

UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMÍA

ACRECIÓN EN NÚCLEOS DENSOS MASIVOS

Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias
mención Astronomía

ANDREA SILVA BUSTAMANTE

MIEMBROS DE LA COMISIÓN EVALUADORA

Dr. Diego Mardones (Prof. guía)

Dr. Guido Garay

Dr. Patricio Rojo

Dr. Juan Cortés

SANTIAGO DE CHILE

2010

AGRADECIMIENTOS

Primero quiero agradecer a mis padres por el enorme esfuerzo y apoyo que me han brindado para llegar al lugar en el que estoy.

A Marce, Jorge, Catita y Andresito por las enormes alegrías y buenos momentos que hemos pasado juntos. También a mis tíos y primos que siempre se han preocupado por mí.

A mi querido esposo Pato que ha sido mi mejor consejero y una de las personas que más me ha apoyado en cada decisión que he tomado, y quien siempre me ha estado dando ánimo en los momentos difíciles.

Agradezco a mi profesor guía Diego Mardones por todas las enseñanzas, consejos y su preocupación en asuntos más allá de lo académico.

A todos los compañeros, funcionarios y profesores del Departamento de Astronomía por la buena disposición que siempre han tenido. En especial, al profesor Guido Garay, por su amabilidad, enseñanzas y porque colaboró bastante en la producción de esta tesis.

Al FONDAP de astrofísica y al Departamento de Astronomía, por el apoyo económico entregado durante todo el programa de magíster.

RESUMEN

El objetivo de esta tesis es estudiar las propiedades físicas y cinemáticas en el interior de seis núcleos densos y masivos seleccionados en base a la forma de sus perfiles de la línea CS(2-1), que indican existencia de acreción y de vientos. Esto sugiere que son núcleos densos en etapas tempranas del proceso de formación de estrellas masivas.

Estudiamos múltiples transiciones rotacionales de las moléculas CS, HCO⁺, CO e isótopos, con los telescopios SEST, ASTE y APEX. Con ello determinamos propiedades físicas de los núcleos densos tales como la columna de densidad, tamaño del núcleo denso, masa, perfil de densidad radial, vientos y velocidad radial.

Utilizando el método Monte Carlo buscamos la mejor estrategia para resolver las poblaciones moleculares en el interior de núcleos densos y así reproducir los espectros observados. Calculamos espectros con distintos tipos de modelos de nube variando la densidad, temperatura cinética, abundancia química, velocidad de contracción y turbulencia en función del radio de la nube. Estudiamos el comportamiento de los perfiles de líneas del CS y del HCO⁺ al usar distintos tipos de nubes. Modelos tipo ley de potencia ajustaron bien las observaciones de líneas moleculares hacia las 6 fuentes escogidas. Los modelos incluyen gas de menor densidad fuera del ancho a media altura determinado con CS y polvo. Por eso utilizamos nubes con radio máximo de 2 a 4 veces el radio del polvo y de 2 a 6 veces la masa del polvo. Las tasas de acreción calculadas están en acuerdo con los valores reportados anteriormente para estrellas masivas en formación. Las observaciones no se ajustan con el modelo de núcleo turbulento de McKee & Tan [2003], porque este modelo sobreestima el ancho en velocidad de las líneas.

Índice general

1. INTRODUCCIÓN	1
2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	5
2.1. Transferencia de la radiación	5
2.1.1. Intensidad	5
2.1.2. Coeficientes de absorción y de emisión	6
2.1.3. Profundidad óptica y función fuente	7
2.2. Equilibrio termodinámico	9
2.2.1. Temperatura de brillo y de excitación	10
2.2.2. Equilibrio termodinámico local	12
2.3. Transiciones moleculares	12
2.3.1. Transiciones rotacionales	13
2.3.2. Transiciones radiativas: coeficientes de Einstein	15
2.3.3. Transiciones colisionales: coeficientes de colisión	17
2.3.4. Ecuaciones de equilibrio estadístico	18
2.4. Perfil de línea	20
2.4.1. Distribución Maxwelliana y temperatura cinética	20
2.4.2. Perfil de línea, ensanchamiento natural y Doppler	20
2.4.3. Perfil de línea de una nube en colapso	22
3. OBSERVACIONES	26
3.1. Selección de fuentes	26
3.2. Telescopios	27
3.2.1. APEX	27
3.2.2. ASTE	28

3.2.3. SEST	29
3.3. Fuentes individuales	29
3.3.1. IRAS 13291–6249	29
3.3.2. IRAS 15520–5234	30
3.3.3. IRAS 15596–5301	31
3.3.4. IRAS 16272–4837	32
3.3.5. IRAS 16547–4247	34
3.3.6. IRAS 17009–4042	35
4. RESULTADOS OBSERVACIONALES	43
4.1. Columna de densidad	43
4.2. Masa	44
4.3. Perfil radial de densidad	45
4.4. Vientos	46
4.5. Contracción radial	49
5. MODELAMIENTO DE LA EMISIÓN DE NUBES MOLECULARES	58
5.1. Definición de cascarones esféricos	58
5.2. Monte Carlo	59
5.2.1. Generación paquetes de fotones	60
5.2.2. Seguimiento fotones	61
5.2.3. Ajuste de poblaciones	63
5.2.4. Obtención espectro	64
5.3. Convolución	64
5.3.1. Transformada de Fourier espectro original	65
5.3.2. Convolución espectro con haz Gaussiano del Telescopio	66
5.3.3. Obtención espectro final	66
5.4. Tipos de modelos de nube	67
5.4.1. Nube tipo Ley de Potencia (Power)	67
5.4.2. Nube tipo Ley de Potencia quebrada (Power2)	68
5.4.3. Modelo de núcleo turbulento (McKee)	69
5.5. Comparación entre coeficientes de colisión	70
5.6. Efectos de variar parámetros de las nubes en los espectros calculados	73

5.6.1. Efectos del radio máximo	73
5.6.2. Efectos de agujeros y de densidad máxima	73
5.6.3. Efectos de gradientes de temperatura	74
5.6.4. Diferencias de gradientes de densidad	74
5.7. Modelamiento fuentes observadas	75
5.7.1. Resultados generales	75
5.7.2. IRAS 16272–4837	77
5.7.3. Otras fuentes	77
5.7.4. Comportamiento del CO	78
6. CONCLUSIONES	93
A. FUNCIONAMIENTO DE LOS PROGRAMAS.	95
A.1. Montecarlo	95
A.2. Convolve	96

Índice de figuras

2.1. Intensidad recibida de una fuente	5
2.2. Geometría plano-paralela para la ecuación del transporte radiativo	6
2.3. Intensidad medida por el observador	8
2.4. Emisión en región ópticamente gruesa	9
2.5. Perfil de línea para una nube en colapso	23
2.6. Explicación esquemática de la formación de un perfil con asimetría azul	24
3.1. Espectros líneas moleculares de IRAS 13291–6249	37
3.2. Espectros líneas moleculares de IRAS 15520–5234	38
3.3. Espectros líneas moleculares de IRAS 15596–5301	39
3.4. Espectros líneas moleculares de IRAS 16272–4837	40
3.5. Espectros líneas moleculares de IRAS 16547–4247	41
3.6. Espectros líneas moleculares de IRAS 17009–4042	42
4.1. Mapas de contornos CS(5–4)	52
4.2. Perfil radial de intensidad	53
4.3. Alas anchas en velocidad	54
4.4. Flujos bipolares	55
4.5. Comparación modelo Myers para CS(2–1)	56
4.6. Comparación modelo Myers para HCO ⁺ (1–0)	57
5.1. Diagrama esquemático modelamiento	59
5.2. Comparación Montecarlo usando CO	79
5.3. Comparación Montecarlo usando CS	80
5.4. Efectos al cambiar radio máxima de la nube	81
5.5. Efectos de usar agujeros y de cambiar la densidad máxima de la nube	82

5.6. Efectos de gradientes de temperatura	83
5.7. Efectos de gradientes de densidad	84
5.8. Ajuste para IRAS 16272–4837	85
5.9. Ajuste con modelo tipo McKee para IRAS 16272–4837	86
5.10. Ajuste para IRAS 13291–6249	87
5.11. Ajuste para IRAS 15520–5234	88
5.12. Ajuste para IRAS 15596–5301	89
5.13. Ajuste para IRAS 16547–4247	90
5.14. Ajuste para IRAS 17009–4042	91
5.15. Ajustes con CO	92

Índice de cuadros

3.1. Datos de las 18 fuentes IRAS representativas de regiones de formación de estrellas masivas	27
3.2. Mapas de observación para cada fuente	28
3.3. Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 13291–6249	30
3.4. Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 15520–5234	31
3.5. Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 15596–5301	32
3.6. Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 16272–4837	33
3.7. Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 16547–4247	34
3.8. Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 17009–4042	35
4.1. Columnas de densidad	44
4.2. Parámetros obtenidos de la observación del CS(5–4)	45
4.3. Velocidad de escape y de las alas de alta velocidad	46
4.4. Datos obtenidos del estudio de vientos	48
4.5. Parámetros que cuantifican la asimetría de los perfiles de línea	49
4.6. Velocidades de colapso obtenidas mediante el cálculo simple y el modelo de Myers.	50

4.7. Componentes ancho de la línea	51
5.1. Abundancias moleculares con respecto al Hidrógeno molecular.	75
A.1. Archivo de entrada para Montecarlo	97
A.2. Archivo de entrada para Convolve	98

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

Las estrellas masivas ($M > 8M_{\odot}$) juegan un rol importante en la evolución del Universo. A pesar de ser bajas en número, son objetos extremadamente luminosos que fácilmente ionizan altas cantidades de material. Son las principales fuentes de producción de radiación UV y de elementos pesados, ya que las estrellas de baja masa son incapaces de formar elementos más allá del oxígeno. Desde su nacimiento hasta su muerte, estas estrellas inyectan energía en el medio interestelar por medio de vientos intensos, radiación y, en su etapa final, a través de la explosión de supernovas. Posiblemente regulan el proceso de formación de estrellas y planetas, así como la estructura física, química y morfológica de las galaxias.

A pesar del rol dominante de las estrellas masivas en las galaxias, tanto en su estructura como en su evolución, el estudio del proceso de formación es difícil debido a:

1) Su formación ocurre en grupos con densidades ≥ 100 estrellas pc^{-3} [Zinnecker et al., 1993]. La proximidad de otras estrellas masivas influye en el ambiente local a través de interacciones gravitacionales, flujos poderosos, vientos, radiación, etc. Esto afecta drásticamente las condiciones físicas, estructurales y químicas del ambiente que las rodea. Además, se encuentran a grandes distancias del Sol ($d > 1 \text{ kpc}$), por lo cual se requiere de una alta resolución angular para un estudio detallado y aislar eventos individuales.

2) Es difícil encontrar estrellas masivas en etapas de formación tempranas debido a que evolucionan rápidamente a la secuencia principal con $t_{\text{KH}} \leq 10^4$ años para una estrella tipo O, lo cual es un tiempo muy corto comparado con otras etapas evolutivas y con el tiempo de evolución de estrellas de baja masa ($t_{\text{KH}} \sim 10^7$ años para estrella tipo G). Debido a las altas temperaturas en estas estrellas, ellas queman rápidamente el Hidrógeno de sus núcleos y llegan a la secuencia principal cuando aún no han terminado de acretar material. En la secuencia principal, las estrellas masivas comienzan

a producir copiosamente fotones UV y vientos, los cuales podrían ser bastante fuertes como para detener la acreción y así no crear estrellas masivas.

3) La extinción ($A_V > 100$ mag) debida al polvo que rodea a las regiones de formación estelar, no permite observar estas estrellas durante su infancia en las longitudes de onda visual ni en el infrarrojo cercano. Las estrellas masivas son luminosas (10^4 – $10^6 L_\odot$) y emiten su radiación a longitudes de onda menores que el límite del continuo de Lyman, ionizando el gas denso (regiones H II) y calentando los granos de polvo alrededor de ellas. Esto las convierte en fuertes emisoras de polvo (estos granos reemiten la energía en el lejano infrarrojo) y de muchas líneas espectrales. Así, el estudio del ambiente alrededor de estrellas masivas en formación se estudia mejor a través de observaciones en longitudes de onda infrarrojas, sub-milimétricas y de radio, donde la extinción es mucho menor.

Los principales métodos para determinar los parámetros físicos de núcleos densos y masivos son las observaciones en el continuo del polvo a longitudes de ondas milimétricas y submilimétricas, y las observaciones de líneas moleculares. Estas observaciones muestran que la unidad básica para la formación de estrellas de alta masa son los denominados núcleos densos y masivos, los cuales se encuentran dentro de estructuras más grandes de gas molecular y polvo, conocidas como nubes moleculares gigantes, con tamaños que van desde los 20 a 100 pc y masas en el rango 10^4 – $10^6 M_\odot$ [Beuther et al., 2007]. Los núcleos densos y masivos tienen tamaños típicos de ~ 0.4 pc, masas de $\sim 2 \times 10^3 M_\odot$, densidades de columna de $\sim 3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, densidades de $\sim 4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ y temperaturas del polvo de ~ 30 K [Garay et al., 2007b].

Teóricamente es difícil explicar el proceso de formación de estrellas masivas, porque muchos procesos deben ser incluidos. Los modelos que se han propuesto para explicar la formación de estrellas masivas son:

Colisiones estelares

En este modelo, las estrellas masivas se forman a través de colisiones estelares de estrellas de masa intermedia durante una época breve en la cual la densidad estelar alcanza $\sim 10^8$ estrellas pc^{-3} [Bonnell et al., 1998, Bonnell & Bate, 2002]. Este valor es lejano al observado en los cúmulos de estrellas galácticos, donde las densidades estelares son en general $\leq 10^4$ estrellas pc^{-3} [Carpenter et al., 1997]. Para resolver este problema, Stahler et al. [2000] sugirieron que la coagulación ocurre cuando las estrellas de baja masa aún están rodeadas por núcleos moleculares densos lo que incrementa las secciones eficaces efectivas. Este modelo resuelve el problema de acretar una estrella cuya presión de radiación revierte la acreción del gas.

Acreción competitiva

En este escenario [Bonnell & Bate, 2006], las estrellas de baja masa se encuentran en un potencial gravitacional común y acretan gas que no estaba unido a las estrellas inicialmente. Las estrellas localizadas cerca del centro del potencial se benefician de la atracción gravitacional de todo el potencial y acretan a tasas más altas de lo que lo hacen las estrellas aisladas. Las estrellas localizadas en los centros ricos en gas de tales sistemas inicialmente acretan material a velocidades relativamente bajas, adquiriendo más masa antes de acretar gas a una velocidad más alta. Las estrellas que no están en el centro de este potencial o que entran después al cúmulo, cuando la velocidad de dispersión es más grande, no acretan gas significativamente, manteniéndolo sus masas bajas. Así, naturalmente se segregan estrellas masivas hacia el centro del cúmulo, como se ha observado, y también se obtiene una función de masa (IMF) cualitativamente consistente con las observaciones.

Krumholz et al. [2005b] criticaron este modelo debido a que las simulaciones de acreción competitiva suponen propiedades físicas de regiones de formación estelar que son diferentes de las que han sido determinadas por las observaciones, en particular el bajo valor de los parámetros viriales de las estructuras iniciales. Bonnell & Bate [2006] argumentaron que el potencial gravitacional, la dispersión de velocidad y el gradiente de densidad aumentan la eficiencia de la acreción competitiva hacia el centro del cúmulo, y por consiguiente las propiedades globales promediadas usadas por Krumholz et al. [2005b] son incorrectas. Sin embargo, la simulación de Krumholz et al. [2007] muestra que el calentamiento radiativo suprime la fragmentación y las estrellas no pueden acretar más gas de la acumulación que las rodea, contradiciendo la acreción competitiva.

Acreción

Trabajos observacionales muestran que al parecer discos de acreción y flujos moleculares son intrínsecos en el proceso de formación de estrellas masivas [Garay & Lizano, 1999, Beuther et al., 2007]. Garay & Lizano [1999] concluyeron que aunque los núcleos masivos aparecen en cúmulos y se podrían formar por una acumulación de procesos compleja, la evidencia observacional sugiere que las estrellas masivas son formadas por el colapso gravitacional de un núcleo pre-estelar masivo. La mayoría de las observaciones favorecen este escenario [Zhang et al., 2001, Beuther et al., 2002a, Fuller et al., 2005, Beltrán et al., 2006]. A menudo la acreción no puede ser observada directamente, pero su presencia puede ser inferida por la presencia de material colapsando a gran escala y por flujos moleculares [Klaassen & Wilson, 2007].

Modelos de formación de estrellas masivas a través de la acreción de un núcleo masivo han sido

desarrollados, entre ellos:

1) Osorio et al. [1999] a través de modelos de la SED de núcleos moleculares calientes (HMCs), concluyeron que las estrellas masivas se forman a partir del colapso de núcleos con una distribución inicial de densidad logotrópica, la cual varía como r^{-1} . Se requieren altas tasas de acreción para ajustar los datos ($\dot{M}=6\times 10^{-4}-10^{-3}$), lo suficiente para vencer a las fuerzas radiativas y detener el desarrollo de una región H II ultracompacta.

2) McKee & Tan [2003] criticaron los modelos logotrópicos y propusieron el modelo de núcleo turbulento. En este modelo las estrellas masivas se forman en núcleos condensados y unidos gravitacionalmente apoyados por turbulencia supersónica y campos magnéticos. El alto grado de concentración impide la fragmentación y también producen altas tasas de acreción para suprimir la presión de radiación de la protoestrella central.

Para discernir entre las diferentes teorías acerca del proceso de formación de estrellas masivas, es importante conocer en detalle las condiciones físicas de los núcleos densos y masivos. La emisión del polvo provee información acerca de la estructura física del núcleo y el estado de evolución; y la estructura en velocidad del núcleo se puede obtener de espectros moleculares (Zhou et al. [1993], Gregersen et al. [1997], Wolf-Chase & Gregersen [1997], Choi et al. [1999], Di Francesco et al. [2001]).

En esta tesis disponemos de observaciones de líneas moleculares, con las cuales estudiaremos las propiedades físicas y cinemáticas en el interior de seis núcleos densos y masivos en estados de evolución tempranos. En el capítulo 2 explicamos los fundamentos teóricos necesarios para entender la transferencia de la radiación. En el capítulo 3 mostramos los datos observacionales y el criterio de selección de fuentes. En el capítulo 4 calculamos parámetros físicos de los núcleos densos tales como columna de densidad, tamaño, masa, perfil radial de densidad, vientos y velocidad de contracción. En el capítulo 5, usamos un método Monte Carlo para buscar los mejores valores de coeficientes de colisión y así resolver las poblaciones moleculares dentro de una nube; simulamos perfiles de líneas y vimos el comportamiento de los espectros al variar parámetros físicos de las nubes; y ajustamos espectros modelados con las observaciones. En el capítulo 6 mostramos las conclusiones. Finalmente, un apéndice con la explicación del funcionamiento del programa de transporte radiativo.

Capítulo 2

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1. Transferencia de la radiación

2.1.1. Intensidad

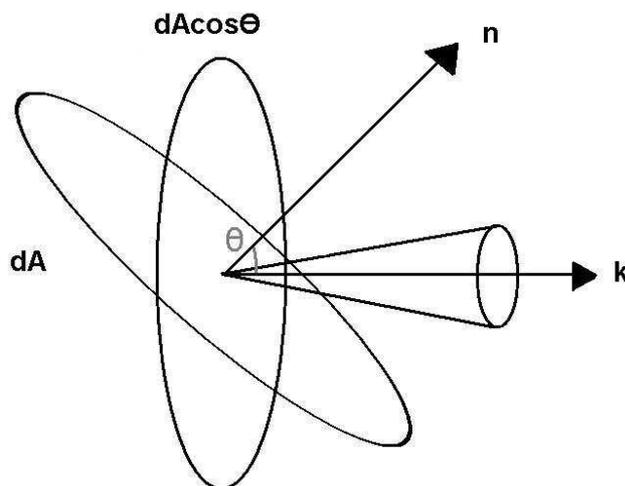


Figura 2.1— Energía dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ que atraviesa un área dA cuya normal \mathbf{n} forma un ángulo θ con la dirección considerada \mathbf{k} .

El campo de radiación se describe mediante la *intensidad de radiación*, llamada también *intensidad específica* (por tratarse de energía por unidad de intervalo de frecuencia) o *brillo* (cuando se refiere a la intensidad recibida de la fuente). La intensidad $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ es la energía por unidad de tiempo que atraviesa un área unitaria perpendicular a la dirección del vector unitario \mathbf{k} , centrada

en la posición \mathbf{r} , transportada por la radiación que se propaga dentro de un ángulo sólido unitario centrado en la dirección \mathbf{k} , en una unidad de intervalo de frecuencia (Figura 2.1):

$$I_\nu = \frac{dE}{dt dA \cos \theta d\Omega d\nu} \quad (2.1)$$

con dimensiones $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$.

La intensidad media J_ν es el promedio angular de la intensidad

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_\nu d\Omega . \quad (2.2)$$

2.1.2. Coeficientes de absorción y de emisión

La intensidad de la radiación que se propaga por el espacio libre es constante a lo largo del camino. Si la radiación interactúa con la materia en una región, en general, ésta absorberá parte de la radiación y emitirá al mismo tiempo su propia radiación. La variación de intensidad a lo largo del camino l puede ser descrita mediante el *coeficiente de absorción* k_ν , cuyo significado es el de atenuación por unidad de longitud a la frecuencia ν , y el *coeficiente de emisión* j_ν , cuyo significado es el de intensidad generada por unidad de longitud. La ecuación que da la variación de intensidad por unidad de longitud mediante estos coeficientes es la *Ecuación del Transporte Radiativo* (Figura 2.2):

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -k_\nu I_\nu + j_\nu . \quad (2.3)$$

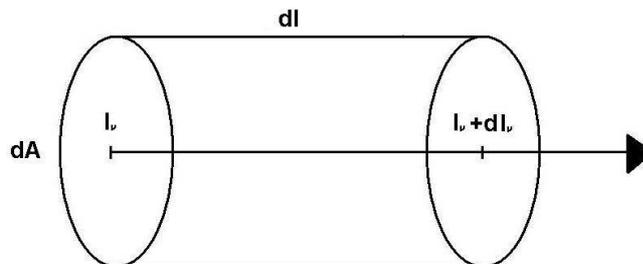


Figura 2.2— Geometría plano-paralela para la ecuación de transporte radiativo.

El coeficiente de absorción k_ν tiene dimensiones de cm^{-1} , mientras que el de emisión, j_ν , tiene dimensiones de $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$. El inverso del coeficiente de absorción es una longitud que se denomina *recorrido libre medio* de la radiación o del fotón, $l_\nu = \frac{1}{k_\nu}$. Su significado es el de la distancia media recorrida por un fotón de frecuencia ν antes de ser absorbido. La propagación en el espacio libre es el caso particular $k_\nu = j_\nu = 0$, es decir, sin ninguna interacción radiación–materia.

2.1.3. Profundidad óptica y función fuente

Es muy útil escribir la ecuación del transporte radiativo en términos de nuevas variables, *profundidad óptica* τ_ν (adimensional) y *función fuente* S_ν (con dimensiones de intensidad), definidas a partir de los coeficientes de absorción y de emisión por

$$d\tau_\nu = k_\nu dl, \quad (2.4)$$

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{k_\nu}. \quad (2.5)$$

La ecuación del transporte radiativo, utilizando estas nuevas variables, se escribe como

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu. \quad (2.6)$$

La ecuación puede integrarse y así se obtiene una solución formal, que no es más que la forma integral de la misma ecuación del transporte radiativo. Si se considera que la región donde hay interacción radiación–materia se extiende desde $l=0$ hasta $l=L$ y que la profundidad óptica aumenta en el sentido de la propagación de la radiación, siendo máxima cerca del observador cuando ya ha acabado toda interacción radiación–materia, se tiene que la profundidad óptica total de la región es τ_ν . La solución formal es:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau'_\nu)e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} d\tau'_\nu. \quad (2.7)$$

La interpretación de la ecuación de transporte radiativo, es que la intensidad medida por el observador es la suma de dos componentes: la intensidad del fondo, $I_\nu(0)$, atenuada por la opacidad de la región en un factor $e^{-\tau_\nu}$; y la superposición de la emisión de todas las capas de la región, cada una con una intensidad $S_\nu(\tau'_\nu)$ atenuada por la opacidad existente entre la capa considerada y la parte frontal de la región, $\tau_\nu - \tau'_\nu$ (Figura 2.3).

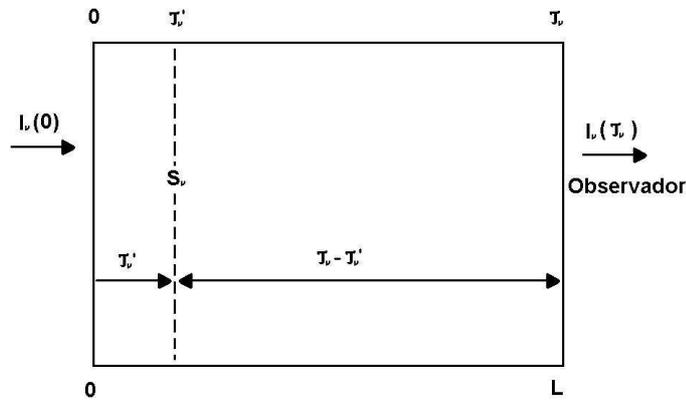


Figura 2.3— La intensidad medida por el observador es la suma de la intensidad de fondo $I_\nu(0)$, atenuada por un factor $e^{-\tau_\nu}$ y la superposición de la emisión de todas las capas de la región, cada una con una intensidad $S_\nu(\tau_\nu')$ atenuada por un factor $e^{-(\tau_\nu - \tau_\nu')}$.

Si suponemos que la función fuente es constante dentro de la región, la integral de la ecuación anterior puede calcularse y se obtiene la forma comúnmente utilizada de la ecuación de transporte radiativo,

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) . \tag{2.8}$$

Los casos límites de esta ecuación son muy útiles para entender el significado físico de las magnitudes que intervienen.

Caso ópticamente delgado. Una región es ópticamente delgada (transparente) cuando la profundidad óptica $\tau_\nu \ll 1$, lo que implica

$$I_\nu \simeq I_\nu(0) + S_\nu\tau_\nu = I_\nu(0) + \int_0^L j_\nu dl . \tag{2.9}$$

En esta aproximación la intensidad de fondo se observa sin atenuación y se observa la radiación emitida por toda la región, sumada para todas las capas.

Caso ópticamente grueso. Cuando $\tau_\nu \gg 1$ se dice que la región es ópticamente gruesa (opaca). Se pierde toda información sobre la intensidad de fondo y se observa una intensidad igual a la función

fuente,

$$I_\nu \simeq S_\nu . \tag{2.10}$$

La radiación procede esencialmente de la capa superficial de la región. Esta capa tiene un grosor igual al recorrido libre medio de la radiación cuya profundidad es tal que la variación de profundidad óptica es del orden de la unidad. Si la profundidad óptica crece muy rápidamente con la profundidad geométrica, se observará únicamente la superficie (Figura 2.4).

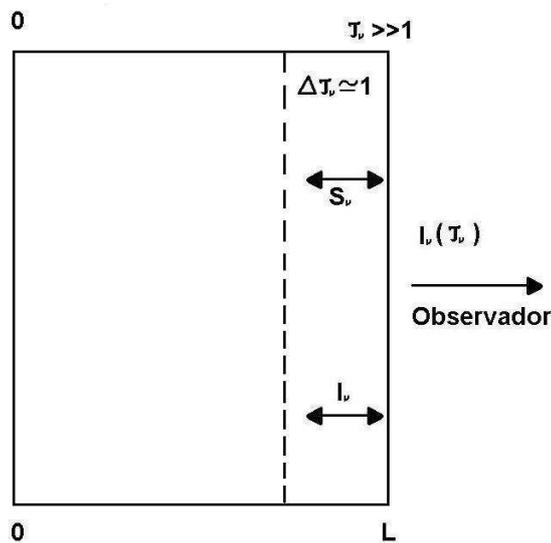


Figura 2.4— En el caso ópticamente grueso, la radiación se recibe de una capa superficial de grosor igual al recorrido libre medio de la radiación cuya profundidad óptica es del orden de la unidad.

2.2. Equilibrio termodinámico

Equilibrio termodinámico, significa equilibrio entre radiación y materia; el que se alcanza, por ejemplo, en la cavidad ideal que se utiliza para establecer las propiedades teóricas de un cuerpo negro. En dicha situación, la intensidad de la radiación viene descrita por la *Ley de Planck* (ecuación 2.12) para un cuerpo negro a una temperatura de brillo $T_B = T$.

Asimismo, los estados energéticos de la materia también están en equilibrio. Esto significa que los estados de ionización vienen descritos por la *ecuación de Saha* para una temperatura de ionización $T_{ion} = T$. La ecuación de Saha está dada por:

$$\frac{n_{r+1}n_e}{n_r} = 2\frac{g_{r+1}}{g_r} \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_r/kT}, \quad (2.11)$$

donde n_r es la densidad de partículas en el estado de ionización r y χ_r es el potencial correspondiente. La población de los niveles de energía para cada estado de ionización de una especie viene dado por la *Ley de Boltzmann* (ecuación 2.35) para una temperatura de excitación $T_{ex} = T$, y la distribución de velocidades de las partículas viene dada por la *Ley de Maxwell* (ecuación 2.47) para una temperatura cinética $T_k = T$.

En equilibrio termodinámico las tres temperaturas coinciden y definen la temperatura del equilibrio termodinámico, T ,

$$T_B = T_{ion} = T_{ex} = T_k = T \quad .$$

La situación de equilibrio termodinámico sólo se da como caso límite en algunas circunstancias. Prácticamente nunca se da, por ejemplo, en el medio interestelar. Sin embargo, a veces la situación se aproxima en parte a la de equilibrio termodinámico: la materia está en equilibrio, pero la radiación está desacoplada de la materia. Decimos entonces que es una situación de *Equilibrio Termodinámico Local*.

2.2.1. Temperatura de brillo y de excitación

En equilibrio termodinámico la intensidad de la radiación viene dada por la Ley de Planck para un cuerpo negro:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (2.12)$$

donde T es la temperatura, único parámetro que describe el equilibrio termodinámico.

En general, la radiación no está en equilibrio con la materia y la intensidad I_ν no viene dada por una función de Planck. Sin embargo, a cada frecuencia ν se puede definir una temperatura, la *temperatura de brillo* T_B , tal que la intensidad a esta frecuencia tenga el valor de la Planckiana a temperatura T_B ,

$$I_\nu = B_\nu(T_B) \quad . \quad (2.13)$$

Para frecuencias bajas (o temperaturas elevadas) es posible utilizar la aproximación de Rayleigh-Jeans para la función de Planck:

$$I_\nu \simeq \frac{2k\nu^2}{c^2} T_B . \quad (2.14)$$

Esta aproximación tiene la gran ventaja de que la intensidad es proporcional a la temperatura de brillo. La aproximación de Rayleigh–Jeans es válida cuando $h\nu \ll kT$.

La *temperatura de excitación* es aquella temperatura para la cual el valor de la función fuente es igual a la de una función de Planck a la frecuencia dada,

$$S_\nu = B_\nu(T_{ex}) . \quad (2.15)$$

En general, la temperatura de excitación depende de la frecuencia. Además, en la aproximación de Rayleigh–Jeans, se tendrá que la función fuente será proporcional a la temperatura de excitación.

Se pueden utilizar las temperaturas de brillo y de excitación para reescribir la ecuación del transporte radiativo. En la aproximación Rayleigh–Jeans se puede escribir como

$$T_R = T_{bg}e^{-\tau_\nu} + T_{ex}(1 - e^{-\tau_\nu}) , \quad (2.16)$$

donde se ha definido la temperatura de fondo, T_{bg} , como la temperatura de brillo correspondiente a la intensidad de fondo, $I_\nu(0)$. De forma más general

$$T_R = J_\nu(T_{bg})e^{-\tau_\nu} + J_\nu(T_{ex})(1 - e^{-\tau_\nu}) , \quad (2.17)$$

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

La temperatura de excitación T_{ex} y la profundidad óptica τ_ν definen perfectamente la emisión y absorción de radiación, y su conocimiento es equivalente al de los coeficientes de absorción k_ν y emisión j_ν .

En los dos casos límites, para regiones ópticamente delgadas y gruesas, se obtiene, en la aproximación de Rayleigh–Jeans,

$$\tau_\nu \ll 1 \Rightarrow T_R \simeq T_{bg} + T_{ex}\tau_\nu , \quad (2.18)$$

$$\tau_\nu \gg 1 \Rightarrow T_R \simeq T_{ex} . \quad (2.19)$$

2.2.2. Equilibrio termodinámico local

El equilibrio termodinámico local (LTE) es la situación a la que tiende un sistema cuando su densidad crece y el estado energético de las partículas del medio viene controlado por las colisiones. Las velocidades de las partículas se termalizan con mucha facilidad, por lo que normalmente vienen dadas siempre (con excepciones evidentes para los procesos no térmicos) por la Ley de Maxwell para una temperatura T_k . Si las transiciones colisionales dominan sobre las transiciones radiativas, los niveles también se termalizan y las poblaciones vienen dadas por la Ley de Boltzmann con $T_{ex} \simeq T_k$. Este estado se alcanza para algunos niveles energéticos. El siguiente paso es la termalización de los estados de ionización, que se alcanza cuando éstos vienen dados por la Ley de Saha con $T_{ion} \simeq T_k$. En esta situación se tiene equilibrio termodinámico local, es decir, $T_{ion}=T_{ex}=T_k$. En cambio, la radiación no viene dada por la Ley de Planck. A partir de aquí, si la densidad del medio es suficiente, la profundidad óptica puede ser muy elevada, con lo que la radiación tenderá al equilibrio con la materia y la radiación se termalizará. La situación tiende entonces al equilibrio termodinámico total, con la radiación dada por la ley de Planck. Este último paso no suele ocurrir casi nunca.

2.3. Transiciones moleculares

Cuando dos o más átomos están unidos formando una molécula, constituyen un sistema mucho más complejo que un átomo aislado. Una forma de tratar un sistema tan complejo es la *aproximación de Born–Oppenheimer*, que consiste en tratar de forma separada los movimientos de los núcleos y de los electrones. Ésta es una buena aproximación, ya que debido a la gran disparidad de masa entre los electrones y los núcleos, estos últimos se mueven mucho más despacio que los primeros.

Una molécula puede presentar tres tipos de transiciones: transiciones rotacionales (que son las que involucran rotación de la molécula como un todo, y por tanto un giro de los núcleos unos respecto de otros), transiciones vibracionales (que ocurren cuando los núcleos vibran en torno a su posición de equilibrio) y transiciones electrónicas (que suponen un cambio en la distribución de la nube de electrones). Este último tipo de transiciones también lo presentan los átomos, mientras que los dos primeros son exclusivos de las moléculas.

En la aproximación de Born–Oppenheimer, las energías son aproximadamente aditivas, de modo que la energía total de la molécula será

$$E = E_{el} + E_{vib} + E_{rot} \ .$$

Los valores típicos para estas energías son $E_{el} \simeq 1.2 \times 10^{-11}$ erg que corresponde a una frecuencia de la transición $\nu_{el} = E_{el}/h = 1.8 \times 10^{15}$ Hz, que cae en el rango del UV; $E_{vib} \simeq 8.9 \times 10^{-14}$ erg que cae en el rango del IR; y $E_{rot} \simeq 6.5 \times 10^{-16}$ erg que cae en el rango del radio.

En una nube molecular con una temperatura cinética T_k , la energía disponible para excitar una transición mediante colisiones es del orden de KT_k . Por tanto, en general, sólo tendrán lugar aquellas transiciones que requieran para excitarse una energía $E \simeq kT_k$, es decir, que tengan una temperatura característica, $T = E/k$, del orden de la temperatura cinética de la nube. Las temperaturas características, para las transiciones que hemos considerado anteriormente son:

$$\begin{aligned} T_{el} &= E_{el}/K \simeq 9 \times 10^4 K , \\ T_{vib} &= E_{vib}/K \simeq 600 K , \\ T_{rot} &= E_{rot}/K \simeq 5 K . \end{aligned}$$

Puesto que en las nubes moleculares las temperaturas son típicamente del orden de 10 K, con las energías disponibles, en general sólo se excitarán las transiciones rotacionales.

2.3.1. Transiciones rotacionales

El momento angular de una molécula consistente de dos núcleos A y B es $L = I\omega$, donde ω es la velocidad angular y I es el momento de inercia de la molécula, el cual viene dado por el producto entre la masa reducida de la molécula y el cuadrado de la distancia entre los núcleos:

$$I = m_A r_A^2 + m_B r_B^2 = m r_e^2 , \quad (2.20)$$

en donde r_e y m vienen dados por

$$\begin{aligned} r_e &= r_A - r_B , \\ m &= \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} . \end{aligned}$$

La energía rotacional será, por tanto,

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{L^2}{2I} . \quad (2.21)$$

La solución de la ecuación de Schrödinger para una molécula diatómica indica que el momento angular está cuantizado y sólo puede tomar valores $L_J = \hbar[J(J+1)]^{1/2}$ $J=0,1,2,\dots$ donde J es el número cuántico rotacional. Los niveles de energía correspondientes serán:

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) . \quad (2.22)$$

Dado que las únicas transiciones permitidas por las reglas de selección son aquellas en que J varía en una unidad ($J \rightarrow J-1$), la frecuencia de una transición vendrá dada por

$$\nu_{J,J-1} = \frac{E_J - E_{J-1}}{h} = \frac{h}{4\pi^2 I} J . \quad (2.23)$$

Para cada molécula, se puede definir su *constante rotacional*,

$$B_0 = \frac{h}{8\pi^2 I} , \quad (2.24)$$

con lo que la energía del nivel J se expresa como

$$E_J = hB_0 J(J+1) , \quad (2.25)$$

y la frecuencia de transición $J \rightarrow J-1$ como

$$\nu_{J,J-1} = 2B_0 J . \quad (2.26)$$

Esto es válido para una molécula que es completamente rígida. Es de destacar que las distintas transiciones rotacionales de una misma molécula diatómica son múltiplos de $2B_0$ y por tanto están igualmente espaciadas en frecuencia entre sí.

Para una molécula ligeramente elástica, r_e se incrementará con la energía rotacional resultando

$$E = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) - hD[J(J+1)]^2 . \quad (2.27)$$

El término D es la constante de estiramiento centrífugo, que da cuenta del aumento en la separación entre los núcleos debido a la fuerza centrífuga. Típicamente $D/B_0 \leq 10^{-4}$.

La frecuencia vendrá dada por:

$$\nu_{J,J-1} = 2B_0 J - 4DJ^3 . \quad (2.28)$$

Para las diferentes variantes isotópicas de una misma molécula las frecuencias de una misma transición son ligeramente distintas, puesto que los momentos de inercia son también ligeramente distintos debido principalmente a la diferencia en la masa reducida (ya que la distancia entre los núcleos, determinada fundamentalmente por las fuerzas Coulombianas, pueden considerarse que no varían en primera aproximación).

El coeficiente de Einstein de emisión espontánea (sección 2.3.2) para transiciones dipolares está dado por la expresión

$$A_{ul} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \nu_{ul}^3 |\mu_{ul}^2|. \quad (2.29)$$

Sólo las transiciones rotacionales que presenten $\Delta J=0,\pm 1$ son permitidas, para los otros casos los elementos de la matriz dipolar son nulos. Para una molécula rotor lineal, los elementos dipolares distintos de cero están dados por

$$|\mu_{J \rightarrow J+1}^2| = \mu^2 \frac{J+1}{2J+1}, \quad (2.30)$$

$$|\mu_{J+1 \rightarrow J}^2| = \mu^2 \frac{J+1}{2J+3}. \quad (2.31)$$

2.3.2. Transiciones radiativas: coeficientes de Einstein

Consideremos una transición entre dos estados de una partícula (átomo, ion, molécula) que se denominarán 1 (nivel inferior) y 2 (nivel superior). La frecuencia de la transición es $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$. La descripción microscópica de las transiciones entre los dos estados contempla tres posibilidades: *emisión espontánea, absorción y emisión inducida*.

Emisión espontánea. La desexcitación espontánea de la partícula del nivel 2 al nivel 1, viene descrita por el *coeficiente de Einstein de emisión espontánea*, A_{21} . El proceso implica la emisión de un fotón, en una dirección cualquiera, de frecuencia ν_{21} en el sistema de referencia de la partícula. El coeficiente tiene el significado de probabilidad de transición de la partícula por unidad de tiempo. Sus dimensiones son s^{-1} y el inverso del coeficiente es el tiempo de vida de la partícula en el nivel superior, $t_{vida} = A_{21}^{-1}$. Para obtener el coeficiente de emisión j_ν (energía emitida por unidad de tiempo, volumen y de ángulo sólido) hay que multiplicar el coeficiente A_{21} por la densidad de partículas en el nivel 2, n_2 , por la energía del fotón emitido $h\nu_{21}$, dividir por el ángulo sólido total, 4π sr, y

multiplicar por el perfil de línea (sección 2.4) para pasar de frecuencias en el sistema de referencia de la partícula al sistema de referencia del observador,

$$j_\nu = \frac{n_2 A_{21}}{4\pi} h\nu_{21} \phi(\nu) . \quad (2.32)$$

La contribución de la emisión espontánea a la variación de las poblaciones de los dos niveles es $\dot{n}_1 = -\dot{n}_2 = n_2 A_{21}$.

Absorción. La absorción de un fotón de frecuencia ν_{21} del campo de radiación produce la excitación de la partícula del nivel 1 al nivel 2. La probabilidad de este proceso es proporcional a la intensidad del campo de radiación, y el coeficiente de proporcionalidad es el *coeficiente de Einstein de absorción*, B_{12} . Las dimensiones del coeficiente de absorción son $\text{erg}^{-1} \text{cm}^2 \text{sr Hz}$. La contribución de la absorción a la variación de la población de dos niveles es $\dot{n}_2 = -\dot{n}_1 = n_1 B_{12} I_\nu$.

Emisión inducida. El proceso inverso al anterior es la desexcitación de la partícula del nivel 2 al nivel 1, estimulada o inducida por un fotón incidente, acompañada por la emisión de otro fotón. El coeficiente asociado es el *coeficiente de Einstein de emisión inducida*, B_{21} . El proceso de emisión inducida se considera normalmente como absorción negativa y ambos coeficientes, el de absorción y el de emisión inducida, entran en la expresión del coeficiente de absorción

$$k_\nu = \frac{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}}{4\pi} h\nu_{21} \phi(\nu) . \quad (2.33)$$

La contribución de la emisión inducida a la variación de la población de los dos niveles es $\dot{n}_1 = -\dot{n}_2 = n_2 B_{21} I_\nu$.

Los tres coeficientes de Einstein, A_{21} , B_{12} y B_{21} , no son independientes. Las relaciones entre ellos se puede obtener en el caso límite de equilibrio termodinámico. En este límite, el número de desexcitaciones y de excitaciones es igual

$$n_2 A_{21} = (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) I_\nu , \quad (2.34)$$

la intensidad viene dada por una Planckiana a temperatura T y la población de los niveles viene dada por la ley de Boltzmann para la misma temperatura T ,

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_{21}/kT} . \quad (2.35)$$

Reemplazando 2.34 en la ecuación anterior

$$A_{21} = \left(\frac{n_1}{n_2} B_{12} - B_{21} \right) B_\nu(T) = \left(\frac{n_1/g_1}{n_2/g_2} - 1 \right) B_{21} \frac{2h\nu_{21}^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu_{21}/kT} - 1}, \quad (2.36)$$

y utilizando la ley de Boltzmann finalmente queda

$$A_{21} = \frac{2h\nu_{21}^3}{c^2} B_{21}. \quad (2.37)$$

Esta relación, a pesar de haberse obtenido en un caso límite, depende únicamente de constantes atómicas y, por lo tanto, es válida universalmente en cualquier condición. Por lo tanto, hay un único coeficiente de Einstein independiente, que suele tomar A_{21} , que es el que aparece normalmente tabulado.

2.3.3. Transiciones colisionales: coeficientes de colisión

Además de las transiciones radiativas entre dos niveles de un sistema, descritas por los coeficientes de Einstein, el otro proceso que puede producir excitaciones o desexcitaciones del sistema son las *transiciones colisionales*. En una colisión con otra partícula, el sistema puede ganar parte de la energía cinética de la partícula colisionante y pasar del estado 1 al 2, o por el contrario puede ceder energía a la partícula colisionante y pasar del estado 2 al 1. La probabilidad de excitación colisional es C_{12} y la desexcitación C_{21} . Ambas tienen dimensiones de s^{-1} . La contribución de las transiciones colisionales a la variación de la población de los dos niveles es $\dot{n}_2 = -\dot{n}_1 = n_1 C_{12} - n_2 C_{21}$.

Las probabilidades de transición colisional C_{21} (o tasa de colisión) es igual a

$$C_{21} = n_{col} \gamma_{21}, \quad (2.38)$$

donde n_{col} es la densidad de número de las partículas colisionantes y γ_{21} es el *coeficiente de desexcitación colisional*, con dimensiones de $cm^3 s^{-1}$.

Estos coeficientes pueden expresarse como el promedio Maxwelliano de la sección eficaz de colisión (volumen eficaz barrido por la partícula por unidad de tiempo), y vienen dados por

$$\gamma_{21} = \int \sigma_{21}(v) v f(v) dv, \quad (2.39)$$

donde $\sigma_{21}(v)$ es la sección eficaz de colisión correspondiente a la velocidad v y $f(v)$ la distribución de velocidad de las partículas colisionantes.

Reemplazando $f(v)$ (ecuación 2.47) en 2.39 se obtiene

$$\gamma_{21} = \left(\frac{8kT}{\pi\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT} \right)^2 \int \sigma_{21} E e^{E/kT} dE, \quad (2.40)$$

donde k es la constante de Boltzmann, μ es la masa reducida del sistema y E es la energía de colisión del centro de masa.

Nótese que las partículas colisionantes son normalmente las más abundantes en el medio y no tienen porqué ser las mismas que las que sufren las transiciones colisionales. Por ejemplo, en una región H II las partículas colisionantes dominantes son los electrones y en una nube molecular, las moléculas de H_2 , independientemente de la transición y de la especie particular que se estudie.

Los coeficientes de excitación y desexcitación no son independientes. La relación entre ellos puede deducirse en condiciones de equilibrio termodinámico. Si la densidad n tiende a infinito, las transiciones colisionales serán las únicas importantes y deberá cumplirse $n_1 n \gamma_{12} = n_2 n \gamma_{21}$. Por otro lado, las poblaciones vienen dadas por la ley de Boltzmann, por lo que

$$g_1 \gamma_{12} = g_2 \gamma_{21} e^{-h\nu_{21}/kT}. \quad (2.41)$$

Fuera del equilibrio termodinámico, si las velocidades de las partículas colisionantes están termalizadas (siguen distribución Maxwelliana), la relación seguirá siendo válida para T_k . Es de destacar que el coeficiente de excitación γ_{12} es más pequeño que el de desexcitación γ_{21} . Esto es de esperar, porque para excitar el sistema se necesita una energía cinética mínima de las partículas colisionantes. Si la energía cinética de las partículas colisionantes es mucho menor que la diferencia de energía entre los niveles ($kT_k \ll h\nu_{21}$), no habrá prácticamente ninguna excitación colisional ($\gamma_{12} \simeq 0$).

2.3.4. Ecuaciones de equilibrio estadístico

Para poder resolver la ecuación 2.7, en el contexto de líneas moleculares, es necesario conocer las distintas poblaciones de los niveles involucrados. Para ello se usan condiciones de equilibrio estadístico.

En equilibrio estadístico la tasa de ocurrencia de los procesos que producen el poblamiento de un nivel debe ser igual a la tasa de ocurrencia de todos los procesos que despueblan dicho nivel. Supongamos un proceso entre un nivel i y otro j . Ese proceso produce transiciones desde el nivel i al j . La tasa de dicho proceso se define como el número de transiciones por unidad de tiempo desde i a j a través de dicho proceso y por partícula en el nivel i . Esas transiciones pueden ser procesos

radiativos (R_{ij}) o colisionales (C_{ij}).

El número de transiciones por segundo desde i a j por unidad de volumen es $N_i(R_{ij} + C_{ij})$, donde N_i es el número de partículas por unidad de volumen en el nivel i y además siempre se considera que j es el nivel superior.

La condición de equilibrio estadístico indica que la población debe ser estable de manera que el número de transiciones que despueblan i debe ser igual al número de transiciones que pueblan i . O sea

$$\sum_i N_i(R_{ij} + C_{ij}) = \sum_j N_j(R_{ji} + C_{ji}) . \quad (2.42)$$

Se debe tener en cuenta la condición $\sum N_i = N$, donde N es el número total de partículas involucradas.

Combinando todas las transiciones desde el nivel i al j llamándola P_{ij} se tiene

$$\frac{dN_j}{dt} = 0 = \sum_{i=1}^M (N_i P_{ij} - N_j P_{ji}) = \sum_{i=1}^M N_i P_{ij} - N_j \sum_{i=1}^M P_{ji} . \quad (2.43)$$

El término $N_i P_{ij}$ representa el número de átomos que arriban al nivel j desde el nivel i mientras que el término $N_j P_{ji}$ representa el número de átomos perdidos por el nivel j .

Las tasas de transición P_{ij} y P_{ji} incluyen tasas radiativas y colisionales y vienen dadas por:

$$P_{ij} = 4\pi A_{ij} + 4\pi B_{ij} \int_0^\infty J_\nu \phi(\nu) d\nu + C_{ij} , \quad (2.44)$$

donde $A = 0$ para $i < j$. Similarmente se puede escribir

$$P_{ji} = 4\pi B_{ji} \int_0^\infty J_\nu \phi(\nu) d\nu + C_{ji} . \quad (2.45)$$

Reemplazando en 2.40 y usando ecuación 2.2 para la intensidad media J_ν se obtiene

$$\frac{dN_j}{dt} = \sum_i N_i \left(A_{ij} + \frac{B_{ij}}{4\pi} \oint \int_0^\infty I(\nu) \phi(\nu) d\nu d\Omega + C_{ij} \right) - N_j \sum_i \left(\frac{B_{ji}}{4\pi} \oint \int_0^\infty I(\nu) \phi(\nu) d\nu d\Omega + C_{ji} \right) . \quad (2.46)$$

2.4. Perfil de línea

2.4.1. Distribución Maxwelliana y temperatura cinética

Sea un gas de partículas cuyas velocidades están termalizadas, es decir, que el mecanismo dominante que determina sus velocidades son las colisiones entre partículas. Sea n la densidad total de partículas (en número, con dimensiones de cm^{-3}), y $dn(\mathbf{v})$ la densidad de partículas con un vector velocidad entre v y $v + dv$. La función de distribución de velocidades, $f(\mathbf{v})$, tal que $dn(\mathbf{v}) = n f(\mathbf{v}) dv$, viene dada por la distribución de Maxwell

$$f(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi k T_k} \right)^{3/2} e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2kT_k}, \quad (2.47)$$

donde m es la masa molecular media de las partículas del gas y T_k es la temperatura cinética del gas.

2.4.2. Perfil de línea, ensanchamiento natural y Doppler

Si se considera una transición entre dos estados de una partícula (átomo, ion o molécula), con una diferencia de energía ΔE y una frecuencia de los fotones emitidos o absorbidos en la transición $\nu_0 = \Delta E/h$, la transición nunca se observa como una línea monocromática, infinitamente estrecha en frecuencia, sino con un cierto perfil $\phi(\nu)$, llamado *función del perfil de línea*, normalizado de forma que

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi(\nu) d\nu = 1. \quad (2.48)$$

El ancho equivalente del perfil de línea es, a efectos prácticos, igual al ancho a media altura $\Delta\nu_{1/2}$ y por lo tanto no se hará ninguna distinción entre ambos anchos ($\Delta\nu_{1/2} \simeq \Delta\nu_{eq} \simeq \Delta\nu$). Por ejemplo, para un perfil de línea Gaussiano $\Delta\nu_{eq} = \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} \Delta\nu_{1/2} = 1.064 \Delta\nu_{1/2}$.

Incluso en el sistema de referencia de la partícula emisora, no todos los fotones emitidos tienen exactamente la misma frecuencia. Esto se entiende a partir del principio de incertidumbre de Heisenberg. El hecho mismo de producirse una transición indica que el tiempo de vida del estado superior de energía, t_{vida} , es finito y su energía indeterminada en un factor del orden de \hbar/t_{vida} . Esto produce una dispersión de frecuencias del orden de $\Delta\nu \simeq (2\pi t_{vida})^{-1}$. La distribución de los fotones según la frecuencia da un perfil a la línea en forma Lorentziana

$$\phi(\nu) = \frac{2}{\pi\Delta\nu} \frac{1}{1 + 4(\nu - \nu_0)^2/\Delta\nu^2}, \quad (2.49)$$

donde $\Delta\nu$ es el ancho a media altura del perfil. Este ensanchamiento intrínseco de la línea, llamado *ensanchamiento natural* que es extraordinariamente pequeño e inobservable ($\Delta\nu/\nu \ll 10^{-10}$ para transiciones en radio) en casi todas las situaciones de interés en el medio interestelar .

El mecanismo de ensanchamiento realmente importante es provocado por los movimientos de las partículas, que producen un corrimiento de frecuencia debido al efecto Doppler. Si la componente radial de la velocidad relativa al observador de una partícula es v_r , el corrimiento de frecuencia (en el límite no relativista) es

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = -\frac{v_r}{c}, \quad (2.50)$$

donde ν_0 es la frecuencia de la transición en el sistema de referencia de la partícula y ν es la frecuencia observada. Si las partículas siguen una distribución Maxwelliana de velocidades, el perfil de línea será Gaussiano (como la distribución de velocidades)

$$\phi(\nu) = \sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu} e^{-4\ln 2(\nu - \nu_0)^2/\Delta\nu^2}, \quad (2.51)$$

en este caso, el ensanchamiento del perfil de línea recibe el nombre de *ensanchamiento térmico*. Comparando con la distribución Maxwelliana, se obtiene para el ancho térmico $\Delta\nu_{th}$

$$\Delta\nu_{th} = \sqrt{\frac{8\ln 2 k T_k \nu_0^2}{mc^2}}, \quad (2.52)$$

donde T_k es la temperatura cinética.

Normalmente se utiliza la velocidad en lugar de la frecuencia en el eje horizontal de los espectros. Si la nube emisora tiene, en conjunto, una velocidad sistemática respecto al sistema local de referencia (“Local Standard of Rest”), v_{LSR} , las velocidades se miden respecto a esta velocidad, de forma que la conversión entre frecuencias y velocidades es

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = -\frac{v - v_{LSR}}{c}, \quad (2.53)$$

donde ν_0 es la frecuencia de la transición en el sistema de referencia de la partícula. La función que representa el perfil de línea en términos de la velocidad, ϕ_v , verifica $\phi_v dv = \phi d\nu$, por lo que

$$\phi(v) = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta v} e^{-4 \ln 2 (v - v_{\text{LSR}})^2 / \Delta v^2}, \quad (2.54)$$

donde Δv es el ancho a media altura del perfil que, para una distribución Maxwelliana a temperatura T_k viene dado por

$$\Delta v_{th} = \frac{c}{\nu_0} \Delta \nu_{th} = \sqrt{\frac{8 \ln 2 k T_k}{m}}. \quad (2.55)$$

Por ejemplo, para la molécula de CO a 30 K (temperatura típica de una nube molecular), el ancho térmico del perfil de línea es de 0.2 km s^{-1} .

Sin embargo, las líneas observadas tienen típicamente anchos del orden de algunos km s^{-1} . A este ensanchamiento contribuye principalmente la turbulencia, cuya distribución de velocidades es Gaussiana. El ancho observado es la suma cuadrática del ancho térmico, el ancho turbulento Δv_{turb} y el ancho producido por movimientos sistemáticos tales como rotación, contracción o expansión Δv_{sist} (los movimientos sistemáticos no producen, sin embargo, un perfil de línea Gaussiano)

$$\Delta v_{obs}^2 = \Delta v_{th}^2 + \Delta v_{turb}^2 + \Delta v_{sist}^2. \quad (2.56)$$

2.4.3. Perfil de línea de una nube en colapso

El análisis espectral de la emisión de líneas moleculares permite investigar los movimientos cinemáticos dentro de una nube molecular, particularmente la fase de colapso [Myers et al., 2000] así como los flujos bipolares asociados a estrellas jóvenes [Bachiller, 1996]. Signos de colapso han sido reportados en muchas fuentes masivas [Dickel & Auer, 1994, Wolf-Chase & Gregersen, 1997, Zhang et al., 1998]. En particular, muchos catálogos con signos de colapso en líneas ópticamente gruesas han sido llevadas a cabo [Wu & Evans, 2003, Fuller et al., 2005, Klaassen & Wilson, 2007, Wu et al., 2007]. En estos catálogos la velocidad de colapso encontrada varía entre 0.1 y 1 km s^{-1} y la tasa de acreción de masa estimada está entre 2×10^{-4} y $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

En un núcleo denso, los trazadores de líneas moleculares de moderada profundidad óptica tienden a autoabsorberse. Cuando la nube se contrae bajo la influencia de la gravedad, la región central tiende a ser más densa. Esto produce un gradiente en la temperatura de excitación del gas molecular dentro de la nube, tal que la temperatura de excitación en las regiones centrales de la nube son mayores que en las regiones exteriores, incluso si la temperatura cinética es constante dentro de la nube molecular. Si la nube es esférica y estática, la emisión de línea espectral desde esta nube en esos

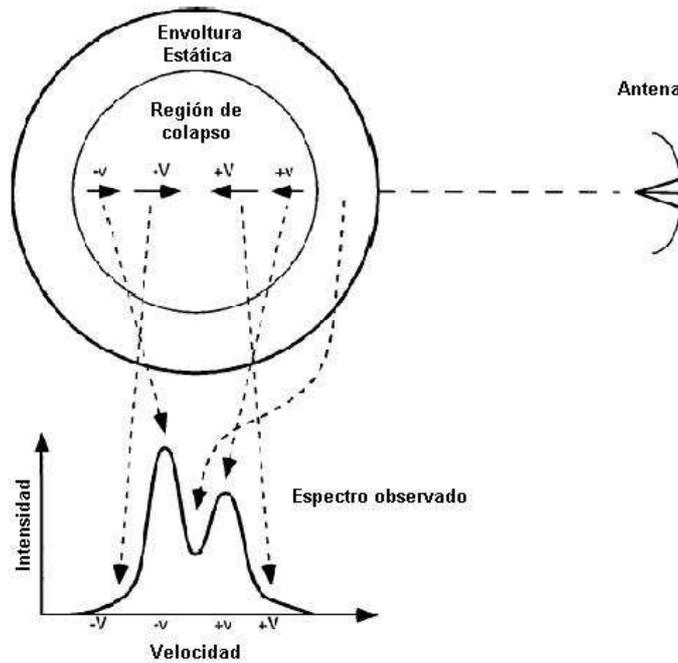


Figura 2.5— El origen del perfil de línea para una nube en colapso. La envoltura estática en el exterior de r_{inf} produce una autoabsorción. La emisión en el azul proviene de la parte trasera de la nube y la emisión en el rojo de la parte frontal. El colapso es más rápido cerca del centro, lo cual produce alas que usualmente son confundidas con alas debido a flujos [Evans, 1999].

trazadores, será simétrica alrededor de la velocidad central a la línea de la visual y autoabsorbida. Sin embargo, si hay un movimiento radial alrededor del núcleo molecular, se desarrolla un gradiente de velocidad alrededor del centro del núcleo, precisamente donde la temperatura de excitación es más grande (Figura 2.5). La mayoría de la emisión desde la parte trasera de la nube no es absorbida cuando ésta viaja a través del núcleo y continúa sin absorberse a través de la sección frontal de la nube, porque el gradiente de velocidad entre las secciones traseras y delanteras de la nube resultan en un efecto Doppler que es significativo comparado con el ancho debido a movimientos termales. La emisión de la parte frontal de la nube, sin embargo, es absorbida por gas molecular cercano con temperatura de excitación más baja y sólo un pequeño efecto Doppler (Figura 2.6). En el caso de movimientos de acreción radial, la emisión trasera es corrida hacia el azul y la emisión frontal hacia el rojo, produciendo el clásico perfil de línea de contracción de asimetría azul. Este perfil de línea

se ha convertido en una herramienta para investigar movimientos de contracción dentro de núcleos moleculares [Mardones et al., 1997].

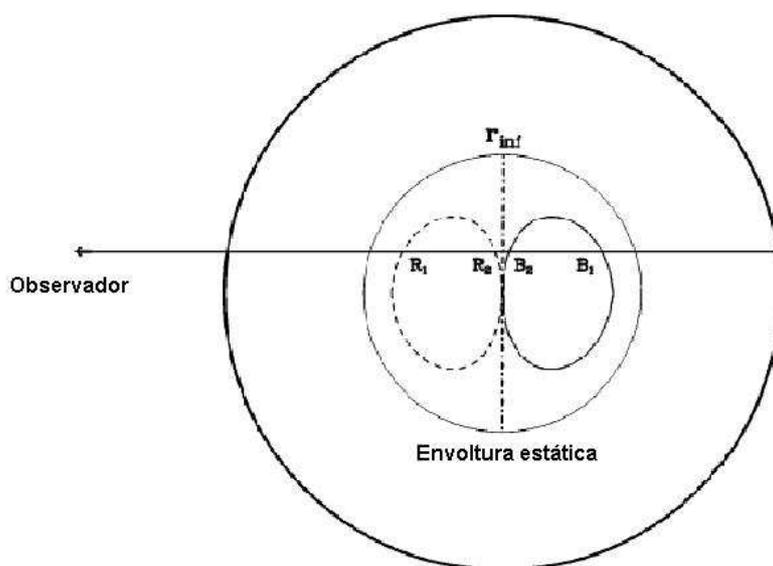


Figura 2.6— Explicación esquemática del porqué los perfiles de líneas ópticamente gruesas y de alta excitación se corren al azul en una nube en colapso. Los óvalos son lugares en que la velocidad proyectada es constante. A lo largo de la línea de la visual hay dos puntos con la misma velocidad proyectada. El punto más cercano al centro tendrá una T_{ex} más alta, especialmente en las líneas que son difíciles de excitar, así que $T_{\text{ex}}(R_2) > T_{\text{ex}}(R_1)$ y $T_{\text{ex}}(B_2) > T_{\text{ex}}(B_1)$. Si la línea es suficientemente opaca, el punto R_1 oscurecerá el punto R_2 , el cual es más brillante, pero B_2 se encuentra al frente de B_1 . El resultado es un perfil con la emisión hacia el azul más brillante que la emisión hacia el rojo [Zhou & Evans, 1994].

Aunque esta asimetría azul se puede explicar suponiendo movimientos de contracción, ésta no es la única explicación a este fenómeno. La superposición de múltiples nubes a lo largo de la línea de la visual puede también causar un perfil de línea asimétrico. Estudios han mostrado que rotación y flujos pueden producir también estos perfiles. Los flujos afectan enormemente a las alas de emisión en líneas ópticamente gruesas a lo largo del eje del flujo. La mayoría de las fuentes con signos de colapso también muestran flujos, pero los flujos no parecen ser responsables de la asimetría azul. La rotación podría causar un perfil de asimetría azul a un lado del eje de rotación, pero al mismo tiempo,

una asimetría roja aparece en el otro lado del eje de rotación. Observando una línea ópticamente delgada, la cual debería permanecer simétrica alrededor de la velocidad central a la línea de la visual del núcleo, es posible reducir la probabilidad de errar entre si este efecto es producido por una nube en colapso o por otro fenómeno.

Para cuantificar la asimetría azul de una línea, se usa el parámetro de asimetría δV [Mardones et al., 1997] definida como la diferencia entre el pico de velocidades de una línea ópticamente gruesa V_{thick} y una línea ópticamente delgada V_{thin} dividido por el ancho a media altura de la línea ópticamente delgada dV_{thin} :

$$\delta V = \frac{V_{\text{thick}} - V_{\text{thin}}}{dV_{\text{thin}}}. \quad (2.57)$$

Mardones et al. [1997] adoptaron el criterio $\delta V < -0.25$ para indicar asimetría azul y $\delta V > 0.25$ para indicar asimetría roja. Ellos escogieron el valor 0.25 por ser 5 veces el típico error rms en δV para excluir contribuciones aleatorias.

El perfil azul causado por colapso también requiere que la razón entre las temperaturas de antena del pico azul y rojo sea $T_B/T_R > 1 + \sigma$.

Capítulo 3

OBSERVACIONES

3.1. Selección de fuentes

Se seleccionaron 18 fuentes (Tabla 3.1) dentro de las 843 fuentes observadas por Bronfman et al. [1996], tal que la intensidad de la emisión en la línea del CS(2–1) fuese brillante (fuentes masivas y medianamente cercanas) y su perfil sugere de movimientos sistemáticos de acreción o expansión y/o con extendidas alas, posiblemente indicando la presencia de flujos bipolares. Todas las fuentes de la lista de Bronfman et al. [1996] se encuentran en el hemisferio sur ($\delta < -20^\circ$) y tienen emisión infrarroja típica de regiones H II.

La motivación para escoger fuentes en base a los espectros del CS(2–1) fue que sólo las fuentes más sencillas y en etapas de evolución tempranas mostrarían claros signos de autoabsorción y/o alas de alta velocidad. La apuesta fue certera, ya que al observar dichas fuentes en el radio continuo se encontró predominantemente la presencia de regiones H II ultracompactas y una fuente extremadamente temprana de modo de no poseer aún gas ionizado detectable (IRAS 16272–4837, Garay et al. [2002]). Por otro lado, se descubrió la protoestrella más masiva generando un flujo bipolar de alta velocidad (IRAS 16547–4247, Garay et al. [2003]).

Las 18 fuentes han sido observadas en el continuo centimétrico a 20, 13, 6 y 3 cm con ATCA [Garay et al., 2006], a 1.2 mm con SIMBA [Garay et al., 2007b] y en el infrarrojo termal a 12 μm con TIMMI2 [Morales et al., 2009]. Estas observaciones muestran la estructura del gas ionizado y del polvo frío y tibio en estas regiones.

De esta muestra se seleccionaron las fuentes que mostraban signos de colapso en sus perfiles (sección 2.4.3). Seis de ellas fueron las escogidas: IRAS 13291–6249, IRAS 15520–5234, IRAS 15596–5301, IRAS 16272–4837, IRAS 16547–4247 y IRAS 17009–4042. Estas fuentes las observamos en una

variedad de trazadores de gas de alta densidad con los telescopios SEST, ASTE y APEX como es listado en la Tabla 3.2.

Tabla 3.1: Datos de las 18 fuentes IRAS representativas de regiones de formación de estrellas masivas

Fuente IRAS	Nombre galáctico	α (J2000)	δ (J2000)	D (kpc)	R (pc)	M (M_{\odot})	T_D (K)	L_{IRAS} (L_{\odot})
12383–6128	G301.731+1.104	12 41 17.66	-61 44 41.0	4.4	0.93	3.4×10^3	24.0	5.9×10^4
13291–6249	G307.560–0.586	13 32 31.18	-63 05 18.5	2.8	0.21	5.2×10^2	29.0	3.3×10^4
14095–6102	G312.596+0.048	14 13 14.22	-61 16 48.8	5.7	0.44	2.2×10^3	28.0	1.0×10^5
14593–5852	G319.163–0.419	15 03 13.20	-59 04 24.0	11.5	1.73	1.5×10^4	27.0	7.4×10^5
15394–5358	G326.474+0.697	15 43 18.84	-54 07 35.3	2.8	0.22	1.5×10^3	25.0	1.9×10^4
15502–5302	G328.307+0.432	15 54 06.33	-53 11 38.0	5.6	0.52	4.6×10^3	41.0	1.1×10^6
15520–5234	G328.808+0.632	15 54 05.20	-52 43 06.7	2.9	0.17	1.5×10^3	42.0	3.2×10^5
15596–5301	G329.404–0.457	15 55 48.28	-53 09 21.5	4.6	0.37	1.8×10^3	28.0	9.7×10^4
16128–5109	G332.153–0.445	16 03 31.95	-51 17 11.8	3.7	0.58	2.1×10^3	33.0	2.9×10^5
16272–4837	G335.582–0.284	16 16 40.22	-48 43 52.1	3.4	0.22	2.1×10^3	25.0	3.6×10^4
16458–4512	G340.248–0.373	16 30 58.57	-45 17 44.4	3.8	0.52	2.1×10^3	26.0	6.8×10^4
16524–4300	G342.704+0.130	16 49 30.02	-43 04 41.6	3.6	0.54	1.5×10^3	27.0	6.0×10^4
16547–4247	G343.126–0.062	16 56 03.47	-42 52 04.2	2.9	0.20	1.9×10^3	31.0	9.5×10^4
17008–4040	G345.499+0.354	17 04 23.10	-40 44 26.0	2.0	0.36	1.2×10^3	30.0	1.1×10^5
17009–4042	G345.490+0.311	17 04 28.02	-40 46 24.8	2.1	0.21	1.6×10^3	32.0	9.2×10^4
17016–4124	G345.001–0.220	17 05 09.80	-41 29 04.0	2.7	0.22	1.8×10^3	30.0	5.9×10^4 *
17158–3901	G348.534–0.973	17 19 15.47	-39 04 32.5	2.0	0.38	5.0×10^2	28.0	2.9×10^4
17271–3439	G353.416–0.367	17 30 28.55	-34 41 48.8	4.5	0.72	1.4×10^4	35.0	2.6×10^5 *

Nombre fuente IRAS, nombre galáctico, ascensión recta y declinación (AR en horas, minutos y segundos, y DEC en grados, minutos de arco y segundos de arco). Distancia, radio, masa y temperatura derivadas de la observación del polvo a 1.2 mm (Garay et al. [2007b]). Luminosidad obtenida de los flujos IRAS y * indica la luminosidad obtenida del ajuste SED (Faúndez et al. [2004]).

3.2. Telescopios

3.2.1. APEX

El Radiotelescopio APEX, *Atacama Pathfinder EXperiment*, es una colaboración entre el Max Planck Institut für Radioastronomie, el Onsala Space Observatory (OSO) y el European Southern Observatory (ESO). Se encuentra ubicado a 5100 m de altura en el Llano de Chajnantor en San Pedro de Atacama al norte de Chile. Posee un diámetro de 12 m y cubre un rango espectral desde 0.2 hasta 1.3 mm (frecuencias entre 210 y 1500 GHz).

Con este telescopio se observó la emisión de las líneas moleculares CS(7–6), C³⁴S(7–6), CO(7–6), CO(4–3), CO(3–2), HCO⁺(4–3) y H¹³CO⁺(4–3). Las fuentes con observaciones de este telescopio

son IRAS 13291–6249, 15596–5301 y 16547–4247.

Las observaciones se realizaron en tres fechas distintas: Abril, Mayo y Julio del 2006. La resolución angular se encuentra entre los 7.7'' y 17.8''. El tiempo de integración fue de ~ 18 segundos. Las temperaturas de sistema se encuentran en el rango 150–430 K, con un rms en la temperatura de antena entre 0.3–3.9 K.

Tabla 3.2: Mapas de observación para cada fuente

Línea	13291–6249	15520–5234	15596–5301	16272–4837	16547–4247	17009–4042
CO(7–6)	—	—	—	—	5x7	—
CO(4–3)	—	—	—	—	5x7	—
CO(3–2)	5x5	—	5x5	6x5	—	5x5
C ¹⁸ O(3–2)	—	cruz	—	cruz	—	—
C ¹⁸ O(2–1)	1x1	1x1	1x1	1x1	1x1	1x1
C ¹⁸ O(1–0)	—	—	—	—	—	1x1
¹³ CO(3–2)	—	—	—	6x5	—	3x3
CS(7–6)	5x5	1x1	—	6x5	1x1	3x3
CS(5–4)	3x3	3x3	5x5	3x3	3x3	4x3
CS(2–1)	3x3	3x3	5x5	3x3	3x3	4x3
C ³⁴ S(7–6)	1x1	—	—	—	1x1	—
C ³⁴ S(2–1)	1x1	1x1	1x1	1x1	1x1	—
HCO ⁺ (4–3)	5x5	—	—	6x5	—	5x5
HCO ⁺ (3–2)	1x1	1x1	1x1	1x1	1x1	—
HCO ⁺ (1–0)	1x1	1x1	1x1	1x1	1x1	—
H ¹³ CO ⁺ (4–3)	1x1	—	—	cruz	1x1	—
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	1x1	1x1	1x1	1x1	1x1	—
H ₂ CO(3 _{2,2} –2 _{1,1})	—	1x1	—	—	—	—
H ₂ S(2 _{2,0} –2 _{1,1})	—	1x1	—	—	1x1	—
SiO(2–1)	1x1	3x3	—	2x2	3x3	4x1
SO(6 ₅ –5 ₄)	1x1	3x3	1x1	2x2	3x3	4x1

Lista con las líneas observadas para cada fuente y con la extensión de la observación (mapas). Cruz contiene 5 espectros observados en forma de cruz.

3.2.2. ASTE

El telescopio ASTE, *Atacama Submillimeter Telescope Experiment*, se encuentra ubicado a una altitud de 4860 m en el desierto de Atacama, norte de Chile. Tiene un diámetro de 10 m y cubre un rango de frecuencias desde 320 a 370 GHz (0.8–0.9 mm).

Se observó las líneas CS(7–6), CO(3–2), C¹⁸O(3–2), ¹³CO(3–2), HCO⁺(4–3), HC¹⁸O⁺(4–3) y H¹³CO⁺(4–3). Las fuentes con observaciones de este telescopio son IRAS 15520–5234, IRAS 16272–4837 y IRAS 17009–4042.

Las observaciones se efectuaron en Julio del 2006. La resolución angular se encuentra entre los 21.6'' y 22.5''. El tiempo de integración está entre 1 y 20 minutos. Las temperaturas de sistema se encuentran en el rango 215–470 K, con un rms en temperatura de antena entre 0.1–0.3 K.

3.2.3. SEST

El radiotelescopio SEST, *Swedish-ESO Submillimetre Telescope*, está ubicado a 2400 m de altura en el Observatorio de La Silla, Chile. Posee un diámetro de 15 m y opera en un rango de frecuencias de 70 a 365 GHz (0.8–4.3 mm).

Se observó la emisión de las líneas CS(7–6), CS(5–4), CS(2–1), C³⁴S(2–1), C¹⁸O(2–1), HCO⁺(3–2), HCO⁺(1–0), H¹³CO⁺(1–0), H₂CO(3_{2,2}–2_{2,1}), H₂S(2_{2,0}–2_{1,1}), SiO(2–1) y SO(6₅–5₄). Todas las fuentes de la muestra tienen observaciones con este telescopio.

Las observaciones efectuadas con este instrumento fueron realizadas en tres fechas distintas: Junio de 1999, Septiembre de 1999 y Marzo del 2000. Las resoluciones angulares se encuentran en el rango 15.2'' hasta 56.6''. El tiempo de observación fue entre 2 y 6 minutos. Las temperaturas de sistema van desde 160 a 760 K, con un rms en temperatura de antena entre 0.03 y 0.2 K.

3.3. Fuentes individuales

3.3.1. IRAS 13291–6249

La Tabla 3.3 lista las líneas observadas con los telescopios APEX y SEST hacia esta fuente con sus respectivos parámetros instrumentales y observacionales. La Figura 3.1 muestra los espectros de emisión de las líneas moleculares observadas hacia la posición central de IRAS 13291–6249.

La emisión en radio observada con el telescopio ATCA hacia esta fuente, exhibe un objeto central compacto rodeado por un halo extendido observado a 1.4 GHz. El mapa a 8.6 GHz, muestra que la región compacta central tiene una morfología cometaria, mostrando una cabeza con un borde agudo y una larga cola extendiéndose hacia el suroeste, con extensiones de 10.1'' y 7.4'' de lo cual se calcula un radio medio de 0.044 pc [Garay et al., 2006].

La emisión a 1.2 mm exhibe un objeto central compacto y brillante, más una componente débil y de extensión irregular. La región H II compacta con forma cometaria detectada por ATCA yace en la posición central del núcleo de polvo. De la observación del polvo frío se derivó una masa de $5.2 \times 10^2 M_{\odot}$, temperatura de polvo de 29 K, densidad de $n_{\text{H}_2} = 2.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, columna de densidad

Tabla 3.3: Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 13291–6249

Línea	ν (MHz)	Tel	η_{mb}	θ_b (")	T_{integ} (min)	T_{sist} (K)	rms (K)	Δv (km s ⁻¹)	v_{lsr} (km s ⁻¹)	T_{mb} (K)	Forma
CO(3–2)	345795.990	APEX	0.7	17.5	0.3	431	0.91	—	—	—	abs
C ¹⁸ O(2–1)	219560.353	SEST	0.5	24.4	3.0	187	0.03	3.6	-33.5	4.8	abs
CS(7–6)	342882.866	APEX	0.7	17.6	0.3	173	0.36	3.5	-33.3	10.0	gauss
CS(5–4)	244935.560	SEST	0.5	22.0	2.0	366	0.09	3.9	-33.3	5.8	abs
CS(2–1)	97980.953	SEST	0.7	52.0	2.0	221	0.07	—	—	—	abs
C ³⁴ S(7–6)	337396.498	APEX	0.7	17.8	0.3	192	0.43	5.3	-29.4	1.3	gauss
C ³⁴ S(2–1)	96412.961	SEST	0.7	52.7	3.0	245	0.06	2.5	-32.8	3.6	abs
HCO ⁺ (4–3)	356734.242	APEX	0.7	17.1	0.3	275	0.42	4.2	-33.6	22.6	gauss
HCO ⁺ (3–2)	267557.633	SEST	0.4	20.4	4.0	760	0.14	5.2	-33.5	5.8	abs
HCO ⁺ (1–0)	89188.526	SEST	0.8	55.7	4.0	178	0.04	—	—	—	abs
H ¹³ CO ⁺ (4–3)	346998.540	APEX	0.7	17.4	0.3	212	0.46	2.2	-33.7	1.1	gauss
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	86754.330	SEST	0.8	56.7	3.0	162	0.04	3.3	-33.2	1.3	abs
SiO(2–1)	86847.010	SEST	0.8	57.0	3.0	169	0.03	5.2	-32.5	0.1	abs
SO(6 ₅ –5 ₄)	219949.433	SEST	0.5	24.3	3.0	234	0.05	0.6	-32.5	0.5	gauss

Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 13291–6249 hacia la posición central. Transición rotacional, frecuencia y telescopio usado en la observación, eficiencia telescopio, resolución angular, tiempo de integración, temperatura de sistema y rms. Ancho a media altura y velocidad sistémica derivada del ajuste gaussiano. Temperatura de brillo y forma de la línea (abs:absorbida, ala:alas de alta velocidad, gauss:gaussiana).

de $N_{H_2}=1.9 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ y un radio de 0.21 pc [Garay et al., 2007b].

Imágenes de TIMMI2 a 8.7 y 17.7 μm muestran que la emisión proviene de un objeto compacto brillante y una componente extendiéndose hacia el suroeste. La morfología en el infrarrojo medio es muy similar a la de la emisión en radio continuo a 8.6 GHz [Morales et al., 2009].

3.3.2. IRAS 15520–5234

La Tabla 3.4 lista las líneas observadas con los telescopios ASTE y SEST hacia esta fuente con sus respectivos parámetros instrumentales y observacionales. La Figura 3.2 muestra los espectros de emisión de las líneas moleculares observadas hacia la posición central de IRAS 15520–5234.

La emisión en radio observada con el telescopio ATCA hacia esta fuente, muestra dos regiones de gas ionizado: una componente al oeste (A) con estructura cometaria con una cabeza y un borde agudo hacia el norte y una cola arrastrándose hacia el sur; y una componente al este (B). A 1.4 y 2.5 GHz la mayoría de la emisión proviene de la componente A. Ambas fuentes a 8.6 GHz tienen máximos de brillo similares, pero la emisión en la cola de la componente A parcialmente no está resuelta. El espectro de radio continuo de la componente B, se ajusta con un modelo de región H II de densidad uniforme y tamaño angular de 0.83". Esta región de gas ionizado es todavía ópticamente gruesa a

8.6 GHz. [Garay et al., 2006].

Tabla 3.4: Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 15520–5234

Línea	ν (MHz)	Tel	η_{mb}	θ_b ($''$)	T_{integ} (min)	T_{sist} (K)	rms (K)	Δv (km s $^{-1}$)	v_{lsr} (km s $^{-1}$)	T_{mb} (K)	Forma
C 18 O(3–2)	329330.546	ASTE	0.7	23.3	2.5	394	0.35	5.3	-41.3	17.6	abs
C 18 O(2–1)	219560.353	SEST	0.5	24.4	3.0	186	0.04	4.5	-41.3	7.8	abs
CS(7–6)	342882.866	SEST	0.3	15.2	6.0	717	0.08	7.7	-41.1	20.3	abs
CS(5–4)	244935.560	SEST	0.5	22.0	2.0	347	0.09	7.1	-41.3	10.2	abs
CS(2–1)	97980.953	SEST	0.7	52.0	2.0	220	0.06	5.4	-40.9	10.0	abs
C 34 S(2–1)	96412.961	SEST	0.7	52.7	3.0	266	0.05	3.9	-41.8	3.1	abs
HCO $^+$ (3–2)	267557.633	SEST	0.4	20.4	2.0	1109	0.22	6.7	-41.5	14.5	abs
HCO $^+$ (1–0)	89188.526	SEST	0.8	55.7	2.0	217	0.06	5.6	-41.0	11.5	abs
H 13 CO $^+$ (1–0)	86754.330	SEST	0.8	56.7	3.0	163	0.03	3.4	-41.1	1.8	ala
H $_2$ CO(3 $_{2,2}$ -2 $_{2,1}$)	218475.637	SEST	0.5	24.5	3.0	221	0.05	5.3	-41.3	1.4	abs
H $_2$ S(2 $_{2,0}$ -2 $_{1,1}$)	216710.437	SEST	0.5	24.8	3.0	262	0.05	6.7	-41.3	3.8	ala
SiO(2–1)	86847.010	SEST	0.8	57.0	3.0	166	0.04	7.5	-41.4	1.0	ala
SO(6 $_5$ -5 $_4$)	219949.433	SEST	0.5	24.3	3.0	224	0.05	6.2	-41.4	4.6	ala

Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 15520–5234 hacia la posición central. Transición rotacional, frecuencia y telescopio usado en la observación, eficiencia telescopio, resolución angular, tiempo de integración, temperatura de sistema y rms. Ancho a media altura y velocidad sistémica derivada del ajuste gaussiano. Temperatura de brillo y forma de la línea (abs:absorbida, ala:alas de alta velocidad, gauss:gaussiana).

La emisión a 1.2 mm exhibe una estructura con morfología compacta más una componente débil. La emisión extendida tiene ejes mayor y menor deconvolucionados de 100 $''$ y 77 $''$, respectivamente. Las dos regiones H II compactas detectadas con ATCA yacen en la posición máxima del núcleo de polvo. De la observación del polvo frío se calculó una masa de $1.5 \times 10^3 M_{\odot}$, una temperatura de polvo de 42 K, densidad de $n_{H_2} = 1.2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, columna de densidad de $N_{H_2} = 8.6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ y un radio de 0.17 pc [Garay et al., 2007b].

Las imágenes de TIMMI2 a 11.7 y 17.7 μm muestran que la emisión se presenta desde una sola fuente con una morfología cometaria, exhibiendo una componente elongada, brillante y compacta, con tamaño al FWHM de 1.1 $''$ a 11.7 μm , y una cola quebrada y extendida hacia el sur.

3.3.3. IRAS 15596–5301

La Tabla 3.5 lista las líneas observadas con los telescopios APEX y SEST hacia esta fuente con sus respectivos parámetros instrumentales y observacionales. La Figura 3.3 muestra los espectros de emisión de las líneas moleculares observadas hacia la posición central de IRAS 15596–5301.

Mapa de emisión en el radio continuo a 6 cm hacia IRAS 15596-5301, muestra tres fuentes

compactas distintas detectadas dentro de una región de 30" en diámetro. Suponiendo que son regiones de gas ionizado, los diámetros calculados de estas fuentes están entre los 0.06 y 0.2 pc y son excitadas por estrellas de tipo B tempranas [Garay et al., 2002].

Tabla 3.5: Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 15596–5301

Línea	ν (MHz)	Tel	η_{mb}	θ_b (")	T_{integ} (min)	T_{sist} (K)	rms (K)	Δv (km s ⁻¹)	v_{lsr} (km s ⁻¹)	T_{mb} (K)	Forma
CO(3–2)	345795.990	APEX	0.7	17.5	0.3	184	0.53	6.4	-73.9	70.6	abs
C ¹⁸ O(2–1)	219560.353	SEST	0.5	24.4	3.0	196	0.04	3.8	-74.7	5.0	abs
CS(5–4)	244935.560	SEST	0.5	22.0	3.0	462	0.12	4.5	-74.3	5.8	ala
CS(2–1)	97980.953	SEST	0.7	52.0	3.0	290	0.08	4.6	-73.9	6.9	abs
C ³⁴ S(2–1)	96412.961	SEST	0.7	52.7	4.0	299	0.08	3.4	-73.7	4.3	gauss
HCO ⁺ (3–2)	267557.633	SEST	0.4	20.4	2.0	1031	0.23	—	—	—	abs
HCO ⁺ (1–0)	89188.526	SEST	0.8	55.7	2.0	216	0.06	4.8	-73.8	5.5	abs
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	86754.330	SEST	0.8	56.7	3.0	165	0.03	3.9	-73.5	0.9	abs
SO(6 ₅ –5 ₄)	219949.433	SEST	0.5	24.3	4.0	296	0.06	4.5	-74.1	1.2	gauss

Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 15596–5301 hacia la posición central. Transición rotacional, frecuencia y telescopio usado en la observación, eficiencia telescopio, resolución angular, tiempo de integración, temperatura de sistema y rms. Ancho a media altura y velocidad sistémica derivada del ajuste gaussiano. Temperatura de brillo y forma de la línea (abs:absorbida, ala:alas de alta velocidad, gauss:gaussiana).

La emisión a 1.2 mm hacia esta fuente exhibe una fuente compacta brillante rodeada por una envoltura extendida más débil. Las tres regiones H II detectadas con ATCA [Garay et al., 2002] yacen cerca de la posición central del núcleo de polvo. De la observación del polvo se calculó una masa de $1.8 \times 10^3 M_{\odot}$, temperatura de polvo de 28 K, densidad de $n_{H_2} = 1.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, columna de densidad de $N_{H_2} = 2.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ y un radio de 0.37 pc [Garay et al., 2007b]. Garay et al. [2002] sugieren que este núcleo contiene un cúmulo de estrellas tipo B que están excitando regiones H II compactas en equilibrio de presión con el medio molecular denso a su alrededor.

Imágenes de IRAC en infrarrojo medio muestran una región compleja consistente con muchas fuentes compactas. La fuente más intensa está asociada con la más brillante de las tres fuentes detectadas en radio (fuente B, Garay et al. [2002]).

3.3.4. IRAS 16272–4837

La Tabla 3.6 lista las líneas observadas con los telescopios ASTE y SEST hacia esta fuente con sus respectivos parámetros instrumentales y observacionales. La Figura 3.4 muestra los espectros de emisión de las líneas moleculares observadas hacia la posición central de IRAS 16272–4837.

No se detectó emisión en radio hacia esta fuente sobre un límite de 3σ de 0.2 mJy. La alta

luminosidad y la carencia de emisión en radio hacia este núcleo denso y masivo, sugiere que alberga una protoestrella masiva joven que todavía está en una intensa fase de acreción [Garay et al., 2002].

Tabla 3.6: Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 16272–4837

Línea	ν (MHz)	Tel	η_{mb}	θ_b (")	T_{integ} (min)	T_{sist} (K)	rms (K)	Δv (km s ⁻¹)	v_{lsr} (km s ⁻¹)	T_{mb} (K)	Forma
CO(3–2)	345795.990	ASTE	0.7	22.3	1.2	264	0.31	—	—	—	abs
C ¹⁸ O(3–2)	329330.546	ASTE	0.7	23.3	9.5	398	0.17	3.2	-46.4	3.9	gauss
C ¹⁸ O(2–1)	219560.353	SEST	0.5	24.4	3.0	184	0.04	2.7	-46.2	2.4	gauss
¹³ CO(3–2)	330587.960	ASTE	0.7	22.5	1.8	216	0.20	4.0	-46.4	14.9	abs
CS(7–6)	342882.866	SEST	0.3	15.2	6.0	718	0.08	3.9	-46.7	3.0	abs
CS(5–4)	244935.560	SEST	0.5	22.0	2.0	353	0.09	4.8	-45.7	2.8	ala
CS(2–1)	97980.953	SEST	0.7	52.0	2.0	220	0.08	—	—	—	abs
C ³⁴ S(2–1)	96412.961	SEST	0.7	52.7	6.0	246	0.04	2.9	-46.0	0.3	gauss
HCO ⁺ (4–3)	356734.242	ASTE	0.7	21.6	2.5	342	0.30	5.1	-46.4	14.9	abs
HCO ⁺ (3–2)	267557.633	SEST	0.4	20.4	2.0	696	0.17	—	—	—	abs
HCO ⁺ (1–0)	89188.526	SEST	0.8	55.7	2.0	176	0.05	4.1	-46.3	6.6	abs
H ¹³ CO ⁺ (4–3)	346998.540	ASTE	0.7	22.2	15.0	308	0.13	3.9	-46.5	1.7	gauss
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	86754.330	SEST	0.8	56.7	3.0	162	0.04	3.2	-46.3	1.1	gauss
SiO(2–1)	86847.010	SEST	0.8	57.0	3.0	170	0.03	4.5	-46.4	0.8	ala
SO(6 ₅ –5 ₄)	219949.433	SEST	0.5	24.3	3.0	231	0.06	4.6	-46.2	1.2	ala

Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 16272–4837 hacia la posición central. Transición rotacional, frecuencia y telescopio usado en la observación, eficiencia telescopio, resolución angular, tiempo de integración, temperatura de sistema y rms. Ancho a media altura y velocidad sistémica derivada del ajuste gaussiano. Temperatura de brillo y forma de la línea (abs:absorbida, ala:alas de alta velocidad, gauss:gaussiana).

La emisión a 1.2 mm hacia IRAS 16272-4837 exhibe una componente central brillante más una componente extendida, irregular y débil mostrando elongaciones al oeste y noroeste. De la observación del polvo frío se derivó una masa de $2.1 \times 10^3 M_{\odot}$, temperatura de polvo de 25 K, densidad de $n_{H_2} = 8.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, columna de densidad de $N_{H_2} = 7.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ y un radio de 0.22 pc [Garay et al., 2007b].

La imagen de IRAC a 8 μm muestra una prominente nube oscura al infrarrojo (IRDC) con morfología en acuerdo con la vista a 1.2 mm. Se puede observar hacia el núcleo de polvo, la presencia de un cúmulo de fuentes en el infrarrojo medio dentro de un radio de 30" centrada en la posición central de la emisión milimétrica. La mayoría aparece verdoso en la imagen de 3 colores de Spitzer, sugiriendo que son objetos embebidos. Hacia la región centrada en el objeto más brillante se observa una emisión difusa elongada en dirección sureste y noroeste. Esta emisión probablemente se debe al gas que choca, el cual es producido por gas molecular eyectado por la fuente central [Morales et al., 2009].

3.3.5. IRAS 16547–4247

La Tabla 3.7 lista las líneas observadas con los telescopios APEX, ASTE y SEST hacia esta fuente con sus respectivos parámetros instrumentales y observacionales. La Figura 3.5 muestra los espectros de emisión de las líneas moleculares observadas hacia la posición central de IRAS 16547–4247.

Observaciones en radio continuo muestran tres fuentes localizadas en el centro del núcleo y alineados en dirección norte-sur. El objeto central es un jet termal, mientras que los lóbulos son objetos HH separados simétricamente a la fuente central [Garay et al., 2003, Rodríguez et al., 2005]. La emisión de líneas moleculares revela la presencia de un flujo bipolar colimado con lóbulos extendiéndose ~ 0.7 pc y alineado con el jet termal localizado en el centro del núcleo [Garay et al., 2007b].

Tabla 3.7: Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 16547–4247

Línea	ν (MHz)	Tel	η_{mb}	θ_b (")	T_{integ} (min)	T_{sist} (K)	rms (K)	Δv (km s ⁻¹)	v_{lsr} (km s ⁻¹)	T_{mb} (K)	Forma
CO(7–6)	806651.801	APEX	0.4	7.8	0.3	1616	3.92	—	—	—	abs
CO(4–3)	461040.768	APEX	0.6	13.4	0.3	528	1.22	—	—	—	abs
C ¹⁸ O(2–1)	219560.353	SEST	0.5	24.4	3.0	176	0.05	4.0	-30.7	7.0	ala
CS(7–6)	342882.866	SEST	0.3	15.2	6.0	611	0.07	8.4	-30.1	7.7	ala
CS(5–4)	244935.560	SEST	0.5	22.0	2.0	342	0.10	6.1	-31.3	4.4	abs
CS(2–1)	97980.953	SEST	0.7	52.0	2.0	225	0.07	7.4	-29.6	5.0	abs
C ³⁴ S(7–6)	337396.498	APEX	0.7	17.8	0.3	156	0.40	8.6	-27.7	6.7	abs
C ³⁴ S(2–1)	96412.961	SEST	0.7	52.7	3.0	263	0.06	4.5	-30.7	0.9	gauss
HCO ⁺ (3–2)	267557.633	SEST	0.4	20.4	2.0	710	0.19	10.9	-29.8	12.2	abs
HCO ⁺ (1–0)	89188.526	SEST	0.8	55.7	2.0	181	0.06	8.9	-29.8	5.1	abs
H ¹³ CO ⁺ (4–3)	346998.540	ASTE	0.7	22.2	0.3	161	0.36	5.2	-31.1	4.4	gauss
H ¹³ CO ⁺ (1–0)	86754.330	SEST	0.8	56.7	3.0	160	0.04	3.9	-30.6	1.6	ala
H ₂ S(2 _{2,0} –2 _{1,1})	216710.437	SEST	0.5	24.8	3.0	244	0.05	6.3	-30.1	1.2	ala
SiO(2–1)	86847.010	SEST	0.8	57.0	3.0	170	0.04	8.7	-29.6	0.5	gauss
SO(6 ₅ –5 ₄)	219949.433	SEST	0.5	24.3	3.0	223	0.32	7.0	-30.5	2.2	ala

Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 16547–4247 hacia la posición central. Transición rotacional, frecuencia y telescopio usado en la observación, eficiencia telescopio, resolución angular, tiempo de integración, temperatura de sistema y rms. Ancho a media altura y velocidad sistémica derivada del ajuste gaussiano. Temperatura de brillo y forma de la línea (abs:absorbida, ala:alas de alta velocidad, gauss:gaussiana).

La emisión a 1.2 mm hacia esta fuente exhibe una estructura con morfología compacta brillante rodeada por una envoltura extendida débil. El jet termal está localizado en la posición central del núcleo de polvo. De la observación del polvo frío se derivó una masa de $1.9 \times 10^3 M_{\odot}$, temperatura de polvo de 31 K, densidad de $n_{\text{H}_2} = 9.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, columna de densidad de $N_{\text{H}_2} = 7.7 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ y un radio de 0.20 pc [Garay et al., 2007b].

3.3.6. IRAS 17009–4042

La Tabla 3.8 lista las líneas observadas con los telescopios ASTE y SEST hacia esta fuente con sus respectivos parámetros instrumentales y observacionales. La Figura 3.6 muestra los espectros de emisión de las líneas moleculares observadas hacia la posición central de IRAS 17009–4042.

La emisión en radio hacia esta fuente exhibe una sola fuente con morfología de abanico. El tamaño angular deconvolucionado de la emisión decrece con la frecuencia desde $\sim 8.6''$ a 1.4 GHz hasta $\sim 2.4''$ a 8.6 GHz. La temperatura de brillo en la emisión máxima es similar en todas las frecuencias con un valor de ~ 5000 K, indicando que en la línea de la visual el gas ionizado es ópticamente grueso en todas las frecuencias. Por las características observadas se sugiere que la densidad de electrones hacia esta región no es uniforme y tiene fuertes gradientes [Garay et al., 2006].

Tabla 3.8: Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 17009–4042

Línea	ν (MHz)	Tel	η_{mb}	θ_b ($''$)	T_{integ} (min)	T_{sist} (K)	rms (K)	Δv (km s^{-1})	v_{lsr} (km s^{-1})	T_{mb} (K)	Forma
CO(3–2)	345795.990	ASTE	0.7	22.3	2.5	300	0.36	10.1	-14.8	97.4	abs
C ¹⁸ O(2–1)	219560.353	SEST	0.5	24.4	3.0	261	0.07	4.2	-17.5	9.2	abs
C ¹⁸ O(1–0)	109782.173	SEST	0.7	47.1	3.0	205	0.06	4.8	-17.3	4.6	gauss
¹³ CO(3–2)	330587.960	ASTE	0.7	22.5	2.0	300	0.23	6.9	-17.4	21.6	abs
CS(7–6)	342882.866	SEST	0.3	15.2	6.0	619	0.07	3.5	-17.7	3.3	gauss
CS(5–4)	244935.560	SEST	0.5	22.0	2.0	431	0.11	4.2	-17.7	5.2	ala
CS(2–1)	97980.953	SEST	0.7	52.0	2.0	237	0.07	5.6	-16.8	7.6	abs
HCO ⁺ (4–3)	356734.242	ASTE	0.7	21.6	5.0	274	0.26	5.9	-17.6	6.7	gauss
SiO(2–1)	86847.010	SEST	0.8	57.0	3.0	162	0.03	10.1	-11.7	0.9	ala
SO(6 ₅ –5 ₄)	219949.433	SEST	0.5	24.3	3.0	201	0.04	4.8	-16.8	1.0	gauss

Parámetros instrumentales y observacionales de IRAS 17009–4042 hacia la posición central. Transición rotacional, frecuencia y telescopio usado en la observación, eficiencia telescopio, resolución angular, tiempo de integración, temperatura de sistema y rms. Ancho a media altura y velocidad sistémica derivada del ajuste gaussiano. Temperatura de brillo y forma de la línea (abs:absorbida, ala:alas de alta velocidad, gauss:gaussiana).

La emisión a 1.2 mm exhibe una distribución de brillo Gaussiana con ejes mayor y menor deconvolucionados de $49''$ y $34''$, respectivamente. La región H II detectada con ATCA yace en la posición central de la emisión a 1.2 mm, la cual también está asociada con dos fuentes cercanas detectadas por MSX E. De la observación del polvo frío se calculó una masa de $1.6 \times 10^3 M_{\odot}$, temperatura de polvo de 32 K, densidad de $n_{\text{H}_2} = 7.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, columna de densidad de $N_{\text{H}_2} = 6.3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ y un radio de 0.21 pc [Garay et al., 2007b].

Las imágenes de TIMMI2 a 11.7 y 17.7 μm muestran que la emisión se presenta desde un objeto con morfología cometaria, exhibiendo una cabeza compacta, con tamaño al FWHM de $1.6''$ a $11.7''$.

μm , y una cola difusa extendiéndose hacia el norte. Este objeto está asociado con una fuente de radio continua, ambas con la misma posición peak y morfología cometaria [Morales et al., 2009].

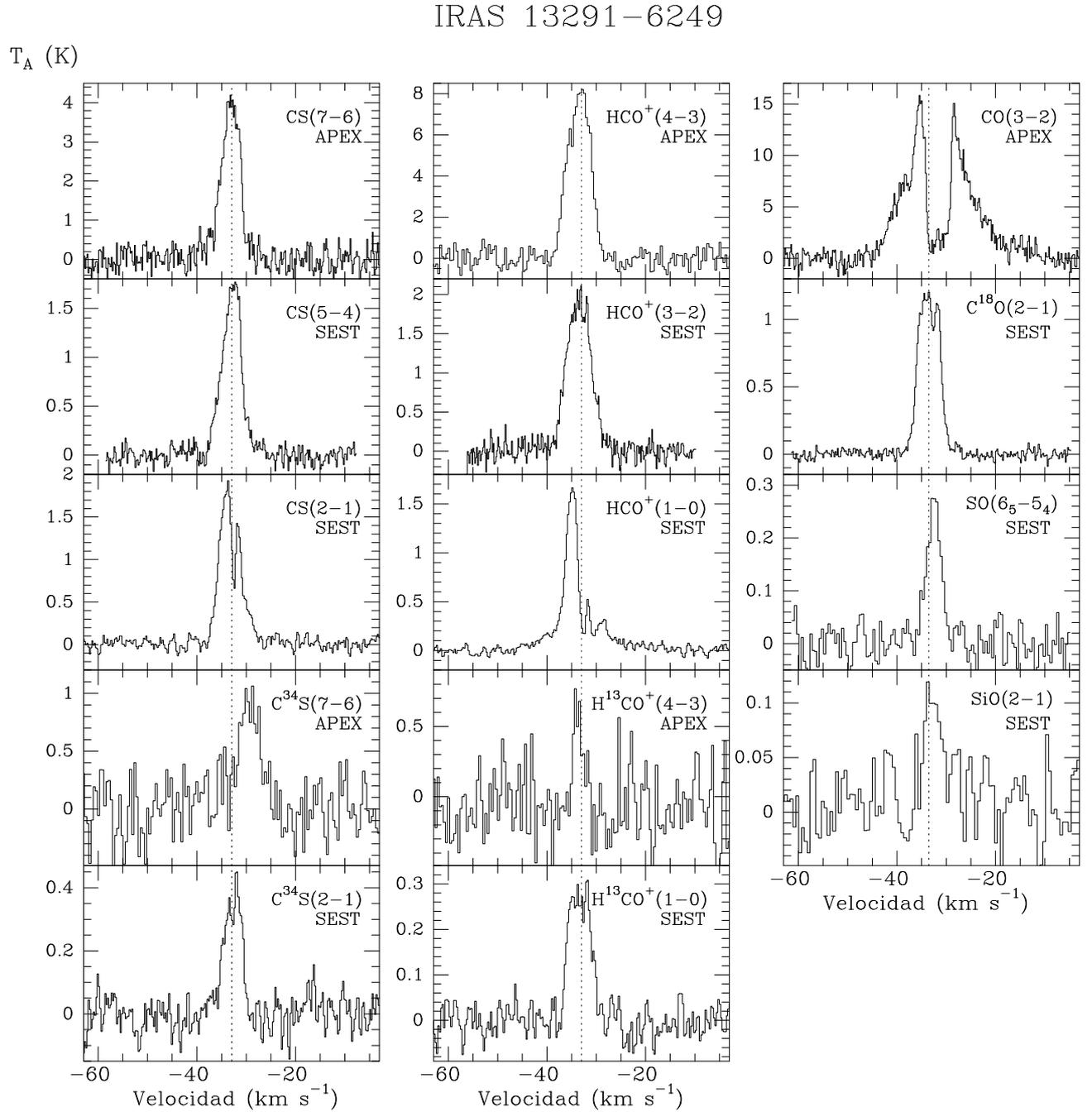


Figura 3.1— Espectros de la emisión de diferentes líneas moleculares observadas hacia la posición central del núcleo IRAS 13291–6249. Las transiciones y el telescopio usado para observar la línea están dadas en la esquina superior derecha del espectro. La línea vertical punteada indica la velocidad sistémica del gas, la cual tiene un valor de -32.8 km/s .

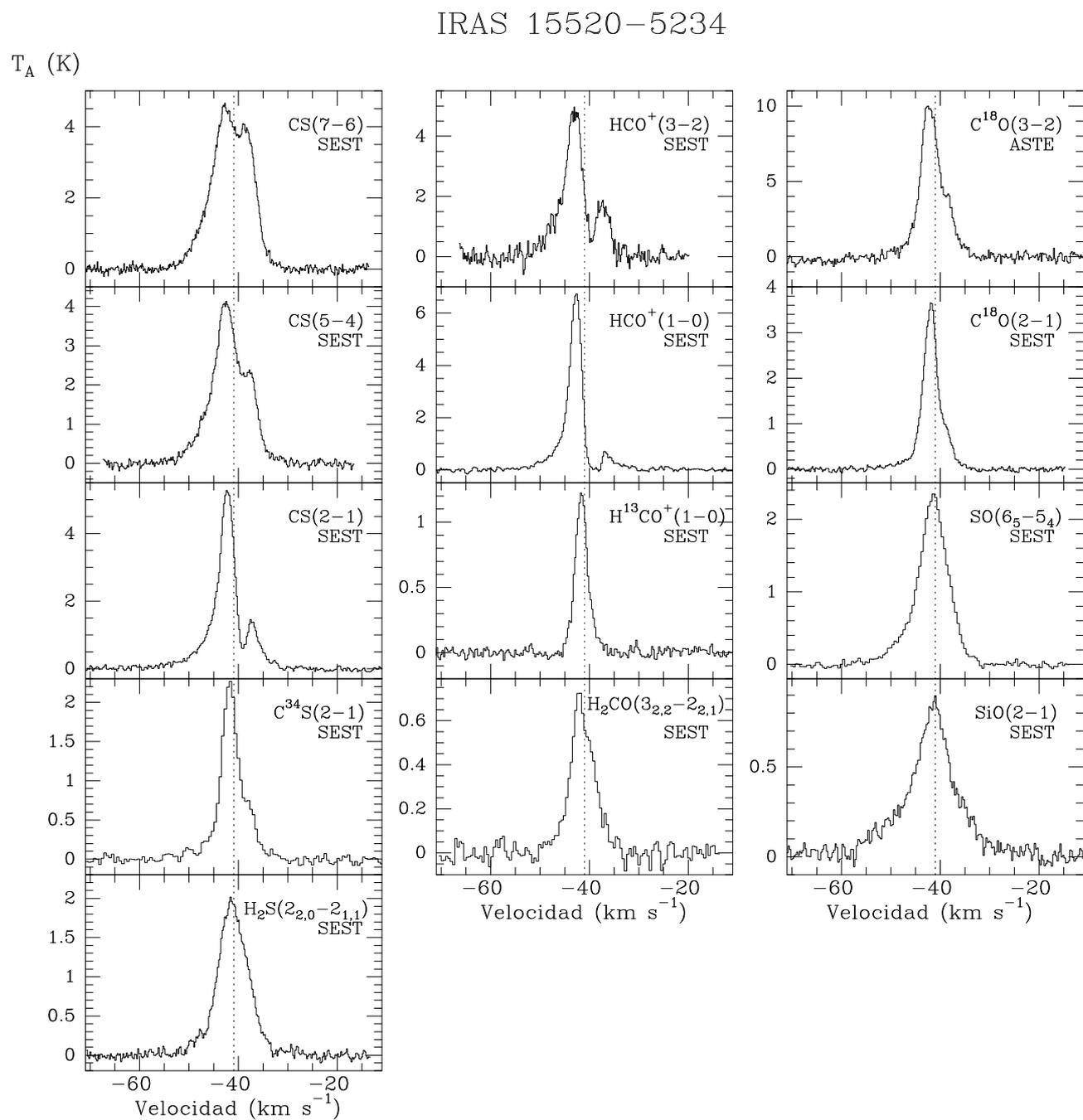


Figura 3.2— Espectros de la emisión de diferentes líneas moleculares observadas hacia la posición central del núcleo IRAS 15520. Las transiciones y el telescopio usado para observar la línea están dadas en la esquina superior derecha del espectro. La línea vertical punteada indica la velocidad sistémica del gas, la cual tiene un valor de -41.3 km/s .

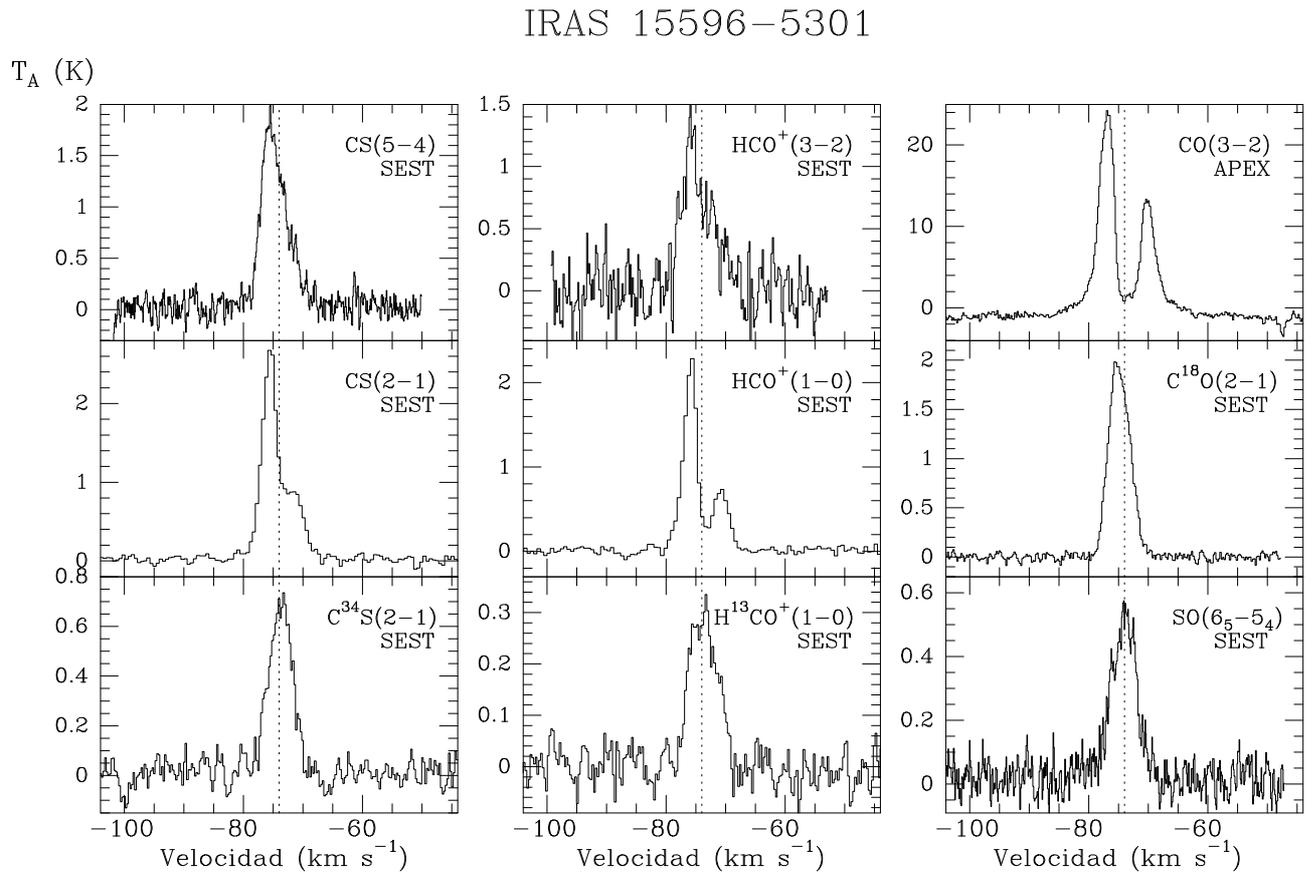


Figura 3.3— Espectros de la emisión de diferentes líneas moleculares observadas hacia la posición central del núcleo IRAS 15596–5301. Las transiciones y el telescopio usado para observar la línea están dadas en la esquina superior derecha del espectro. La línea vertical punteada indica la velocidad sistémica del gas, la cual tiene un valor de -74.0 km/s .

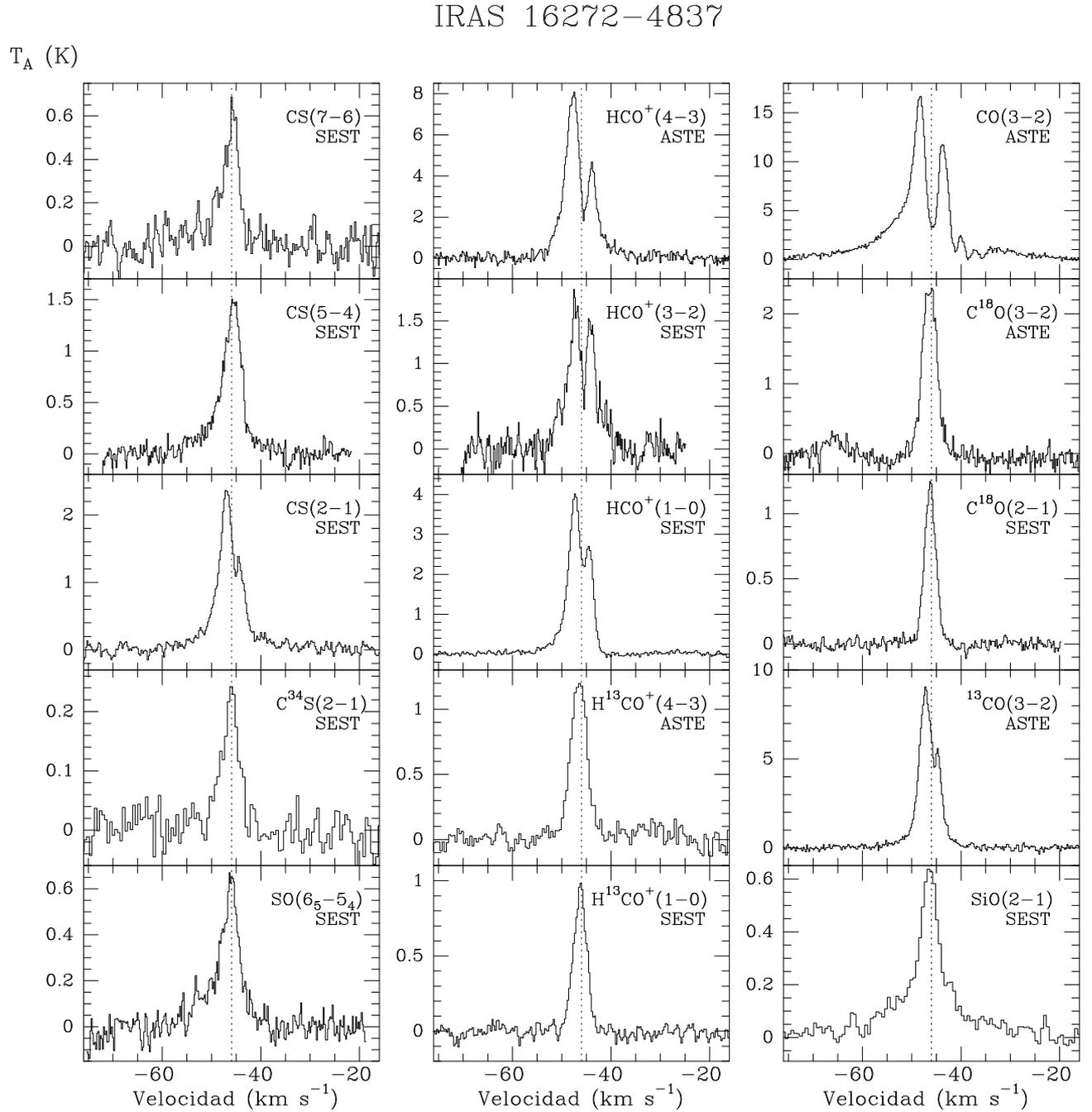


Figura 3.4— Espectros de la emisión de diferentes líneas moleculares observadas hacia la posición central del núcleo IRAS 16272–4837. Las transiciones y el telescopio usado para observar la línea están dadas en la esquina superior derecha del espectro. La línea vertical punteada indica la velocidad sistémica del gas, la cual tiene un valor de -46.3 km/s .

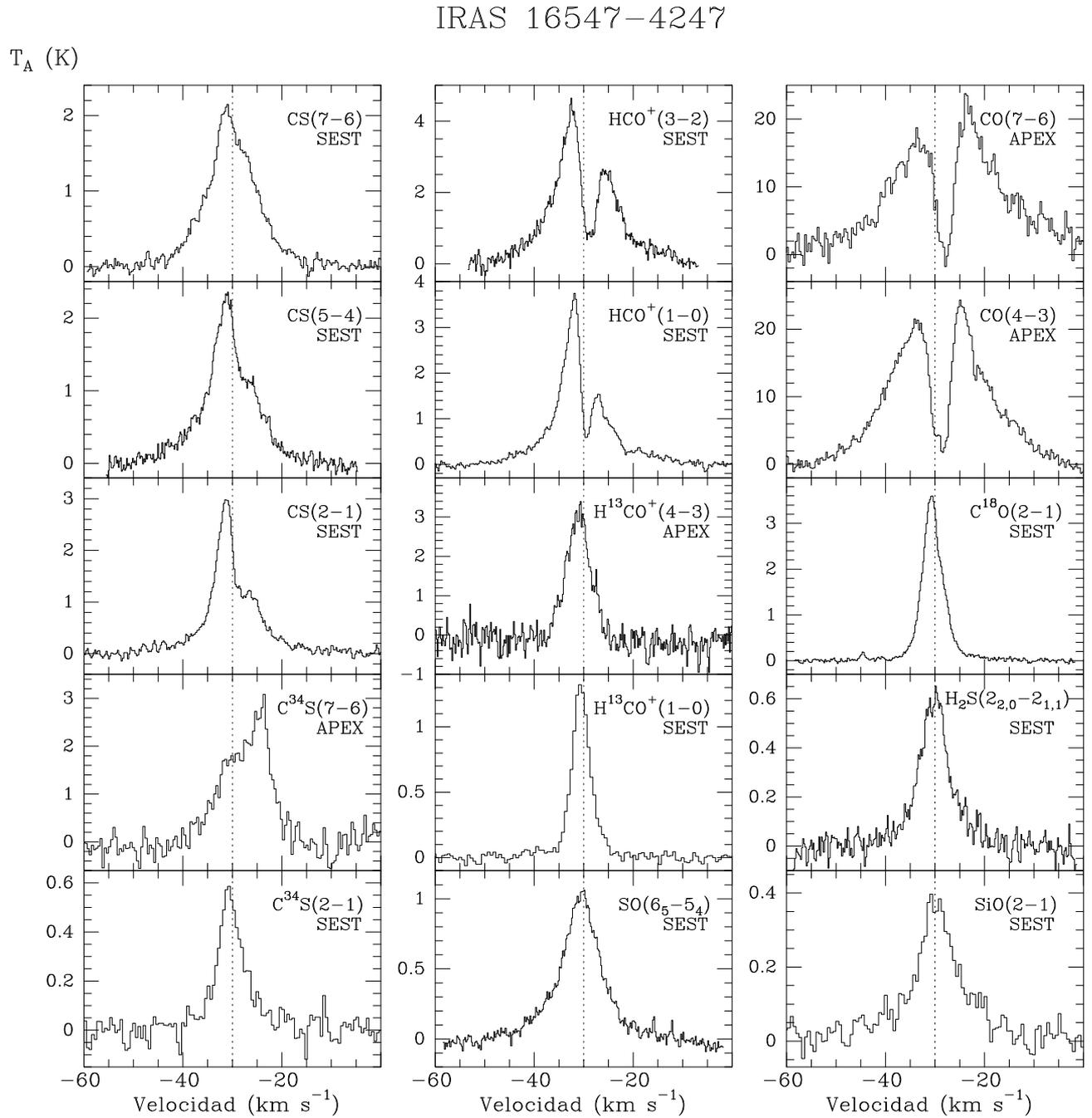


Figura 3.5— Espectros de la emisión de diferentes líneas moleculares observadas hacia la posición central del núcleo IRAS 16547–4247. Las transiciones y el telescopio usado para observar la línea están dadas en la esquina superior derecha del espectro. La línea vertical punteada indica la velocidad sistémica del gas, la cual tiene un valor de -30.0 km/s .

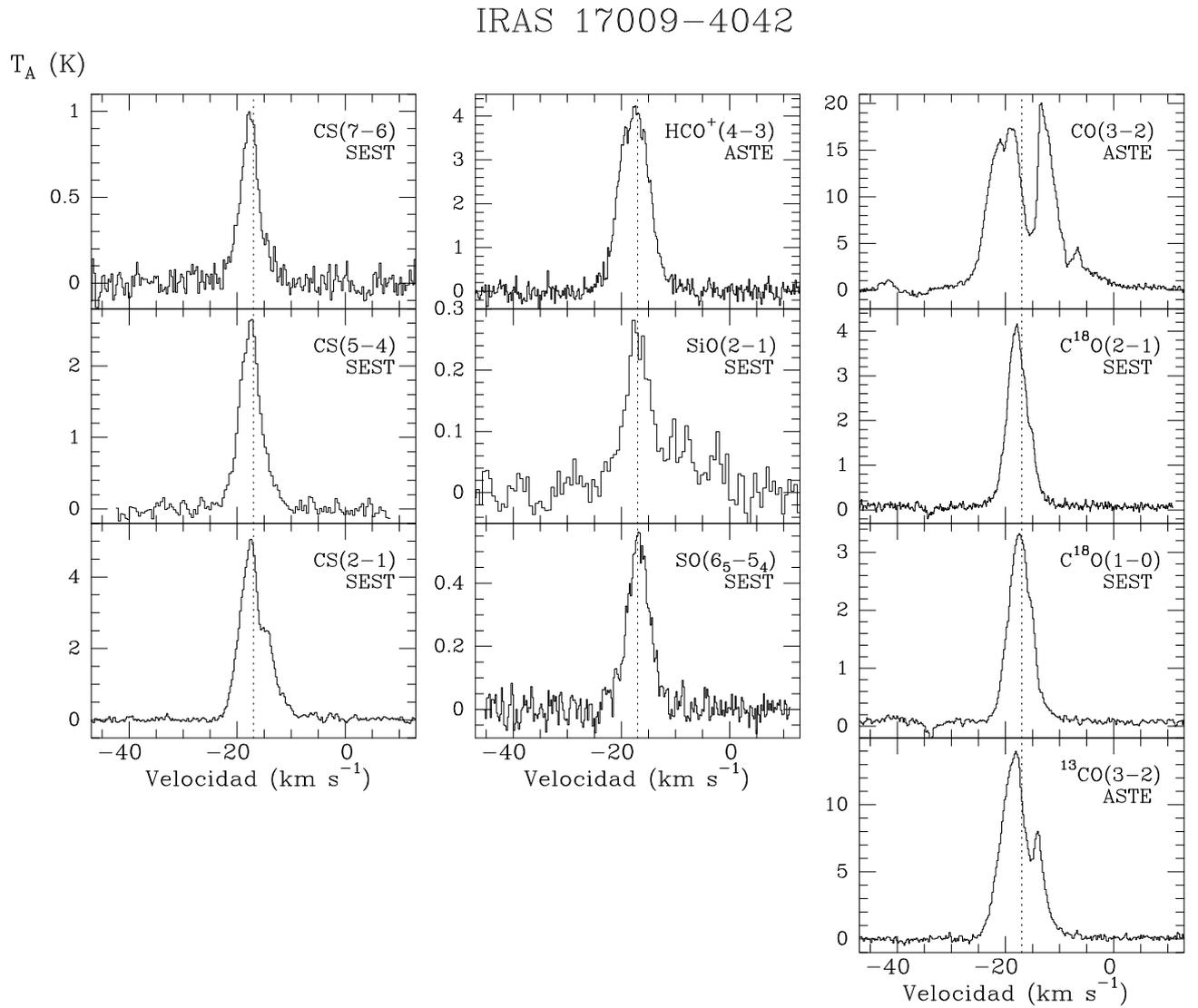


Figura 3.6— Espectros de la emisión de diferentes líneas moleculares observadas hacia la posición central del núcleo IRAS 17009. Las transiciones y el telescopio usado para observar la línea están dadas en la esquina superior derecha del espectro. La línea vertical punteada indica la velocidad sistémica del gas, la cual tiene un valor de -17.4 km/s.

Capítulo 4

RESULTADOS OBSERVACIONALES

En esta sección se muestran los resultados obtenidos a partir de las observaciones de líneas moleculares hacia las fuentes IRAS seleccionadas. Se calculó la columna de densidad, el tamaño y la masa del núcleo, el perfil radial de intensidad y de densidad en la línea del CS(5-4). Se estudió las alas de alta velocidad, la velocidad de contracción y las componentes del ancho en velocidad de la línea. Estos resultados ayudan a restringir los parámetros físicos de las nubes que posteriormente se utilizarán en el modelamiento de las fuentes (Capítulo 5).

4.1. Columna de densidad

Se calculó la columna de densidad en la posición central de las líneas que mostraban espectros simétricos y sin autoabsorciones. La columna de densidad para una línea ópticamente delgada puede ser obtenida mediante [Bourke et al., 1997]:

$$N = \frac{3k}{8\pi^3 B \mu^2} \frac{(T_{ex} + hB/3k)}{(J+1)} \frac{\exp(E_j/kT_{ex})}{[1 - \exp(-h\nu/kT_{ex})]} \frac{[H_2/X]}{[J(T_{ex}) - J(T_{bg})]} \int \frac{T_A}{\eta} dv, \quad (4.1)$$

donde k es la constante de Boltzmann, B la constante rotacional (ecuación 2.24), μ el momento dipolar permanente de la molécula, T_{ex} la temperatura de excitación, J el número cuántico rotacional en el estado más bajo, E_j la energía en el nivel J (ecuación 2.25), ν la frecuencia de la línea, $[H_2/X]$ la abundancia del H_2 sobre la molécula estudiada, T_A es la temperatura de antena, η_{mb} la eficiencia del telescopio, dv la resolución en velocidad de la observación y $J(T)$ viene dado por:

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (4.2)$$

En la ecuación 4.1 se supuso un filling factor de 1 debido a que estamos calculando la columna de densidad promedio.

En la Tabla 4.1 se listan los valores obtenidos de la columna de densidad usando distintas líneas. Los datos tabulados corresponden a un límite inferior de la columna de densidad real. Los valores están en bastante acuerdo con los valores obtenidos mediante el estudio del polvo frío [Garay et al., 2007b]. Las diferencias que hay entre estos también se debe a que se desconoce el valor exacto de las abundancias de las líneas y a que el cálculo se hizo con un sólo punto y no con mapas.

Tabla 4.1: Columnas de densidad

Fuente IRAS	Línea	[X/H ₂]	Ref.	N _{H₂} (cm ⁻²)	N _{H₂} (polvo) (cm ⁻²)
13291-6249	CS(5-4)	5.0×10^{-10}	[a]	1.0×10^{23}	1.9×10^{23}
15520-5234	H ¹³ CO ⁺ (1-0)	1.4×10^{-10}	[b]	4.1×10^{22}	8.6×10^{23}
15596-5301	C ³⁴ S(2-1)	2.5×10^{-11}	[a]	2.2×10^{23}	2.2×10^{23}
16272-4837	H ¹³ CO ⁺ (1-0)	1.4×10^{-10}	[b]	8.3×10^{22}	7.2×10^{23}
16547-4247	C ¹⁸ O(2-1)	1.6×10^{-7}	[c]	1.4×10^{23}	7.7×10^{23}
17009-4042	CS(7-6)	5.0×10^{-10}	[a]	3.2×10^{23}	6.3×10^{23}

Referencias: [a] Marseille et al. [2008], [b] Takakuwa et al. [2003], [c] Schöier et al. [2002].

4.2. Masa

Se realizaron mapas de contornos de la emisión de la línea CS(5-4) hacia todas las fuentes para conocer su estructura espacial (Figura 4.1). Para cada fuente se estimó el radio de la nube mediante $R = \sqrt{ab}$, donde a y b son los semiejes mayor y menor del contorno al 50 % de la emisión máxima.

Si suponemos que la nube está en equilibrio virial, en ausencia de campos magnéticos y de movimientos sistemáticos, entonces el peso de la nube es soportado solo por la presión y la turbulencia interna. En este caso, se puede relacionar la masa de la nube con su tamaño R y con la dispersión de velocidad Δv :

$$M_{vir} = 210 \left[\frac{R}{\text{pc}} \right] \left[\frac{\Delta v}{\text{Km s}^{-1}} \right]^2 \quad (4.3)$$

Los radios calculados varían desde 0.22 hasta 0.41 pc y las masas viriales desde 800 hasta 2300 M_{\odot} (Tabla 4.2). Estas masas están en general en buen acuerdo con las masas derivadas del estudio del polvo (Tabla 3.1).

Por otro lado calculamos la masa de la nube suponiendo equilibrio termodinámico local. Esto se obtiene multiplicando la columna de densidad del hidrógeno molecular por la masa molecular media del H₂ e integrando sobre el ángulo sólido que subtiende la fuente. En la mayoría de los casos, los valores obtenidos de la masa LTE son más bajos que los obtenidos suponiendo equilibrio virial. Esto es debido a que en el cálculo de la masa LTE se toma una sola temperatura de excitación, siendo que en general debería existir un gradiente en estas regiones.

Tabla 4.2: Parámetros obtenidos de la observación del CS(5–4)

Fuente IRAS	a (")	b (")	R (pc)	Δv (Km s ⁻¹)	M_{vir} (M _⊙)	M_{LTE} (M _⊙)	m_1	m_2
13291–6249	23	15.5	0.25	3.9	800	480	0.73±0.05	2.58±0.20
15520–5234	23	10	0.22	7.1	2300	1020	0.71±0.07	2.50±0.41
15596–5301	21.5	16	0.41	4.5	1700	120	0.94±0.09	2.14±0.34
16272–4837	15	8	0.36	4.8	1700	160	0.81±0.03	2.50±0.11
16547–4247	23.5	15.5	0.27	6.1	2100	920	0.73±0.06	2.65±0.21
17009–4042	33.5	29	0.32	4.2	1200	1420	0.70±0.07	—

4.3. Perfil radial de densidad

A partir de la temperatura de antena integrada en velocidad por pixel construimos mapas de contornos de la línea CS(5–4) (Figura 4.1). Con ello se obtiene el perfil radial de la temperatura de antena $T_A(r)$ en función del radio de la nube. Para una línea ópticamente delgada suponemos que la temperatura de antena es directamente proporcional a la columna de densidad (ecuación 4.1). En el caso simple de un núcleo esférico con estructura de densidad tipo ley de potencia, el gradiente de densidad radial $n \propto r^{-p}$ está relacionado con el gradiente de la columna de densidad $N \propto r^{-m}$ por $p = m + 1$ [Yun & Clemens, 1991, Bacmann et al., 2000].

Suponiendo que CS(5–4) es ópticamente delgado, ajustamos leyes de potencia al perfil de intensidad integrada de esta línea en función del radio (plano del cielo) como se muestra en la Figura 4.2. Los perfiles radiales de intensidad no se ajustan bien con una sola ley de potencia sobre todo el rango. Debido a esto se introduce un quiebre y se ajustan los datos con dos leyes de potencia con índices m_1 para ajuste interno y m_2 para el ajuste externo al punto de quiebre. En general, el punto de quiebre es igual al radio al 50% de la emisión máxima del mapa de CS(5–4), salvo para IRAS 17009–4042, la cual se ajusta con una ley de potencia. Los ajustes revelan que la ley de potencia

interna es más aplanada que la externa con un índice promedio de -0.77 para la potencia al interior y de -2.50 para la potencia promedio en el exterior. Los ajustes a los perfiles de intensidad están tabulados en la Tabla 4.2.

4.4. Vientos

Los flujos moleculares son un fenómeno conocido en sitios de formación de estrellas de baja masa [Richer et al., 2000]. Ellos juegan un rol importante en transportar momentum angular fuera de la estrella en formación. Flujos moleculares bipolares también han sido encontrados alrededor de estrellas masivas jóvenes. Shepherd & Churchwell [1996] buscaron alas de emisión a alta velocidad en CO hacia 120 regiones de formación estelar y encontraron que gas a alta velocidad estaba presente en el 90% de las fuentes, indicando que los flujos moleculares son una propiedad común de objetos estelares masivos jóvenes. Estos flujos son más masivos (cientos de masas solares) y energéticos ($\sim 10^{46}$ erg) que los estudiados en estrellas de baja masa.

A pesar de las diferencias energéticas entre flujos de estrellas de baja y alta masa, existe evidencia de que ambos tienen morfologías y procesos de expulsión similares [Krumholz et al., 2005a, Beuther et al., 2002b, Richer et al., 2000]. Observaciones muestran que hay un mecanismo común entre flujos y acreción en la formación estelar para un rango de masas ancho, desde protoestrellas de baja masa hasta estrellas tipo B tempranas [Arce et al., 2007, Su et al., 2004, Beuther et al., 2002b].

Tabla 4.3: Velocidad de escape y de las alas de alta velocidad

Fuente	V_{esc} (km s^{-1})	Línea ancha	V_{azul} (km s^{-1})	V_{roja} (km s^{-1})
13291–6249	5.2	CO(3–2)	17.6	14.7
15520–5234	9.5	SiO(2–1)	18.8	16.6
15596–5301	6.0	CO(3–2)	16.4	17.2
16272–4837	6.4	CO(3–2)	15.3	19.8
16547–4247	8.2	CO(4–3)	27.9	33.4
17009–4042	5.7	CO(3–2)	16.7	19.6

Para estudiar la emisión de vientos, calculamos la velocidad de escape, V_{esc} , para cada fuente (Tabla 4.3) usando la masa y el radio medido de la observación CS(5–4). Medimos la velocidad de las líneas CO(3–2), CO(4–3) y SiO(2–1), porque presentan las alas de velocidad más anchas (Figura 4.3). Estas moléculas son buenas trazadoras de flujos [Acord et al., 1996, Chandler & Richer, 2001,

Bally & Lada, 1983]. Las velocidades de las alas son mayores que las velocidades de escape, indicando que hay material expulsándose de las nubes.

Para conocer la morfología y las características físicas de estos vientos, resolvemos espacialmente las alas rojas y azules. La Figura 4.4, muestra la estructura espacial de los flujos. Las fuentes IRAS 13291–6249, 16272–4837 y 16547–4247 muestran flujos bipolares con una clara morfología.

Para conocer las propiedades físicas de los vientos tomamos como extensiones del flujo a y b , la extensión de los lóbulos al 50% de la emisión máxima ($R = \sqrt{ab}$). El ángulo de apertura θ y de inclinación i del flujo vienen dados por [Cabrit & Bertout, 1986]:

$$\begin{aligned}\tan \theta &= \frac{b/2}{a} \\ \tan i &= \frac{|L| + 1}{|L| - 1} \cdot \frac{1}{\tan \theta},\end{aligned}$$

con L igual a la razón entre las velocidades máximas del ala azul y de la ala roja (V_{max}).

La velocidad característica del flujo V_0 para cada ala se estima a partir de

$$V_0 = \frac{V_{max}}{\cos(i - \theta)}.$$

El tiempo dinámico del flujo viene dado por

$$T_{din} = \frac{R}{V_0}$$

siendo R la extensión de cada lóbulo.

La masa de los lóbulos de un flujo molecular puede ser estimada suponiendo que las alas de los espectros son ópticamente delgadas. La masa de cada posición observada (α, δ) está dada por:

$$M(\alpha, \delta) = \left[\frac{H_2}{mol} \right] \mu_m A(\alpha, \delta) N(mol). \quad (4.4)$$

En la ecuación anterior $[H_2/mol]$ es la abundancia del Hidrógeno molecular con respecto a la molécula utilizada para estudiar los vientos, μ_m es la masa molecular media por molécula de H_2 , $A(\alpha, \delta)$ es el área de la posición observada y $N(mol)$ es la columna de densidad de la molécula.

Un método para calcular el momentum, la energía cinética y la luminosidad mecánica del flujo, es suponer que toda la masa del flujo se está desplazando a la velocidad característica V_0 , obteniéndose:

$$P = MV_0 \quad (4.5)$$

$$E_k = \frac{1}{2}MV_0^2 \quad (4.6)$$

$$L_m = \frac{1}{2R}MV_0^3 \quad (4.7)$$

siendo M la masa total del lóbulo. Los parámetros obtenidos del estudio de vientos están tabulados en Tabla 4.4.

Tabla 4.4: Datos obtenidos del estudio de vientos

Fuente	Línea	Flujo	R (pc)	θ ($^\circ$)	i ($^\circ$)	V_0 (km s $^{-1}$)	M M_\odot	T_{din} (año)	P (M_\odot km s $^{-1}$)	E_k (M_\odot km 2 s $^{-2}$)
13291–6249	CO(3–2)	Rojo	0.2	26.6	83.4	15.7	0.4	1.4×10^4	3.9	19.7
		Azul	0.5	18.2	85.7	35.7	1.0	1.3×10^4	6.8	25.8
16272–4837	CO(3–2)	Rojo	0.6	18.9	89.1	94.8	0.5	6.0×10^3	6.5	46.1
		Azul	0.7	15.2	80.2	128.0	1.4	5.5×10^3	14.9	100.6
16547–4247	CO(4–3)	Rojo	0.5	11.4	88.0	153.1	1.5	3.0×10^3	30.2	324.2
		Azul	0.8	9.7	88.2	47.5	2.2	1.7×10^4	33.3	267.8

Sólo para las fuentes listadas en Tabla 4.4 se pudieron calcular algunas propiedades de los flujos, ya que las morfologías de los flujos de las fuentes excluidas no era clara y los contornos no eran cerrados. Como no disponemos de otro isótopo ópticamente delgado en las mismas transiciones de las líneas usadas, no podemos calcular la opacidad y corregir el valor de la masa debido a este efecto. Por esta razón el valor de las masas, momentum y energías cinéticas encontradas son bajas en comparación con las encontradas regiones de formación de estrellas masivas. Garay et al. [2007a] corrigieron el valor de la masa de los flujos por éste efecto en la fuente IRAS 16547–4247 y calcularon que la masa del flujo es de $110 M_\odot$.

Este estudio nos muestra que existe la presencia de flujos bipolares escapando de las fuentes centrales.

4.5. Contracción radial

Para calcular la velocidad de contracción de las fuentes, se escogen líneas que muestren perfiles con asimetría azul (sección 2.4.3). Para cuantificar la asimetría azul, se calcula la razón T_B/T_R y δv (ecuación 2.57). Para calcular el parámetro de asimetría se utilizó como línea ópticamente delgada el $C^{18}O(2-1)$. Las líneas observadas que exhiben mayor asimetría son el $CS(2-1)$ y $HCO^+(1-0)$. Se utilizó el $CS(2-1)$ y $^{13}CO(3-2)$ en la fuente IRAS 17009–4042, ya que ella no dispone de observación de $HCO^+(1-0)$. Los valores obtenidos de la razón de temperaturas y del parámetro de asimetría son tabulados en Tabla 4.5. El $HCO^+(1-0)$ es más asimétrico y presenta un valor menor de δv y mayor razón de T_B/T_R que el $CS(2-1)$.

Tabla 4.5: Parámetros que cuantifican la asimetría de los perfiles de línea

Fuente	δv	T_B/T_R	δv	T_B/T_R
	CS(2-1)	CS(2-1)	HCO ⁺ (1-0)	HCO ⁺ (1-0)
13291–6249	-0.18	1.3	-0.36	3.0
15520–5234	-0.14	3.4	-0.23	9.7
15596–5301	-0.17	3.0	-0.23	3.2
16272–4837	-0.27	1.6	-0.44	1.5
16547–4247	-0.20	2.4	-0.33	2.6
17009–4042	-0.21	2.0	-0.13*	1.7*

* corresponde a lo obtenido para la línea $^{13}CO(3-2)$.

Se utilizó dos métodos para calcular la velocidad de colapso de las fuentes en estudio. El primer método consiste en realizar un cálculo simple de la velocidad de colapso de la nube. Este cálculo involucra solamente los parámetros obtenidos de las líneas observadas [Myers et al., 1996]:

$$V_{in} = \frac{\sigma^2}{v_{red} - v_{blue}} \ln \left(\frac{1 + eT_{BD}/T_D}{1 + eT_{RD}/T_D} \right), \quad (4.8)$$

con σ la dispersión de velocidad, T_D la temperatura de brillo de la profundidad, v_{blue} y T_{BD} la velocidad y la altura del peak azul sobre la profundidad, v_{red} y T_{RD} la velocidad y la altura del peak rojo sobre la profundidad.

El segundo método fue usar el modelo descrito en Myers et al. [1996]. Con este modelo se puede estimar la velocidad de colapso V_{in} , la profundidad óptica τ , la temperatura cinética de la nube T_k y la dispersión de velocidad σ . La comparación entre el modelo y las observaciones se muestran en las Figuras 4.5 y 4.6 para $CS(2-1)$ y $HCO^+(1-0)$, respectivamente.

Calculamos la tasa de acreción mediante $\dot{M} = \frac{4}{3}\pi n\mu m_H r^2 V_{in}$, con n , r y V_{in} la densidad, radio

y velocidad de contracción del núcleo, respectivamente. Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 4.6. Con estos valores podemos restringir las velocidades de colapso que se usarán en el modelamiento.

Tabla 4.6: Velocidades de colapso obtenidas mediante el cálculo simple y el modelo de Myers.

Fuente IRAS	Línea	V_{in} (km s ⁻¹)	M (M _☉ año ⁻¹)	V_{in} (km s ⁻¹)	M (M _☉ año ⁻¹)	τ	T _k (K)	σ (km s ⁻¹)
13291-6249	CS(2-1)	0.3	1.2×10 ⁻³	1.5	5.8×10 ⁻³	0.8	23.0	0.9
	HCO ⁺ (1-0)	1.0	4.4×10 ⁻³	1.1	5.1×10 ⁻³	6.9	5.7	1.1
15520-5234	CS(2-1)	0.7	1.6×10 ⁻²	1.8	4.1×10 ⁻²	4.7	12.1	1.3
	HCO ⁺ (1-0)	0.8	2.1×10 ⁻²	1.2	3.2×10 ⁻²	9.5	14.7	1.3
15596-5301	CS(2-1)	1.0	6.6×10 ⁻³	1.2	8.3×10 ⁻³	5.2	7.7	1.2
	HCO ⁺ (1-0)	0.6	4.6×10 ⁻³	0.9	7.2×10 ⁻³	7.3	7.4	1.3
16272-4837	CS(2-1)	0.8	1.7×10 ⁻²	1.4	2.9×10 ⁻²	2.5	8.4	1.0
	HCO ⁺ (1-0)	0.5	1.2×10 ⁻²	0.7	1.5×10 ⁻²	2.0	28.5	1.3
16547-4247	CS(2-1)	0.9	1.6×10 ⁻²	1.7	3.0×10 ⁻²	3.7	9.0	1.6
	HCO ⁺ (1-0)	0.4	8.0×10 ⁻³	0.8	1.6×10 ⁻²	4.0	14.2	1.7
17009-4042	CS(2-1)	1.6	1.1×10 ⁻²	1.6	1.2×10 ⁻²	1.7	37.5	1.4
	¹³ CO(3-2)	0.7	9.2×10 ⁻⁴	1.8	2.4×10 ⁻³	1.9	67.8	1.7

Las velocidades de colapso calculadas usando el modelo de Myers, son mayores que las calculadas por el método simple por un factor entre 1.1 y 2.5, excepto para la línea CS(2-1) en la fuente IRAS 13291-6249, en la cual es un factor 5. El CS(2-1) ajusta generalmente mejor que el HCO⁺(1-0) ya que este último presenta autoabsorción más pronunciada que los modelos calculados. Dado que los ajustes de los perfiles de línea usando el modelo de Myers son generalmente buenos, creemos que la velocidad de contracción y la tasa de acreción del modelo de Myers son más confiables que las determinadas mediante el método simple. En particular, el espectro de CS(2-1) en IRAS 13291-6249 se reproduce muy bien con el modelo de Myers por lo cual creemos que la velocidad de contracción y las tasas de acreción son altas. De todos modos el utilizar ambos métodos nos permite evaluar un rango de confiabilidad de los parámetros determinados cuando ellos dependen de las suposiciones del ajuste. Las temperaturas cinéticas determinadas a partir de ajustar el modelo de Myers son generalmente inconsistentes con observaciones del polvo. Esto sugiere una descomposición imperfecta del ancho de la línea entre el ancho termal, ancho no termal y movimientos sistemáticos en el modelo de Myers.

Calculamos cada componente del ancho de velocidad (Δv_{obs}) de las líneas; esto es el ancho debido a movimientos sistemáticos (Δv_{sist}), turbulentos (Δv_{turb}) y al ancho termal (Δv_{th}). Usamos la velocidad de colapso del CS(2-1) encontrada usando el modelo de Myers como la velocidad radial de la nube. El ancho total de la línea se obtiene del ancho del C¹⁸O(2-1) (FWHM) por ser un

Tabla 4.7: Componentes ancho de la línea

Fuente IRAS	Δv_{obs} (km s ⁻¹)	Δv_{sist} (km s ⁻¹)	Δv_{th} (km s ⁻¹)	Δv_{turb} (km s ⁻¹)
13291-6249	3.6	1.5	0.5	3.2
15520-5234	3.3	1.8	0.7	2.7
15596-5301	3.8	1.2	0.5	3.6
16272-4837	2.7	1.4	0.5	2.2
16547-4247	3.8	1.7	0.5	3.4
17009-4042	4.2	1.6	0.5	3.8

trazador ópticamente delgado y no estar contaminado por alas. El ancho termal se calculó usando como temperatura cinética la temperatura del polvo medida de la observación a 1.2 mm (ecuación 2.55). El valor de la velocidad turbulenta se encuentra despejando ese valor de la ecuación 2.56. Los valores de cada componente para cada fuente están tabulados en Tabla 4.7. Esto nos sirve como punto de partida para modelar las nubes con el método Monte Carlo en el próximo capítulo.

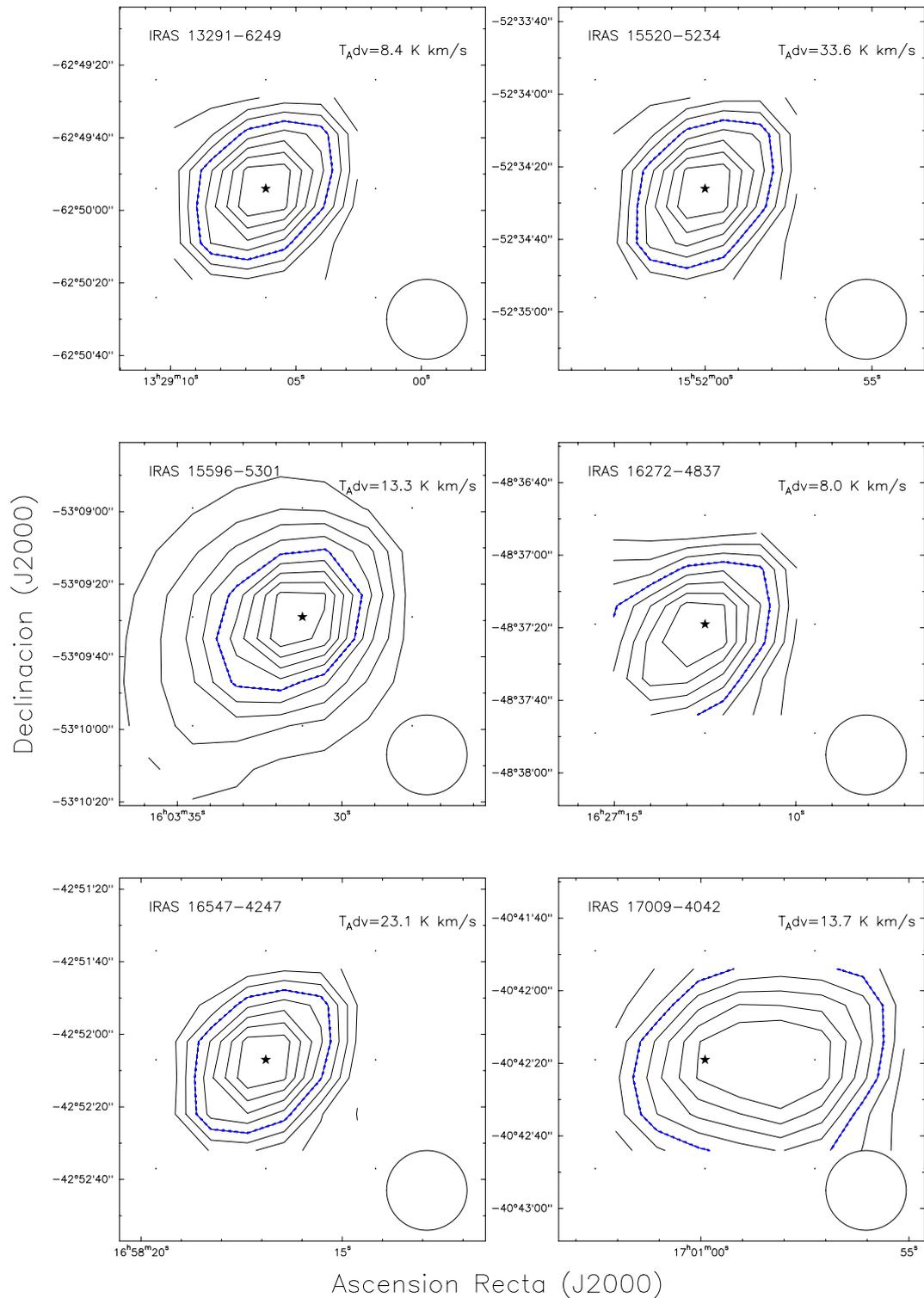


Figura 4.1— Mapa de emisión de la línea CS(5-4) observada con el telescopio SEST hacia las fuentes. La resolución angular es de $22''$ (el tamaño del haz es mostrado en la esquina inferior derecha de cada mapa). Los niveles de contorno van desde el 90 % hasta en algunos casos el 20 % del valor máximo de la temperatura de antena integrada en velocidad cuyo valor está indicado en la esquina superior derecha de cada mapa. El contorno azul corresponde a la emisión al 50 %. La estrella marca la posición central de la fuente.

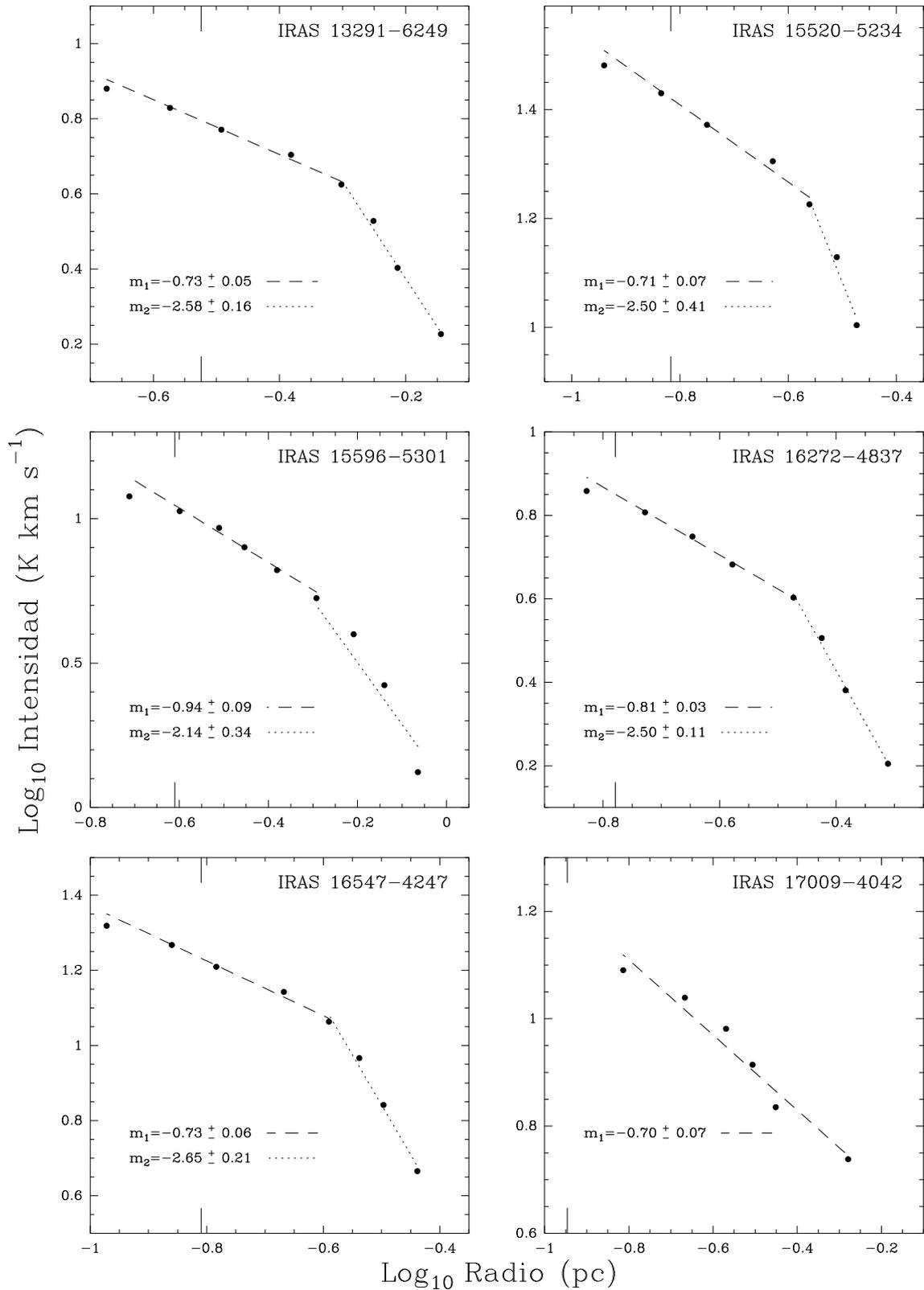


Figura 4.2— Perfil de intensidad integrada de CS(5-4) en función del radio para cada fuente. Puntos corresponden a los valores de la intensidad en función del radio. Líneas punteadas corresponden a las leyes de potencia ajustadas. Líneas verticales corresponden al haz del telescopio.

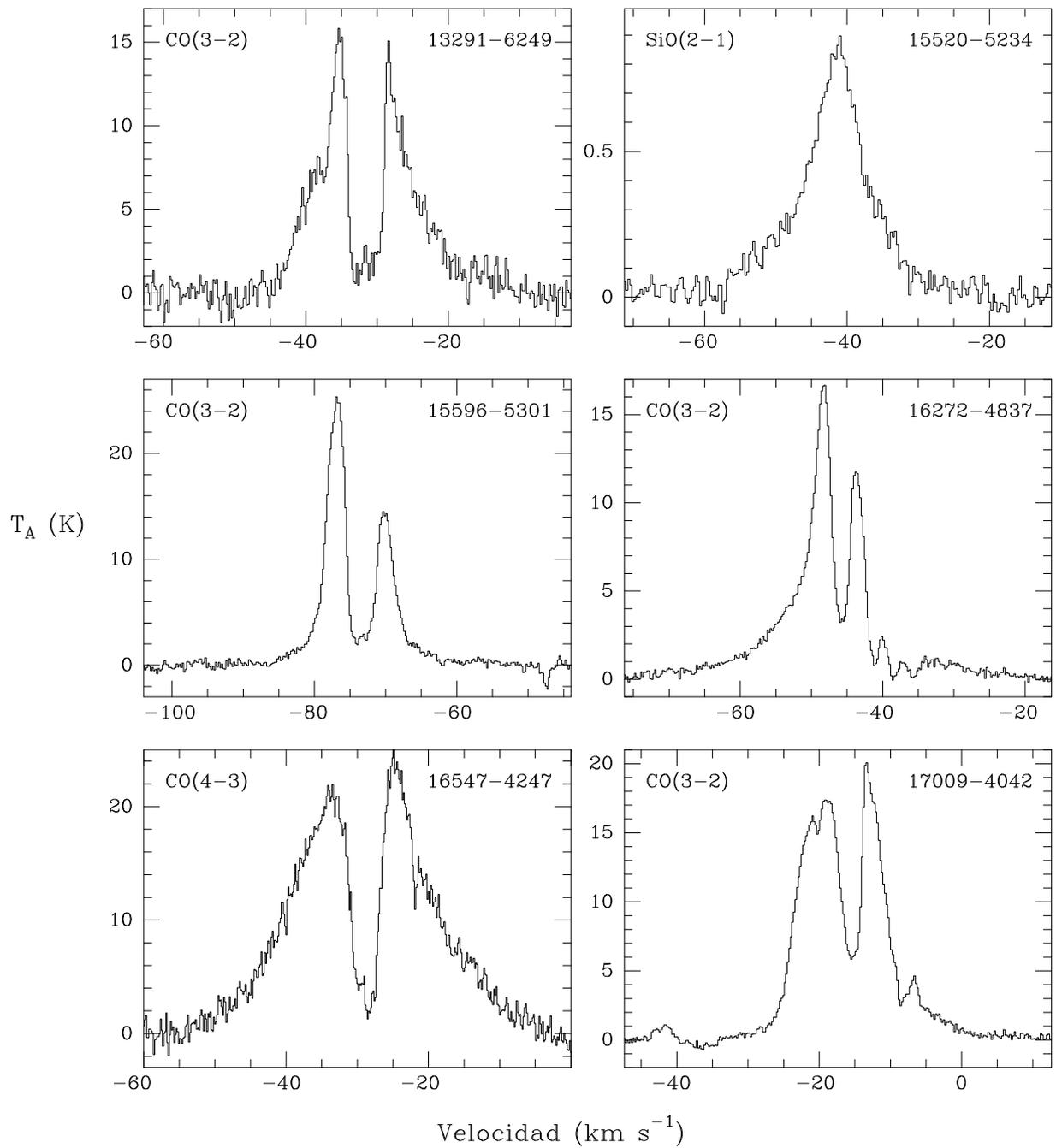


Figura 4.3— Líneas que muestran las alas en velocidad más grandes para cada fuente.

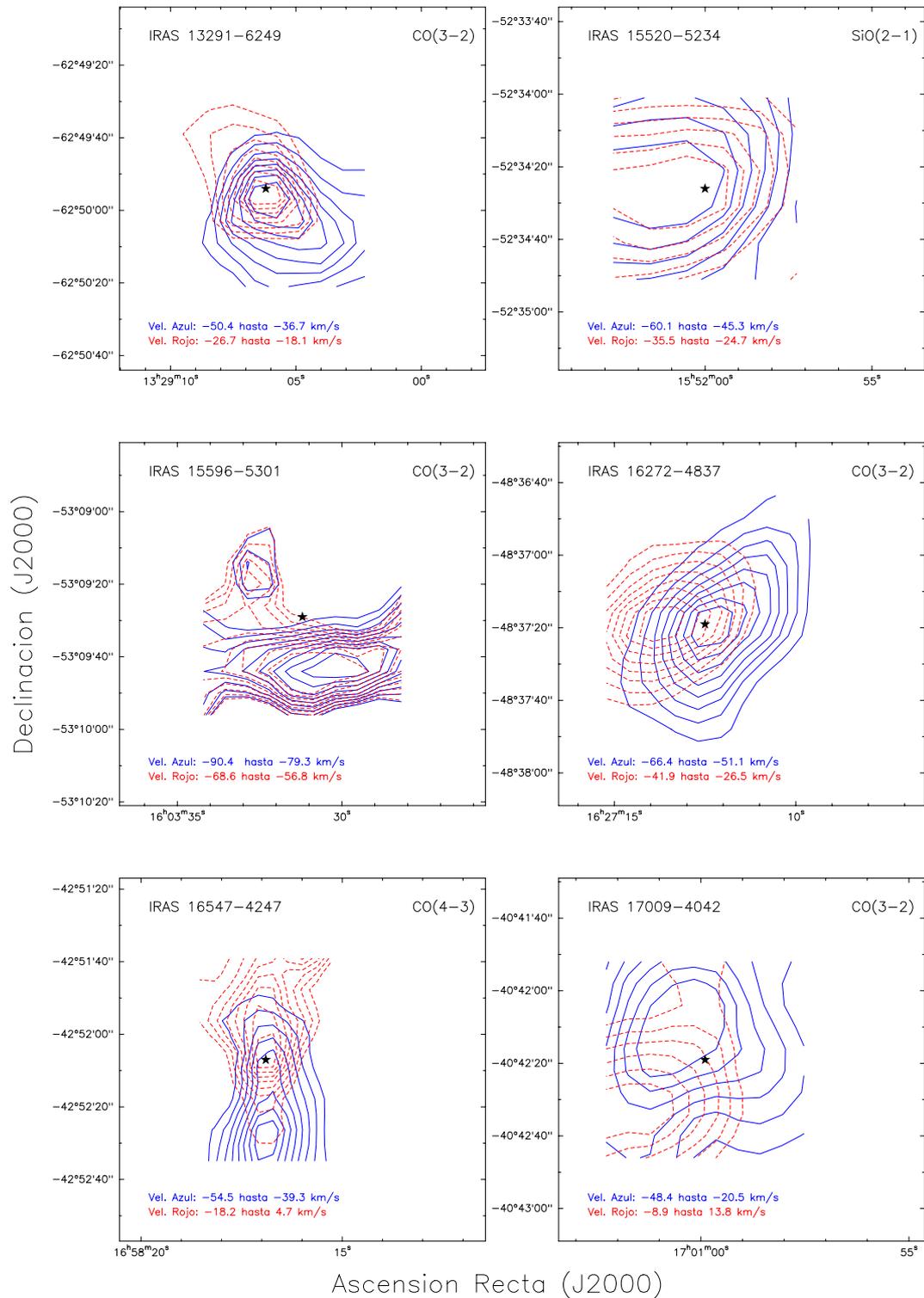


Figura 4.4— Mapas de contorno de la emisión de las alas integradas en velocidad usando las líneas indicadas en la esquina superior derecha de cada fuente. Líneas continuas azules representan la emisión del ala azul y las líneas punteadas rojas a la emisión corrida al rojo con respecto a la velocidad ambiente. La estrella marca la posición central de la fuente. Los rangos de velocidad de las alas están indicadas en la parte inferior de cada mapa.

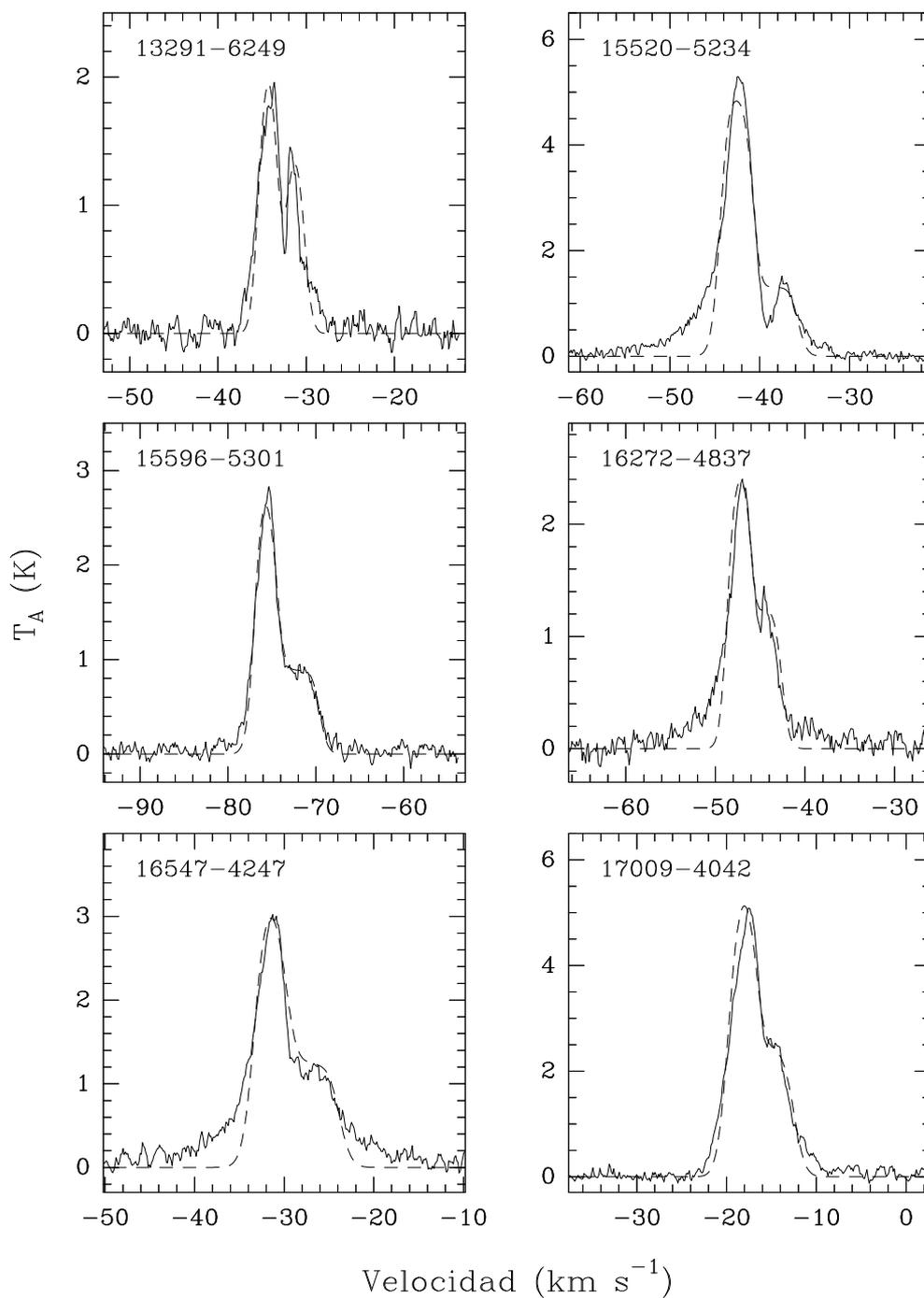


Figura 4.5— Comparación entre el modelo calculado por Myers et al. [1996] y las observaciones de la línea CS(2–1). Líneas punteadas corresponde al modelo y la línea continua es el espectro observado.

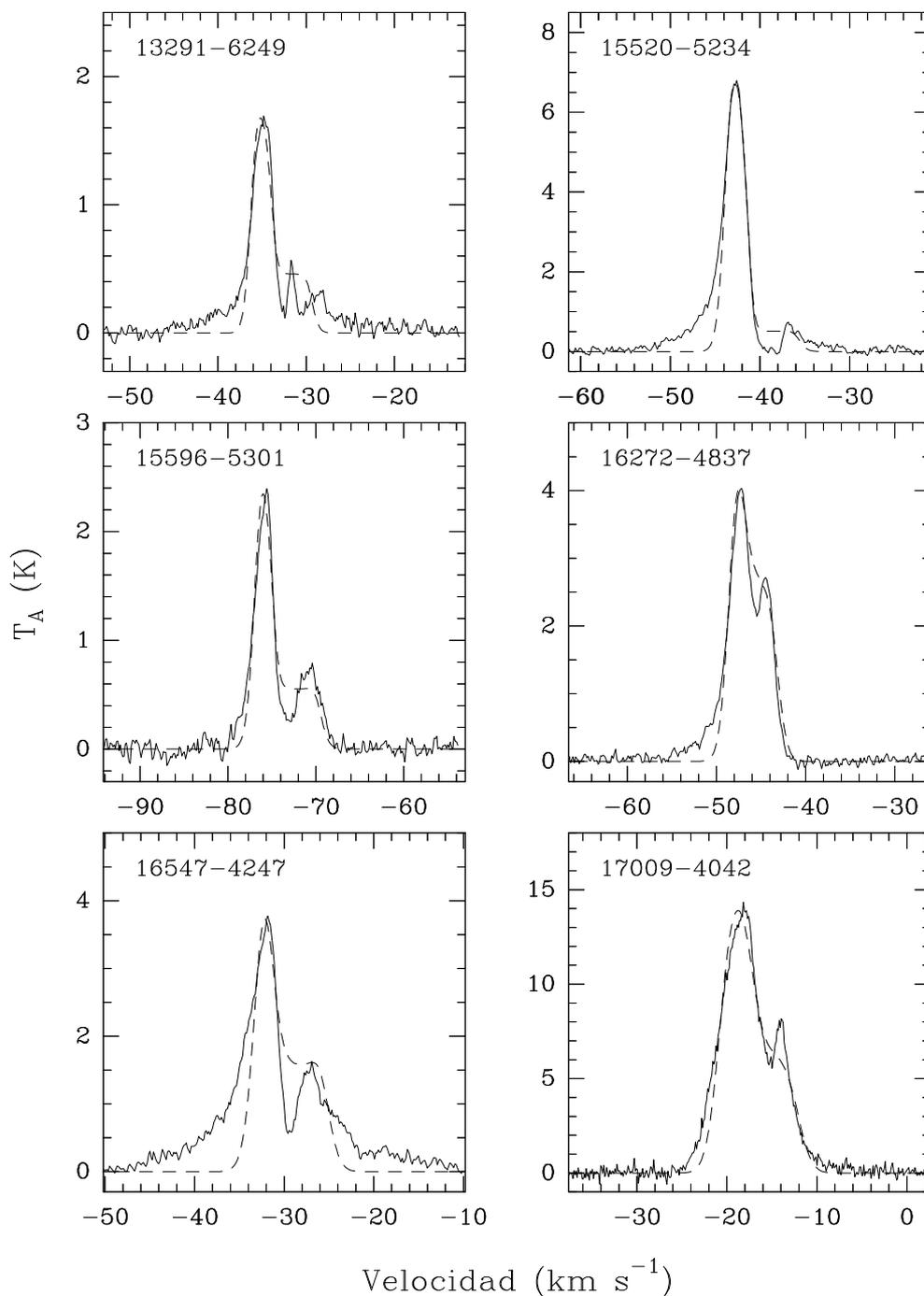


Figura 4.6— Comparación entre el modelo calculado por Myers et al. [1996] y las observaciones de la línea $\text{HCO}^+(1-0)$. Para IRAS 17009-4042 la línea usada es $^{13}\text{CO}(3-2)$. Líneas punteadas corresponde al modelo y la línea continua es el espectro observado.

Capítulo 5

MODELAMIENTO DE LA EMISIÓN DE NUBES MOLECULARES

Usamos un código Monte Carlo para simular la transferencia radiativa en el interior de núcleos densos. El método Monte Carlo usa un gran número de fotones que representan la radiación transportada a través del sistema. Estos fotones son inyectados en el sistema e interaccionan estocásticamente con el medio. Calculamos el espectro emergente y lo convolucionamos con el haz Gaussiano del telescopio. Así, interpretamos y comparamos el perfil de intensidad modelado con las observaciones. En la Figura 5.1 se muestra un diagrama esquemático del procedimiento utilizado para modelar las nubes.

5.1. Definición de cascarones esféricos

La nube se modela como una superposición de cascarones esféricos con un número de capas n_{shell} con densidad, temperatura, velocidad y abundancia constantes. La separación entre las capas decrece logarítmicamente hacia el centro de la nube. La separación de las capas viene dada por:

$$\begin{aligned} r_1 &= R_{min} \\ r_2 &= R_{min} \left(\frac{R_{max}}{R_{min}} \right)^{1/n_{shell}} \\ \text{Para } 2 < i < n_{shell} : \quad r_i &= r_{i-1} \left(\frac{R_{max}}{R_{min}} \right)^{1/n_{shell}} \end{aligned}$$

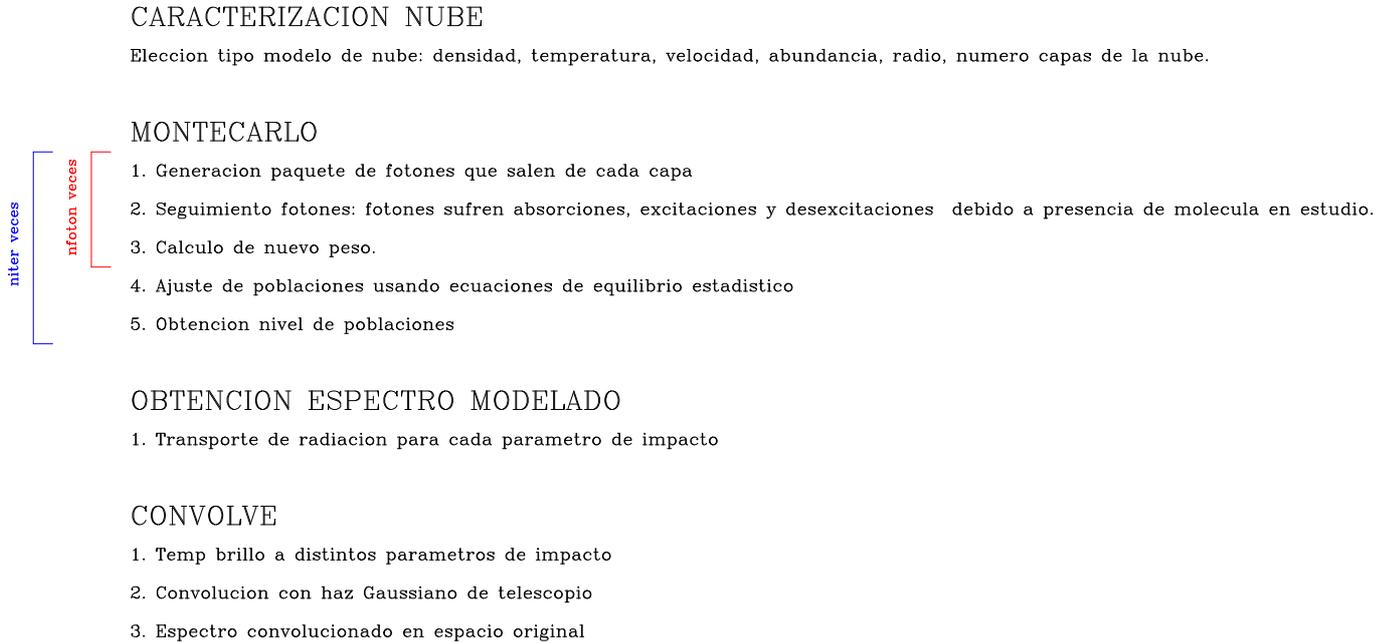


Figura 5.1— Diagrama esquemático de los pasos para modelar una nube.

$$r_{n_{shell}+1} = R_{max}$$

$$R_{mid}(i) = \frac{r_i + r_{i+1}}{2} = r,$$

donde r_i es el radio al cual se encuentra la capa i , $R_{mid}(i)$ es la posición en la que se calculan los parámetros físicos y R_{max} es el radio máximo de la nube. Si la temperatura central de la fuente es cero, el radio mínimo, R_{min} , es cero y los demás radios se mantienen como los dados en las ecuaciones anteriores.

5.2. Monte Carlo

El estudio de la transferencia de la radiación en una línea espectral causada por la transición de niveles moleculares y sus efectos en las poblaciones en el nivel de energía inferior y superior, es llevado a cabo con un método Monte Carlo, el cual está basado en el programa descrito por Bernes [1979]. Con nuestro método podemos hacer muestras de cantidades físicas a partir de distribuciones de probabilidad usando números aleatorios.

La idea básica del programa *Montecarlo* es que un gran número de paquetes de fotones son seguidos individualmente a través de la nube mientras son emitidos, absorbidos y dispersados. Cada uno de estos paquetes tiene asignado una posición inicial, una dirección de propagación y una frecuencia en forma aleatoria. Durante su viaje a través de la nube, la posición y dirección de propagación de cada paquete cambia hasta que deja la nube y es detectado o hasta que es absorbido. Éste es un código unidimensional que permite solamente movimientos radiales, es decir contracción y expansión, y no rotación.

5.2.1. Generación paquetes de fotones

El programa genera paquetes de fotones, los cuales representan una cantidad de fotones reales. Todos los fotones incluidos en el paquete se mueven en la misma dirección, tienen la misma frecuencia y son generados en un lugar aleatorio de la nube para luego recorrerla. Los fotones son emitidos a través de excitaciones al nivel superior seguidas por desexcitaciones de radiación espontánea. El número N_r de tales emisiones por unidad de volumen vienen dadas por

$$N_r = n_u A_{ul}, \quad (5.1)$$

donde A_{ul} es la probabilidad de Einstein de emisión espontánea. El número de fotones reales emitidos en cada capa puede ser encontrada a partir del valor local de N_r , con alguna estimación inicial de n_u . Esto determina el número relativo de emisiones en las distintas capas. Con el número de fotones reales emitidos se obtiene el peso W_0 de los fotones reales que cada paquete de fotones representa.

Para minimizar las fluctuaciones aleatorias en la técnica Monte Carlo, se debe tomar que el campo de radiación viene dado por la diferencia entre el campo verdadero y un campo de radiación de referencia. En este caso

$$N_r = N_{true} - N_{ref} \quad (5.2)$$

$$N_{true} = n_u A_{ul} \quad (5.3)$$

$$N_{ref} = n_l \frac{g_u}{g_l} e^{(-h\nu_{ul}/kT_{ref})} A_{ul}. \quad (5.4)$$

Esta es la diferencia entre el número total de emisiones de fotones reales que tienen lugar por segundo y el número correspondiente que se obtendría si la temperatura de excitación fuera igual a la temperatura del campo de radiación de referencia.

La diferencia entre el campo de radiación de fondo y el campo de referencia debe ser representado por un número de paquetes de fotones entrando a la región desde el exterior. Así, la emisión de la nube tiene contribución de fotones desde el centro (interior capa 1), desde todas las capas a través de la nube (capa i) y de un campo exterior (capa n_{shell}).

Para poder simular distintas transiciones radiativas, se toma una cierta cantidad de paquetes de fotones, uno para cada transición, los cuales representan simultáneamente a todas las transiciones. Los paquetes de fotones son idénticos unos a otros excepto en sus pesos.

El peso W_0^{dif} de un paquete de fotones individual (para cada transición) debe ser considerado como la diferencia entre el peso de un paquete de fotones que representa el campo de radiación verdadero W_0^{true} y el peso que representa al campo de referencia W_0^{ref} :

$$W_0^{dif} = W_0^{true} - W_0^{ref}. \quad (5.5)$$

De las ecuaciones 5.3 y 5.4 se obtiene:

$$\frac{W_0^{true}}{W_0^{dif}} = n_u / \left(n_u - n_l \frac{g_u}{g_l} e^{-h\nu_{ul}/KT_{ref}} \right)$$

5.2.2. Seguimiento fotones

Al emitirse el paquete de fotones, éstos son seguidos a través de la nube que contiene las moléculas en estudio y sus coordenadas son calculadas. Un paquete de fotones viaja una distancia s hacia una dirección seleccionada. En este viaje su peso continuamente cambia debido a las absorciones y emisiones estimuladas que toman lugar.

La distancia ds a lo largo de la dirección que recorre el fotón al borde de la capa interior o exterior más cercana (lo cual depende del ángulo de dirección) viene dada por:

$$ds = -d_a \mu \pm (d_a^2 \mu^2 + r_{i+1}^2 - d_a^2)^{1/2}, \quad (5.6)$$

con

$$\begin{aligned} d_a &= [r_i^3 + (r_{i+1}^3 - r_i^3)\mathcal{N}]^{1/3} \\ \mu &= 1 - 2\mathcal{N}. \end{aligned}$$

En estas ecuaciones r_i es el radio de la nube en la capa i , μ es el coseno del ángulo entre la dirección del fotón y la dirección radial hacia el exterior, y \mathcal{N} es un número aleatorio entre 0 y 1.

El peso $W(x)$ es función de la distancia x cubierta por el paquete de fotones. Su valor inicial es W_0 y a lo largo del camino es $W_0 e^{-\tau x/s}$, así, cuando la distancia s es cubierta su valor es $W_0 e^{-\tau}$.

Para el caso en que se incluye un campo de referencia W^{dif} varía como:

$$W^{dif} = W_0^{true} e^{-\tau_1 x/s_1} - W_0^{ref} e^{-t_1 x/s_1}. \quad (5.7)$$

Las profundidades ópticas a través del camino s_1 vienen dadas por:

$$\tau_1 = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} \phi(\nu) (n_{l,i} B_{lu} - n_{u,i} B_{ul}) s_1 \quad (5.8)$$

$$t_1 = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} \phi(\nu) n_{l,i} B_{lu} (1 - e^{-h\nu_{ul}/kT_{ref}}) s_1, \quad (5.9)$$

donde $n_{l,i}$ y $n_{u,i}$ son las poblaciones de los niveles en la capa i que contiene la nueva la posición, B_{lu} y B_{ul} son las probabilidades de Einstein de absorción y emisión estimulada, respectivamente.

El perfil Doppler $\phi(\nu)$ viene dado por:

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi}} e^{-(\nu-\nu_{ul}-v(r)\mu)^2/\sigma^2}. \quad (5.10)$$

El ancho Doppler σ está determinado por la temperatura cinética total y turbulencia: $\sigma = \sqrt{v_{T_k}^2 + v_{turb}^2}$, y la frecuencia del centro de la línea actual puede ser corrida desde ν_{ul} por un campo de velocidad v_i .

La desviación de distribución de frecuencia $\Delta\nu = \nu - \nu_{ul}$ viene dada por

$$\Delta\nu = \sigma \sin(2\pi\mathcal{N}) (-\ln\mathcal{N}')^{1/2} \sigma + v_i \mu \quad (5.11)$$

donde \mathcal{N} y \mathcal{N}' son dos números aleatorios independientes entre 0 y 1, v_i es la velocidad del gas en la capa i .

El paquete de fotones induce excitaciones radiativas y desexcitaciones cuando viaja desde $x = 0$ a $x = s_1$. El número total N_{lu} de excitaciones radiativas a lo largo del camino es

$$N_{lu} = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} \phi(\nu) n_{l,i} B_{lu} \int_0^{s_1} W(x) dx. \quad (5.12)$$

Ya que el número total de átomos en el estado más bajo en la capa i es $n_{l,i} V_i$, donde V_i es el

volumen de la capa, el número de excitaciones radiativas por átomo en el estado más bajo $S_{lu,i}$, en la capa i , causado por el primer paso s_1 del paquete de fotones es:

$$\begin{aligned} S_{lu,i} &= \frac{N_{lu}}{n_{l,i}V_i} \\ S_{lu,i} &= \frac{h\nu_{ul}}{4\pi}\phi(\nu)B_{lu}\frac{s_1W_0}{V_i\tau}(1 - e^{-\tau}). \end{aligned}$$

Esta cantidad es añadida a un contador denotado por $\sum S_{lu,i}$. Para el caso con campo de referencia la ecuación anterior debe reemplazarse por:

$$S_{lu,i}^{dif} = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi}\phi(\nu)B_{lu}\frac{s_1}{V_i} \left[\frac{W_0^{true}}{\tau_1}(1 - e^{-\tau_1}) - \frac{W_0^{ref}}{t_1}(1 - e^{t_1}) \right]. \quad (5.13)$$

Se toma un nuevo paso en la misma dirección y los cálculos anteriores son repetidos. En el paso k se obtiene:

$$S_{lu,i} = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi}\phi(\nu)B_{lu}\frac{s_kW_0\exp(-\sum_{j=1}^{k-1}\tau_j)}{V_i\tau_k}(1 - e^\tau). \quad (5.14)$$

Se aplica los mismos criterios anteriores para el sistema con campo de radiación de referencia.

El paquete de fotones ahora puede estar en otra capa i . El paquete de fotones es seguido hasta que sale de la nube o hasta que su peso es bastante pequeño para ser insignificante. Un nuevo paquete de fotones es emitido con frecuencia y dirección aleatoria.

5.2.3. Ajuste de poblaciones

Cuando todos los paquetes de fotones han sido emitidos y seguidos, se ajusta el nivel de poblaciones usando la ecuación de equilibrio estadístico (ecuación 2.46), que en este caso será:

$$n_l \left[B_{lu}B(\nu_{ul}, T_{ref}) + \sum S_{lu,i}^{dif} + C_{lu} \right] = n_u \left[A_{ul} + \frac{g_l}{g_u} \left(B_{lu}B(\nu_{ul}, T_{ref}) + \sum S_{lu,i}^{dif} \right) + C_{ul} \right], \quad (5.15)$$

donde $B(\nu, T)$ es la función de Planck. Esta ecuación puede ser resuelta usando la condición adicional de que $\sum n_l + n_u = \text{constante}$.

Los nuevos valores de n_u son usados para revisar N_r para cada capa. Una nueva serie de paquetes de fotones comienza. El contador $\sum S_{lu,i}$ es vaciado después de cada iteración. Esto es conveniente

debido a que si la estimación inicial de n_u es lejana de su valor real, el campo de radiación medido por el contador durante las primeras iteraciones estaría lejos de ser correcto. Así, luego de unas pocas iteraciones el nivel de poblaciones se estabiliza y se puede comenzar con el nuevo valor de las poblaciones. El número mínimo de iteraciones que es necesario para la convergencia es del mismo orden de la máxima profundidad óptica. Esto es debido al hecho de que los fotones modelos no pueden llevar información del campo de radiación y de la temperatura de excitación en alguna parte de la región mucho más lejos que una unidad de profundidad óptica por iteración.

5.2.4. Obtención espectro

Al terminar las iteraciones, el espectro de la radiación que deja la nube puede ser calculado

$$I_\nu = \sum_i S_i(\nu)(1 - e^{-\tau_i})e^{-\tau_{i,fin}} . \quad (5.16)$$

La suma es realizada sobre todas las capas i , τ_i es la opacidad en la capa i , $\tau_{i,fin}$ es la opacidad para los fotones desde la capa i hasta que salen de la nube y $S_i(\nu)$ es la función fuente que viene dada por

$$S(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\frac{n_l g_u}{n_u g_l} - 1 \right]^{-1} . \quad (5.17)$$

El espectro final debe ser la resta entre un espectro ON y un espectro OFF:

$$I_{fin} = I_\nu - B_\nu(T_{bg}) . \quad (5.18)$$

El espectro escrito en temperatura de brillo será:

$$T_R = \frac{c^2}{2k\nu^2} (I_\nu - B_\nu(T_{bg})) . \quad (5.19)$$

Estos espectros son calculados a distintos parámetros de impacto. Para ello la suma en la ecuación 5.16 es realizada sobre todas las capas observadas a ese parámetro de impacto.

5.3. Convolución

El programa *Convolve* toma los espectros del archivo de salida de *Montecarlo* a distintos parámetros de impacto y los convolucionan con un haz Gaussiano del telescopio, entregando los espectros

como serían observados.

5.3.1. Transformada de Fourier espectro original

Para cada transición modelada con *Montecarlo*, *Convolve* toma los espectros resultantes a cada parámetro de impacto. El programa calcula la temperatura de brillo en función de los parámetros de impacto $T_{mb}(r_i)$ (para cada segmento anular i) mediante:

$$T_{mb}(r_i) = a_i r_i + b_i. \quad (5.20)$$

La pendiente de la recta a_i y la intersección con el origen b_i para este segmento vienen dados por:

$$dr_i = r_{i+1} - r_i \quad (5.21)$$

$$a_i = \frac{T_{mb}(r_{i+1}) - T_{mb}(r_i)}{dr_i} \quad (5.22)$$

$$b_i = T_{mb}(r_i) - a_i r_i \quad (5.23)$$

La transformada de Fourier de una función f es:

$$\mathcal{F}(f) = \int f(x) e^{-2\pi i x \omega} dx. \quad (5.24)$$

Para resolver esta ecuación se utiliza el Teorema de Hankel el cual dice:

$$F(k) = \frac{1}{2\pi} \int \int f(r) e^{-ikr} dr = \int_0^\infty f(r) J_0(kr) r dr, \quad (5.25)$$

donde J_0 es la función de Bessel.

La ecuación 5.24 queda entonces:

$$\mathcal{F}(f) = 2\pi \int_0^\infty f(x) J_0(2\pi\omega x) x dx. \quad (5.26)$$

Para nuestro caso

$$\mathcal{F}(T_{mb}) = 2\pi \sum_i^{n-1} \sum_1^{K_s} T_{mb}(r_i) J_0(x_i u_i) x_i \Delta x_i, \quad (5.27)$$

con

$$\begin{aligned}\Delta x_i &= dr_i/K_s \\ x_i &= r_i + \Delta x_i(k - 0.5) \\ u_i &= (i - 1)r_i/2\pi.\end{aligned}$$

En estos parámetros, k son los pasos usados en cada segmento y K_s es el ancho de cada paso. Así se obtiene la Temperatura de brillo en el espacio transformado.

5.3.2. Convolución espectro con haz Gaussiano del Telescopio

Para obtener el espectro como sería observado por el telescopio, se debe convolucionar el espectro del espacio transformado con un haz Gaussiano del telescopio, también en el espacio transformado.

La transformada de Fourier de una Gaussiana es también una Gaussiana:

$$\mathcal{F}(e^{-ax^2/2}) = \sqrt{\frac{2\pi}{a}} e^{-k^2/2a}. \quad (5.28)$$

Aplicando esto a la ecuación 2.54, ya que es un perfil Gaussiano, y usando $\sigma = \Delta v$, $a = 8 \ln 2/\sigma^2$, $x = v - v_{lsr}$ y $k = 4\sqrt{\ln 2}u$ se obtiene:

$$\mathcal{F}(\phi(v)) = e^{-u^2\sigma^2}. \quad (5.29)$$

El teorema de Wiener-Khitchine dice que la convolución en el espacio real es equivalente a la multiplicación en el espacio recíproco:

$$\mathcal{F}(f \otimes g) = \mathcal{F}(f) \cdot \mathcal{F}(g).$$

La convolución del espectro con el haz del telescopio en el espacio transformado (o recíproco) será simplemente la multiplicación de 5.27 y 5.29.

5.3.3. Obtención espectro final

Para regresar al espacio real y obtener el espectro como sería observado, se calcula la transformada inversa de Fourier de la convolución del espectro con el haz Gaussiano en el espacio recíproco.

La antitransformada de Fourier viene dada por $\mathcal{F}^{-1}(h) = H$. Equivalentemente, si se aplica una transformada de Fourier a una función en el espacio recíproco se obtendrá la función en el espacio real. Realizando el mismo procedimiento que en ecuación 5.26, y usando como función f la convolución del espectro con el haz Gaussiano en el espacio recíproco, se obtiene el espectro convolucionado en el espacio real, tal como sería observado por el telescopio. A continuación este espectro se reemplaza en una muestra de Nyquist, que es lo que aparece en el archivo con el resultado final.

5.4. Tipos de modelos de nube

En el modelamiento de nubes supondremos que las estrellas masivas se forman por acreción. Disponemos de tres tipos de modelos de nube, dos de tipo ley de potencia y uno de núcleo turbulento. Para modelar la nube variamos los parámetros físicos velocidad radial, densidad del H_2 , temperatura cinética del gas, velocidad turbulenta y abundancia molecular en función del radio de la nube desde un radio mínimo R_{min} hasta un radio máximo R_{max} . La nube puede sufrir o no una disminución de la abundancia de las moléculas en el centro de la nube. A continuación describimos cada tipo de modelo de nube.

5.4.1. Nube tipo Ley de Potencia (Power)

En este modelo todas las variables involucradas varían en función del radio como ley de potencia. Ésta es una manera simple y flexible de caracterizar la nube. Este tipo de dependencias está avalado por observaciones de una gran muestra de regiones de formación de estrellas masivas, como por ejemplo Beuther et al. [2002a], Hatchell & van der Tak [2003] y Scoville & Kwan [1976].

$$\begin{aligned}\rho(r) &= \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{p_\rho} \\ v_{rad}(r) &= a + b \left(\frac{r}{r_0} \right)^c \\ c &= -p_\rho - 2\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T(r) &= t_0 \left(\frac{r}{r_t} \right)^{p_t} \\
v_{turb}(r) &= v_0 \left(\frac{r}{R_{max}} \right)^{p_v} \\
f(r) &= f_0 \left(\frac{r}{R_{max}} \right)^{p_f}
\end{aligned}$$

Estos parámetros corresponden a la densidad de número del Hidrógeno molecular, velocidad radial, temperatura cinética, velocidad turbulenta y abundancia molecular.

5.4.2. Nube tipo Ley de Potencia quebrada (Power2)

Beuther et al. [2002a] observaron una muestra de 69 objetos protoestelares masivos y encontraron que la estructura en densidad no varía como una sola ley de potencia, sino como una distribución con ley de potencia plana hacia el centro y más pronunciada hacia el exterior. En el capítulo 4 determinamos que una ley de potencia con dos exponentes distintos ajustan mejor la intensidad integrada del CS(5–4) en cinco de las seis fuentes en estudio. En este modelo el exponente de la densidad y temperatura varían al interior y exterior de su radio fiducial:

$$\begin{aligned}
\text{Si } r < r_0 : \quad \rho(r) &= \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{p_{\rho_1}} \\
v_{rad}(r) &= a + b \left(\frac{r}{r_0} \right)^{c_1} \\
c_1 &= -p_{\rho_1} - 2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{Si } r \geq r_0 : \quad \rho(r) &= \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{p_{\rho_2}} \\
v_{rad}(r) &= a + b \left(\frac{r}{r_0} \right)^{c_2} \\
c_2 &= -p_{\rho_2} - 2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{Si } r < r_t : \quad T(r) &= t_0 \left(\frac{r}{r_t} \right)^{p_{t1}} \\
\text{Si } r \geq r_t : \quad T(r) &= t_0 \left(\frac{r}{r_t} \right)^{p_{t2}} \\
\text{Para todo } r : \quad v_{turb}(r) &= v_0 \left(\frac{r}{R_{max}} \right)^{p_v} \\
&f(r) = f_0 \left(\frac{r}{R_{max}} \right)^{p_f}
\end{aligned}$$

5.4.3. Modelo de núcleo turbulento (McKee)

En el modelo de McKee & Tan [2003] se incluyen los efectos de la turbulencia supersónica y de las altas presiones observadas en regiones de formación de estrellas masivas [Plume et al., 1997] para así evitar las dificultades de los escenarios de acreción estándar.

El soporte del núcleo es turbulento, es decir, la velocidad turbulenta es la que entrega la presión necesaria para que la nube se encuentre en equilibrio de presiones:

$$v_{turb}^2 = \frac{2\pi G \rho(r) r^2}{(3 - p_\rho)(p_\rho - 1) \phi_B f_g}$$

donde p_ρ es el exponente de la densidad $\rho(r)$, ϕ_B es el efecto de los campos magnéticos (1 si no hay campos y 2.8 en caso contrario) y f_g es la fracción de masa de la nube en gas, el cual tiene un valor de 1 para núcleos y 2/3 para cúmulos.

$$\begin{aligned}
\rho(r) &= \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{p_\rho} \\
v_{rad}(r) &= a + b \left(\frac{r}{r_0} \right)^c \\
c &= -p_\rho - 2 \\
T(r) &= t_0 \left(\frac{r}{r_t} \right)^{p_t}
\end{aligned}$$

$$v_{turb}(r) = \left[\frac{2\pi G}{g} \frac{\rho_0}{(-p_\rho - 1)(3 + p_\rho)} \frac{r^{2+p_\rho}}{r_0^{p_\rho}} \times 10^{-10} - t_{vkm} T(r) \right]^{1/2}$$

$$f(r) = f_0 \left(\frac{r}{R_{max}} \right)^{p_f}$$

Este modelo se utilizó exitosamente en la tesis de magíster de Jaime Pineda en 2004 para reproducir los espectros de CS(2–1), CS(3–2) y CS(5–4) en la fuente G305.136+0.068. Dichos perfiles no presentan autoabsorción y tienen características globales similares a nuestras fuentes en estudio.

5.5. Comparación entre coeficientes de colisión

Para resolver las poblaciones moleculares al interior de una nube usando el método Monte Carlo, necesitamos conocer con precisión los niveles de energía de la molécula y los coeficientes de colisión entre pares de niveles. Para ello hemos adoptado dos estrategias:

1. Para rotores lineales calculamos los niveles de energía y los coeficientes de Einstein utilizando la constante rotacional B (ecuación 2.24), la constante de estiramiento centrífugo D (ecuación 2.27), el momento dipolar μ (ecuación 2.30) y la masa. Los coeficientes de colisión se calculan interpolando los coeficientes de Turner et al. [1992] para el CS y los de Flower & Launay [1985] para el CO. La ecuación usada para interpolar hacia niveles rotacionales superiores viene dado por:

$$\gamma_{ul} = \gamma_0(\Delta J) f e^{a(\Delta J) + b(\Delta J)f^{1/4} + c(\Delta J)f^{1/2}}, \quad (5.30)$$

donde $f = \Delta E_{ul}/kT$. Los parámetros $a(\Delta J)$, $b(\Delta J)$ y $c(\Delta J)$ son determinados por ajuste de mínimos cuadrados del conjunto de coeficientes de colisión inicial para cada $\Delta J = J_u \rightarrow J_l$. El parámetro $\gamma_0(\Delta J)$ viene dado por:

$$\gamma_0(\Delta J) = \frac{g_u}{g_l} e^{-f} \quad (5.31)$$

con $g_i = (2J_i + 1)$ el peso estadístico para el nivel i , válido para niveles de energía rotacionales.

2. Utilizamos la base de datos de la Universidad de Leiden, los cuales están disponibles en la web [Schöier et al., 2005]. Ésta es una compilación de datos moleculares y atómicos de los catálogos

JPL [Pickett et al., 1998], HITRAN [Rothman et al., 1998] y CDMS [Müller et al., 2001], para un gran número de especies moleculares. La colección de datos lista los niveles de energía con sus pesos estadísticos; transiciones radiativas permitidas con sus frecuencias y coeficientes de Einstein; y coeficientes de colisión entre la molécula y el H₂ para todos los pares de niveles. Los coeficientes de colisión en este catálogo están disponibles desde 5 K para CO y 20 K para CS.

Los coeficientes de colisión usualmente poseen la fuente de incerteza más grande en los datos moleculares [Schöier et al., 2005]. La determinación teórica de los coeficientes de colisión consiste en la determinación del potencial de interacción entre los sistemas que colisionan y en el cálculo de la dinámica de colisión. Mucho progreso se ha logrado en este último paso gracias a métodos computacionales avanzados. En cambio, el potencial de interacción es el que forma las grandes fuentes de error en los coeficientes de colisión, ya que son muy sensibles a diferentes energías potenciales de superficie y las incertezas son difíciles de evaluar [Flower & Launay, 1985].

Para ilustrar las diferencias usamos dos códigos que llamaremos *monte* para el Monte Carlo que adopta la primera estrategia y *monte_leiden* para el código que usa los parámetros moleculares obtenidos del catálogo Leiden. Simulamos nubes tipo ley de potencia (*Power*) y usamos las moléculas CS y CO en las transiciones observadas. El número de iteraciones es 50; la nube está compuesta de 30 capas y es estática; el ancho en velocidad del espectro es de 20 km s⁻¹ con un número de canales igual a 49; el radio de la nube es 0.4 pc; la abundancia es constante para cada molécula ([CS/H₂]=1.5×10⁻⁹ y [CO/H₂]=1×10⁻⁴); y la velocidad turbulenta es de 3.1 km s⁻¹.

Los tipos de nubes son los siguientes:

A) Nube homogénea e isothermal con densidades que van desde 10² a 10⁷ cm⁻³. La temperatura cinética es de 10 K para el CO y 20 K para el CS.

B) Nube homogénea e isothermal similar a la anterior, con la diferencia de que la temperatura cinética es de 60 K para ambas moléculas.

C) Nube isothermal con densidad $n_{\text{H}_2}=10^6(r/0.6 \text{ pc})^{p_n}$. El exponente de la densidad p_n varía desde 0 a -2.5. La temperatura cinética de 10 K para CO y 20 K para CS.

D) Nube con densidad variando igual a la anterior, con temperatura cinética de 60 K para ambas moléculas.

E) Nube isothermal y homogénea con temperatura cinética variando desde 10 a 100 K para CO y desde 20 a 100 K para CS. La densidad es de 10⁶ cm⁻³.

F) Nube similar a la anterior, pero con densidad de 10⁴ cm⁻³.

G) Nube homogénea con temperatura $T=40(r/0.1 \text{ pc})^{p_t}$. El exponente de la temperatura cinética, p_t , varía desde -0.1 hasta -0.6 . La densidad es de 10^6 cm^{-3} .

H) Nube similar a la anterior, pero con densidad de 10^4 cm^{-3} .

Las diferencias las cuantificamos como un error porcentual :

$$\text{Diferencia} = \left| \frac{T_{\text{monte}} - T_{\text{monte_leiden}}}{T_{\text{monte}}} \right| \times 100 , \quad (5.32)$$

donde los términos T_{monte} y $T_{\text{monte_leiden}}$ corresponden a las temperaturas de brillo en el pico de las emisiones modeladas.

La Figura 5.2 grafica las diferencias obtenidas usando *monte* y *monte_leiden* para las distintas nubes usando CO y la Figura 5.3 las diferencias usando CS. Modelamos nubes homogéneas ($n_{\text{H}_2}=10^6 \text{ cm}^{-3}$) e isotermales (T_k de 20 y 60 K) con distintos radios máximos y no se encontraron diferencias. Convolvionamos todos los modelos ya realizados (puntos A hasta H y nubes con distintos radios) con un telescopio de 15 m y las diferencias también son indistinguibles. Por esa razón estos modelos no se graficaron.

Al iniciar el modelamiento de las nubes usamos diez mil fotones. Las diferencias obtenidas llegaron en casos excepcionales incluso al 1000 %. Aumentando el número de fotones a cien mil las diferencias se redujeron. Al usar un millón de fotones las diferencias son mínimas en comparación con los modelos que usaron cien mil fotones como se puede apreciar en la Figura 5.2 B. En esa figura se muestran las diferencias al usar un millón de fotones, en azul, al lado de las diferencias al usar cien mil fotones, en negro, a una densidad de 1000 cm^{-3} . Esto indica que al usar un número de fotones mayor que cien mil las diferencias se estabilizan y ese valor es el que se usa en los modelamientos.

La Figura 5.2 B, muestra que las diferencias son menores al 10 % a densidades mayores que $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ para CO y la figura 5.3 que las diferencias son menores al 20 % a densidades mayores que $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ para CS. Las diferencias al variar la temperatura aumentan al bajar la densidad y son mayores en CS, ya que la extrapolación de CO comienza a menor temperatura que el CS. Las diferencias a baja densidad son en parte debido a errores de redondeo en el programa mismo al restar números muy pequeños. Los errores aumentan en transiciones bajas del CS y en altas transiciones en CO. A altas densidades los coeficientes de colisión de Leiden son más confiables debido a que incorporan cálculos más recientes y a estar disponibles en la web para quien los desee utilizar lo que facilita que más gente utilice estos coeficientes. Otra ventaja de usar la base de datos de Leiden es que el catálogo contiene una gran variedad de moléculas en un formato homogéneo, incluyendo rotores lineales y trompos simétricos/asimétricos. Debido a que las densidades de las nubes que vamos a

modelar en esta tesis son predominantemente mayores que 10^4 cm^{-3} , las diferencias encontradas a bajas densidades no representan un problema.

5.6. Efectos de variar parámetros de las nubes en los espectros calculados

Estudiaremos el comportamiento en los perfiles de las moléculas CS y HCO^+ al variar el radio máximo de la nube, la densidad, temperatura y al usar agujeros con disminución de la abundancia.

5.6.1. Efectos del radio máximo

El tamaño de los núcleos densos y masivos se midió usando datos de CS(5–4) y del polvo en el FWHM (sección 4.2). Sin embargo, éste está inserto en gas de baja densidad, que puede contribuir apreciablemente a la masa de la nube y afectar de forma significativa la autoabsorción observada en los espectros. Modelamos nubes similares a la fuente IRAS 16272–4837, con distancia de 3400 pc y radio de polvo de 0.22 pc. Las nubes son isotermales y homogéneas con densidad de $n_{\text{H}_2} = 8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, temperatura cinética de 25 K (capítulo 3), de tipo ley de potencia y velocidad turbulenta $v_{\text{turb}} \propto r^{0.3}$. Los radios máximos de las nubes son 1, 2, 3 y 6 veces el radio de polvo. La Figura 5.4 muestra los cambios en los perfiles de las líneas al cambiar el radio máximo de la nube y las observaciones hacia IRAS 16272–4837 (línea continua azul).

Al aumentar el radio hay un aumento sustancial en la intensidad debido a que están restringidas a nubes homogéneas (aumenta la masa). La autoabsorción es apreciable a mayores transiciones. La nube con radio igual al radio del polvo tiene una masa de $2060 M_{\odot}$ similar a la masa del polvo que es de $2100 M_{\odot}$. La intensidad de las líneas de baja excitación se reproducen bastante bien con nubes homogéneas y radio igual al radio del polvo. Sin embargo, nubes homogéneas e isotermales no reproducen las formas de los espectros observados, indicando que se necesitan gradientes de densidad y de temperatura para ajustar las líneas. Al relajar las restricciones de densidad homogénea e isotermal es necesario que usemos radios máximos mayores que el radio del polvo.

5.6.2. Efectos de agujeros y de densidad máxima

Simulamos nubes con radio máximo de 1.23 pc, densidad variando radialmente como $r^{-1.4}$ y r^{-2} al interior y exterior de la nube, respectivamente y temperatura con perfil radial de $r^{-0.2}$. Variamos

los radios mínimos y creamos nubes con y sin agujeros, en los cuales la abundancia de la molécula disminuye 10^{-4} veces al interior del radio mínimo de la nube. La Figura 5.5 muestra los efectos en líneas elegidas por su sensibilidad a altas densidades.

Al disminuir el radio mínimo la intensidad aumenta debido al aumento en la densidad máxima de la nube (densidad en la primera capa). Para densidades máximas menores que la densidad crítica, la intensidad del espectro disminuye significativamente (lado derecho Figura 5.5). Los agujeros afectan en un 46 % en la disminución de la intensidad en CS(5–4) y un 11 % en HCO⁺(3–2). El agujero en el cascarón central simula la depleción del gas molecular debido a la posible coagulación de moléculas en granos de polvo. Al comparar los espectros del lado derecho con los del lado izquierdo de la Figura 5.5, vemos que el efecto del agujero es máximo para densidades menores que la densidad crítica (línea punteada), mientras que es un efecto menor cuando la densidad alcanza la densidad crítica. Esto ilustra que será necesario hacer agujeros mucho más grandes o utilizar abundancias moleculares en función del radio provenientes de otros modelos para reproducir adecuadamente los efectos de depleción, en particular, en transiciones con baja densidad crítica. Hacemos notar que en núcleos densos masivos con una fuente de calentamiento interna, se pueden revertir los efectos de depleción debido a la evaporación de moléculas desde superficies de granos.

5.6.3. Efectos de gradientes de temperatura

Modelamos nubes con radios mínimos y máximos de 0.19 y 1.23 pc, respectivamente. Usamos nubes tipo Power2. En las primeras nubes, el primer exponente de la temperatura p_{t_1} es 0 y el segundo exponente, p_{t_2} , tiene valores -0.25 , -0.35 y -0.5 . Las otras nubes tienen el primer y segundo exponente de la temperatura iguales y con estos últimos valores (Figura 5.6).

Para nubes con interior isothermal no hay cambios apreciables en las líneas observadas (paneles lado izquierdo). Al introducir una variación de temperatura hacia el centro de la nube, la intensidad de las líneas con alta densidad crítica aumenta, pero la forma del perfil no se modifica apreciablemente. Líneas de baja densidad crítica no son afectadas por un gradiente de temperatura al interior de la nube.

5.6.4. Diferencias de gradientes de densidad

Modelamos nubes isotermales con temperatura cinética de 30 K con distintos gradientes de densidad. La Figura 5.7 muestra los perfiles de densidad usados en el modelamiento.

Comparamos los distintos perfiles con respecto al espectro de línea continua representado por una ley de potencia simple ($n_{\text{H}_2} \propto r^{-1.5}$). El espectro con línea segmentada tiene densidad homogénea al interior de el radio fiducial produciendo una línea de menor intensidad. La nube caracterizada con línea punteada tiene menor intensidad debido a la baja densidad al exterior de la nube y las altas transiciones no son muy afectadas por este cambio.

5.7. Modelamiento fuentes observadas

Vamos a modelar nubes usando las moléculas CS, HCO⁺ e isótopos, porque son trazadores de gas denso y muestran perfiles característicos de nubes en acreción. Las abundancias usadas en la literatura y las que se van a usar en el modelamiento están listadas en la Tabla 5.1.

Tabla 5.1: Abundancias moleculares con respecto al Hidrógeno molecular.

Línea	Abundancia/H ₂	Ref.	Ab. en Modelos
CS	3.0×10^{-9}	a	1.4×10^{-9}
	$0.3-2.7 \times 10^{-9}$	b	
	$0.5-1.0 \times 10^{-9}$	c	
C ³⁴ S	1.2×10^{-10}	a	3.2×10^{-11}
	$2.7-5.1 \times 10^{-11}$	c	
HCO ⁺	1.4×10^{-9}	a	1.5×10^{-9}
	$2.3-5.1 \times 10^{-9}$	c	
H ¹³ CO ⁺	1.4×10^{-10}	d	3.2×10^{-11}
	2.4×10^{-11}	a	
	3.4×10^{-11}	c	

Referencias: [a] Schöier et al. [2002], [b] Pirogov et al. [2007], [c] Marseille et al. [2008], [d] Takakuwa et al. [2003].

Buscamos el mejor ajuste para todas las fuentes usando los modelos tipos *Power*, *Power2* y *McKee*. Para comenzar, se modelaron las fuentes usando los parámetros determinados a partir del CS(5-4) (Capítulo 4). Estos modelos no ajustaron bien la forma de los espectros. Luego fuimos modificando parámetros buscando lograr el mejor ajuste posible. Los mejores resultados se obtuvieron usando modelos tipo *Power* y *Power2* (Figuras 5.9 a 5.14). El modelo de núcleo turbulento *McKee* produjo líneas muy anchas.

5.7.1. Resultados generales

Los resultados generales de los mejores ajustes encontrados son:

- Los perfiles de densidad de los modelos son menos pronunciados que los obtenidos en el capítulo 4. Los exponentes de densidad tienen valores entre -2 y -1.4 . Éstos son cercanos a los valores calculados por Beuther et al. [2002a], que calculó perfiles de densidad que van como $r^{-1.6}$ en el interior de regiones de formación de estrellas masivas. Las diferencias entre las pendientes usadas en los modelos con las medidas usando el CS(5–4), pueden ser porque esta línea se excita a altas densidades y su emisión más allá del radio del polvo decrece sustancialmente.
- Las columnas de densidad en las capas más internas de las nubes son mayores que las calculadas usando las líneas moleculares. Esto probablemente se debe al efecto del convolucionamiento del telescopio.
- Las temperaturas cinéticas son mayores que las calculadas mediante el modelo de Myers, pero se acercan a los valores de las temperaturas de polvo calculadas al mismo radio. Los perfiles de temperatura varían entre $Tv \propto r^{-0.4}$ e isothermal.
- Las velocidades turbulentas son variables a través de la nube, incrementándose hacia el exterior. Los valores en las capas más externas de la nube son parecidas a las velocidades turbulentas obtenidas en el capítulo 4.
- La velocidad de colapso de las fuentes se incrementan hacia el centro de la nube, con velocidades típicas entre -2.1 y -0.4 km s $^{-1}$ y exponentes de -0.6 a 0 .
- Utilizamos radios máximos entre 2 y 4 veces el radio del polvo a media altura. Las masas de las nubes tienen valores entre $(1.8-10) \times 10^3 M_{\odot}$. Estas son entre 2.0 y 6 veces las masas determinadas por el polvo. Sin embargo al interior del radio del polvo, a masa es típicamente 3 veces inferior. En IRAS 16272–4837 la masa es 6 veces menor.
- Las tasas de acreción van desde $(1.1-5.6) \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Estos valores son menores en promedio que los obtenidos usando el modelo de Myers, y son consistentes con los valores calculados en catálogos de estrellas masivas en formación y con el modelo de Osorio et al. [1999] para el colapso de núcleos aislados.
- En transiciones altas los modelos fallan en ajustar las líneas. Posiblemente necesitemos modelos químicos que indiquen el comportamiento de la abundancia en el interior de los núcleos.
- Los flujos bipolares afectan el modelamiento, sobre todo en la fuente IRAS 16547–4247. Es por eso que como trabajo futuro, se debe añadir los efectos provocados por este fenómeno.

5.7.2. IRAS 16272–4837

Esta fuente resultó exitosamente modelada con una nube tipo *Power²* (Figura 5.8). La columna de densidad en la capa más interna es de $3.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. La masa es ~ 6 veces menor que la masa del polvo al mismo radio y la temperatura cinética es de 36 K a ese radio. La tasa de acreción obtenida por el modelo es de $1.1 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. El modelo falla en ajustar altas transiciones.

El modelo de núcleo turbulento no ajusta bien las observaciones (Figura 5.9). Los anchos en velocidad de las líneas modelados son hasta el doble de las observadas, como es en el caso del $\text{HCO}^+(3-2)$. Para disminuir el ancho en velocidad se disminuyó la densidad, debido a la dependencia de la velocidad turbulenta con ese parámetro, pero al hacer eso la intensidad de la emisión disminuye excesivamente.

5.7.3. Otras fuentes

En general, los ajustes de las otras fuentes fueron menos satisfactorios logrando mejor ajuste en bajas que en altas transiciones. Un buen ajuste de estas fuentes requerirá modificar los modelos, ya que al menos, en algunos casos la incorporación de los vientos es fundamental para lograr un mejor ajuste. El efecto de la región H II naciente es también más dominante en las otras fuentes.

El $\text{HCO}^+(1-0)$ en la fuente IRAS 13291–6249 es claramente anómala mostrando 3 componentes. Esto puede ser emisión extra al interior de una autoabsorción muy profunda, un ala roja separada de la emisión del resto de la nube, o bien otro núcleo de emisión de menor densidad corrido al rojo en 4 km/s. Esto hace que el espectro sea muy difícil de ajustar y trazas de dichos efectos se aprecian también en $\text{CS}(2-1)$. El perfil de $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ sugiere algo de emisión a alta velocidad, pero éste estaría desplazado aún más que el $\text{HCO}^+(1-0)$ y es probablemente consecuencia de ruido en el espectro.

La fuente IRAS 15520–5234 tiene una absorción muy pronunciada que se ajusta más o menos bien en $\text{HCO}^+(3-2)$. Sin embargo, el $\text{CS}(7-6)$ observado es más brillante que el modelado. Esto sugiere un aumento en la absorción del CS al interior de la nube que puede ser consecuencia de la región H II. Otra posibilidad es que el viento sea muy caliente favoreciendo la emisión del $\text{CS}(7-6)$.

La fuente IRAS 15596–5301 se ajusta bastante bien salvo en $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ que sugiere una sub-abundancia de H^{13}CO^+ en las partes externas de la nube.

En la fuente IRAS 16547–4247 se ajusta moderadamente bien la intensidad y el ancho de los espectros, pero esta fuente necesita incorporar una emisión de vientos bipolares en los espectros.

5.7.4. Comportamiento del CO

La Figura 5.15 muestra los perfiles resultantes en la molécula CO al usar los mejores ajustes encontrados. No disponemos de observación del CO en la fuente IRAS 15520–5234 y por eso usamos su isótopo $C^{18}O$. Los modelos no reproducen la intensidad y las autoabsorciones que muestran los perfiles. Para reproducir los perfiles del CO es esencial contar con un buen modelo de flujo bipolar.

CO MONTECARLO

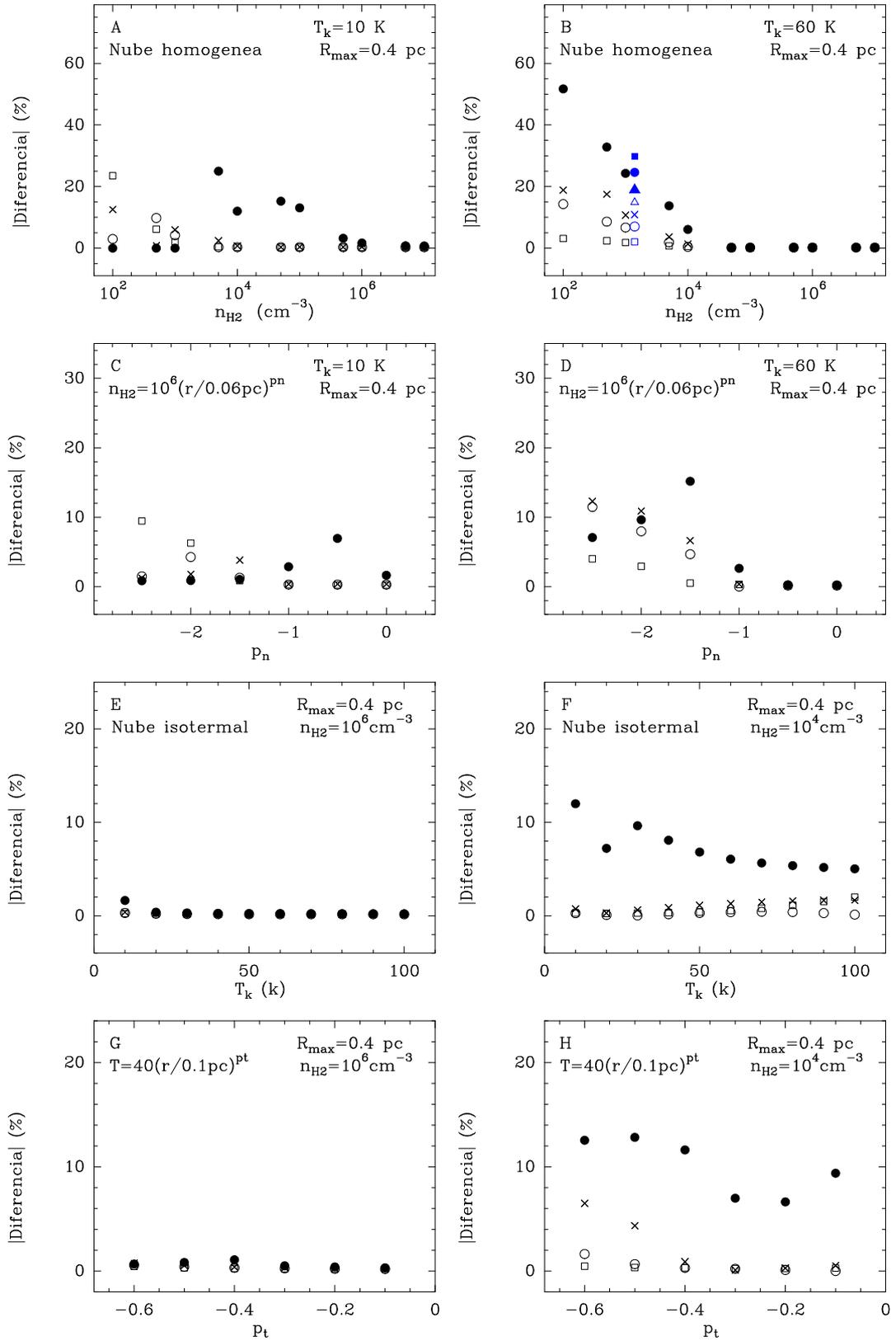


Figura 5.2— Comparación tipos de nubes usando montecarlo y la molécula CO en distintas transiciones. Cuadrados abiertos corresponden a la transición 2–1, círculos abiertos a 3–2, cruces a 4–3 y círculos rellenos a la transición 7–6. En azul los resultados obtenidos usando un millón de fotones.

CS MONTECARLO

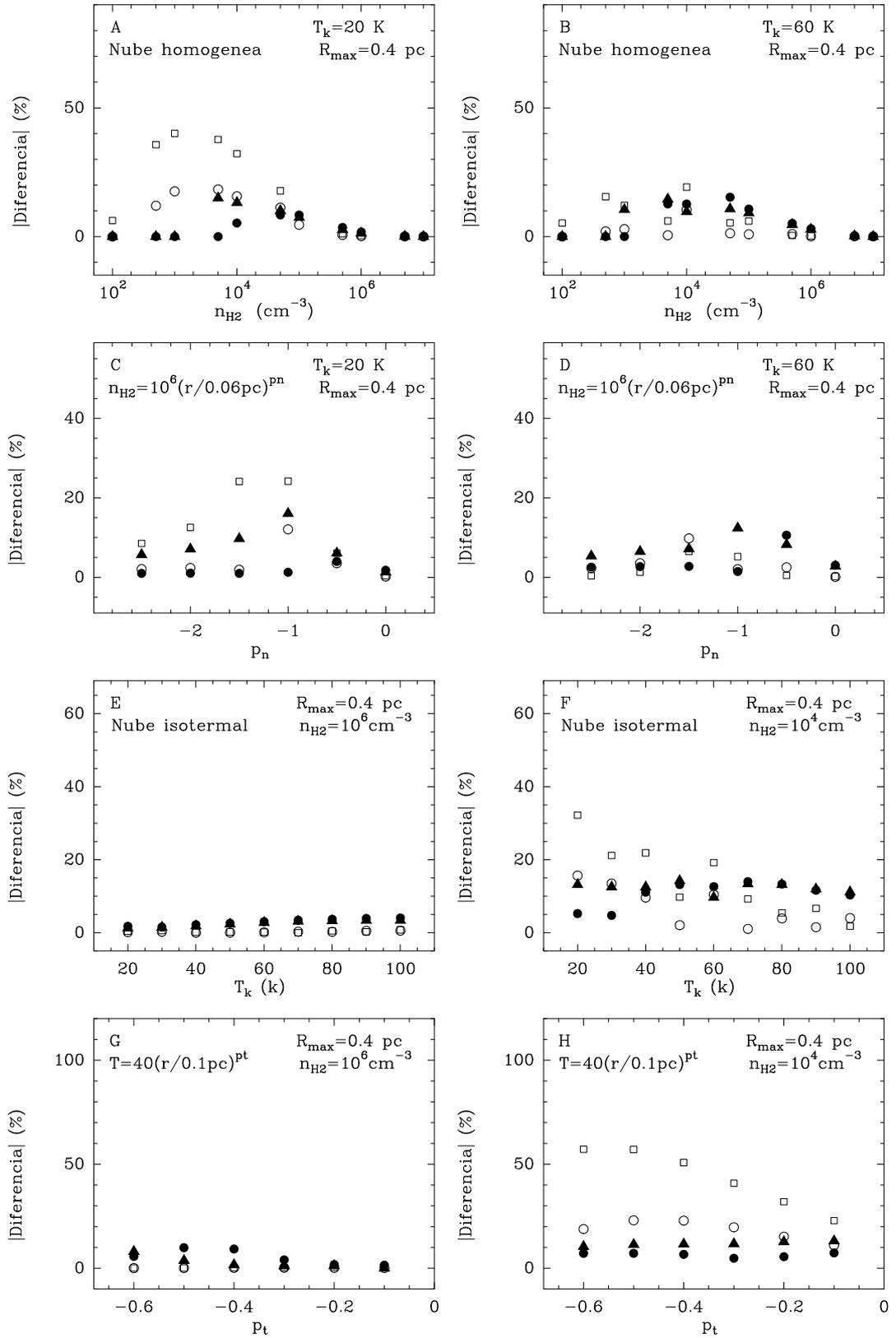


Figura 5.3— Comparación tipos de nubes usando montecarlo y la molécula CS en distintas transiciones. Cuadrados abiertos corresponden a la transición 2-1, círculos abiertos a 3-2, triángulos rellenos a 5-4 y círculos rellenos a la transición 7-6.

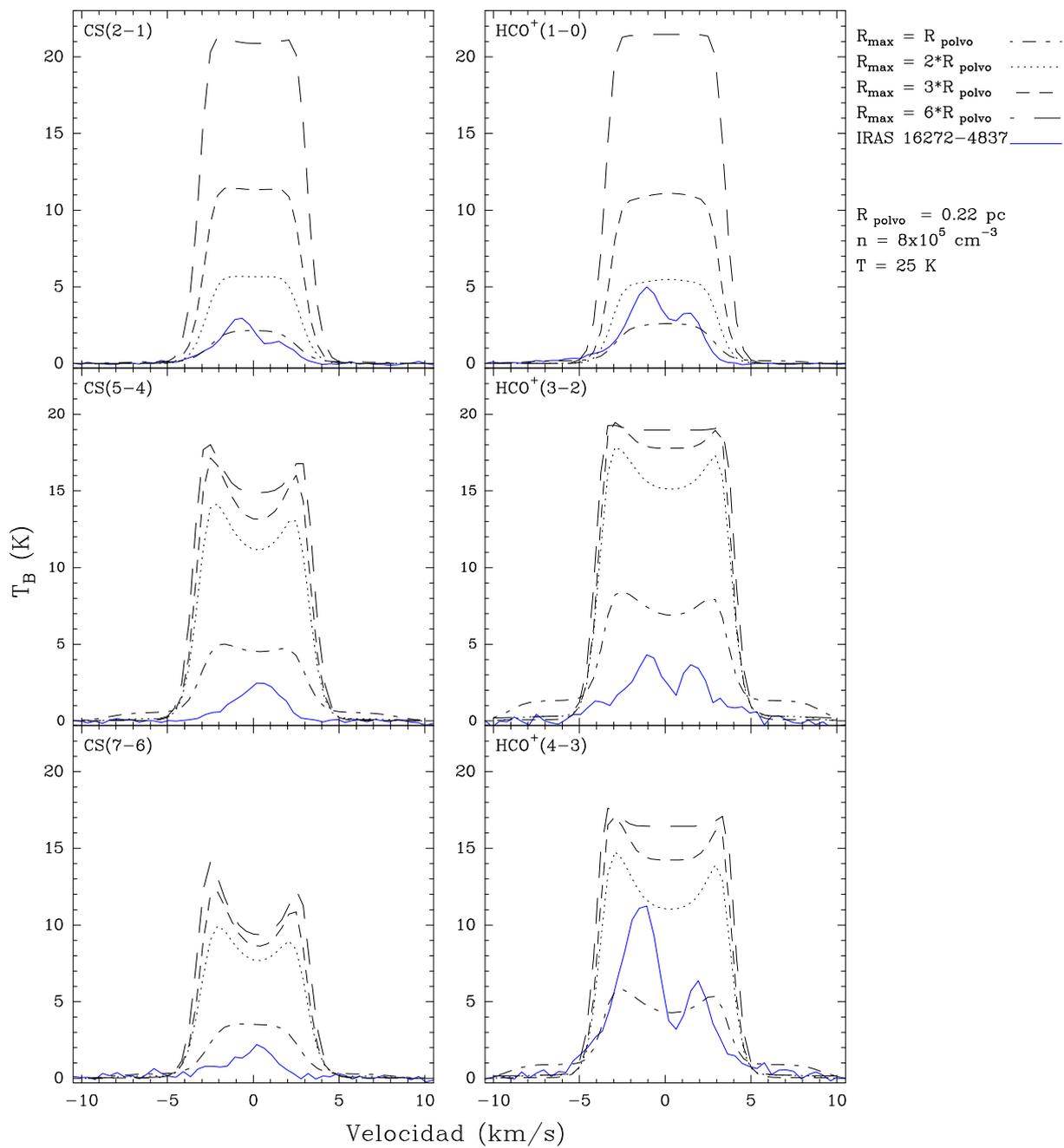


Figura 5.4— Efectos al cambiar el radio máximo de la nube R_{\max} .

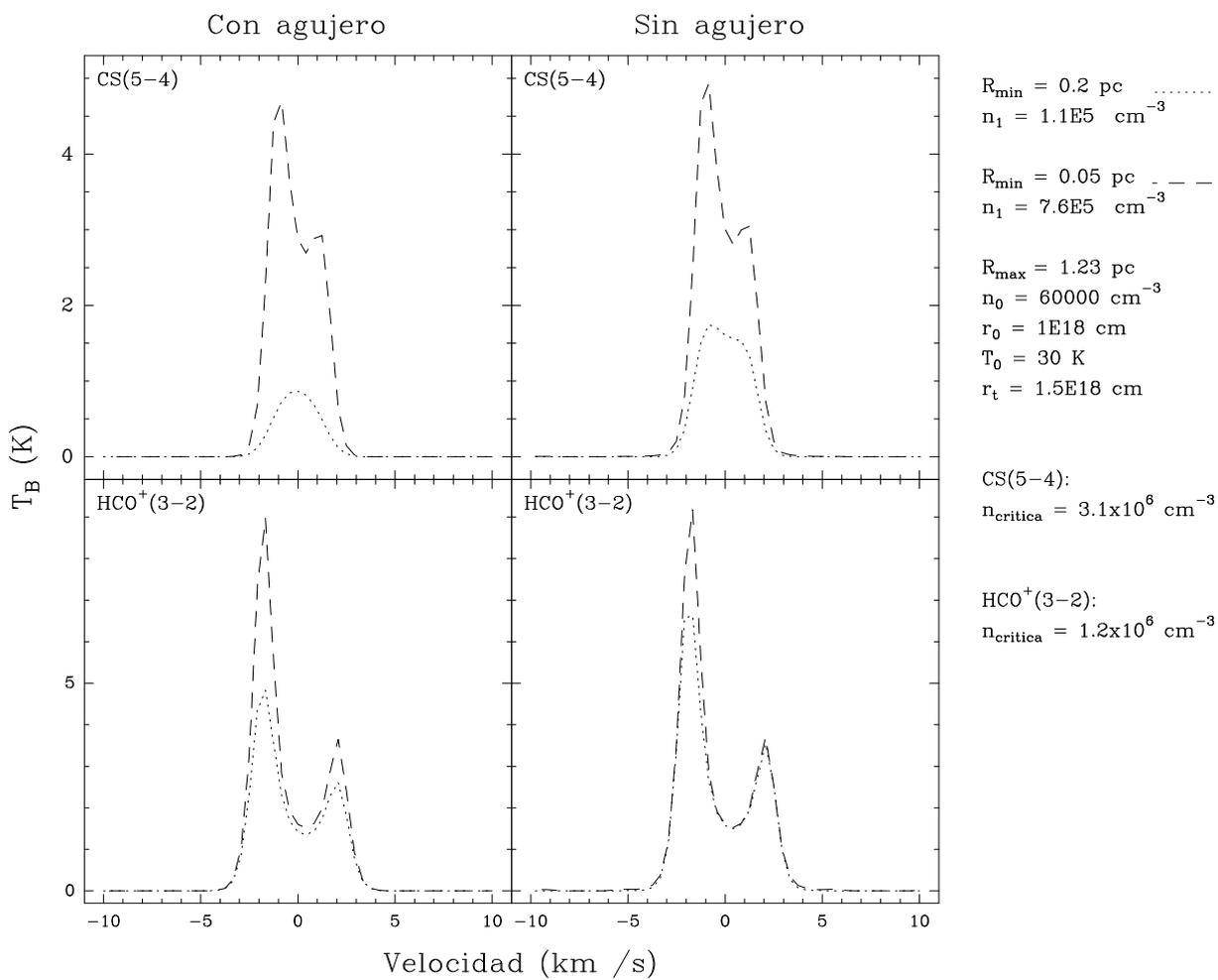


Figura 5.5— Efectos al usar agujeros y cambiar la densidad máxima de la nube. El valor n_1 corresponde a la densidad en la capa más interna de la nube.

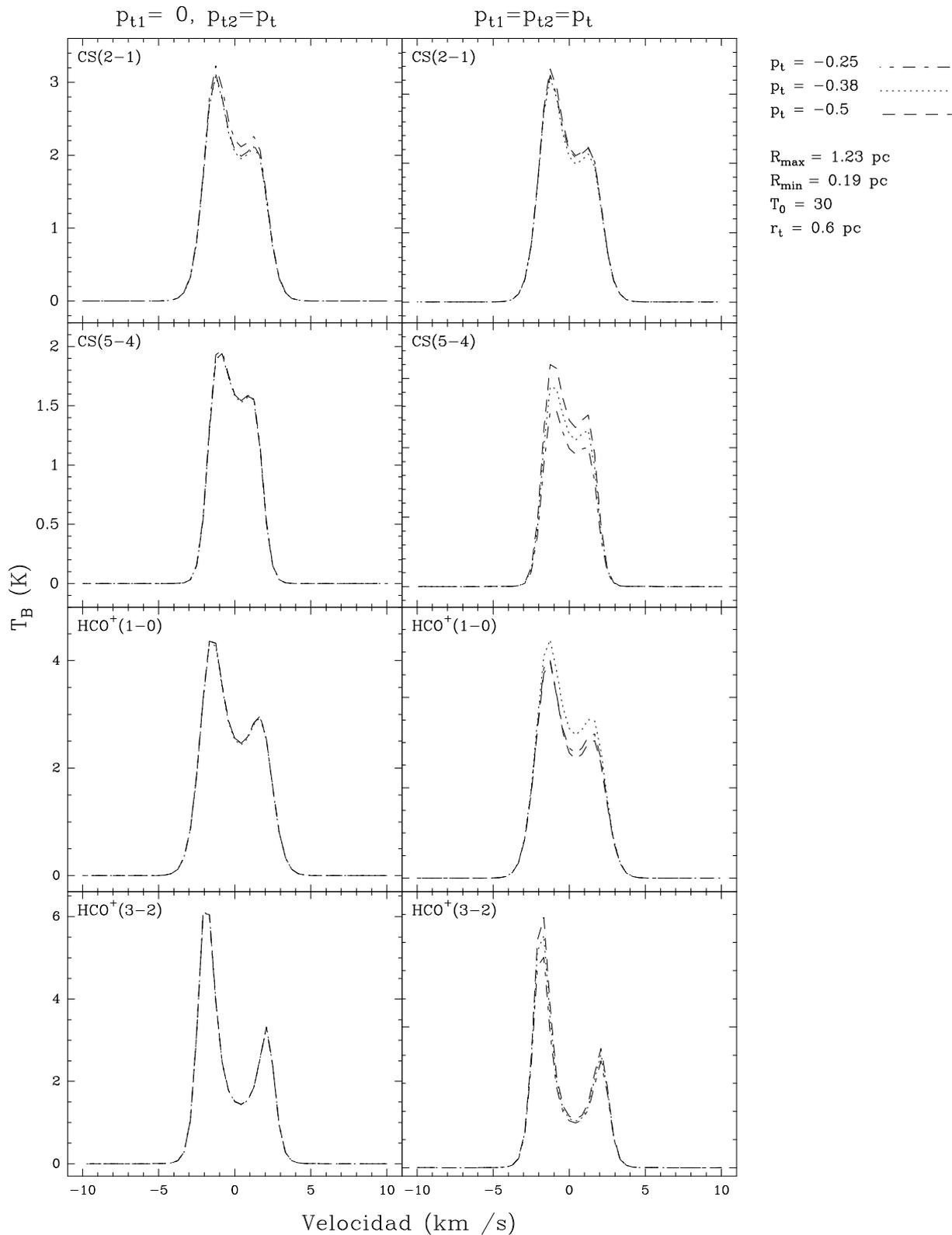


Figura 5.6— Efectos de usar distintos exponentes de temperatura.

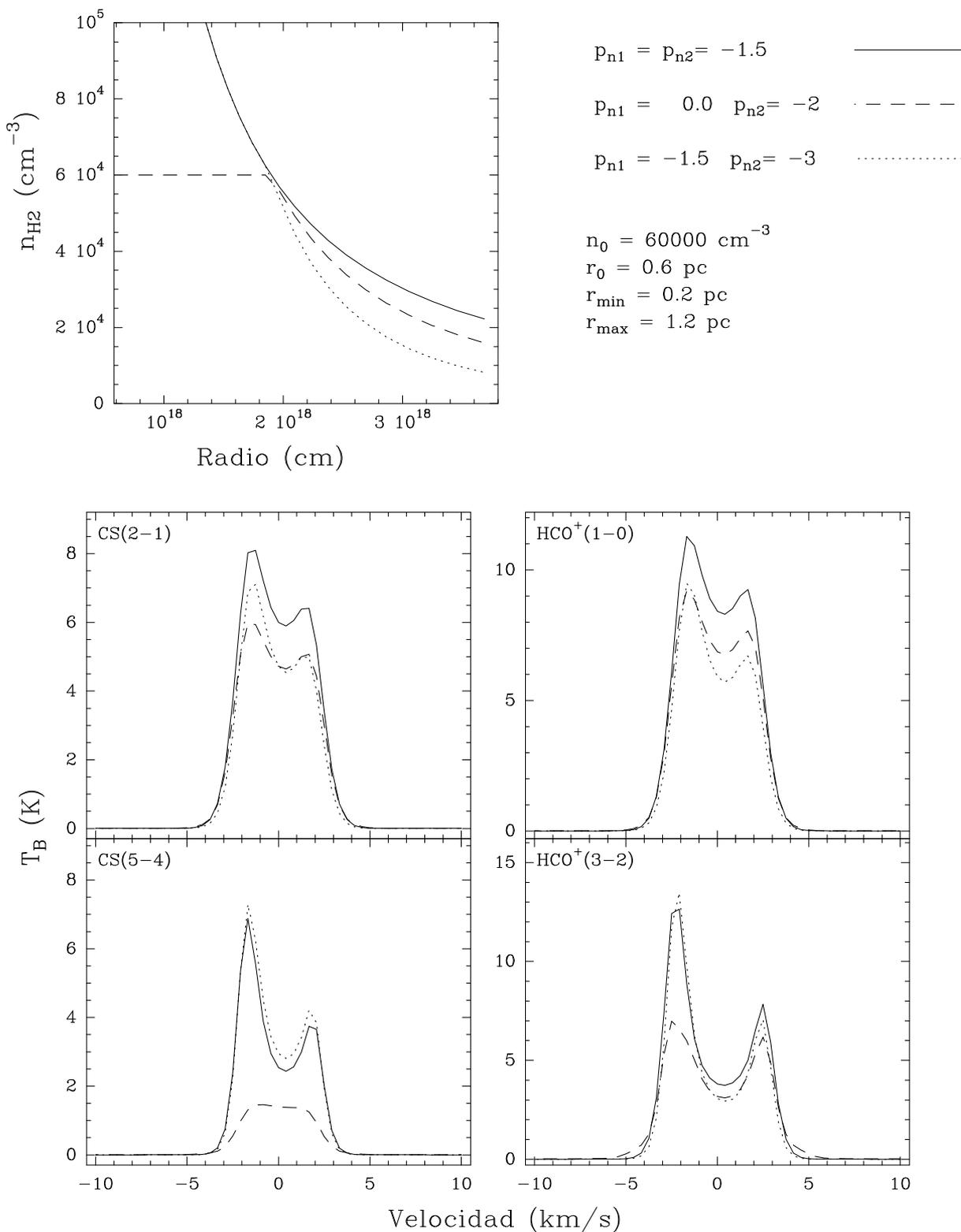


Figura 5.7— Diferencias entre distintos perfiles de densidad.

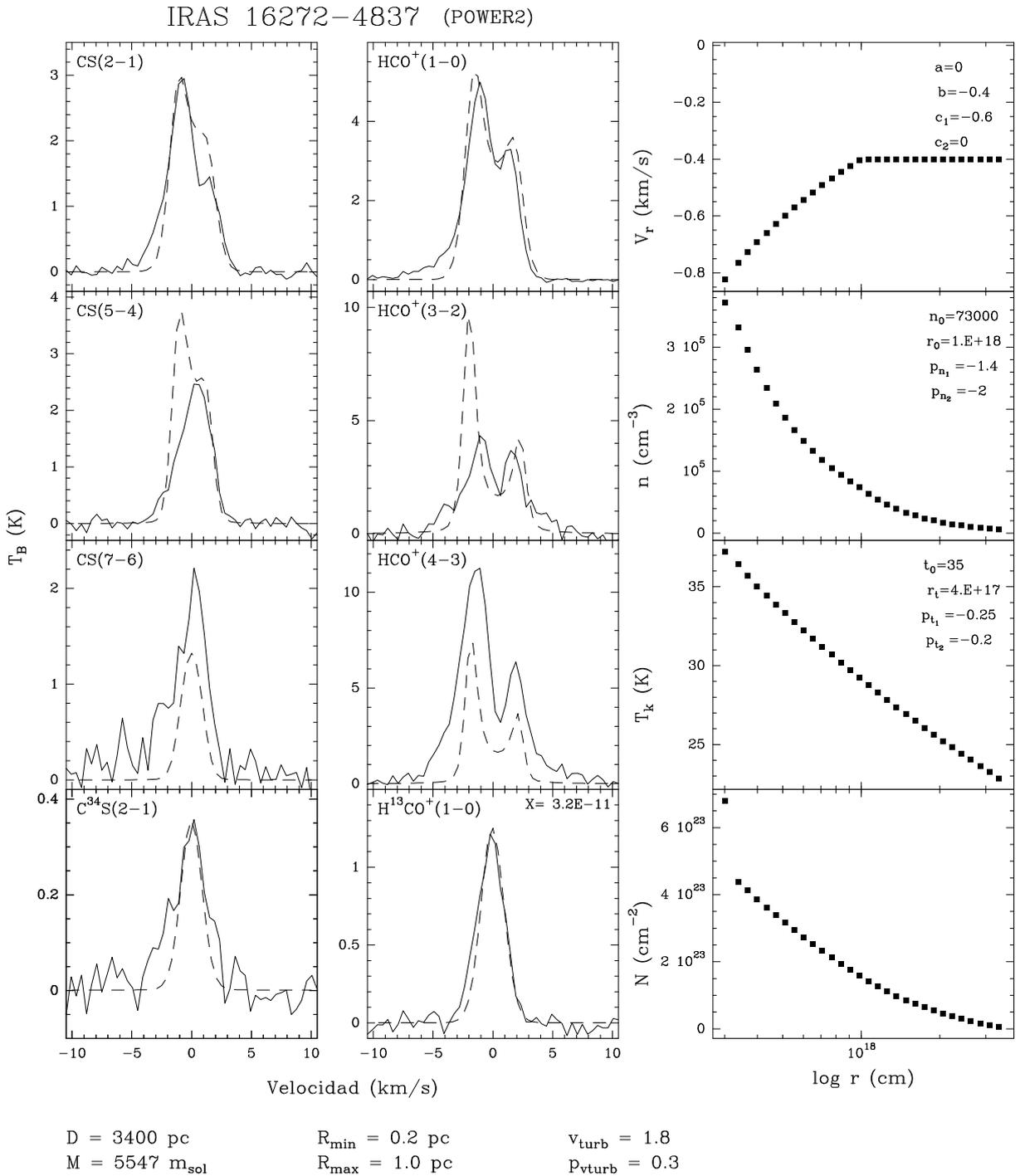


Figura 5.8— Ajuste encontrado para IRAS 16272–4837. Las líneas punteadas corresponden al modelo y las líneas continuas a la observación. El radio de la nube es 2.2 veces el radio del polvo. La tasa de acreción es de $1.1 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Los valores al inferior de la figura corresponden a la distancia a la fuente D , masa total de la nube obtenida por el programa M y el radio mínimo R_{\min} y máximo R_{\max} de la nube. Paneles a la derecha corresponden a las variaciones de los parámetros físicos velocidad de contracción, densidad, temperatura cinética y columna de densidad en función del radio de la nube (desde R_{\min} hasta R_{\max}).

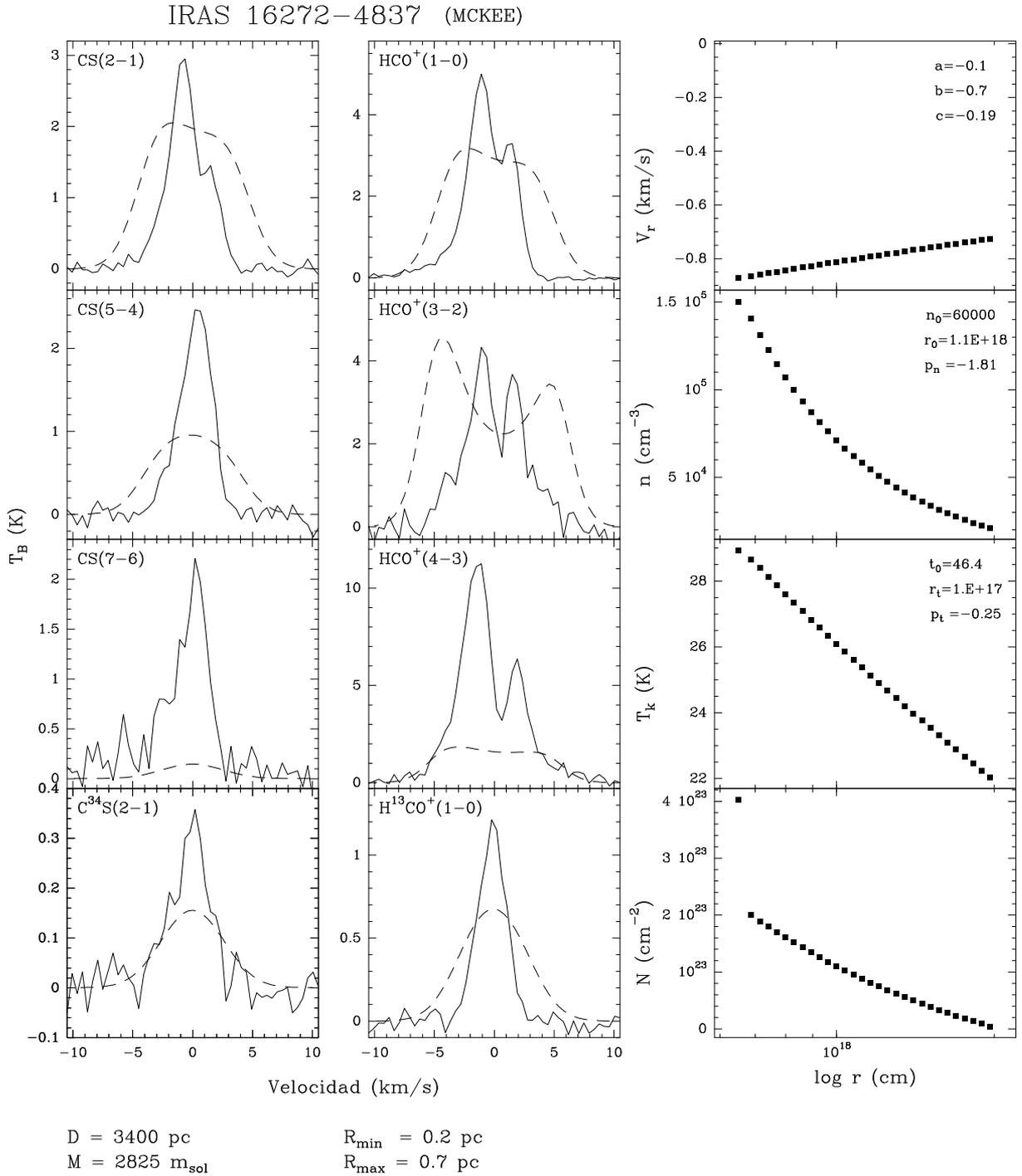


Figura 5.9— Ajuste usando el modelo de núcleo turbulento. Las líneas punteadas corresponden al modelo y las líneas continuas a la observación. Los valores al inferior de la figura corresponden a la distancia a la fuente D , masa total de la nube obtenida por el programa M y el radio mínimo R_{\min} y máximo R_{\max} de la nube. Paneles a la derecha corresponden a las variaciones de los parámetros físicos velocidad de contracción, densidad, temperatura cinética y columna de densidad en función del radio de la nube (desde R_{\min} hasta R_{\max}).

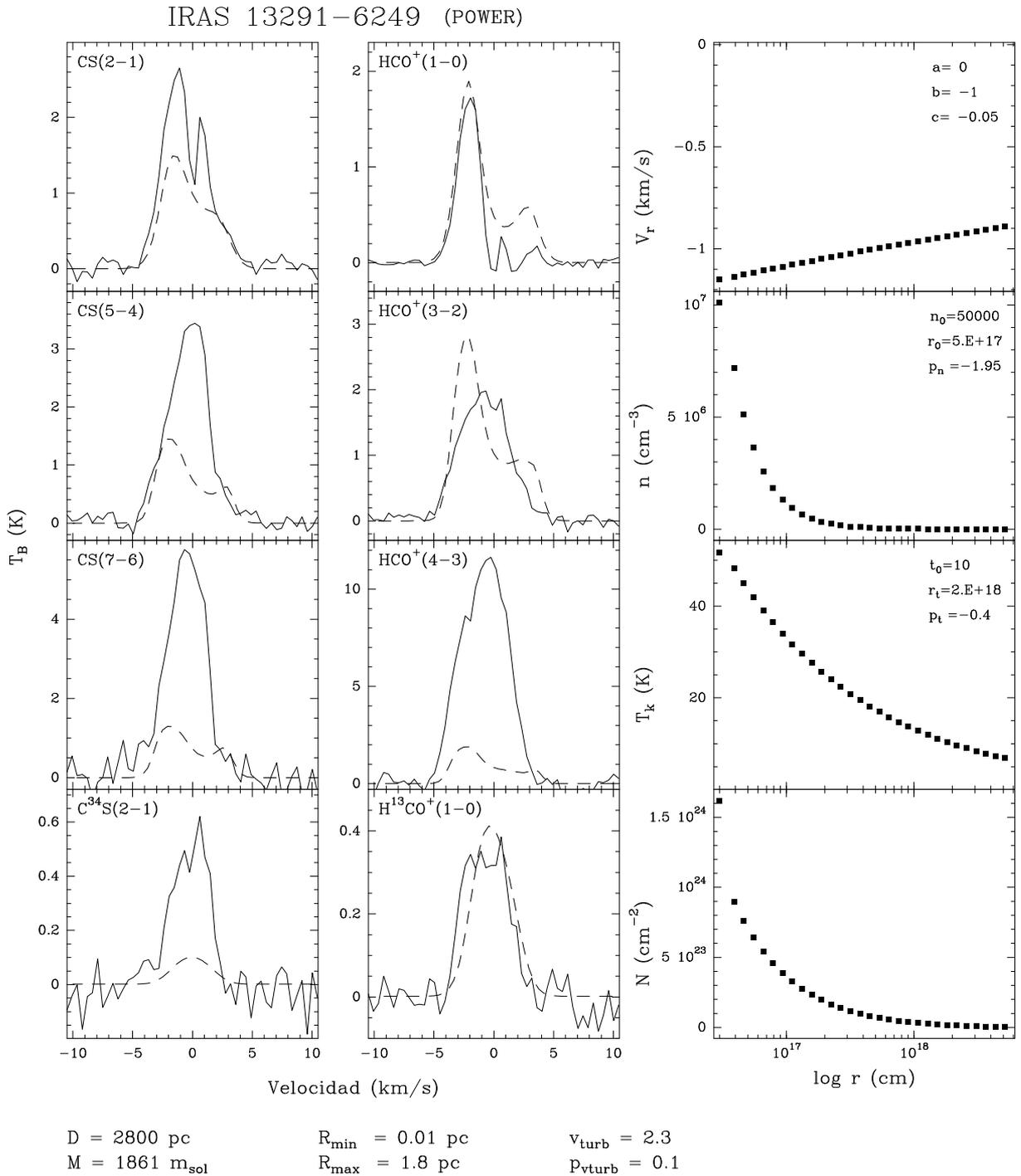


Figura 5.10— Ajuste encontrado para IRAS 13291-6249. Las líneas punteadas corresponden al modelo y las líneas continuas a la observación. El radio de la nube es 4.3 veces el radio del polvo. La tasa de acreción es de $5.6 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Los valores al inferior de la figura corresponden a la distancia a la fuente D , masa total de la nube obtenida por el programa M y el radio mínimo R_{\min} y máximo R_{\max} de la nube. Paneles a la derecha corresponden a las variaciones de los parámetros físicos velocidad de contracción, densidad, temperatura cinética y columna de densidad en función del radio de la nube (desde R_{\min} hasta R_{\max}).

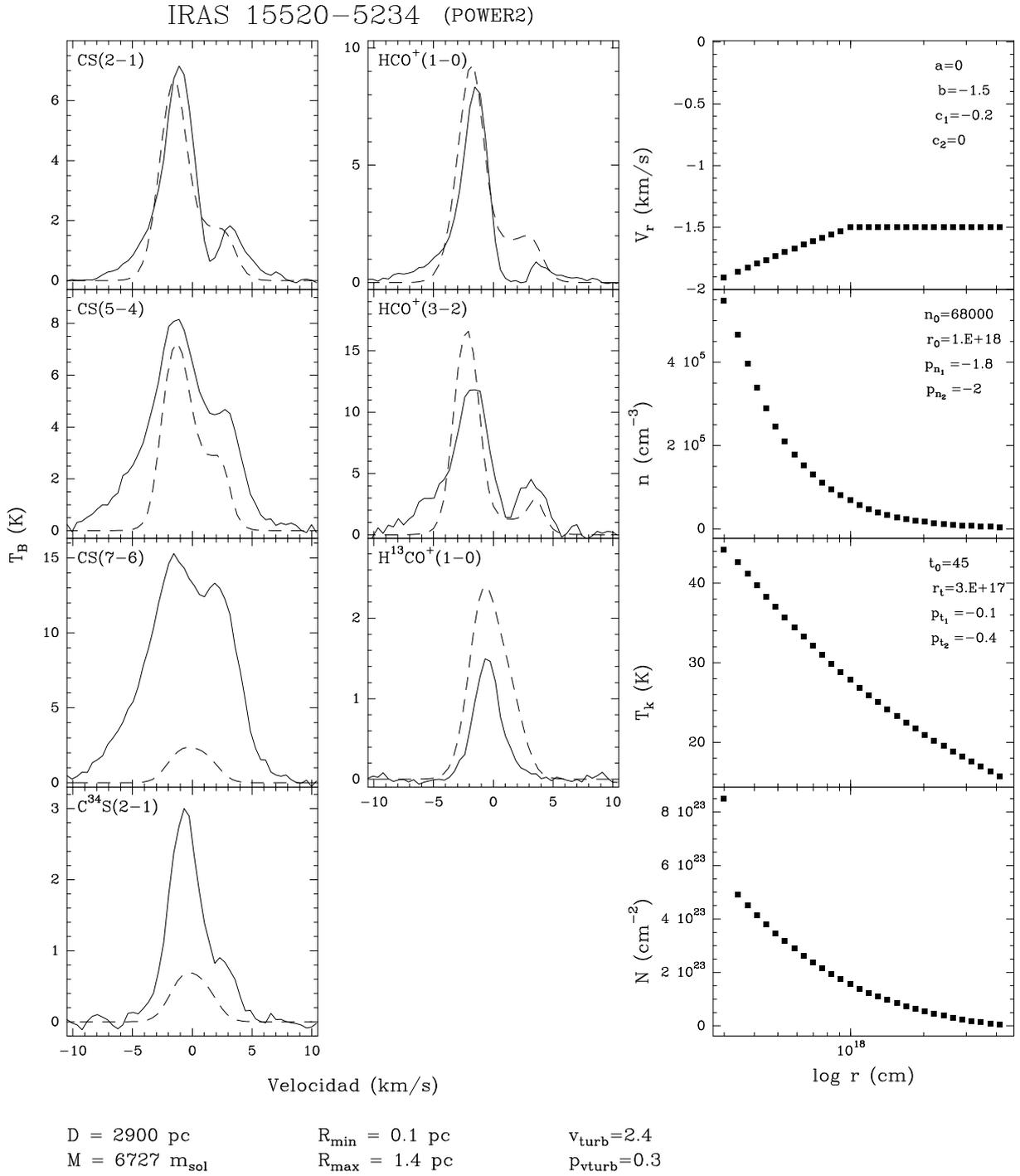


Figura 5.11— Ajuste encontrado para IRAS 15520-5234. Las líneas punteadas corresponden al modelo y las líneas continuas a la observación. El radio de la nube es 4.1 veces el radio del polvo. La tasa de acreción es de $4.6 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Los valores al inferior de la figura corresponden a la distancia a la fuente D , masa total de la nube obtenida por el programa M y el radio mínimo R_{min} y máximo R_{max} de la nube. Paneles a la derecha corresponden a las variaciones de los parámetros físicos velocidad de contracción, densidad, temperatura cinética y columna de densidad en función del radio de la nube (desde R_{min} hasta R_{max}).

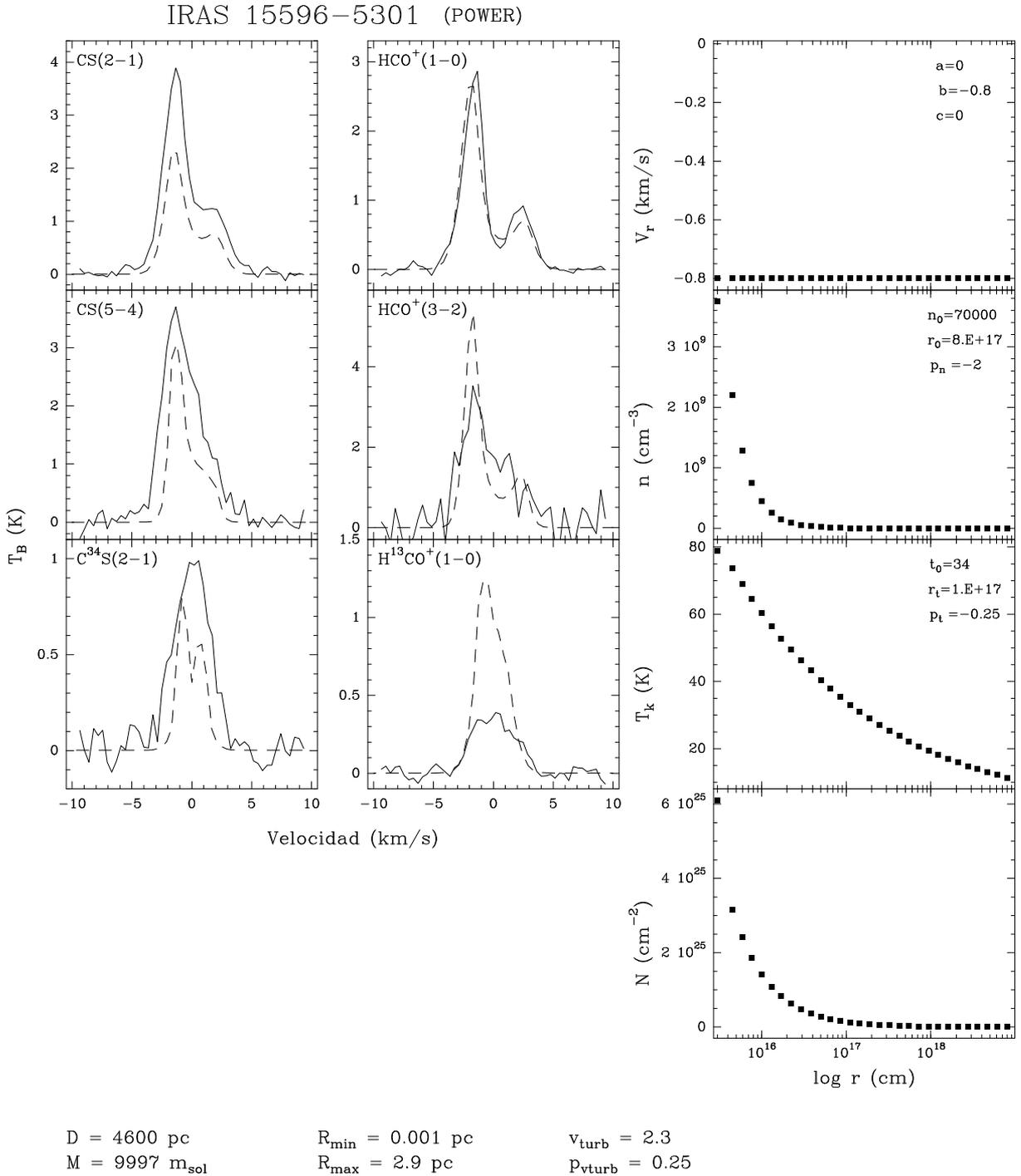


Figura 5.12— Ajuste encontrado para IRAS 15596–5301. Las líneas punteadas corresponden al modelo y las líneas continuas a la observación. El radio de la nube es 4 veces el radio del polvo. La tasa de acreción es de $1.6 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Los valores al inferior de la figura corresponden a la distancia a la fuente D , masa total de la nube obtenida por el programa M y el radio mínimo R_{\min} y máximo R_{\max} de la nube. Paneles a la derecha corresponden a las variaciones de los parámetros físicos velocidad de contracción, densidad, temperatura cinética y columna de densidad en función del radio de la nube (desde R_{\min} hasta R_{\max}).

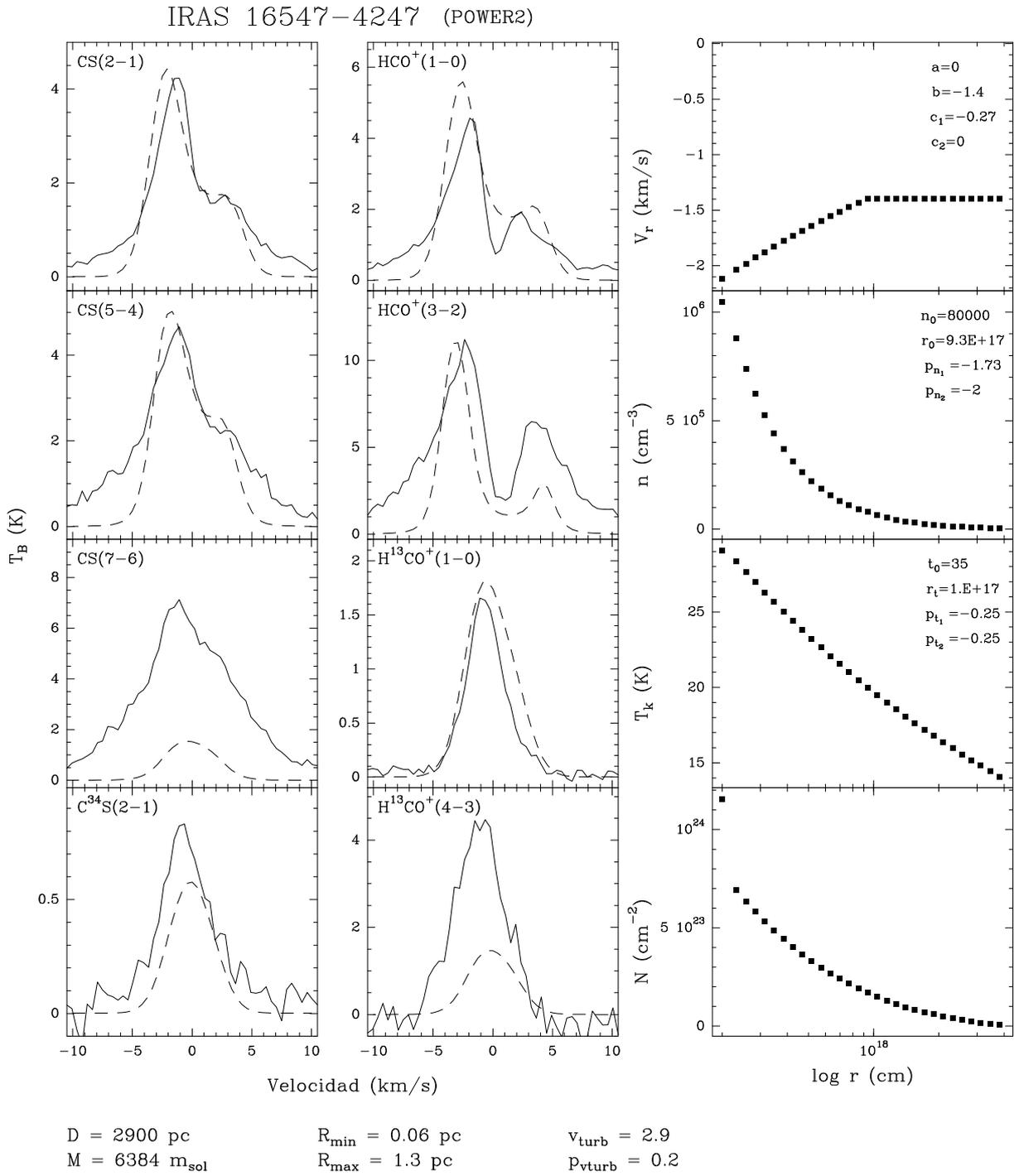
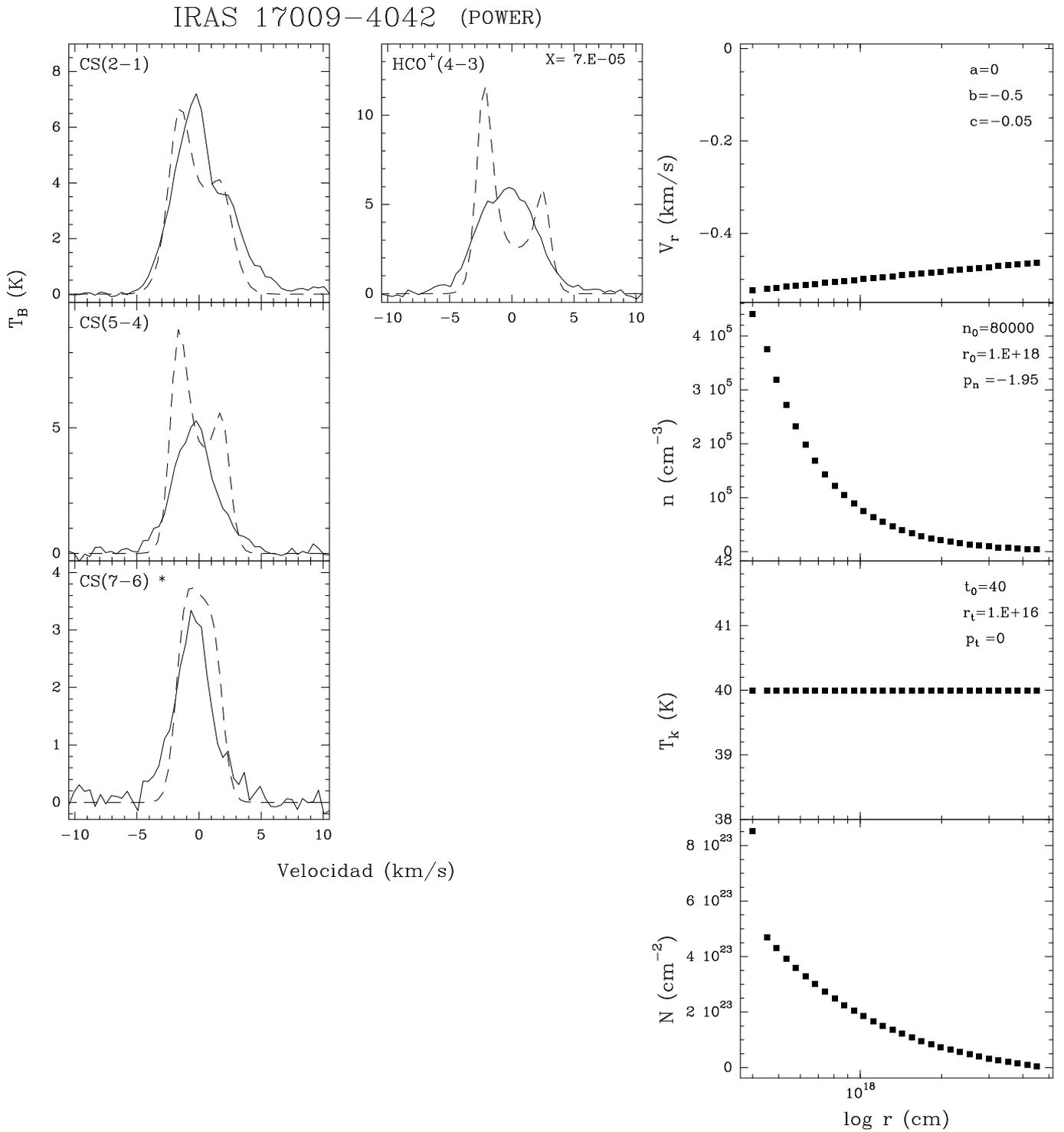


Figura 5.13— Ajuste encontrado para IRAS 16547-4247. Las líneas punteadas corresponden al modelo y las líneas continuas a la observación. El radio de la nube es 3.2 veces el radio del polvo. La tasa de acreción es de $4.3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Los valores al inferior de la figura corresponden a la distancia a la fuente D , masa total de la nube obtenida por el programa M y el radio mínimo R_{\min} y máximo R_{\max} de la nube. Paneles a la derecha corresponden a las variaciones de los parámetros físicos velocidad de contracción, densidad, temperatura cinética y columna de densidad en función del radio de la nube (desde R_{\min} hasta R_{\max}).



$D = 2100 \text{ pc}$ $R_{\min} = 0.1 \text{ pc}$ $v_{\text{turb}} = 2.5$
 $M = 9058 m_{\text{sol}}$ $R_{\max} = 1.5 \text{ pc}$ $p_{\text{turb}} = 0.3$

Figura 5.14— Ajuste encontrado para IRAS 17009-4042. Las líneas punteadas corresponden al modelo y las líneas continuas a la observación.

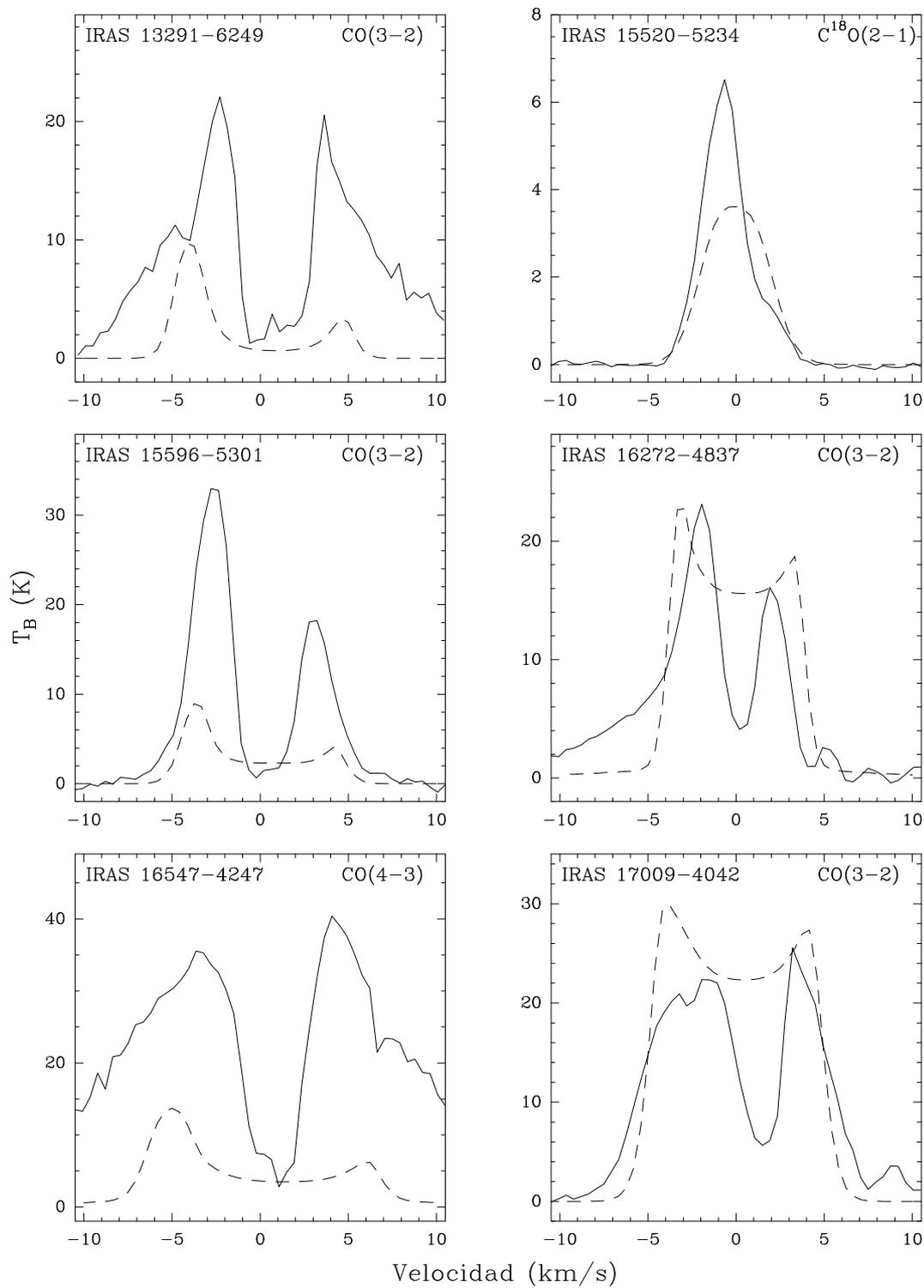


Figura 5.15— Perfiles calculados para CO (C¹⁸O para IRAS 15520-5234) usando los modelos hacia las fuentes.

Capítulo 6

CONCLUSIONES

Estudiamos las propiedades físicas y cinemáticas en el interior de 6 núcleos densos y masivos seleccionados por la forma de sus perfiles de línea del CS(2–1), que indican la existencia de acreción y con alas extendidas debido a la presencia de flujos bipolares. Esto sugiere que los núcleos densos están en etapas de formación tempranas. Para ello analizamos líneas moleculares trazadoras de gas denso y utilizamos transporte radiativo.

Observamos las líneas CS, CO, HCO⁺ e isótopos con los telescopios ASTE, APEX y SEST. De las líneas obtenemos columnas de densidad $N_{\text{H}_2} \sim (4\text{--}30) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, anchos en velocidad $\Delta v \sim 3.9\text{--}7.1 \text{ km s}^{-1}$, radios $R \sim 0.2\text{--}0.4 \text{ pc}$ y masas $M \sim (0.8\text{--}2.3) \times 10^3 M_{\odot}$. Ajustamos el perfil de densidad en función del radio de la fuente con uno o dos exponentes; éstos tienen valores promedios de $n_{\text{H}_2} \propto r^{-0.77}$ y $r^{-2.5}$ para la componente interior y exterior, respectivamente. Los espectros observados poseen alas de alta velocidad indicando la presencia de material eyectándose hacia el exterior. Usando el modelo descrito en Myers et al. [1996] calculamos la velocidad de colapso de las fuentes, las cuales tienen valores $0.3\text{--}1.8 \text{ km s}^{-1}$ y tasas de acreción de $(0.9\text{--}30) \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Usando el método Monte Carlo encontramos que el número necesario de fotones para modelar una nube es de 10^5 y que los coeficientes de colisión del catálogo de Leiden son más confiables para calcular las poblaciones moleculares en el interior de las nubes y así reproducir los espectros observados. Calculamos la transferencia radiativa dentro distintos tipos de nubes para estudiar el comportamiento de los perfiles de línea. Al aumentar el radio máximo de la nube la intensidad de las líneas aumenta y en transiciones altas la autoabsorción se incrementa. Agujeros en el centro de la nube disminuyen la intensidad de la emisión de líneas moleculares cuando la densidad de la nube es menor que la densidad crítica, y no afecta mucho los perfiles calculados si la densidad de la nube es mayor. Gradientes de temperatura cinética influyen en el brillo de las líneas en mayor medida en

las líneas que se excitan a mayor densidad. Las variaciones de densidad modifican la intensidad de las líneas debido en parte al correspondiente aumento o decrecimiento de la masa de la nube.

Modelamos las fuentes usando las moléculas CS, HCO⁺ y CO en nubes donde los parámetros físicos densidad, temperatura, turbulencia y velocidad radial varían como leyes de potencia, con uno o dos exponentes, a través del radio de la nube; o nube turbulenta basada en el modelo de McKee & Tan [2003]. El modelo turbulento de McKee no ajusta las observaciones ya que los anchos en velocidad calculados son hasta el doble más grandes que los anchos de los perfiles observados. Los mejores ajustes se obtuvieron con nubes tipo ley de potencia con velocidad radial $\propto r^{-0.6}$ a r^0 , $n_{\text{H}_2} \propto r^{-2}$ a $r^{-1.4}$, $T \propto r^{-0.4}$ e isothermal y velocidad turbulenta $\propto r^{0.1}$ a $r^{0.3}$. Las tasas de acreción tienen valores $(1.1\text{--}5.6)\times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y son cercanas a los reportados anteriormente en estudios de estrellas masivas en etapas de formación tempranas. Los radios de las nubes modeladas van desde 1.0 a 2.9 pc (2 y 4 veces el radio del polvo) y masas $(1.8\text{--}10)\times 10^3 M_{\odot}$, que corresponden a valores entre 2 y 6 veces la masa del polvo.

Los mejores ajustes encontrados son insatisfactorios en algún aspecto para cada fuente: la intensidad no se ajusta bien a todas las transiciones; la autoabsorción es difícil de modelar con precisión; las alas de alta velocidad no se reproducen. Esto indica que en los modelos debemos incorporar efectos de vientos y de regiones H II y modelos químicos que describan el comportamiento de las moléculas dentro de los núcleos densos. La fuente mejor modelada es IRAS 16272–4837, en la cual no hay evidencia de una región H II interna.

Apéndice A

FUNCIONAMIENTO DE LOS PROGRAMAS.

Los programas *Montecarlo* y *Convolve* están escritos en FORTRAN. El primero es el programa utilizado para llevar a cabo la transferencia radiativa para luego calcular el espectro emergente de la nube simulada a diferentes parámetros de impacto. *Convolve* toma estos espectros y los convoluciona con un haz Gaussiano del telescopio, entregando los espectros como serían observados.

A.1. Montecarlo

Para definir la nube y la forma de tratarla se utiliza un archivo de entrada, el cual contiene el tipo de nube a modelar y los parámetros necesarios para ello. La Tabla A.1 muestra la estructura del archivo y la definición de cada parámetro ingresado. La primera línea de este archivo tiene escrito `&inputdata`, lo que indica que comienza el archivo. Las siguientes líneas contienen los parámetros a dar al programa en el siguiente formato:

parámetro = valor

donde parámetro representa el parámetro cuyo valor será valor.

Los resultados son tabulados en un archivo de salida que contiene lo siguiente:

- 1) Los parámetros de entrada al programa, con los que se forma la nube y se define la forma de tratarla. Es todo lo ingresado en la Tabla A.1.
- 2) El valor de la masa calculada de la nube en M_{\odot} .
- 3) Una tabla con las líneas, nivel superior, nivel inferior, frecuencia (Hz) y el coeficiente de emisión espontánea de Einstein (s^{-1}).

4) Una tabla que contiene para cada radio de la nube (cm) los valores de la densidad del H_2 (cm^{-3}), la temperatura cinética (K), la velocidad radial (kms^{-1}), columna de densidad (cm^{-2}) y la temperatura de excitación para cada transición (K).

5) Tablas de datos para cada parámetro de impacto y cada transición. La primera línea tiene el valor del parámetro de impacto (cm), la siguiente línea tiene la transición modelada y su correspondiente frecuencia (Hz). A continuación, columnas con la velocidad (km/s^{-1}), temperatura de brillo (K), profundidad óptica (τ), distancia dentro de la nube donde la opacidad es 1 ($x\tau_{1}$), velocidad radial en el punto donde opacidad es 1 ($v\tau_{1}$) y la densidad en ese mismo punto ($\rho\tau_{1}$).

A.2. Convolve

Este programa lee los parámetros desde el archivo de salida de Montecarlo para realizar la convolución. Además, se utiliza otro archivo que contiene parámetros de los telescopios y de las transiciones a modelar. Estos parámetros están tabulados en la Tabla A.2.

El archivo de salida de Convolve contiene los parámetros de entrada al programa, con la diferencia que en vez de anotar *ltels*, anota el half power beam width calculado correspondiente a cada telescopio. Luego aparecen las líneas *nvel* (número de canales), *npar_in* (número de parámetros de impacto) y *r_arcsec* (parámetros de impacto en segundos de arco). A continuación, una tabla para cada transición con la velocidad (km/s^{-1}) y la temperatura de brillo (K) obtenida. En algunos casos, aparece hacia la derecha de estas columnas, la temperatura de brillo a distintos parámetros de impacto.

Tabla A.1: Archivo de entrada para Montecarlo

& inputdata			
seed =	Generador de números pseudo aleatorios entre 0 y 1.		
nphot =	Número de paquetes de fotones a usar por iteración.		
niter =	Número de iteraciones. Número de veces en que se repite el proceso, debe ser superior a la opacidad de la línea.		
nempty =	Número de veces en que el contador de excitaciones radiativas es vaciado.		
nshell =	Número de capas esféricas en que se divide la nube.		
tbg =	Temperatura del fondo cósmico (K).		
tcen =	Temperatura de la fuente central (K).		
passb =	Ancho en velocidad de la pasabanda cubriendo la línea (ancho en velocidad en que aparece la línea).		
nv =	Número de canales a lo largo de la pasabanda.		
molec =	Molécula a simular (CS, CO, etc).		
molecfile =	Archivo de datos de Leiden que contienen tasas colisionales		
nlevel =	Número de niveles de energía en los que se calculará las poblaciones n_i para luego calcular el espectro emergente.		
ntrans =	Número de transiciones que se utilizan para el equilibrio detallado de los niveles.		
tref =	Temperatura del campo de radiación de referencia. Se utiliza para el cálculo de T_{ex} .		
rmin =	Radio mínimo donde se calcularan variaciones de parámetros. Dentro de ellas los parámetros son constantes.		
rmax =	Radio del Núcleo.		
varmod 0 =	Elección si hay hoyo en la nube. Si se necesita que el centro de la nube sufra una disminución de la abundancia de las moléculas (por ejemplo, por región HII o por agotamiento de la molécula debido a coagulación en el polvo) se pone T en caso contrario se pone F.		
	(Power	Power2	McKee
varmod1 =	a	a	a
varmod2 =	b	b	b
varmod3 =	—	—	—
varmod4 =	ρ_0	ρ_0	ρ_0
varmod5 =	r_0	r_0	r_0
varmod6 =	p_ρ	$p_{\rho 1}$	p_ρ
varmod7 =	t_0	t_0	t_0
varmod8 =	r_t	r_t	r_t
varmod9 =	p_t	$p_{t 1}$	p_t
varmod10 =	f_0	f_0	f_0
varmod11 =	p_f	p_f	p_f
varmod12 =	v_0	v_0	—
varmod13 =	p_v	p_v	—
varmod14 =	—	$p_{\rho 2}$	—
varmod15 =	—	$p_{t 2}$	—
varmod16 =	—	—	—
varmod17 =	—	—	—
varmod18 =	—	—	—
varmod19 =	—	—	—
varmod20 =	—	—	—
cloudtype =	Tipo de nube a modelar: 'POWER', 'POWER2', 'MCKEE'.		
cloudfilename =			
npar =	Número de parámetros de impacto (Ej: 3).		
par =	Lista de parámetros de impacto (R/R_{max} , Ej: 0, 0.1, 0.2).		
fileout =	Nombre y dirección de archivo de salida.		
& end			

Tabla A.2: Archivo de entrada para *Convolve*

```
&inputdata
distance =      Distancia a la fuente en pc.
ntransconv =   Número de transiciones a convolucionar.
ltrans =       Transiciones a convolucionar. Deben estar separadas por comas y poner el número cuántico superior.
ltels =        Diámetro telescopio para cada transición.
filein =       Nombre y dirección de archivo de salida de montecarlo.
fileout =      Nombre y dirección de archivo de salida de convolve.
& end
```

Bibliografía

- J. M. Acord, E. Churchwell, and C. M. Walmsley. A Systematic Study of SiO as an Outflow Tracer in High Mass Star Forming Regions. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 28 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1339–+, December 1996.
- H. G. Arce, D. Shepherd, F. Gueth, C.-F. Lee, R. Bachiller, A. Rosen, and H. Beuther. Molecular Outflows in Low- and High-Mass Star-forming Regions. In B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, editor, *Protostars and Planets V*, pages 245–260, 2007.
- R. Bachiller. Bipolar Molecular Outflows from Young Stars and Protostars. *ARA&A*, 34:111–154, 1996.
- A. Bacmann, P. Andre, J.-L. Puget, A. Abergel, S. Bontemps, and D. Ward-Thompson. An ISOCAM absorption survey of the structure of pre-stellar cloud cores. *A&A*, 361:555–580, September 2000.
- J. Bally and C. J. Lada. The high-velocity molecular flows near young stellar objects. *ApJ*, 265: 824–847, February 1983.
- M. T. Beltrán, J. Brand, R. Cesaroni, F. Fontani, S. Pezzuto, L. Testi, and S. Molinari. Search for massive protostar candidates in the southern hemisphere. II. Dust continuum emission. *A&A*, 447: 221–233, February 2006.
- C. Bernes. A Monte Carlo approach to non-LTE radiative transfer problems. *A&A*, 73:67–73, March 1979.
- H. Beuther, E. B. Churchwell, C. F. McKee, and J. C. Tan. The Formation of Massive Stars. In B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil, editors, *Protostars and Planets V*, pages 165–180, 2007.
- H. Beuther, P. Schilke, K. M. Menten, F. Motte, T. K. Sridharan, and F. Wyrowski. High-Mass Protostellar Candidates. II. Density Structure from Dust Continuum and CS Emission. *ApJ*, 566: 945–965, February 2002a.

- H. Beuther, P. Schilke, K. M. Menten, C. M. Walmsley, T. K. Sridharan, and F. Wyrowski. Massive Molecular Outflows. In P. Crowther, editor, *Hot Star Workshop III: The Earliest Phases of Massive Star Birth*, volume 267 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 341–+, October 2002b.
- I. A. Bonnell and M. R. Bate. Accretion in stellar clusters and the collisional formation of massive stars. *MNRAS*, 336:659–669, October 2002.
- I. A. Bonnell and M. R. Bate. Star formation through gravitational collapse and competitive accretion. *MNRAS*, 370:488–494, July 2006.
- I. A. Bonnell, M. R. Bate, and H. Zinnecker. On the formation of massive stars. *MNRAS*, 298:93–102, July 1998.
- T. L. Bourke, G. Garay, K. K. Lehtinen, I. Koehnenkamp, R. Launhardt, L.-A. Nyman, J. May, G. Robinson, and A. R. Hyland. Discovery of a Highly Collimated Molecular Outflow in the Southern BOK Globule BHR 71. *ApJ*, 476:781–+, February 1997.
- L. Bronfman, L.-A. Nyman, and J. May. A CS(2-1) survey of IRAS point sources with color characteristics of ultra-compact HII regions. *A&AS*, 115:81–+, January 1996.
- S. Cabrit and C. Bertout. CO line formation in bipolar flows. I - Accelerated outflows. *ApJ*, 307:313–323, August 1986.
- J. M. Carpenter, M. R. Meyer, C. Dougados, S. E. Strom, and L. A. Hillenbrand. Erratum: "Properties of the monoceros R2 stellar cluster" [ASTRON. J. 114, 198 (1997)]. *AJ*, 114:1275–+, September 1997.
- C. J. Chandler and J. S. Richer. Subarcsecond Imaging of SiO in the HH 211 Protostellar Jet. *ApJ*, 555:139–145, July 2001.
- M. Choi, J.-F. Panis, and N. J. Evans, II. Berkeley-Illinois-Maryland Association Survey of Protostellar Collapse Candidates in HCO⁺ and HCN Lines. *ApJS*, 122:519–556, June 1999.
- J. Di Francesco, P. C. Myers, D. J. Wilner, N. Ohashi, and D. Mardones. Infall, Outflow, Rotation, and Turbulent Motions of Dense Gas within NGC 1333 IRAS 4. *ApJ*, 562:770–789, December 2001.

- H. R. Dickel and L. H. Auer. Modeling radiative transfer in molecular clouds. 1: HCO(+) in the star-forming region W49A North. *ApJ*, 437:222–238, December 1994.
- N. J. Evans, II. Physical Conditions in Regions of Star Formation. *ARA&A*, 37:311–362, 1999.
- S. Faundez, L. Bronfman, G. Garay, R. Chini, L.-Å. Nyman, and J. May. SIMBA survey of southern high-mass star forming regions. I. Physical parameters of the 1.2 mm/IRAS sources. *A&A*, 426:97–103, October 2004.
- D. R. Flower and J. M. Launay. Rate coefficients for the rotational excitation of CO by ortho- and para-H₂. *MNRAS*, 214:271–277, May 1985.
- G. A. Fuller, S. J. Williams, and T. K. Sridharan. The circumstellar environment of high mass protostellar objects. III. Evidence of infall? *A&A*, 442:949–959, November 2005.
- G. Garay, K. J. Brooks, D. Mardones, and R. P. Norris. A Triple Radio Continuum Source Associated with IRAS 16547-4247: A Collimated Stellar Wind Emanating from a Massive Protostar. *ApJ*, 587:739–747, April 2003.
- G. Garay, K. J. Brooks, D. Mardones, and R. P. Norris. A Multiwavelength Study of Young Massive Star-forming Regions. I. The Ionized Gas Content. *ApJ*, 651:914–932, November 2006.
- G. Garay, K. J. Brooks, D. Mardones, R. P. Norris, and M. G. Burton. Two Massive Star-forming Regions at Early Evolutionary Stages. *ApJ*, 579:678–687, November 2002.
- G. Garay and S. Lizano. Massive Stars: Their Environment and Formation. *PASP*, 111:1049–1087, September 1999.
- G. Garay, D. Mardones, L. Bronfman, K. J. Brooks, L. F. Rodriguez, R. Gusten, L.-Å. Nyman, R. Franco-Hernandez, and J. M. Moran. Discovery of an energetic bipolar molecular outflow towards IRAS 16547-4247. *A&A*, 463:217–224, February 2007a.
- G. Garay, D. Mardones, K. J. Brooks, L. Videla, and Y. Contreras. A Multiwavelength Study of Young Massive Star Forming Regions. II. The Dust Environment. *ApJ*, 666:309–320, September 2007b.
- E. M. Gregersen, N. J. Evans, II, S. Zhou, and M. Choi. New Protostellar Collapse Candidates: an HCO + Survey of the Class 0 Sources. *ApJ*, 484:256–+, July 1997.

- J. Hatchell and F. F. S. van der Tak. The physical structure of high-mass star-forming cores. *A&A*, 409:589–598, October 2003.
- P. Klaassen and C. D. Wilson. Outflow and Accretion in High Mass Star Forming Regions. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 866–+, December 2007.
- M. R. Krumholz, R. I. Klein, and C. F. McKee. Radiation-Hydrodynamic Simulations of Collapse and Fragmentation in Massive Protostellar Cores. *ApJ*, 656:959–979, February 2007.
- M. R. Krumholz, C. F. McKee, and R. I. Klein. How Protostellar Outflows Help Massive Stars Form. *ApJ*, 618:L33–L36, January 2005a.
- M. R. Krumholz, C. F. McKee, and R. I. Klein. The formation of stars by gravitational collapse rather than competitive accretion. *Nature*, 438:332–334, November 2005b.
- D. Mardones, P. C. Myers, M. Tafalla, D. J. Wilner, R. Bachiller, and G. Garay. A Search for Infall Motions toward Nearby Young Stellar Objects. *ApJ*, 489:719–+, November 1997.
- M. Marseille, S. Bontemps, F. Herpin, F. F. S. van der Tak, and C. R. Purcell. Evolution of massive protostars: the IRAS 18151-1208 region. *A&A*, 488:579–595, September 2008.
- C. F. McKee and J. C. Tan. The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. *ApJ*, 585:850–871, March 2003.
- E. F. E. Morales, D. Mardones, G. Garay, K. J. Brooks, and J. E. Pineda. A Multiwavelength Study of Young Massive Star-Forming Regions. III. Mid-Infrared Emission. *ApJ*, 698:488–501, June 2009.
- H. S. P. Müller, S. Thorwirth, D. A. Roth, and G. Winnewisser. The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS. *A&A*, 370:L49–L52, April 2001.
- P. C. Myers, N. J. Evans, II, and N. Ohashi. Observations of Infall in Star-Forming Regions. *Protostars and Planets IV*, pages 217–+, May 2000.
- P. C. Myers, D. Mardones, M. Tafalla, J. P. Williams, and D. J. Wilner. A Simple Model of Spectral-Line Profiles from Contracting Clouds. *ApJ*, 465:L133+, July 1996.
- M. Osorio, S. Lizano, and P. D’Alessio. Hot Molecular Cores and the Formation of Massive Stars. *ApJ*, 525:808–820, November 1999.

- H. M. Pickett, I. R. L. Poynter, E. A. Cohen, M. L. Delitsky, J. C. Pearson, and H. S. P. Muller. Submillimeter, millimeter and microwave spectral line catalog. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60:883–890, November 1998.
- L. Pirogov, I. Zinchenko, P. Caselli, and L. E. B. Johansson. Chemical differentiation in regions of high-mass star formation. CS, dust, and N₂H⁺ in southern sources. *A&A*, 461:523–535, January 2007.
- R. Plume, D. T. Jaffe, N. J. Evans, II, J. Martin-Pintado, and J. Gomez-Gonzalez. Dense Gas and Star Formation: Characteristics of Cloud Cores Associated with Water Masers. *ApJ*, 476:730–+, February 1997.
- J. S. Richer, D. S. Shepherd, S. Cabrit, R. Bachiller, and E. Churchwell. Molecular Outflows from Young Stellar Objects. *Protostars and Planets IV*, pages 867–+, May 2000.
- L. F. Rodríguez, G. Garay, K. J. Brooks, and D. Mardones. High Angular Resolution Observations of the Collimated Jet Source Associated with a Massive Protostar in IRAS 16547-4247. *ApJ*, 626:953–958, June 2005.
- L. S. Rothman, C. P. Rinsland, A. Goldman, S. T. Massie, D. P. Edwards, J.-M. Flaud, A. Perrin, C. Camy-Peyret, V. Dana, J.-Y. Mandin, J. Schroeder, A. McCann, R. R. Gamache, R. B. Wattson, K. Yoshino, K. Chance, K. Jucks, L. R. Brown, V. Nēmtchinov, and P. Varanasi. The HITRAN Molecular Spectroscopic Database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation): 1996 Edition. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60:665–710, November 1998.
- F. L. Schoier, J. K. Jorgensen, E. F. van Dishoeck, and G. A. Blake. Does IRAS 16293-2422 have a hot core Chemical inventory and abundance changes in its protostellar environment. *A&A*, 390:1001–1021, August 2002.
- F. L. Schöier, F. F. S. van der Tak, E. F. van Dishoeck, and J. H. Black. An atomic and molecular database for analysis of submillimetre line observations. *A&A*, 432:369–379, March 2005.
- N. Z. Scoville and J. Kwan. Infrared sources in molecular clouds. *ApJ*, 206:718–727, June 1976.
- D. S. Shepherd and E. Churchwell. High-Velocity Molecular Gas from High-Mass Star Formation Regions. *ApJ*, 457:267–+, January 1996.

- S. W. Stahler, F. Palla, and P. T. P. Ho. The Formation of Massive Stars. *Protostars and Planets IV*, pages 327–+, May 2000.
- Y.-N. Su, Q. Zhang, and J. Lim. Bipolar Molecular Outflows from High-Mass Protostars. *ApJ*, 604: 258–271, March 2004.
- S. Takakuwa, T. Kamazaki, M. Saito, and N. Hirano. H₁₃CO⁺ and CH₃OH Line Observations of Prestellar Dense Cores in the TMC-1C Region. II. Internal Structure. *ApJ*, 584:818–831, February 2003.
- B. E. Turner, K.-W. Chan, S. Green, and D. A. Lubowich. Tests of shock chemistry in IC 443G. *ApJ*, 399:114–133, November 1992.
- G. A. Wolf-Chase and E. Gregersen. Possible Infall around the Intermediate-Mass Young Stellar Object NGC 2264 IRS. *ApJ*, 479:L67+, April 1997.
- J. Wu and N. J. Evans, II. Indications of Inflow Motions in Regions Forming Massive Stars. *ApJ*, 592:L79–L82, August 2003.
- Y. Wu, C. Henkel, R. Xue, X. Guan, and M. Miller. Signatures of Inflow Motion in Cores of Massive Star Formation: Potential Collapse Candidates. *ApJ*, 669:L37–L40, November 2007.
- J. L. Yun and D. P. Clemens. Radial dust density profiles in small molecular clouds. *ApJ*, 381: 474–483, November 1991.
- Q. Zhang, S. M. Fall, and B. C. Whitmore. A Multiwavelength Study of the Young Star Clusters and Interstellar Medium in the Antennae Galaxies. *ApJ*, 561:727–750, November 2001.
- Q. Zhang, P. T. P. Ho, and N. Ohashi. Dynamical Collapse in W51 Massive Cores: CS (3–2) and CH₃CN Observations. *ApJ*, 494:636–+, February 1998.
- S. Zhou and N. J. Evans, II. Kinematic Signatures of Protostellar Collapse. In D. P. Clemens & R. Barvainis, editor, *Clouds, Cores, and Low Mass Stars*, volume 65 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 183–+, 1994.
- S. Zhou, N. J. Evans, II, C. Koempe, and C. M. Walmsley. Evidence for protostellar collapse in B335. *ApJ*, 404:232–246, February 1993.
- H. Zinnecker, M. J. McCaughrean, and B. A. Wilking. The initial stellar population. In E. H. Levy and J. I. Lunine, editors, *Protostars and Planets III*, pages 429–495, 1993.