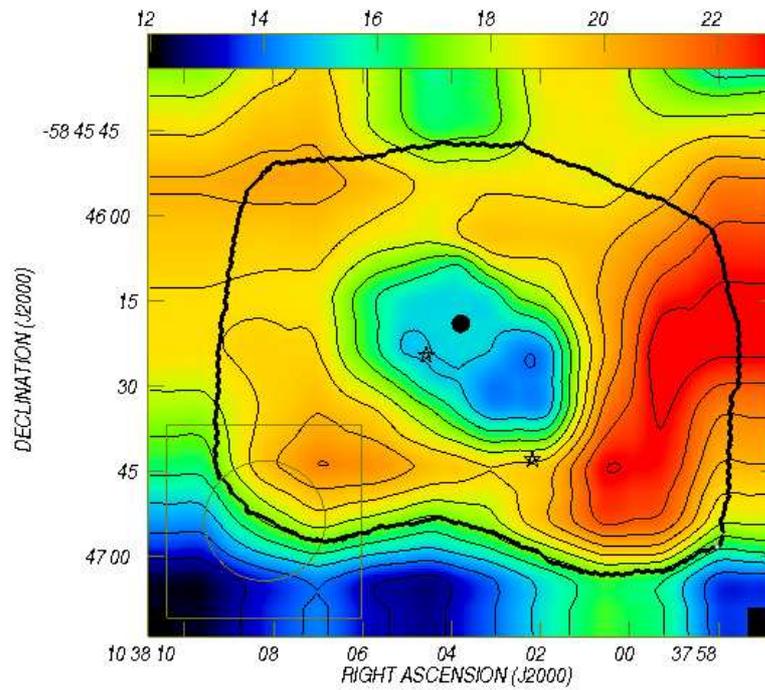
Adoptando una abundancia de $\frac{HCO^+}{H_2} = 4 \times 10^{-11}$ (Padman et al. 1982) se obtiene

$$N(H_2) \sim 4.2 \times 10^{21} [\text{cm}^{-2}] \quad (4.10)$$

Este resultado muestra la densidad columnar de HCO^+ solamente en dirección a la fuente.

Parámetro	Valor
Δv_{total}	6 km/s
v_{exp}	3 km/s
T_{exc}	(45 ± 4) K
τ_{prom}^{13}	(0.33 ± 0.04)
τ_{prom}^{12}	(17 ± 1.7)
r_{min}	(0.21 ± 0.03) pc $\sim (14.3'' \pm 2.4'')$
r_{max}	(0.64 ± 0.11) pc $\sim (44'' \pm 7.4'')$
$r_{cascara}$	(0.42 ± 0.07) pc $\sim (29.2'' \pm 4.9'')$
N_{13CO}	$(1.64 \pm 0.32) \times 10^{16}$ cm $^{-2}$
N_{H_2}	$(1.25 \pm 0.25) \times 10^{22}$ cm $^{-2}$
M_{H_2}	$(115 \pm 75) M_{\odot}$
n_0	$\sim 1.5 \times 10^3$ cm $^{-3}$

Tabla 4.4: Parámetros obtenidos para la cáscara molecular.

Figura 4.20: Región considerada para calcular el r_{max} de la cáscara.

Capítulo 5

Comparación con imágenes en otras bandas

Para completar el estudio de la región y poder determinar las características de la fuente IRAS 10361-5830 y su entorno se han utilizado datos adicionales de observaciones de la región en: 8 μm (IRAC-GLIMPSE), 24 μm (MIPS) y continuo de radio (843 MHz, SUMSS).

Se ha trabajado superponiendo las imágenes correspondientes a estos datos adicionales con el mapa promedio de ^{12}CO que es aquel en el que se observa con mayor claridad la estructura de la cáscara molecular. La Figura 5.1 muestra la imagen de ^{12}CO en escala de colores y contornos.

5.1. Emisión en 8 μm

La imagen en 8 μm utilizada pertenece al Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire (GLIMPSE) obtenida con el instrumento IRAC a bordo del satélite Spitzer.

GLIMPSE es un relevamiento de la parte interna de la Vía Láctea, que abarca 130 grados en longitud (65 grados a cada lado del centro de la Galaxia), y 2-4 grados de latitud. La relevamiento GLIMPSE se realizó utilizando el Telescopio Espacial Spitzer. El telescopio fue apuntado a 111.000 posiciones diferentes en el cielo y las instantáneas fueron tomadas en cuatro longitudes de onda diferentes del infrarrojo (3.6, 4.5, 5.8, y 8 μm), creando un total de 444.000 imágenes. La resolución angular es de aproximadamente 1.2". Mayor información sobre este relevamiento se obtiene de la página web <http://www.astro.wisc.edu/sirtf/>.

En la Figura 5.2 se muestra en color rojo la emisión en 8 μm superpuesta a los contornos de ^{12}CO de la Figura 5.1. La emisión en 8 μm se debe a los Hidrocarburos Aromáticos Policíclicos (PAHs), y es característica de regiones de fotodisociación (PDR). Se observa que en algunas zonas la emisión a 8 μm coincide con la parte interna de la cáscara y en otra con la zona más externa.

5.2. Emisión en 24 μm

La imagen en 24 μm utilizada pertenece a MIPS GAL, un amplio relevamiento infrarrojo del plano de la Vía Láctea realizado usando el Telescopio Espacial Spitzer.

MIPSGAL es un relevamiento de 278 grados del plano galáctico llevado a cabo a través del fotómetro multibanda de infrarrojo (MIPS), instrumento a bordo del telescopio

espacial Spitzer, con una resolución angular de 6". MIPS GAL complementa el relevamiento GLIMPSE (en 3-9 μm) realizado utilizando el conjunto de cámaras infrarrojas (IRAC) de Spitzer.

Los objetivos científicos principales de MIPS GAL son identificar y estudiar las estrellas masivas que se forman en el interior de la galaxia y estudiar la distribución del polvo interestelar de nuestra galaxia. La combinación de MIPS GAL y GLIMPSE es extremadamente sensible a los objetos protoestelares jóvenes. El relevamiento MIPS GAL obtuvo alrededor de 400.000 imágenes a 24 y 70 μm . Para más información sobre MIPS GAL ver http://mipsgal.ipac.caltech.edu/a_mipsgal.html.

En la Figura 5.3 se observan los contornos correspondientes a la emisión de ^{12}CO superpuestos a la emisión de 24 μm , indicada en color verde. Ésta muestra la emisión de polvo tibio. La imagen indica que la emisión a 24 μm se encuentra tanto sobre la cáscara como dentro de la región de baja emisión.

5.3. Emisión en 843 MHz

La imagen a 843 MHz utilizada pertenece al Sydney University Molonglo Sky Survey (SUMSS). SUMSS es un relevamiento del cielo austral que se llevó a cabo con el Molonglo Observatory Synthesis Telescope (MOST) operando a 843 MHz, a una resolución angular de 43", y abarca todo el cielo sur a $\delta > -30$ grados con $|b| > 10^\circ$.

Finalmente en la Figura 5.4 se superponen los contornos correspondientes a la emisión en continuo de radio (en color amarillo) con los contornos de ^{12}CO . La emisión en 843 MHz indica la presencia de gas ionizado en el interior de la cáscara. El origen de esta emisión es probablemente térmico, debido a que coincide espacialmente con emisión de PAH en 8 μm y emisión en 24 μm originada por polvo tibio y líneas nebulares (cuyo origen excitatriz es estelar). El cálculo de la masa de gas ionizado no es posible debido a dos razones: por un lado la resolución angular de las observaciones es pobre, y por el otro la región que se estudia es probablemente ópticamente gruesa para la longitud de onda en que se realizaron las observaciones.

El tamaño real de la fuente de continuo de radio puede obtenerse a partir de las dimensiones observadas de la fuente con un instrumento que provee una resolución angular de $43'' \times 43 \text{cosec}(58^\circ)$. Considerando que tanto el haz del telescopio como la fuente son gaussianas, el ancho real a potencia mitad de una fuente σ_f se obtiene como la deconvolución del ancho observado a potencia mitad de la fuente σ_{obs} y el haz

$$\sigma_f^2 = \sigma_{obs}^2 - \sigma_{HPBW}^2 \quad (5.1)$$

Considerando que

$$\sigma_{HPBW}^2 = \sqrt{43'' \times 43 \text{cosec}(58'')} \quad (5.2)$$

y que el ancho observado de la fuente es $\sigma_{obs} = \sqrt{52.7^2 + 37.8^2}$, resulta $\sigma_f = 45''$.

Por lo tanto se trata de una fuente puntual, y sería necesario realizar observaciones con mejor resolución angular y a mayor frecuencia (ya que seguramente a 843 MHz la región es ópticamente gruesa) para analizar la zona en el continuo de radio.

Tipo espectral	N_L	R_{S_0} [pc]	t_{dyn} [ys]
O9V	0.8×10^{48}	0.10	14500
O8V	3.2×10^{48}	0.16	5200
O7.5V	5×10^{48}	0.18	3100
O7V	1×10^{49}	0.23	—
O4V	2.5×10^{49}	0.32	—

Tabla 5.1: Flujo de fotones ionizantes, radio de Strömngren y tiempo de expansión para regiones HII con estrellas excitatrices de distintos tipos espectrales.

5.4. Interpretación

A partir del estudio de la distribución espacial del gas y polvo se detecta en el interior de la cáscara molecular la presencia de gas ionizado y polvo tibio, evidenciado por la correlación espacial de las emisiones en $24 \mu\text{m}$ y continuo de radio. El semiarco brillante en $8 \mu\text{m}$ señala la posición de la PDR, en la interface entre el gas molecular y el ionizado. Esta morfología es compatible con una región HII compacta, si se tiene en cuenta la densidad n_0 .

Se ha calculado el tiempo dinámico para estimar la edad de la región HII. Para esto se han considerado las ecuaciones 1.1 y 1.11 que determinan el radio de Strömngren y el tiempo de expansión de una región HII. Como no se conoce el tipo espectral de la estrella excitatriz de la región se realizaron los cálculos para estrellas de diferentes tipos espectrales (que determinan a su vez diferentes radios de Strömngren) y se ha encontrado una cota para la edad de la región. En la Tabla 5.1 se indica para cada tipo espectral el flujo de fotones ionizantes (obtenido de Martins et al., 2002), el radio de la región HII (calculado según 1.1 que da el radio de Strömngren al término de la primera fase de expansión) y el tiempo de dinámico (calculado según 1.11) que da la edad de la región HII, o sea el tiempo que tarda para llegar al radio actual $R = r_{min}$.

Dado que se encontró que el radio de la región HII es de 0.21 pc, se estima que la edad de la misma no puede ser mayor que 14500 años (en el caso que la estrella excitatriz fuera de tipo espectral O9V). Los cálculos muestran que para la densidad ambiental obtenida, para estrellas más tempranas que O7V la región HII estaría todavía en la primera etapa de formación.

El considerar que IRAS 10361-5830 es una región de formación de estrellas de gran masa resulta coherente considerando la alta luminosidad infrarroja L_{IRAS} de la fuente, indicada en la última columna de la Tabla 4.1.

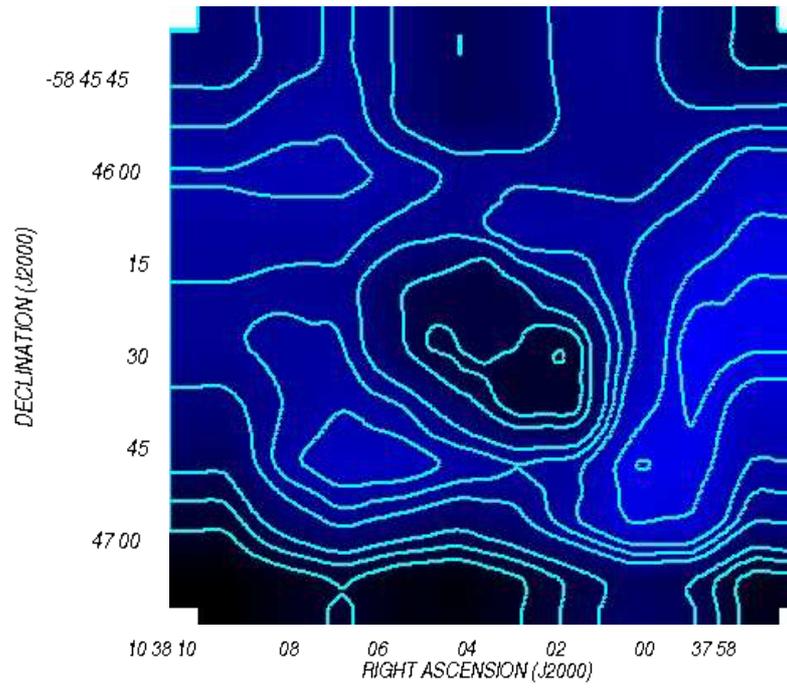


Figura 5.1: Emisión de ^{12}CO mostrando la cáscara molecular asociada a la fuente IRAS. Los contornos corresponden a 14, 15, 16, 18, 19, 20, 22 y 23 K.

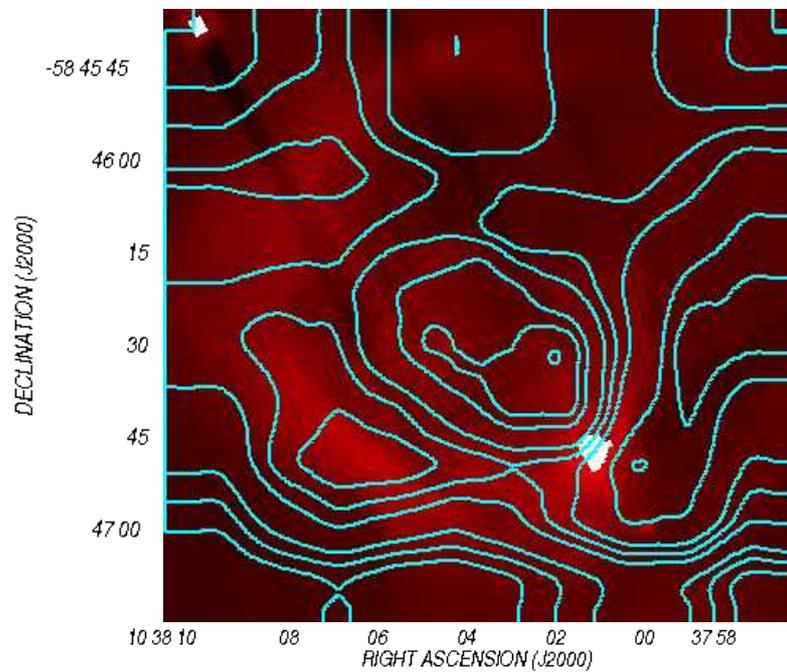


Figura 5.2: Contornos de ^{12}CO superpuestos a la emisión en $8\mu\text{m}$.

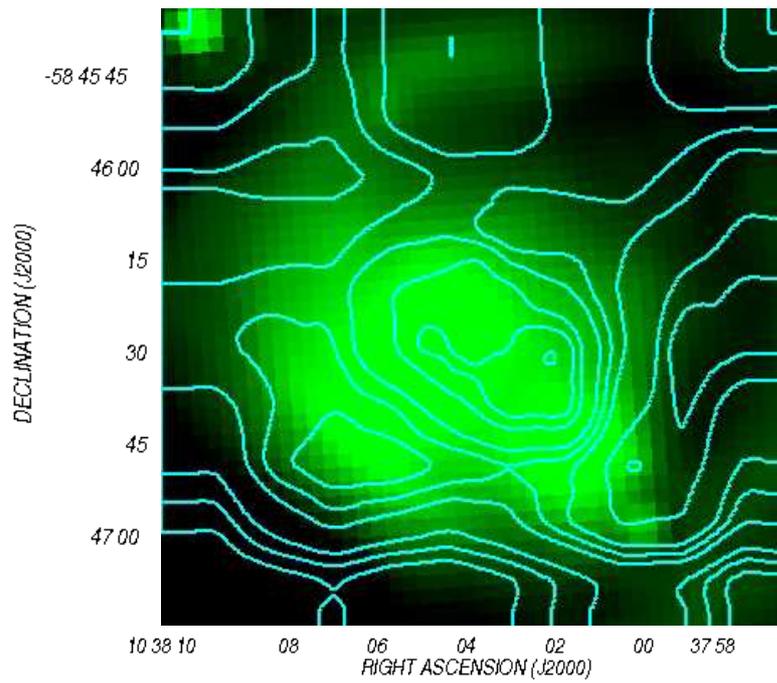


Figura 5.3: Contornos de ^{12}CO superpuestos a la emisión en $24\mu\text{m}$.

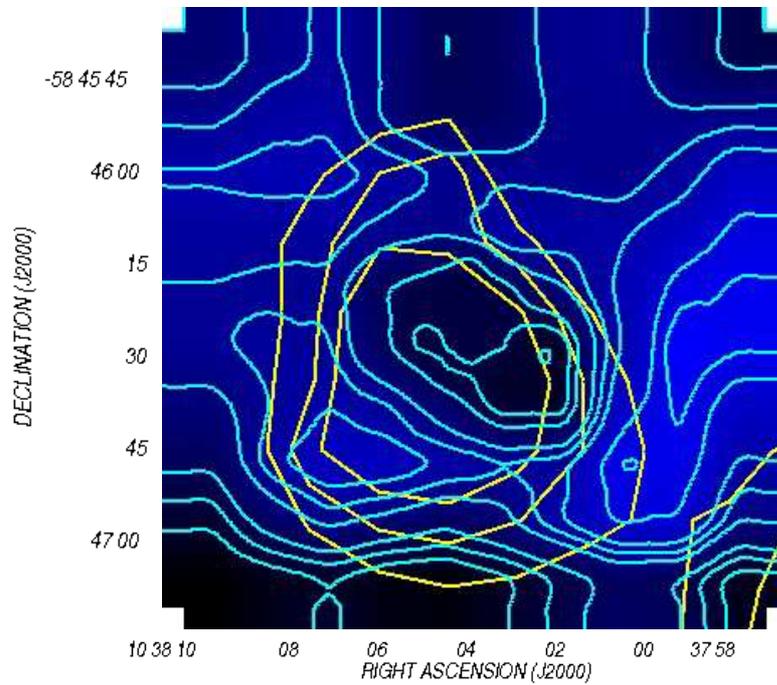


Figura 5.4: Emisión de ^{12}CO superpuesta a los contornos en 843 MHz. Los contornos de 843 MHz (amarillo) corresponden a 0.01, 0.02 y 0.03 Jy/beam.

Capítulo 6

Resumen y conclusiones

Gran parte de este trabajo consistió en el análisis de datos que se presentan en dos formas diferentes: perfiles e imágenes. A continuación se analizarán los pros, contras y qué tipo de información es posible obtener de cada uno de ellos.

Imágenes

El análisis de las imágenes promedio permite visualizar fácilmente la distribución de la emisión promediada en un cierto rango de velocidades. Son éstas las que han permitido determinar la presencia de una estructura en forma de cáscara y han posibilitado el cálculo de los parámetros de la misma. El software AIPS permite manipular las imágenes (a partir de la aplicación de operaciones matemáticas sobre estas), y obtener nuevas imágenes que describan la distribución de otros parámetros en la región (tales como T_{exc} y τ).

Sin embargo esta versatilidad de las imágenes promedio tiene como costo la pérdida de resolución en velocidad de las mismas, que también se ve reflejada en las imágenes derivadas de estas. Es por eso que el análisis debe completarse con el estudio de los planos del cubo individualmente.

Lo mismo ocurre en el análisis de los mapas de momentos. El mayor error se refleja en los momentos de orden 2, en donde el ancho de los perfiles (reflejado en estas imágenes) no permite discriminar el número de componentes gaussianas que mejor ajustan.

Perfiles

Los perfiles no permiten ser manipulados con tanta facilidad como las imágenes. Sin embargo no hay que olvidar que los cubos de datos (que luego permiten crear las imágenes) fueron obtenidos a partir de éstos; por lo tanto toda la información contenida en los perfiles se encontrará también en los cubos de datos.

El análisis de los perfiles permite obtener información detallada de la emisión de un cierto punto para todo un rango de velocidades. Además los perfiles pueden ser ajustados por gaussianas, lo que permite determinar, a partir de un modelo geométrico, la cantidad de componentes presentes y así inferir la presencia de una cáscara en expansión. Aunque no resulte tan claro como en las imágenes, la distribución espacial de los perfiles mostrada en las Figuras 4.4, 4.5 y 4.6 permite visualizar la cáscara.

Por lo tanto ambas técnicas son complementarias, y es necesario el uso de cada una de ellas para obtener la mayor cantidad de información posible.

Teniendo en cuenta los objetivos propuestos en la Sección 1.6,

- 1.- *Analizar la morfología y cinemática del grumo molecular asociado a la fuente IRAS.*
- 2.- *Determinar los principales parámetros de la componente molecular derivados de las observaciones.*

- 3.- *Investigar el estado evolutivo de la fuente IRAS 10361-5830.*

se pudo llegar a las siguientes conclusiones:

En base a observaciones de las líneas ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O , HCO^+ y CS obtenidas utilizando el telescopio APEX, ubicado en el Llano de Chajnantor en el sector chileno del desierto de Atacama, se analizó la distribución espacial del gas molecular asociado a IRAS 10361-5830. El estudio permitió identificar una cáscara en expansión, con una velocidad coincidente con la velocidad del gas molecular en Gum 31, lo que indica que la estructura molecular asociada a la fuente IRAS está vinculada a Gum 31.

La emisión molecular muestra dos componentes a velocidades levemente diferentes presentes en la región de baja densidad rodeada por la cáscara, mientras que una única componente intensa se identifica en la zona de la cáscara. Esto es compatible con la presencia de una estructura en expansión. Se ha estimado que la cáscara abarca un ancho en velocidad Δv de unos 6 km/s y que se estaría expandiendo a una velocidad de 3 km/s.

El radio lineal de la cáscara sería de unos 0.42 pc, y el radio de la región HII generada por la estrella excitatriz sería de 0.21 pc. Considerando la alta densidad ambiental calculada ($n_0 \sim 1.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$) se puede inferir que dicha región HII es compacta. Esto junto con la presencia de candidatos a YSOs es indicativo de formación estelar masiva reciente. Además el valor obtenido para la masa ($\sim 115 M_\odot$) es compatible con determinaciones de grumos moleculares, que van desde 20 hasta 2000 M_\odot (eg. Mookerjea et al. 2008; Sanchez-Monge et al., 2008).

Adoptando un radio para la región HII de 0.21 pc, se estima que su edad sería < 14500 años.

La comparación con la emisión en $8 \mu\text{m}$ de SPITZER-IRAC revela una región de fotodisociación coincidente con la parte interna de la cáscara, lo que evidencia la interfase entre el gas ionizado y el gas molecular, mientras que la comparación con datos del continuo de radio permite identificar emisión en el interior de la cáscara, coincidente con la fuente. La emisión en $24 \mu\text{m}$ muestra la presencia de polvo tibio tanto sobre la cáscara como en el interior de la misma. Este estudio es fundamental para confirmar la naturaleza de la fuente central y determinar su estadio evolutivo.

Es importante mencionar que mientras que las observaciones moleculares obtenidas con el telescopio NANTEN, con una resolución angular de $2.7'$, indican la presencia de un grumo molecular, las observaciones obtenidas con APEX con alta resolución angular ($20''$) permitieron identificar una cáscara en un sector de ese grumo. Esto muestra la importancia de llevar a cabo observaciones con alta resolución angular en la vecindad de objetos jóvenes, y cómo estos estudios ayudan a inferir la naturaleza del objeto.

Por lo descrito anteriormente, se considera que los objetivos planteados al inicio del trabajo han sido alcanzados.

Bibliografía

- [1] Blitz, L. & Williams, J., 1999, 1999osps.conf....3B
- [2] Bonel, I. A. & Bate, M. R., 2002, MNRAS, 336, 659
- [3] Brand, J., Cesaroni, R., Palla, F. & Molinari, S., 2001, A&A, 370, 230-264.
- [4] Cappa, C. E., Niemela, V. S., Amorín, R., & Vasquez, J., 2008, A&A, 477 173-183
- [5] Churchwell, E., 2002, A&A, 40,27.
- [6] Dedes, C., Leurini, S., Wyrowsky, F., et al., 2011, A&A, 526, 59.
- [7] Dionatos, O., Nisini, B., Cabrit, S., Kristensen, L.& Pineau des Forêts, G., 2010, A&A, 521, A7.
- [8] Dutra, C. M., Bica, E., Soares, J. & Barbuy, B., 2003, A&A 400, 533-539
- [9] Dyson, J. E., Williams D. A., 1998, 'The physics of the Interstellar Medium'.
- [10] Elmegreen, B., & Lada, C., 1977, ApJ, 214, 725.
- [11] Estalella & Anglada, 2008.
- [12] Fuente, A., 2001, ESASP, 460, 177.
- [13] Junkes, N., Fuerst, E., Reich, W., 1992, A&A, 261,289.
- [14] Kraus, 1986, 'Radioastronomy'.
- [15] Lefloch & Lazareff, 1994, A&A, 289, 559-578.
- [16] Lumsden, Hoare, Oudmaijer & Richards, 2002, MNRAS, 336, 621-636.
- [17] Martins, F., Schaerer, D., Hiller, D. J., 2002, A&A, 382, 999.
- [18] Miettinen et al., 1999, A&A, 545, A3.
- [19] Miettinen, 2012, A&A, 542, A101 .
- [20] Mookerjee et al., 2009, A&A, 474, 485.
- [21] Nakano, T., 1998, ApJ 494, 587.
- [22] van Kempen, van Dishoeck, Hogerheijde & Güsten, 2009, A&A, 508, 259-274.
- [23] Vassilev et al., 2008, A&A, 490 1157-1163.

- [24] Padman, Scott, Webster, 1982, MNRAS, 200, 183.
- [25] Paron, S.; Ortega, M. E.; Petriella, A.; Rubio, M.; Giacani, E.; Dubner, G., 2012, MNRAS, 419, 2206
- [26] Romero, G. A., 2006, Tesis de Doctorado, FCAGLP, UNLP.
- [27] Sanhueza, P., Garay, G., Bronfman, L., Mardones, D., May, J., Saito, M., 2010, ApJ, 715, 18.
- [28] Sanchez-Monje et al., 2008, A&A, 85, 497.
- [29] Sandford & Whitaker, 1982, ApJ, 260, 183-201.
- [30] Shu, F. H., Adams, F. C., Lizano, S., 1987, ARA&A, 25, 23.
- [31] Stahler, Palla & Ho, 2004, 'Protostars & Planets IV', p 327.
- [32] Stahler & Palla, 2004, 'The Formation of Stars'.
- [33] Yamaguchi et al., 1999, PASJ, 51, 765.
- [34] Yonekura et al., 2005, ApJ, 634, 476.
- [35] Zinnecker, H. & Yorke, 2007, ARA&A, 45, 481-563.
- [36] Zinnecker, H., 2011, ASP Conference Series, Vol. 440, 3.