

00386

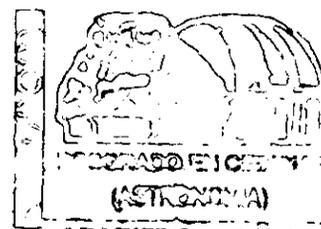


UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTONOMA DE MEXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS  
DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

NUCLEOS MOLECULARES CALIENTES  
Y LA FORMACION DE LAS  
ESTRELLAS MASIVAS



TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMIA)

PRESENTA

MAYRA CAROLINA OSORIO GUTIERREZ

286907

DIRECTORA DE TESIS: DRA. ESTELA SUSANA LIZANO SOBERON



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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

# Índice General

<b>Abstract</b>	<b>1</b>
<b>Resumen</b>	<b>5</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>9</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>13</b>
1.1 La formación de las estrellas masivas . . . . .	13
1.1.1 Núcleos moleculares calientes . . . . .	19
<b>2 Descripción del modelo</b>	<b>25</b>
2.1 Hipótesis principales . . . . .	25
2.2 Geometría . . . . .	27
2.3 Cálculo de la intensidad y el flujo total . . . . .	27
2.3.1 Estructura de la envolvente . . . . .	30
2.3.2 Opacidad de los granos de polvo . . . . .	34
2.3.3 Distribución de temperatura en la envolvente . . . . .	36
2.3.4 Radio de destrucción de los granos de polvo . . . . .	40
2.3.5 Estrellas centrales . . . . .	42

<b>3</b>	<b>Modelaje de la emisión de continuo en NMCs</b>	<b>45</b>
3.1	Introducción . . . . .	45
3.2	Comportamiento de la distribución espectral . . . . .	46
3.3	Comparación con las observaciones . . . . .	52
3.3.1	G34.24+0.13MM . . . . .	53
3.3.2	W3(H <sub>2</sub> O) . . . . .	58
3.3.3	El NMC de Orión . . . . .	60
3.3.4	IRAS 23385+6053 . . . . .	65
3.3.5	El NMC en G31.41+0.31 . . . . .	69
3.4	Discusión . . . . .	74
3.4.1	Discusión general de los resultados . . . . .	74
3.4.2	Efecto de la presión de radiación sobre los granos de polvo . . . . .	76
3.4.3	Fin de la fase de acreción . . . . .	79
3.5	Conclusiones . . . . .	82
<b>4</b>	<b>Modelaje de las transiciones de inversión del amoníaco en NMCs</b>	<b>85</b>
4.1	Líneas moleculares en NMCs . . . . .	85
4.2	Física de la molécula de amoníaco . . . . .	87
4.2.1	Niveles rotacionales y temperatura rotacional . . . . .	87
4.2.2	Transiciones de inversión . . . . .	90
4.2.3	Cálculo de la temperatura de excitación de una transición de inversión por medio del modelo de dos niveles . . . . .	92
4.2.4	Desdoblamiento hiperfino . . . . .	96
4.2.5	Opacidad de las transiciones de inversión . . . . .	99
4.2.6	Abundancia de amoníaco . . . . .	104
4.3	Transporte radiativo de las líneas de inversión de amoníaco en NMCs . . .	110

4.4	Comparación con las observaciones . . . . .	115
4.4.1	Ajustes para el NMC en G31.41+0.31 . . . . .	117
4.4.2	Predicciones para las fuentes G34.24+0.13MM, W3(H <sub>2</sub> O), Orión, e IRAS 23385+6053 . . . . .	139
4.4.3	Conclusiones . . . . .	154
5	<b>Conclusiones y trabajo futuro</b>	<b>161</b>
5.1	Conclusiones globales . . . . .	161
5.2	Trabajo futuro . . . . .	163
	<b>Bibliografía</b>	<b>166</b>

# Abstract

The so-called “Hot Molecular Cores” (HMCs) are small condensations of hot molecular gas that are found in the proximity of ultra compact HII (UCHII) regions. It is believed that some HMCs harbor young embedded massive stars in a very early stage of their formation process, previous to the development of an observable HII region. Under this hypothesis, HMCs could be the precursors of UCHII regions, and they may represent the youngest phase yet observed in the life of a massive star. As a result of the work conducted during this thesis, a model to calculate both the continuum and line emission from these HMCs has been developed.

A HMC has been modeled as a spherically symmetric envelope of gas and dust that is falling onto a recently formed massive central protostar. The central heating source has two components, the stellar luminosity and the accretion luminosity. The radiative transfer across the infalling envelope was calculated and the emerging dust continuum emission in the wavelength range from 3 micron to 3 cm was obtained, for density distributions resulting both from the collapse of a Singular Isothermal Sphere (SIS) and of a Singular Logatropic Sphere (SLS). The spectral energy distributions derived from the model, for different values of the mass accretion rate, spectral type of the central star, and size of the envelope, were compared with the available observations of the sources G34.24+0.13MM,

W3(H<sub>2</sub>O), Orion, IRAS 23385+6053, and G31.41+0.31, in order to obtain the physical parameters of the envelope and of the central star that provide the best fit to the data.

It was found that the density distribution corresponding to the collapse of the SLS provides a good agreement with the observations. In general, early B-type central stars, with high mass accretion rates (of the order of 0.001 solar masses per year), resulting in accretion luminosities higher than the stellar luminosity, were required in order to fit the observational data. Also, it was found that the accretion rates obtained for the HMCs exceed the “critical” mass accretion rate required to quench the development of an UCHII region, making the free-free emission from the ionized material in these objects undetectable.

As a second part of this thesis, the emission from inversion transitions of the ammonia molecule in HMCs was derived. This calculation was performed by solving the transfer equation for the line emission across the envelope, adopting the density, temperature, infall velocity and velocity dispersion fields of the SLS model that provided the best fit to the observed dust continuum emission of each source. The emerging ammonia line spectra for different positions along the envelope were derived and were compared with the available observations. It was found that the best fit was obtained when adopting a variable ammonia abundance in the gas phase resulting from the release of ammonia molecules from grain mantles, after sublimation of water ice. The main features of the observed ammonia spectra were reproduced by the model, although the line widths predicted appear to be larger than observed. However, observations with angular resolution high enough to allow a detailed comparison are still scarce and new data will be required to obtain definitive conclusions.

Chapter 1 of this thesis describes the general properties of the massive star formation scenario. Chapter 2 discusses the main assumptions of the model and outlines the radiative transfer equations used. Chapter 3 presents the results obtained for the continuum dust emission, followed by discussion and comparison with observational data for several HMC candidates. Chapter 4 presents the ammonia line calculations for the same objects studied in Chapter 2, followed by comparison of the model results with available observations and discussion of the model predictions for future observations. Finally, a brief summary of the global conclusions and prospects for future research are presented in Chapter 5.

# Resumen

En este trabajo de tesis se modela la emisión de los llamados “Núcleos Moleculares Calientes” (NMCs) que se encuentran en las regiones de formación estelar de alta masa. Los NMCs son pequeñas condensaciones de gas molecular caliente que se encuentran en las cercanías de regiones HII ultracompactas y que se piensa pueden albergar estrellas masivas en una etapa muy temprana de su formación, cuando la estrella aún no ha ionizado apreciablemente el material de su entorno. Bajo esta hipótesis, los NMCs podrían ser los precursores de las regiones HII ultracompactas y constituirían la primera manifestación observable del nacimiento de una estrella masiva.

En nuestro modelo se simula un NMC como una envoltura esférica de gas y polvo en colapso sobre una protoestrella masiva central. Se toma en cuenta el calentamiento del interior de la envoltura debido a la luminosidad estelar y a la luminosidad del choque de acreción. Para la envoltura se adoptó la estructura de densidad resultante de un modelo dinámico de colapso con las condiciones iniciales correspondientes a la esfera singular isotérmica o la esfera singular logatrópica. Bajo estas hipótesis, se resolvió el transporte radiativo a través de la envoltura para calcular la emisión térmica de polvo desde  $3 \mu\text{m}$  hasta  $3 \text{ cm}$ . Las distribuciones espectrales obtenidas a partir de nuestro modelo se compararon con los datos observacionales disponibles en la literatura de las

fuentes G34.24+0.13MM, W3(H<sub>2</sub>O), el núcleo caliente de Orión, IRAS 23385+6053 y el núcleo caliente en G31.41+0.31, variando la tasa de acreción, el tipo espectral de la estrella y el tamaño de la envolvente, hasta conseguir el mejor ajuste.

Se encontró que, en general, puede obtenerse un buen acuerdo con las observaciones cuando se adopta el colapso de la esfera singular logatrópica. Mediante estos ajustes se obtuvieron los parámetros físicos de las envolventes y de las estrellas centrales. En general, las estrellas centrales deben ser de tipo B y están acumulando material a una tasa muy alta, del orden de  $10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , por lo que la luminosidad de acreción será el agente de calentamiento dominante en estos objetos. Asimismo, la intensa tasa de acreción que encontramos para estos objetos impedirá el desarrollo de una región ionizada detectable, explicando el hecho observacional de que carezcan de emisión de radio continuo libre-libre asociada.

Como segunda parte de este trabajo, se calculó la emisión de las transiciones de inversión de la molécula de NH<sub>3</sub> en estos NMCs. Para ello, se resolvió el transporte radiativo en línea a lo largo de las envolventes, adoptando los campos de densidad, temperatura, velocidad y dispersión de velocidades obtenidos del modelo dinámico de colapso correspondiente a la esfera logatrópica singular, que proporcionó el mejor ajuste a la emisión de polvo en cada fuente. Se obtuvieron los espectros en cada punto de la envolvente y se compararon con las observaciones disponibles. Se encontró que los mejores ajustes se obtenían suponiendo una abundancia variable de amoníaco en fase gaseosa por sublimación de las moléculas atrapadas en los mantos de hielo de agua en la superficie de los granos de polvo. De este modo se lograron reproducir las principales características de los espectros de amoníaco observados, siendo la principal discrepancia el ancho de las líneas, aunque

las observaciones de alta resolución son aún escasas y serán necesarias nuevos datos para obtener conclusiones más definitivas.

En el Capítulo 1 de este trabajo se describen las generalidades del escenario de formación de estrellas masivas. En el Capítulo 2 se discuten las suposiciones básicas de nuestro modelo y se plantean las ecuaciones del transporte radiativo. En el Capítulo 3 se presentan y discuten los resultados del modelo para la emisión de continuo de polvo y se comparan con las observaciones de varios candidatos a NMC. En el Capítulo 4 se calcula la emisión de línea de la molécula de amoníaco en los objetos estudiados en el Capítulo 3, comparándose los resultados del modelo con las observaciones disponibles y realizándose predicciones para futuras observaciones. Finalmente, en el Capítulo 5 se presentan las conclusiones globales de este trabajo y las líneas de investigación futuras.

La mayoría del material presentado en los Capítulos 2 y 3 forma parte del artículo titulado "Hot Molecular Cores and the Formation of Massive Stars", por Osorio, M., Lizano, S. y D'Alessio, P., publicado en *The Astrophysical Journal*, Vol. 525, págs. 808-820 (1999). Una parte de este material se ha utilizado también en los artículos "Hot Molecular Cores, sites of high mass star formation", por Lizano, S. y Osorio, M., publicado en *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, Proceedings IAU Symposium No. 193, eds. K. A. van der Hucht, G. Koenigsberger & P. R. J. Eenens, págs. 559-567 (1999) y "VLA Continuum Observations of Suspected Massive Hot Cores", por Carral, P., Kurtz, S., Rodríguez, L. F., Martí, J., Lizano, S. y Osorio, M., publicado en *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, Vol. 35, págs. 97-108 (1999). La parte correspondiente al Capítulo 4 se está preparando para ser enviada a publicar.

# Agradecimientos

Agradezco, en primer lugar, a mi directora de tesis Susana Lizano, por haberme propuesto el tema de este trabajo, por toda su ayuda durante estos años de maestría y doctorado y por contagiarme su entusiasmo por estudiar la formación de las estrellas masivas.

Agradezco a todos mi sinodales, Luis F. Rodríguez, José Franco, Patricia Carral, Alejandro Raga, Jorge Cantó y Margarita Rosado por sus valiosas sugerencias que contribuyeron a mejorar la presentación de esta tesis y por sus interesantes comentarios de los cuales aprendí mucho.

Agradezco a Paola porque siempre ha estado presta para ayudarme, a pesar de la distancia, y me ha respondido de una manera muy clara (como ella sabe hacerlo) a todas mis dudas que le he planteado a lo largo de estos años.

Agradezco a Vladimir, Jane, Will, Stan y Alan por su ayuda y sus útiles y valiosas discusiones acerca de diferentes problemas relacionados con mi tema de tesis.

Agradezco al Instituto de Astronomía de la UNAM por todas las prestaciones que obtuve para realizar este trabajo. En particular, al personal de cómputo y administrativo, por su valiosa ayuda en todo momento. Agradezco las becas de CONACyT y DGAPA y todo el apoyo que me fue dado durante estos años de tesis. Agradezco las becas de Susana

y Salvador de los últimos meses y a Miriam y a Bertha por su ayuda en mis trámites de tesis y por su apoyo.

Agradezco a todos mis compañeros de maestría, Lorenzo, Sandra, Lorena, Bárbara, Gerardo, Anabel, Rossy, Víctor, etc., y en especial a Domitila, Javier y Valentina por toda su ayuda durante los cursos de maestría y durante la preparación de los exámenes generales.

Asimismo, agradezco a mis amigos de Morelia, en especial a Mayra (¡qué bueno que las horas de chisme fueron medidas, sino nunca hubiera podido terminar esta tesis!) y a Maru, por escucharme ambas en momentos difíciles y darme todo el ánimo. Gracias por todas la aventuras que compartimos juntas aquí en Morelia. De igual manera agradezco a Teresa, Fulgencio y Carlos por compartir conmigo las sopas “Maruchas”, valiosas en las veladas de trabajo. Agradezco a Yolanda y a su familia, por su gran hospitalidad y por preocuparse siempre por mi bienestar.

Agradezco a Guillem por sus críticas, su paciencia y sus numerosas discusiones y consejos acerca del trabajo de tesis, porque a pesar de estar en el otro continente siempre atendió y resolvió todas mis dudas. Muchísimas gracias. De Granada, España, agradezco al personal del Instituto de Astrofísica de Andalucía por su cálida hospitalidad y apoyo durante los meses que pasé con ellos. Recuerdo y agradezco a Antxon por preguntar cada día si ya tenía el ajuste de los espectros de amoníaco, gracias por todos sus ánimos. También gracias a Luis Felipe M., por todas esas amenas pláticas que compartimos en los calurosos veranos de Granada. A José Luis por ayudarme para que mis programas corrieran al otro lado del Atlántico, a Pilar y Angel por su amabilidad, sus magníficas paellas y por enseñarme el secreto del gazpacho. Asimismo, agradezco al Programa español

de Cooperación Científica con Iberoamérica la financiación de parte de estos viajes.

Agradezco a toda mi familia, a mis hermanos y a mi abuelita, a mi prima Martha por todo lo que pasamos en la licenciatura en Jalapa, Veracruz. Agradezco a mi mamá por todo su apoyo moral y económico, sin el cual no hubiera podido realizar mis estudios. A mi mamá y a la memoria de mi papá quiero dedicar esta tesis con gratitud y amor.

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1 La formación de las estrellas masivas

Nuestro conocimiento acerca de cómo ocurre el nacimiento de una estrella está mejor establecido en el caso de las estrellas de masa baja ( $\sim 1 M_{\odot}$ ) que para el caso de estrellas de masa alta ( $\gtrsim 10 M_{\odot}$ ). Es ampliamente aceptado que las estrellas se forman debido al colapso gravitacional de las nubes moleculares interestelares. Según el modelo estándar (Shu, Adams y Lizano 1987), en sus primeras etapas, el proceso de formación de las estrellas de baja masa se puede aproximar como una envoltura con simetría esférica en caída sobre un objeto central (protoestrella). A medida que el proceso va avanzando, debido a la conservación del momento angular, el material va formando un disco (disco de acreción) en rotación en torno a la protoestrella. Se piensa que estos discos están íntimamente relacionados con los fenómenos de eyección colimada de materia (como los flujos moleculares bipolares, chorros térmicos o sistemas de objetos Herbig-Haro) que se observan asociados a la formación estelar. Este proceso de formación de estrellas de baja masa ha sido modelado en detalle (Tereby, Shu y Cassen 1984, entre otros). Comparando

las predicciones de estos modelos con las observaciones, se han identificado cuatro fases evolutivas que se corresponden con los llamados objetos de clase 0, I, II y III, según su estado evolutivo sea más temprano o más avanzado, respectivamente (p.ej., André et al. 1993). Cada una de estas fases presenta una Distribución Espectral de Energía (DEE) característica, que sirve de base para la clasificación de los objetos estelares jóvenes de masa baja (Adams, Lada y Shu 1987; Kenyon, Calvet y Hartmann 1993, entre otros).

En el caso de las estrellas masivas, los procesos dinámicos que conducen a su formación son menos conocidos porque su estudio es más difícil, ya que estas estrellas son más escasas que las estrellas de baja masa (por un factor de  $\sim 100$ -1000) y además evolucionan más rápidamente. El hecho de que durante todas las etapas de su formación, hasta alcanzar la secuencia principal, permanezcan profundamente inmersas en núcleos densos de nubes moleculares gigantes también dificulta su estudio. Por ello, para investigar el proceso de formación de las estrellas masivas, incluso en sus últimas etapas, se necesitan observaciones a longitudes de onda de radio e infrarrojas, donde la opacidad del polvo es menor que en el óptico y ultravioleta.

Además, las estrellas masivas usualmente nacen en grupos o asociaciones, lo cual hace que el estudio de estrellas individuales se complique debido a la confusión con fuentes vecinas. Todo esto, junto con el hecho de que las regiones de formación de estrellas masivas son más lejanas (Orión, que es la más cercana está a 480 pc, pero en general se encuentran a varios kpc de distancia) que las de formación de estrellas de baja masa (p.ej., TWA y Taurus-Auriga se encuentran a 55 y 140 pc, respectivamente) ha provocado que se haya progresado menos en la comprensión de su formación, en comparación con el caso de estrellas de baja masa.

Sin embargo, aunque las estrellas masivas no son un componente dominante de la masa total de la Galaxia, son de gran importancia, principalmente por el efecto perturbador que causan, al alterar las condiciones físicas, estructura y química del medio interestelar por su fuerte radiación ultravioleta y por su pérdida de masa (estudios teóricos y observacionales se han hecho recientemente en esta dirección, p. ej. Díaz 1998 y Lebrón 2000 en regiones disociadas y Franco et al. 1998 y referencias ahí citadas para el caso de regiones ionizadas). Todo ello hace que tengan una contribución importante en la evolución química y dinámica de la Galaxia. Por estas razones, uno de los retos más importantes en el campo de la formación estelar es resolver las incógnitas que hay en torno al nacimiento de las estrellas de masa alta.

Todavía quedan muchas dudas por resolver en relación al proceso de formación de las estrellas masivas. El proceso que conduce a su formación, ¿es similar al de las estrellas de baja masa? Es decir, ¿es posible la formación de estrellas masivas por acreción, tal como ocurre con las de baja masa? Más específicamente, ¿se forman también estas estrellas en asociación con discos de acreción y flujos bipolares? O, por el contrario, las estrellas masivas, ¿se forman de una manera completamente diferente a las de baja masa, por coalescencia de estrellas ya formadas de masa menor, tal como proponen algunos autores? (p.ej., Bonnell et al. 1998). O quizás, ¿podría darse una combinación de estos dos escenarios? En esta sección sólo nos concentraremos en describir, de modo general, las evidencias que existen a favor o en contra de los dos principales escenarios propuestos para la formación de estrellas masivas: el de *acreción* y el de *coalescencia*. Una discusión más amplia de los aspectos observacionales, así como detalles de fenómenos tales como discos, flujos, máseres, etc., y su posible conexión con la formación de estrellas masivas puede encontrarse en Churchwell (1999) y Garay y Lizano (2000).

La hipótesis de formación de estrellas masivas por *coalescencia* de varias estrellas de baja masa se apoya, entre otras cosas, en el hecho observacional de que las estrellas masivas jóvenes se encuentran en grupos (Ho y Haschick 1981, Welch et al. 1987, Rudolph et al 1990, Garay et al. 1993b), siendo esto propicio para la colisión entre estrellas. Por ejemplo, Garay et al. (1993b) observaron con alta resolución angular la emisión de gas ionizado en una muestra de fuentes IRAS puntuales de alta luminosidad, encontrando que en la mayoría de los casos, la emisión centimétrica presentaba una morfología compleja, con múltiples componentes, sugiriendo que estas fuentes IRAS no están asociadas con una sola estrella, sino con un cúmulo de estrellas jóvenes de tipo O y B. Sin embargo, no puede descartarse que en algunos casos dicha morfología pueda ser producida por inhomogeneidades de densidad del medio ambiente, debido por ejemplo a la presencia de pequeños grumos de gas calentados externamente y parcialmente ionizados por la presencia de una estrella luminosa cercana (Dreher et al. 1984).

Otra evidencia observacional que apoya la hipótesis de coalescencia es que existen indicios de segregación de masa en los cúmulos, mostrando que la masa estelar en promedio aumenta hacia el centro del cúmulo. Esta tendencia es bien conocida para los cúmulos viejos, como el de las Pléyades (que contiene alrededor de 800 estrellas), donde es fácil observar que los miembros más brillantes (por tanto, los más masivos) están situados en su centro. El desarrollo de detectores bidimensionales infrarrojos ha permitido que, más recientemente, hayan podido llevarse a cabo estudios desde tierra y desde el Telescopio Espacial Hubble en cúmulos más jóvenes, situados en regiones con mayor extinción, como en W3 (Megeath et al. 1996), 30 Doradus (Malumuth et. al. 1994 y Branl et al. 1996) y en la nebulosa de Orión (Hillenbrand y Hartmann 1998), mostrando también que las estrellas más masivas se encuentran preferencialmente en la región central. Es poco probable que

esta segregación de las estrellas masivas hacia el centro de los cúmulos sea el resultado de su evolución dinámica, puesto que la edad de estas estrellas es menor que el tiempo que se requiere para que se muevan hasta la región central (Hillenbrand y Hartmann 1998). Ello llevó a estos autores a sugerir que las estrellas masivas nacen en la región más densa, donde son más frecuentes las colisiones, formándose como consecuencia de la fusión de estrellas de baja masa.

Sin embargo, uno de los problemas del escenario de coalescencia es que el tiempo medio entre las colisiones estelares es grande. Incluso en la zona central, que es donde las colisiones son más frecuentes, este tiempo es comparable con la edad del cúmulo. Para solventar este problema, Stahler et al. (1999) sugirieron que las colisiones entre estrellas de baja masa que finalmente llevarían a la formación de una estrella masiva deberían ocurrir cuando éstas están aun rodeadas de sus envolventes de polvo, lo cual aumentaría su sección recta efectiva. No obstante, aún no se han desarrollado modelos hidrodinámicos apropiados para describir este tipo de colisiones, y no está claro si mediante este proceso se fusionarían las envolventes, ganando masa y formándose finalmente una estrella masiva, o si, por el contrario, estas colisiones dispersarían las envolventes o incluso harían que las protoestrellas centrales de baja masa salieran expulsadas (Price y Podsiadlowski 1995).

Alternativamente, el escenario de *acreción* se apoya, desde el punto de vista observacional, en el hecho de que se han encontrado indicios de colapso en algunas regiones masivas. El ejemplo más claro es el caso de la región G10.6–0.4, donde mediante observaciones de línea de la molécula de  $\text{NH}_3$  se encontró evidencia de que el gas molecular se encuentra en colapso y rotación en torno a la región HII compacta central (Ho y Haschick 1986, Keto, Ho y Haschick 1987, 1988). Esta evidencia se basa en la detección de emisión

corrida al rojo en absorción frente a la región HII que se encuentra inmersa en el centro del núcleo molecular (lo cual permite asegurar que la parte frontal de la envolvente se mueve hacia el centro), mientras que las líneas originadas en otras partes de la envolvente se observan en emisión, con corrimientos en velocidad consistentes con un movimiento global de colapso y rotación. Adicionalmente, se observa que la parte central gira más de prisa que la parte más externa de la envolvente, sugiriendo que este efecto se produce por la conservación del momento angular durante el colapso. En su conjunto, los resultados para esta región indican que se trata del colapso global de una envolvente con una masa de 400-1800  $M_{\odot}$ , sobre un cúmulo de estrellas centrales jóvenes, aunque no existe la evidencia de colapso en cada objeto individual. Otras regiones masivas donde se han observado líneas con perfiles característicos de colapso son W3(OH), G34.3+0.15 (Keto, Ho y Reid 1987b) y una de las componentes del complejo W51 (en la cual, además, se encontraron movimientos de rotación; Ho y Young 1996, Zhang y Ho 1997, Zhang, Ho y Ohashi 1998a). La observación adicional de flujos bipolares y posibles discos asociados a estrellas masivas jóvenes parecería indicar que su formación tiene lugar en un escenario de acreción similar al que origina las estrellas de baja masa. Sin embargo, en el caso de las estrellas masivas la presión de la radiación de la protoestrella puede detener el colapso e invertir el flujo de acreción (Kahn 1974, Wolfire y Cassinelli 1987); por ello, este efecto limita la cantidad de material que se puede acumular para formar una estrella, aunque este límite es menos estricto para el caso de acreción no esférica (por ejemplo un disco de acreción) y depende de las propiedades de los granos de polvo que se estén considerando.

El escenario de acreción ha sido adoptado por diversos autores (Molinari et al. 1998, van der Tak et al. 1999, van der Tak 2000) para modelar, con diferentes aproximaciones, la distribución espectral de energía de fuentes luminosas altamente extinguidas. En el

modelo desarrollado en el presente trabajo, también se adopta el escenario de acreción.

### 1.1.1 Núcleos moleculares calientes

Hasta muy recientemente, se había tomado como la manifestación más temprana del nacimiento de una estrella masiva a las llamadas regiones HII ultracompactas (HIIUC), las cuales son zonas de tamaño  $\lesssim 0.1$  pc y densidades  $\sim 10^4$  cm $^{-3}$ , fotoionizadas por estrellas de tipo O-B. Estas regiones se cree que están en una fase muy temprana de su evolución, y que su tamaño muy compacto indica que ha transcurrido relativamente poco tiempo ( $\sim 10^5$  años) desde el nacimiento de la estrella que las fotoioniza, por lo que aún no han tenido tiempo de expandirse y alcanzar un tamaño mayor (ver revisión de Churchwell 1991). Aunque estas fuentes son buenos trazadores de regiones de formación estelar reciente, no son los primeros “signos” del nacimiento de una estrella masiva. Sin embargo, dado que se sabe que las estrellas masivas se forman en grupos, el entorno de las regiones HIIUCs constituye un excelente lugar para la búsqueda de objetos masivos aún más jóvenes.

Recientemente, con el incremento de sensibilidad proporcionado por interferómetros tales como el Very Large Array (VLA) y la nueva generación de interferómetros milimétricos, se han hecho observaciones hacia estas regiones con alta resolución angular. Descubriéndose regiones ionizadas 10 veces más pequeñas y 100 veces más densas que las regiones HII ultracompactas las cuales se han denominado como *regiones HII hiperultracompactas* (HIIHUC) (kurtz 2000a). También estas observaciones han revelado que en el entorno de algunas regiones HIIUC, o incluso en proyección sobre su propia emisión, se encuentran otras fuentes de gas molecular denso y caliente, llamadas *Núcleos Moleculares*

*Calientes* (NMCs) (ver Fig. 1.1). Los NMCs son condensaciones pequeñas ( $\sim 0.1$  pc), densas ( $n \sim 10^6$ – $10^8$  cm $^{-3}$ ), luminosas ( $L \sim 10^3$ – $10^5$   $L_{\odot}$ ), calientes (50–100 K), con una gran extinción ( $A_v \gtrsim 10^3$  mag) y que se detectan a través de la emisión compacta de líneas moleculares de alta excitación y por su emisión de continuo milimétrico de polvo. Pero a pesar de sus grandes luminosidades, dichas fuentes carecen de emisión de radio continuo libre-libre centimétrico asociada (ver la revisión de Kurtz et al. 2000b), indicando que no hay fotoionización.

El caso más conocido de este tipo de fuentes es el núcleo caliente de Orión-KL (p.ej., Genzel y Stutzki 1989), pero existen otras con características similares, tales como G9.62+0.19F (Hofner et al. 1996), G34.24+0.13MM (Hunter et al. 1998), W3(H $_2$ O) (Turner y Welch 1984), IRAS 23385+6053 (Molinari et al. 1998) y el núcleo cercano a G31.41+0.31 (Cesaroni et al. 1994b), por citar algunas.

Aún no está bien establecido cuál es la fuente de calentamiento de los NMCs. Es posible que sus altas temperaturas sean el resultado del calentamiento debido a estrellas masivas vecinas o se deban a una o más estrellas tipo O-B que se están formando en su seno. De ser esto último cierto, uno podría preguntarse por qué no se les detecta emisión compacta de continuo centimétrico, dado que la estrella masiva central debió fotoionizar una región considerable. Para explicar esta situación, Walmsley (1995), basándose en el trabajo de Yorke (1984), propuso que los NMCs podrían albergar estrellas masivas en formación, con una tasa de acreción de material muy intensa, manteniendo confinada a la región HII y haciéndola indetectable, lo cual implicaría que estos objetos serían los precursores de las regiones HIIUCs y HIIHUCs y probablemente serían la primera etapa observable en la formación de estrellas masivas.

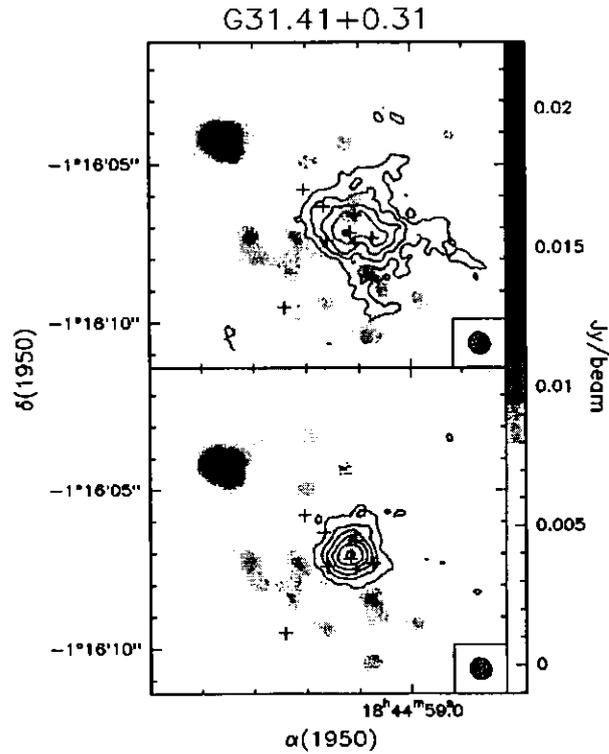


Figura 1.1: Imagen de la región G31.41+0.31 (Cesaroni et al. 1998). En escala de grises se muestra la emisión centimétrica de la región HII y en contornos la emisión molecular del NMC, observada en la transición de inversión del nivel (4,4) del amoníaco (línea principal en el panel superior y satélites en el inferior). La cruces representan las posiciones de máseres de agua.

La tasa de acreción “crítica” para confinar la región HII puede calcularse de la siguiente manera. Supongamos que el material colapsa sobre una protoestrella de masa  $M_*$  a la velocidad de caída libre,  $v = (2GM_*/r)^{1/2}$ , con una tasa de acreción,  $\dot{M}$ . Usando la ecuación de continuidad se tiene que la densidad está dada por:

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v} = \frac{\dot{M}}{(32\pi^2 GM_*)^{1/2} r^{3/2}}. \quad (1.1)$$

Por otra parte, la ecuación de balance entre la tasa de fotones ionizantes,  $\dot{N}_i$ , y la tasa de recombinaciones establece:

$$\dot{N}_i = \int_{R_*}^{R_S} \alpha n_p^2(r) 4\pi r^2 dr, \quad (1.2)$$

donde  $R_*$  es el radio de la estrella,  $R_S$  es el radio de la región ionizada,  $\alpha = 3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  es el coeficiente de recombinación al nivel 2 o superior, y  $n_p(r) = \rho(r)/m_H$  es el número de protones por unidad de volumen. Substituyendo la expresión de la densidad y simplificando, resulta:

$$\dot{N}_i = \frac{\alpha \dot{M}^2}{8\pi m_H^2 GM_*} \int_{R_*}^{R_S} \frac{1}{r} dr = \frac{\alpha \dot{M}^2}{8\pi m_H^2 GM_*} \ln \left( \frac{R_S}{R_*} \right). \quad (1.3)$$

La tasa de acreción crítica,  $\dot{M}_{\text{cri}}$ , será aquella que mantenga la región HII totalmente confinada y por tanto indetectable, para lo cual deberá ser  $\ln(R_S/R_*) \sim 1$ , resultando:

$$\dot{M}_{\text{cri}} = \left( \frac{8\pi \dot{N}_i GM_* m_H^2}{\alpha} \right)^{1/2}. \quad (1.4)$$

Por ejemplo, para una estrella de tipo espectral O8, con una tasa de fotones ionizantes  $\dot{N}_i = 1.8 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$  (Thompson 1984), la tasa de acreción crítica será  $\dot{M} = 4.2 \times 10^{-8} M_\odot \text{ año}^{-1}$ , mientras que para una estrella de tipo B3 ( $\dot{N}_i = 2.3 \times 10^{43} \text{ s}^{-1}$ ) sería  $\dot{M} = 2 \times 10^{-5} M_\odot \text{ año}^{-1}$ .

En este análisis no se han tomado en cuenta los fotones ionizantes adicionales requeridos para ionizar el material neutro que se incorpora continuamente al volumen considerado, debido a la acreción. El número de fotones ionizantes adicionales requeridos por unidad de tiempo sería,  $\dot{M}/m_{\text{H}}$ , cuyo valor es insignificante en comparación con el número de fotones ionizantes por unidad de tiempo requerido para igualar la tasa de recombinaciones, dado por la ecuación (1.3), siempre y cuando la tasa de acreción sea  $\dot{M} \gg 3 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . Puesto que nosotros estamos considerando fuentes con tasas de acreción  $\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  (Capítulo 3), esta suposición está bien justificada.

# Capítulo 2

## Descripción del modelo

### 2.1 Hipótesis principales

Desarrollando la sugerencia de Walmsley (1995), en el sentido de que los NMCs podrían albergar estrellas masivas en formación con un intenso flujo de acreción de material que impide el desarrollo de una región ionizada, hemos modelado a un NMC como una envolvente esférica de gas y polvo caliente en colapso sobre una protoestrella central masiva ( $M_* \gtrsim 10 M_\odot$ ). Suponemos que las principales fuentes de calentamiento de la envolvente son la luminosidad estelar,  $L_*$ , debido a que ya se ha iniciado la combustión por reacciones nucleares en la estrella y la luminosidad del choque de acreción,  $L_{\text{acc}}$ , de modo que

$$L_{\text{tot}} = L_* + L_{\text{acc}}, \quad (2.1)$$

con  $L_{\text{acc}} = GM_*\dot{M}/R_*$ . En el modelo no tomamos en cuenta los posibles efectos de un viento estelar de alta energía. En una geometría esférica, esto está justificado siempre y cuando la tasa de acreción sea mayor que la tasa de pérdida de masa, lo cual es válido en nuestro caso, dado que la velocidad terminal del viento es del orden de la velocidad de caída libre. Por lo tanto, la presión hidrodinámica del flujo de acreción impediría que

el viento escape de la superficie estelar. Sin embargo, es más probable que, debido al momento angular de la envolvente en colapso, la acreción no tenga simetría esférica, sino que el material forme un disco circunestelar alrededor de la protoestrella. En este caso, el viento estelar podría escapar más fácilmente a través de los polos. Nuestro modelo seguiría siendo válido si el viento estelar se eyectara formando conos bipolares angostos, coexistiendo con la envolvente en acreción, como en el caso de protoestrellas de baja masa (Adams, Lada y Shu 1987), siempre y cuando el material que se pierda en estos conos represente solamente una pequeña fracción del total de la envolvente y el eje de este flujo bipolar no coincida con la línea de visión ya que en este caso estaríamos viendo material moviéndose en sentido contrario a la acreción. Por otro lado, las desviaciones del perfil de densidad con respecto a la simetría esférica sólo serán importantes dentro del radio centrífugo (Adams y Shu 1986). Puesto que se espera que el tamaño de esta región sea pequeño en comparación con el tamaño del núcleo, su contribución al flujo emergente será también pequeña, de modo que no afectará al espectro resultante predicho por nuestro modelo.

Las distribuciones de densidad y velocidad de la envolvente se obtienen de modelos dinámicos de colapso, tales como el de la esfera isotérmica singular (Shu 1977) y el de la esfera logatrópica singular (McLaughlin et al. 1996). La temperatura del gas y polvo se suponen similares, esta suposición funciona para altas densidades ( $\gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , Sweitzer 1978) ya que hay un intercambio efectivo de energía térmica por colisiones entre gas y polvo lo cual hace que esten acoplados. Con estas suposiciones, resolvemos el transporte radiativo en la envolvente que simula al NMC para obtener la emisión térmica del polvo en el continuo (Capítulos 2 y 3) y la emisión molecular de línea del amoníaco (Capítulo 4).

## 2.2 Geometría

Suponemos una envolvente en colapso con simetría esférica. Por lo tanto sus campos de densidad,  $\rho(r)$ , temperatura cinética,  $T(r)$ , y velocidad de colapso,  $v(r)$ , sólo dependerán de la coordenada radial. Designaremos  $R_{\text{ext}}$  al radio externo de la envolvente y  $R_{\text{d}}$  al radio interno, más adentro del cual ya no se encuentra material emisor (ver sección 2.3.4).

Para realizar el transporte radiativo se adopta el sistema de coordenadas que se muestra en la Figura 2.1, siendo  $s$  la coordenada a lo largo de la línea de visión, cuyo origen está en el plano perpendicular a la línea de visión que pasa por el centro de la envolvente, incrementándose al alejarse del observador (es decir, en la misma dirección y sentido que el eje  $Z$ ). La coordenada  $p$  es el parámetro de impacto, es decir, la distancia proyectada en el plano del cielo entre el centro de la envolvente y una visual cualquiera. La relación entre las coordenadas  $s$ ,  $p$  y  $r$  está dada por  $r = (s^2 + p^2)^{1/2}$ , como puede verse también en la Figura 2.1.

## 2.3 Cálculo de la intensidad y el flujo total

Para obtener la intensidad emergente a lo largo una línea de visión con parámetro de impacto  $p$ , partimos de la ecuación de transporte radiativo, que en nuestro sistema de coordenadas (en el cual la coordenada  $s$  se incrementa en sentido opuesto a la dirección de propagación de la radiación observada) está dada por:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \chi_\nu \rho (I_\nu - S_\nu), \quad (2.2)$$

donde  $I_\nu$  es la intensidad específica del campo de radiación en cada punto,  $\chi_\nu = \kappa_\nu + \sigma_\nu$  es la extinción por unidad de masa, que es la suma del coeficiente de absorción verdadera

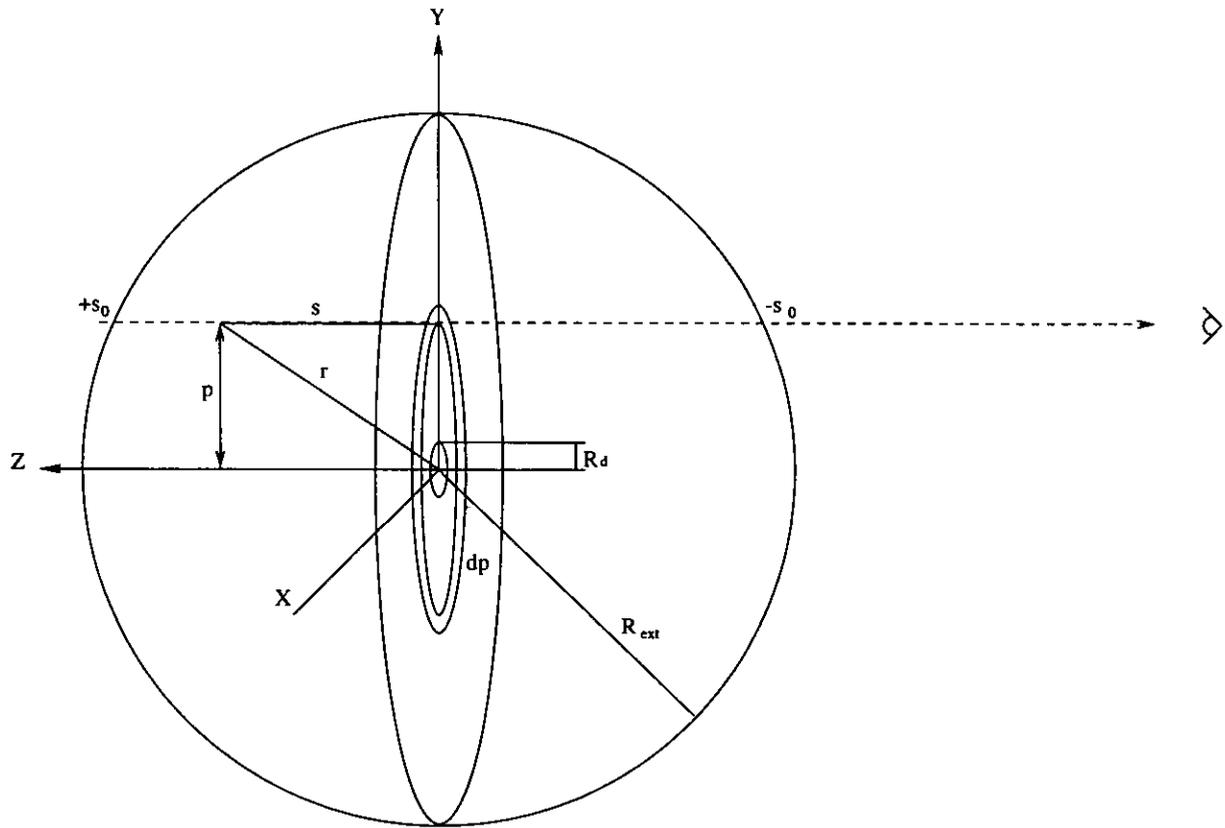


Figura 2.1: Geometría del NMC.  $R_d$  y  $R_{ext}$  son el radio interno y externo de la envolvente, respectivamente,  $p$  es el parámetro de impacto de la línea de visión,  $s$  es la coordenada de un punto cualquiera a lo largo de visual y  $-s_0$ ,  $+s_0$  son las coordenadas de las fronteras de la envolvente.

más el coeficiente de dispersión,  $S_\nu = (\kappa_\nu B_\nu + \sigma_\nu J_\nu)/\chi_\nu$  es la función fuente y  $J_\nu$  es la intensidad promedio de la radiación. Para el caso de la emisión térmica del polvo, suponemos la función de Planck evaluada a la temperatura del polvo, y suponiendo equilibrio termodinámico local se tiene  $S_\nu = B_\nu(T)$ .

La forma integral de la ecuación del transporte proporciona la expresión de la intensidad emergente:

$$I_{\text{obs}} = I_{\text{bg}} e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu, \quad (2.3)$$

siendo

$$\tau'_\nu = \int_{-s_0}^s \chi_\nu \rho ds', \quad (2.4)$$

y

$$\tau_\nu = \int_{-s_0}^{+s_0} \chi_\nu \rho ds', \quad (2.5)$$

donde  $\tau'_\nu$  es la profundidad óptica acumulada entre el borde de la envolvente más cercano al observador,  $-s_0$ , y un punto  $s$ ,  $\tau_\nu$  es la profundidad óptica total entre  $-s_0$  y el borde de la envolvente más alejado del observador,  $+s_0$ ,  $I_{\text{obs}} \equiv I_\nu(s=-s_0) = I_\nu(\tau'_\nu=0)$  es la intensidad emergente que recibiría el observador e  $I_{\text{bg}} \equiv I_\nu(s=s_0) = I_\nu(\tau'_\nu=\tau_\nu)$  es la intensidad de la radiación de fondo. Las fronteras de la envolvente, en términos del parámetro de impacto,  $p$ , serán  $\pm s_0 = \pm(R_{\text{ext}}^2 - p^2)^{1/2}$ .

A efectos de calcular la intensidad emergente, también pueden escribirse las ecuaciones anteriores como un sistema de ecuaciones diferenciales:

$$\frac{dI'}{ds} = S_\nu \chi_\nu \rho e^{-\tau'_\nu}, \quad (2.6)$$

$$\frac{d\tau'_\nu}{ds} = \chi_\nu \rho, \quad (2.7)$$

donde se hizo el cambio de variable  $I' = I_{\text{obs}} - I_{\nu}e^{-\tau'}$ . Este sistema de ecuaciones diferenciales puede integrarse entre  $-s_0$  y  $+s_0$ , con las condiciones iniciales  $\tau'_{\nu}(s=-s_0) = 0$  e  $I'(s=-s_0) = 0$ , usando un algoritmo de Runge-Kutta (Press et al. 1992). Como resultado de la integración se obtiene  $I'(s=s_0)$  y regresando a la variable original se tiene la intensidad emergente, mediante la relación  $I_{\text{obs}} = I'(s=s_0) + I_{\text{bg}}e^{-\tau}$ . Los valores de  $\rho$  y  $T$  en cada punto de la envolvente, necesarios para integrar las ecuaciones anteriores, así como el valor de  $\chi_{\nu}$  a cada frecuencia, se determinan en las secciones 2.3.1, 2.3.2 y 2.3.3.

Una vez obtenida la intensidad emergente,  $I_{\text{obs}}(p)$ , la cual debido a la simetría del problema sólo es función del parámetro de impacto, puede calcularse el flujo total a cada frecuencia, integrando dicha intensidad en anillos de radio  $p$  y ancho  $dp$ . El flujo de un anillo, está dado por

$$dF_{\nu}(p) = I_{\text{obs}} d\Omega = I_{\text{obs}}(p) \frac{2\pi p}{D^2} dp, \quad (2.8)$$

donde  $d\Omega$  es el elemento de ángulo sólido y  $D$  es la distancia del observador a la fuente. Así, el flujo total observado a cada frecuencia es

$$F_{\nu} = \frac{2\pi}{D^2} \int_0^{R_{\text{ext}}} I_{\text{obs}}(p) p dp. \quad (2.9)$$

Para el cálculo del flujo total de la emisión del polvo, esta integral se aproximó a una sumatoria de 200 puntos, con valores de  $p$  en intervalos espaciados logarítmicamente. El procedimiento se realizó para 100 frecuencias diferentes muestreadas también logarítmicamente en el intervalo de  $3 \mu\text{m}$  a  $3 \text{ cm}$ .

### 2.3.1 Estructura de la envolvente

En el presente trabajo se analiza si las distribuciones de densidad correspondientes a los modelos dinámicos del colapso de la *Esfera Isotérmica Singular* (EIS; Shu 1977) o la *Esfera Logatrópica Singular* (ELS; McLaughlin y Pudritz 1997) producen distribuciones espectrales de energía similares a las observadas de los NMCs. Las soluciones para la distribución de densidad y velocidad resultantes del colapso de la ELS, se han adoptado de Adams, Lizano y Shu (1987).

Las observaciones aún no han permitido establecer de modo definitivo si las condiciones iniciales en las condensaciones preestelares están más cercanas a las de la EIS o a las de la ELS. Para investigar estas condiciones, Larson (1981) estudió la relación entre la densidad media, el tamaño y la dispersión de velocidad en una amplia muestra de nubes moleculares, encontrando que la densidad media es inversamente proporcional al tamaño de la nube y la dispersión de velocidad aumenta con el tamaño de la nube con una ley de potencias de índice próximo a 0.5. Aunque estas relaciones se refieren a los valores globales en las nubes, también se ha considerado que podrían tenerse unas dependencias parecidas para la variación radial de estos parámetros dentro de una misma nube. Es decir,  $\rho(r) \propto r^{-1}$  y  $\sigma_V(r) \propto r^{1/2}$ , resultando  $\sigma_V(r) \propto \rho^{-1/2}$ . Posteriormente, se han realizado observaciones para tratar de medir las variación de parámetros dentro de una nube de modo más directo y con mayor resolución angular. Estos estudios han dado resultados contradictorios, obteniéndose distribuciones de densidad  $\rho(r) \propto r^{-p}$ , con  $0.5 < p < 3$  (ver referencias citadas en André 2000). En un estudio reciente, para el caso de envolventes en torno a protoestrellas de baja masa, se ha inferido la distribución de densidad a partir de la densidad columnar obtenida de los perfiles de intensidad espaciales en longitudes

de onda milimétricas para una amplia muestra de objetos jóvenes y se ha deducido una distribución de densidad que va como  $\rho \sim r^{-p}$  con  $p \sim 1.5 - 2$  (Motte y André 2000). El gradiente de densidad en envolventes de protoestrellas masivas (en la etapa más temprana del proceso de formación, cuando todavía no ha desarrollado una región HII) se ha tratado de inferir también indirectamente ajustando con leyes de potencia la emisión molecular de una muestra de fuentes por van der Tak et al (1999), encontrándose que una distribución de la forma  $\rho \sim r^{-1}$  es la más apropiada para reproducir la emisión en líneas de HCN, CN, HCO<sup>+</sup> y CS. En otro trabajo reciente, Franco et al. (2000) infieren la distribución de densidad correspondiente a la fase más temprana de formación de una estrella masiva extrapolando el gradiente de densidad del material ionizado (que correspondería a una etapa posterior) que ajusta mejor el flujo integrado de la emisión centimétrica de regiones HII ultracompactas, encontrando que éste debe ser más empinado que una dependencia de tipo  $\rho(r) \propto r^{-2}$ .

La ecuación logatrópica se ha utilizado para explicar la relación entre la dispersión de velocidades y la densidad,  $\sigma_V(r) \propto \rho^{-1/2}$ , que se deriva de las relaciones de Larson (Lizano y Shu 1989; Myers y Fuller 1992; McLaughlin y Pudritz 1996). Partiendo de esta relación, y puesto que la velocidad del sonido se comporta como la dispersión de velocidades,  $c_s \sim \sigma_V$ , se tiene  $c_s^2 = dP/d\rho = \sigma_V^2 \propto \rho^{-1}$  y  $dP \propto \rho^{-1} d\rho$ , resultando después de integración, una ecuación de la forma  $P = P_0 \ln(\rho/\rho_0)$ , donde  $P_0$  es una constante y  $\rho_0$  una densidad de referencia arbitraria (McLaughlin y Pudritz 1996, 1997 dan una expresión mas general, en la forma  $P/P_c = 1 + A \ln(\rho/\rho_c)$ ).

Los colapsos logatrópico e isotérmico ocurren de manera parecida. Una onda de expansión dentro de la nube en reposo se mueve de adentro hacia afuera y el gas atrás de

esta onda cae hacia la protoestrella. El material que se encuentra en el centro, tiende a un perfil de densidad y velocidad de caída libre dados por  $\rho(r) = \dot{M}(32\pi^2 GM_*)^{-1/2} r^{-3/2}$  y  $v(r) = (2GM_*)^{1/2} r^{-1/2}$ , respectivamente, donde  $G$  es la constante gravitacional,  $M_*$ , es la masa de la estrella y  $\dot{M}$  es la tasa de acreción. En la parte externa su perfil de densidad tiende a una configuración de equilibrio hidrostático dada por:  $\rho(r) = a^2(2\pi G)^{-1} r^{-2}$ , para la EIS, y  $\rho(r) = (P_0/2\pi G)^{1/2} r^{-1}$ , para la ELS. Sin embargo, hay importantes diferencias en el comportamiento de estos dos tipos de colapso. La tasa de acreción es constante para el colapso de la EIS:  $\dot{M}^i = m_0^i a^3 / G$ , donde  $a$  es la velocidad del sonido isotérmica y  $m_0^i$  es la masa reducida<sup>1</sup> cuyo valor es de 0.975. Para el colapso de la ELS, la tasa de acreción tiene una dependencia con el tiempo de la forma<sup>2</sup>:

$$\dot{M} = \frac{(2\pi G P_0)^{3/2}}{4G} m_0 t^3. \quad (2.10)$$

donde  $m_0$  es la masa reducida cuyo valor es 0.0302.

Dada una masa estelar,  $M_*$  y la tasa de acreción actual,  $\dot{M}$ , el tiempo desde el inicio del colapso de la EIS está dada por  $t^i = M_*/\dot{M}$ , mientras que es más grande para la ELS,

$$t = 4 \frac{M_*}{\dot{M}}. \quad (2.11)$$

Además, como el colapso en ambos casos ocurre de forma autosimilar, para una estrella central dada, la masa de la envolvente en colapso es

$$M_{\text{env}} = M_* \left( \frac{m(x)}{m_0} - 1 \right), \quad (2.12)$$

donde  $m(x)$ , es la masa adimensional, que es una función diferente en cada tipo de colapso

<sup>1</sup>Esta es la masa adimensional que ha caído en el centro.

<sup>2</sup>Se utilizó la formulación de Adams, Lizano y Shu 1987 sin publicar que es el equivalente a McLaughlin y Pudritz 1997.

y la cual es una función de la variable adimensional  $x$ . Para la EIS,

$$x = r/at \quad (2.13)$$

mientras que para ELS,

$$x = 4(2\pi GP_0)^{-1/2}rt^{-2}. \quad (2.14)$$

Para un tiempo dado, la localización de la onda de expansión,  $r_{oe}$ , ocurre a  $x = 1$ . Así, se tiene la distribución de densidad en colapso dentro de  $r_{oe}$  y la distribución de densidad hidrostática afuera de este radio. En particular, en la onda de expansión,  $m(1) = 2$  para la EIS y  $m(1) = 1$  para la ELS. Así, a un tiempo dado, dentro de la onda de expansión, la ELS tiene únicamente el 3% de la masa en la estrella, el resto se encuentra en la envoltente. En el caso de la EIS aproximadamente la mitad de la masa está en la estrella y la otra mitad en la envoltente.

Usando la ecs. (2.10) y (2.11) el valor de la constante de proporcionalidad de la ecuación logatrópica es una función de la tasa de acreción de masa,  $\dot{M}$  y la masa de la estrella central  $M_*$  tal que

$$P_0 = \frac{1}{2^{11/3}\pi} \left( \frac{G\dot{M}^6}{m_0^2 M_*^6} \right)^{1/3}. \quad (2.15)$$

De este modo, los valores de  $M_*$  y  $\dot{M}$  determinan, a un momento dado, la estructura de densidad de la envoltente.

En particular, los perfiles de densidad y velocidad de la envoltente logatrópica son (Adams, Lizano y Shu 1987):

$$\rho(r, t) = \frac{2}{\pi G t^2} \alpha(x) \quad (2.16)$$

$$v(r, t) = \frac{1}{2} (2\pi G P_0)^{1/2} t u(x) \quad (2.17)$$

donde  $\alpha(x)$  y  $u(x)$  son los perfiles autosimilares de colapso, y  $x$  está dada por la ec(2.14).

En los dos tipos de colapso que hemos considerado el material cae radialmente hasta la protoestrella, sin embargo debido a la rotación de la nube, la dirección de las velocidades se puede desviar de la dirección radial antes de llegar a la estrella. Tereby, Shu y Cassen 1984 han calculado cual es el radio a cual el material se encuentra con una barrera centrífuga por lo cual no continúa su dirección radial hasta la estrella. Este radio denominado radio centrífugo se calculó suponiendo conservación de momento angular y la distribución de densidad de la esfera isotérmica y está dado por la expresión

$$R_c = \frac{G^3 M^3 \Omega^2}{16a^8}, \quad (2.18)$$

donde  $M$  es la masa colapsada y  $\Omega$  es la velocidad angular de la nube. Para una  $M=10M_\odot$  y una velocidad angular típica de la nube de  $10^{-14}$  (Shu, Adams y Lizano 1987) se requiere que la velocidad del sonido sea del orden de  $0.6 \text{ km s}^{-1}$  para que el radio centrífugo sea menor a 50 AU.

### 2.3.2 Opacidad de los granos de polvo

Se supone que la envoltura de polvo está compuesta por una mezcla de cuatro tipos de granos: grafitos, silicatos, hierro e hielo de agua. Los coeficientes de absorción total de estos componentes se adoptan de Draine y Lee (1984) para silicatos y grafitos, de Warren (1984) para hierro y de D'Alessio (1996) para hielo de agua. Para calcular estos coeficientes se usa una distribución de tamaños tipo MRN (Mathis, Rumpl y Nordsieck 1977) y se supone un cociente de gas a polvo de 100 por masa. Las constantes ópticas y abundancias de estos elementos se toman como las típicas de medio interestelar y se listan en D'Alessio (1996). El hielo de agua únicamente contribuye a la opacidad para  $T < 100 \text{ K}$  puesto que para temperaturas más altas se sublima.

El tamaño de granos de polvo puede variar, si estos se encuentran en diferentes ambientes, por ejemplo, granos que se encuentran en núcleos fríos en nubes moleculares y en los discos protoestelares son diferentes de los granos que se encuentran en el medio interestelar debido principalmente a la formación de cubiertas de hielo moleculares sobre su superficie y por el proceso de coagulación que hace que aumente su tamaño. Para tomar en cuenta este efecto, en las opacidades en el intervalo milimétrico ( $\lambda \geq 200 \mu\text{m}$ ) que tienen a una ley de potencias  $\chi_\lambda = \chi_0 \left(\frac{\lambda}{200 \mu\text{m}}\right)^{-\beta}$ , el exponente se varía entre 1 y 2, donde  $\chi_0 = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  de D'Alessio (1996). Esta opacidad es por unidad de masa total (gas más polvo). Usando las opacidades monocromáticas se calcula la opacidad promedio de Rosseland,  $\chi_R$ , definida como

$$\chi_R^{-1} \equiv \left(\frac{\pi}{4\sigma T^3}\right) \int_0^\infty \chi_\nu^{-1} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu, \quad (2.19)$$

donde  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzmann, y la opacidad promedio de Planck,  $\kappa_P$  definida como

$$\kappa_P(T) \equiv \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_0^\infty \kappa_\nu B_\nu(T) d\nu, \quad (2.20)$$

las cuales se usan para calcular la estructura de temperatura de la envolvente. Las opacidades promedio se calculan integrando sobre un amplio intervalo de longitudes de onda ( $0.1 < (\lambda/\mu\text{m}) < 10^5$ ). La contribución a la integral de longitudes de onda fuera de este intervalo hemos calculado que no es importante tanto para las temperaturas más altas como las más bajas de la envolvente ( $\sim 20\text{--}1200 \text{ K}$ ).

### 2.3.3 Distribución de temperatura en la envolvente

Los granos de polvo presentes en las envolventes circunestelares asociadas a estrellas jóvenes absorben una gran parte de la radiación estelar, así como radiación de la misma

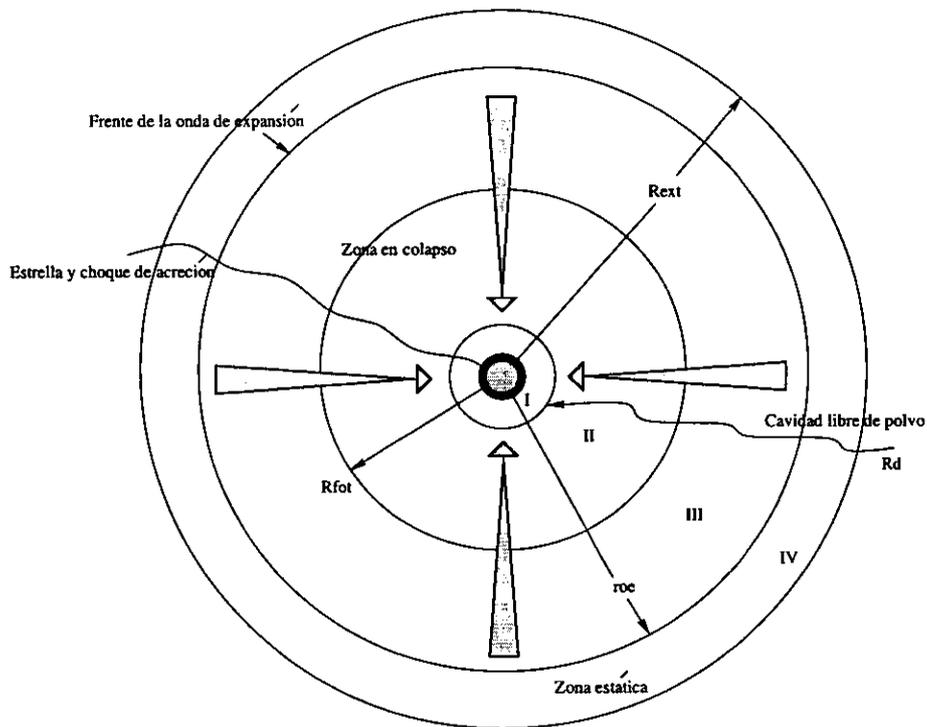


Figura 2.2: Estructura de la envoltura de polvo que simula al NMC. En la zona I sólo hay gas puesto que en este lugar el polvo se ha sublimado por el calentamiento producido por la radiación que proviene de la región central. Las zonas I – II constituyen la parte ópticamente gruesa de la envoltura,  $R_{fot}$  indica la posición de la fotosfera, que divide la región ópticamente gruesa de la delgada, siendo las zonas III y IV las partes ópticamente delgadas de la envoltura. Las zonas I– III se encuentran en colapso (el choque de acreción llega hasta la estrella) y la zona IV es la parte estática de la envoltura puesto que todavía no ha llegado la onda de expansión a esta región.  $r_{oe}$  indica la posición a la que se encuentra la onda de expansión.

envolvente y la reemiten principalmente en el intervalo de longitudes de onda de infrarrojo a milimétrico. Por este proceso los granos aumentan su temperatura la cual no puede superar los 1000–1500 K, que corresponde a las temperaturas típicas de sublimación de los elementos de los que están formados. Es de esperarse que la temperatura de los granos disminuya con la distancia a la fuente principal de calentamiento de los mismos. Como ya hemos mencionado, en este modelo suponemos que la fuente principal de calentamiento es la radiación estelar y la radiación debida al choque de acreción, el cual ocurre en la superficie estelar.

Para calcular cómo varía la temperatura del polvo a lo largo de la envolvente de los NMCs adoptamos un cálculo simplificado propuesto por Kenyon, Calvet y Hartmann (1993) quienes desarrollaron modelos detallados de la estructura de temperatura y emisión térmica del polvo en envolventes en colapso en torno a protoestrellas de baja masa. La idea básica de este tratamiento es que la parte externa (zonas III y IV en la Fig. 2.2) de la envolvente es tenue, y por ello se puede calcular su temperatura considerando que es ópticamente delgada y que está en equilibrio radiativo con la *fotosfera*, que es la región donde la envolvente empieza a ser ópticamente gruesa (zona II). Dentro de esta región (II) la profundidad óptica es  $> 1$ , y por ello, su temperatura se puede determinar usando la aproximación de difusión. El radio que divide estas dos regiones es el radio fotosférico,  $R_{\text{fot}}$ , que no se conoce a priori. Para determinarlo se requiere que la profundidad óptica de Rosseland evaluada a la temperatura fotosférica, sea del orden de la unidad,  $\tau_{\text{R}}(T_{\text{fot}}) = 2/3$ , y se usa el hecho de que la luminosidad total se conserva,  $L_{\text{tot}} = 4\pi R_{\text{fot}}^2 \sigma T_{\text{fot}}^4$ . Para este cálculo se usa un procedimiento iterativo debido a que la profundidad óptica de Rosseland depende de la temperatura fotosférica y ésta depende del radio fotosférico. Además a diferencia de lo que sucede para la distribución de colapso de la esfera isotérmica, en el

caso logatrópico el radio fotosférico cambia si se adoptan diferentes radios externos de la envolvente. Esto ocurre porque la parte externa de la ELS tiene una profundidad óptica apreciable.

A continuación explicamos más ampliamente el tratamiento para determinar la temperatura. La radiación estelar y la producida por el choque de acreción se absorben en la región ópticamente gruesa de la envolvente, quedándose atrapadas y reprocesándose en esta región. Pero cerca de la fotosfera se reemiten completamente hacia la región ópticamente delgada.

Así se supone que la fuente de calentamiento de los granos en la parte externa de la envolvente es la radiación proveniente de la fotosfera y como en la región externa  $\tau < 2/3$ , dicha radiación sólo se diluye geoméricamente y no por la absorción del material que se encuentre entre la fotosfera y el grano en consideración. Dado que la profundidad óptica en esta zona es muy pequeña, la absorción es a lo más es un factor de  $\exp(-2/3)$ , que es el valor máximo que se supone que hay entre la fotosfera y el radio de la envolvente. Otras fuentes de calentamiento como el campo de radiación difuso formado en la región ópticamente delgada o el calentamiento producido por reacciones en la superficie de los granos no se consideran.

Para determinar la temperatura de los granos en esta región, se supone que hay equilibrio radiativo con la fotosfera, de manera que la emisividad térmica de los granos integrada en frecuencia es proporcional a la energía total que absorben y esto se establece igualando los términos correspondientes a la energía absorbida y reemitida por los granos,

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\nu} J_{\nu} d\nu = \int_0^{\infty} \kappa_{\nu} B_{\nu}(T(r)) d\nu. \quad (2.21)$$

donde  $J_{\nu} = W(r)B(T_{\text{fot}})$  es la intensidad promedio y  $W(r)$  es el factor de dilución

geométrica que está dado por,

$$W(r) = \frac{1}{2}(1 - [1 - (R_{\text{fot}}/r)^2]^{\frac{1}{2}}). \quad (2.22)$$

El lado izquierdo de la ecuación (2.20) corresponde al calentamiento de los granos donde se ha aproximado la radiación proveniente de la fotosfera como un cuerpo negro a su temperatura efectiva,  $T_{\text{fot}}$  y el lado derecho de esta misma ecuación corresponde al enfriamiento de los granos, cuya emisión es  $\kappa_{\nu} B_{\nu}(T)$ , donde la función de Planck es evaluada a la temperatura de equilibrio de los granos tal que el calentamiento de los granos sea igual al enfriamiento en ese punto.

Para simplificar la ecuación anterior se usa la opacidad promedio de Planck, con la que se llega a

$$W(r)T_{\text{fot}}^4 \kappa_{\text{P}}(T_{\text{fot}}) = T^4 \kappa_{\text{P}}(T), \quad (2.23)$$

donde la opacidad promedio de Planck,  $\kappa_{\text{P}}(T)$ , se evalúa a la temperatura local del polvo,  $T$ , y  $\kappa_{\text{P}}(T_{\text{fot}})$  se evalúa a  $T_{\text{fot}}$ . La ecuación de balance de energía (2.22), es una ecuación implícita para la temperatura del grano,  $T$ , porque no podemos despejar  $T$  de manera sencilla de esta ecuación ya que no tenemos una expresión analítica para las opacidades. Por ello resolvemos esta ecuación numéricamente y encontramos la raíz de la ecuación que es la temperatura  $T$ . De este procedimiento se tendrá un valor de temperatura para cada radio (es decir, para cada valor de  $W(r)$ ). De este modo, la ecuación implícita (2.22), determina la distribución de temperatura  $T(r)$  para la región externa de la envoltente.

Dentro del radio fotosférico la envoltente es ópticamente gruesa, la radiación es isotrópica y se aproxima al equilibrio térmico de modo que  $J_{\nu} \rightarrow B_{\nu}$ . Así el problema del transporte

se reduce a la ecuación de difusión,

$$L_{\text{tot}} = -\frac{64\pi\sigma r^2 T^3}{3\chi_{\text{R}} \rho(r)} \frac{dT}{dr}. \quad (2.24)$$

Dada una distribución de densidad  $\rho(r)$  y la opacidad promedio de Rosseland  $\chi_{\text{R}}(T)$ , se integra esta ecuación para encontrar la distribución de temperatura  $T(r)$ , sujeta a la condición de frontera  $T(R_{\text{fot}}) = T_{\text{fot}}$ .

Tal como veremos más adelante, este tratamiento produce una pequeña discontinuidad en la temperatura correspondiente al radio fotosférico debido al factor de dilución geométrico, ya que en este punto se tiene  $W(R_{\text{fot}}) = 1/2$ , lo cual implica por la ec. (2.22) que  $T < T_{\text{fot}}$ . Sin embargo, este efecto y las aproximaciones que se hacen (en la zona ópticamente delgada) al ignorar el ca 16 lentamiento por la radiación difusa generada por otros granos y el hecho de considerar que la radiación proveniente de la fotosfera no disminuye por opacidad no tiene repercusiones importantes en los resultados del modelo, puesto que, provocan que la luminosidad inicial  $L_{\text{tot}}$  sea diferente de la luminosidad “final”, aquella que se calcula para evaluar cuanto se conserva la luminosidad inicial integrando en frecuencia el espectro resultante, por un valor de aproximadamente de  $\sim 15\%$  a  $20\%$ .

### 2.3.4 Radio de destrucción de los granos de polvo

Puesto que el polvo se sublima a temperaturas  $\sim 1200$  K (p. ej., Adams y Shu 1985) y la temperatura en la envoltente se incrementa hacia el centro hasta estos valores es de esperarse que en la región central no existan granos de polvo. La frontera de esta región,  $R_{\text{d}}$ , se calcula de la siguiente manera. Se considera la evolución del tamaño de un grano

de polvo de radio inicial  $a_{g0}$  (tamaño promedio  $\sim 0.1 \mu\text{m}$ ) situado a una distancia  $R_0$  del centro de la envolvente en colapso. La variación temporal de su tamaño debido a sublimación es dada por la ecuación (Evans 1994),

$$\left(\frac{da_g}{dt}\right)_{\text{sub}} = -\frac{P_{\text{vap}}(T)}{\rho_g v_{\text{ter}}(T)}. \quad (2.25)$$

En esta ecuación,  $P_{\text{vap}}$  es la presión de vapor del sólido que está dada por la ecuación de Clausius-Clapeyron,  $P_{\text{vap}} = P_1 e^{-T_1/T}$ , donde  $P_1$  y  $T_1$  son constantes que dependen del material,  $\rho_g$  es la densidad del material en el grano y  $v_{\text{ter}}$  es la velocidad térmica típica de las moléculas que escapan del grano y está dada por la ecuación,

$$v_{\text{ter}}(T) = \sqrt{\frac{8kT}{\mu_g m_H \pi}}, \quad (2.26)$$

donde  $\mu_g$  es el peso molecular promedio del compuesto que forma el grano y  $m_H$  es la masa del hidrógeno. Puesto que el grano se encuentra en una envolvente en colapso, la ecuación (2.24) puede escribirse en términos de la variación espacial del tamaño del grano y de su velocidad de caída,

$$\left(\frac{da_g}{dr}\right)_{\text{sub}} v(r) = -\frac{P_{\text{vap}}(T)}{\rho_g v_{\text{ter}}(T)}. \quad (2.27)$$

En la región central, para la cual este análisis es relevante, los modelos de colapso (ya sea el caso ELS o el EIS) tienden a una solución de caída libre (como ya se discutió en la § 2.3.1) por lo que la velocidad de los granos se puede aproximar como

$$v(r) = \sqrt{\frac{2GM_*}{r}}. \quad (2.28)$$

Para calcular el radio al cual se destruye el polvo,  $R_d$ , se integra la ecuación (2.26) entre  $r = R_0$  y  $r = R_d$ , esto es

$$\int_{a_{g0}}^0 da_g = \int_{R_0}^{R_d} \frac{P_{\text{vap}}(T)}{v(r) \rho_g v_{\text{ter}}(T)} dr, \quad (2.29)$$

integrando el lado izquierdo de la ecuación anterior se tiene

$$a_{\text{go}} + \int_{R_0}^{R_d} \frac{P_{\text{vap}}(T(r))}{v(r) \rho_g v_{\text{ter}}(T(r))} dr = 0. \quad (2.30)$$

Puesto que  $T(r)$  es una función conocida pero no tiene una expresión explícita, la integral de la ecuación anterior se resuelve numéricamente hasta encontrar el valor del límite de integración,  $R_d$ , que satisface dicha ecuación. En este cálculo se desprecia la acreción de partículas sobre los granos de polvo y se considera por simplicidad granos de silicatos<sup>3</sup>, cuya presión de vapor esta dada por la expresión  $P_{\text{vap}} = 3. \times 10^{14} e^{-25265/T}$  dinas  $\text{cm}^{-2}$  (Lamy 1974). En un análisis más riguroso habría que calcular el radio de destrucción de cada tipo de granos de la mezcla de polvo que se está considerando y para diferentes tamaños.

### 2.3.5 Estrellas centrales

Para determinar la luminosidad total de la fuente central, se debe especificar la tasa de acreción, la masa, el radio y la luminosidad de la estrella central. Hasta ahora, no se sabe con exactitud cual es el radio de una protoestrella que sufre una intensa acreción. Adams y Shu (1985), usando los resultados de Stahler, Shu y Taam (1980) para la formación de estrellas de baja masa, encontraron que el radio estelar es una función creciente de la tasa de acreción con la forma:  $R_* \propto \dot{M}^{0.33}$ . Por otro lado, Stahler, Palla y Salpeter (1986) estudiando la formación de estrellas masivas primordiales, encontraron un comportamiento similar, esto es:  $R_* \propto \dot{M}^{0.41}$ . Recientemente, Beech y Mitalas (1994) y Bernasconi y Maeder (1996) han estudiado la formación estelar de estrellas masivas con abundancias solares y con tasas de acreción constantes. Estos autores no encuentran que el radio de la

<sup>3</sup>Para este compuesto  $\rho_g = 3.3 \text{ g/cm}^3$  y  $\mu_g = 169$  de Draine y Lee 1984.

estrella central aumente apreciablemente quizás porque sólo estudiaron tasas de acreción menores a  $10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ .

Es probable que estrellas tipo O ó B que se han formado a través de un intenso flujo de acreción dentro del NMC, tengan radios estelares mucho mayores que los valores ZAMS, puesto que no han tenido tiempo de deshacerse del exceso de energía interna. En este trabajo consideraremos dos posibilidades: estrellas con radios ZAMS de Thompson (1984) y estrellas con radios estelares de  $10^{12}$  cm. Este último valor del radio es un factor de  $\sim 2-5$  veces más grande que los radios ZAMS para estrellas centrales tipo B0-B3, las cuales consideraremos en nuestros modelos. Se adoptaron luminosidades estelares ZAMS de Thompson (1984; ver también Vacca, Garmany y Shull 1996), aunque las luminosidades de estrellas masivas formándose bajo un flujo de intensa acreción también son inciertas.

# Capítulo 3

## Modelaje de la emisión de continuo en NMCs

### 3.1 Introducción

En este Capítulo se presentan los resultados del modelaje de la emisión térmica de polvo (en el intervalo de  $3 \mu\text{m}$  a  $3 \text{ cm}$ ) en los NMCs, obtenidos del modo descrito en el Capítulo 2. En primer lugar se estudia el comportamiento del espectro cuando se varían los parámetros libres del modelo suponiendo los dos tipos de colapso anteriormente discutidos. Después, se comparan las distribuciones espectrales obtenidas de nuestros modelos con las observaciones de las fuentes G34.24+0.13MM, W3(H<sub>2</sub>O), Orión, IRAS 23385+6053 y G31.41+0.31 y se analiza qué condiciones físicas tienen los modelos que ajustan los flujos observados.

## 3.2 Comportamiento de la distribución espectral con los parámetros libres del modelo

La fuente de calentamiento y el tamaño de la envolvente son los principales parámetros libres del modelo, sin embargo, en algunos casos para mejorar el ajuste se varía el exponente de la ley de opacidad en longitudes de onda milimétricas. La fuente de calentamiento depende de la tasa de acreción y de las propiedades de la estrella central, como son su radio, masa y luminosidad. En base a estas cantidades se determina autoconsistentemente la estructura de temperatura, densidad, velocidad y dispersión de velocidades en la envolvente una vez que se ha escogido el tipo de colapso (isotérmico o logatrópico). A continuación se presenta el comportamiento del espectro cuando se varía la tasa de acreción, las propiedades de la estrella (escogiendo diferentes tipos espectrales) y el tamaño de la envolvente tanto para el colapso de la ELS como la EIS. Para obtener esta colección de espectros se adoptó una distancia de  $D=4.9$  kpc, que es la distancia de IRAS 23385 + 6053, la cual es un candidato a NMC.

Se da un resumen de las propiedades físicas de los espectros en la Tabla 3.1 y se muestran sus tendencias generales en la Fig. (3.1) para el caso ELS. En el primer panel de esta figura, se muestran los espectros que se obtuvieron para diferentes valores de la tasa de acreción ( $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-3}$ ,  $4.4 \times 10^{-4}$  y  $8.1 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ), para un estrella central de tipo espectral B0 y una envolvente de 0.1 pc de radio. Como puede verse en la figura, conforme la tasa de acreción aumenta, el máximo del flujo aumenta y se corre hacia longitudes de onda más largas. Este último comportamiento puede entenderse como resultado de que la profundidad óptica de la envolvente aumenta, puesto que aumenta su densidad promedio. Como una consecuencia del incremento en la profundidad óptica el

flujo tiende a redistribuirse hacia longitudes de onda más largas, donde la envoltente es ópticamente delgada. Esto también tiene el efecto de incrementar la profundidad de la absorción de los silicatos a  $10 \mu\text{m}$ .

Tabla 3.1: Propiedades físicas de una colección de modelos de la ELS

Modelo	$L_{\text{tot}}^a$ ( $10^4 L_{\odot}$ )	$R_d^b$ (AU)	$R_{\text{fot}}^c$ ( $10^3 \text{AU}$ )	$n_{\text{ext}}^d$ ( $10^5 \text{cm}^{-3}$ )	$T_{\text{fot}}^e$ (K)	$r_{\text{oe}}^f$ ( $10^3 \text{AU}$ )	$M_{\text{env}}^g$ ( $M_{\odot}$ )
Tipo espectral=B0; $R_{\text{ext}} = 0.1 \text{ pc}$							
$\dot{M}$ ( $M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ):							
$1.5 \times 10^{-3}$	16	118	11.0	33	74	21	495
$4.4 \times 10^{-4}$	6.4	47	3.2	6.0	110	47	86
$8.1 \times 10^{-5}$	3.2	18	0.4	0.5	260	144	8
$\dot{M} = 4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ; $R_{\text{ext}} = 0.1 \text{ pc}$							
Tipo espectral:							
O7	15.2	57	2.3	2.5	162	95	36
B0	6.4	47	3.2	6.0	110	47	86
B3	4.3	45	4.2	10	87	30	146
$\dot{M} = 4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ; Tipo espectral=B0							
$R_{\text{ext}}$ (pc):							
0.15	6.4	47	3.9	4.1	100	47	205
0.10	6.4	47	3.2	6.0	110	47	86
0.05	6.4	47	2.3	10	130	47	19

<sup>a</sup> Luminosidad total

<sup>b</sup> Radio de destrucción del polvo

<sup>c</sup> Radio fotosférico

<sup>d</sup> Densidad en el radio externo de la envoltente

<sup>e</sup> Temperatura fotosférica

<sup>f</sup> Radio de la onda de expansión

<sup>g</sup> Masa de la envoltente

La Tabla 3.1, muestra que el radio fotosférico aumenta y su temperatura disminuye

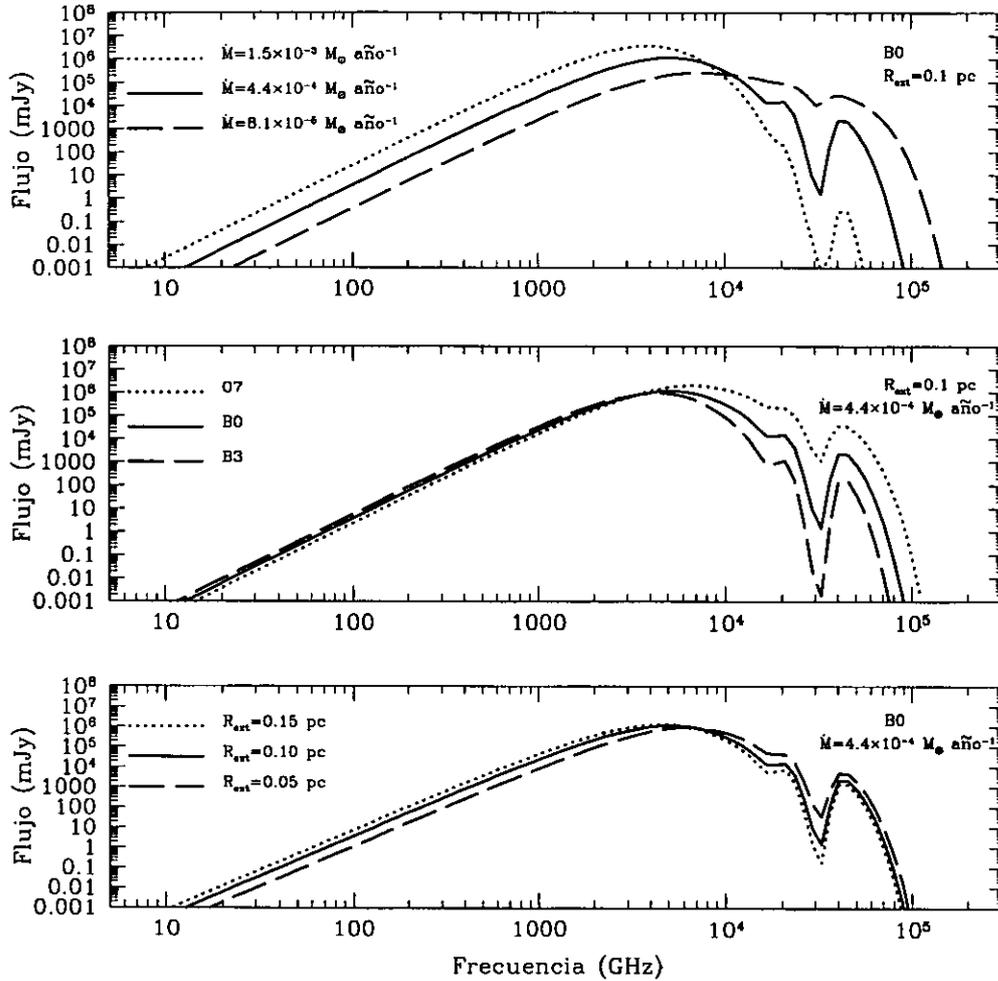


Figura 3.1: Espectros obtenidos con la distribución de densidad correspondiente al colapso de la *ELS*. Se muestra su comportamiento al variar los parámetros libres del modelo. El panel de arriba muestra los espectros obtenidos al variar la tasa de acreción de masa, suponiendo una estrella central tipo B0 y una envoltura de tamaño  $R_{\text{ext}} = 0.1$  pc. El panel central muestra los espectros obtenidos con diferentes estrellas centrales, suponiendo un  $R_{\text{ext}} = 0.1$  pc y una  $\dot{M} = 4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . El panel de abajo muestra los espectros para varios tamaños de la envoltura, suponiendo una estrella central tipo B0 y una  $\dot{M} = 4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . En todos los casos se adoptó una distancia de 4.9 kpc correspondiente a la distancia de una de nuestras fuentes.

conforme la tasa de acreción aumenta. Nuevamente, esto es fácil de entender puesto que al aumentar la tasa de acreción, la densidad promedio en la envoltente aumenta y con esto el radio fotosférico se mueve hacia la parte más externa y por lo tanto más fría. En esta tabla también se aprecia que el radio de destrucción de polvo,  $R_d$ , aumenta con el incremento de la tasa de acreción puesto que la luminosidad total aumenta.

Tabla 3.2: Propiedades físicas de una colección de modelos de la EIS

Modelo	$L_{tot}$ ( $10^4 L_{\odot}$ )	$R_d$ (AU)	$R_{fot}$ ( $10^3$ AU)	$n_{ext}$ ( $10^5 \text{cm}^{-3}$ )	$T_{fot}$ (K)	$r_{oc}$ ( $10^3$ AU)	$M_{env}$ ( $M_{\odot}$ )
Tipo espectral=B0; $R_{ext} = 0.1$ pc							
$\dot{M}$ ( $M_{\odot} \text{año}^{-1}$ ):							
$1.5 \times 10^{-3}$	16	115	6.5	5.4	98	4.1	141
$4.4 \times 10^{-4}$	6.4	47	2.1	2.3	136	9.4	47
$8.1 \times 10^{-5}$	3.2	18	0.3	0.2	284	29	4
$\dot{M} = 4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{año}^{-1}$ ; $R_{ext} = 0.1$ pc							
Tipo espectral:							
O7	15.2	56	1.6	2.2	192	19.0	20
B0	6.4	47	2.1	2.3	136	9.4	47
B3	4.3	44	2.5	2.4	114	6.0	57
$\dot{M} = 4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{año}^{-1}$ ; Tipo espectral=B0							
$R_{ext}$ (pc):							
0.15	6.4	47	2.3	1.0	130	9.3	84
0.10	6.4	47	2.1	2.3	136	9.4	47
0.05	6.4	47	1.6	9.4	157	9.4	11

El significado de las variables de esta tabla es el mismo que el de la Tabla 3.1.

El panel central de la Figura (3.1) muestra los espectros para estrellas de diferentes tipos espectrales (O7, B0 y B3), para una envoltente de radio de 0.1 pc y una tasa de acreción de  $4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{año}^{-1}$ . Se aprecia que el máximo del espectro se corre

ligeramente hacia longitudes de onda más largas para tipos espectrales más tardíos. Esto se debe a que la masa en la envoltente es inversamente proporcional a la masa estelar<sup>1</sup>,  $M_{\text{env}} \propto M_{\star}^{-0.84}$ , y por lo tanto su profundidad óptica aumenta para tipos espectrales más tardíos por lo que su emisión se reemite preferentemente a longitudes de ondas más largas.

Finalmente, el panel de abajo de la Figura (3.1) ilustra las tendencias del espectro para diferentes radios de la envoltente ( $R_{\text{ext}} = 0.05, 0.10$  y  $0.15$  pc), para una estrella de tipo espectral B0 y una tasa de acreción de  $4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . Como puede verse en la figura, conforme el radio externo se incrementa, el flujo a longitudes de onda largas aumenta ligeramente, mientras que disminuye a longitudes de onda cortas. Este efecto nuevamente puede comprenderse como una consecuencia de la redistribución del flujo hacia longitudes de onda mas largas, debido al incremento en la profundidad óptica para mayores radios externos. Nótese que el radio fotosférico aumenta con el aumento del radio externo, como se discute en § 2.3.3.

El resumen de las propiedades físicas de los modelos EIS se da en la Tabla 3.2 y sus tendencias generales se muestran en la Figura (3.2). Los modelos EIS en cada panel se calcularon con los mismos parámetros que los modelos ELS. Como puede verse de las Figuras (3.2) y (3.1), el comportamiento general de los modelos EIS en cada panel es el mismo que el de los modelos ELS. Sin embargo, también pueden verse claras diferencias. Por ejemplo, el espectro de los modelos EIS presenta menos flujo a longitudes de onda en el rango milimétrico y más flujo en el rango infrarrojo que los modelos ELS. Esto se debe a que la masa de la envoltente EIS,  $M_{\text{env}} = \dot{M}(18GM_{\star})^{-1/2}R_{\text{ext}}^{3/2}$ , es siempre menor que la de los modelos ELS (ver las Tablas 3.1 y 3.2). De aquí que la envoltente EIS

<sup>1</sup>Esta dependencia se deduce usando la ec.(2.12) con  $m(x)/m_0 \gg 1$  y la cual vale para  $R_{\text{ext}} < r_{\text{oe}}$  (que el caso de estos modelos) donde  $m(x) \propto x^{1.84}$  y  $x \propto M_{\star}^{-1}\dot{M}^{2/3}$  que se obtiene de la ecs. (2.14), (2.11) y (2.15).

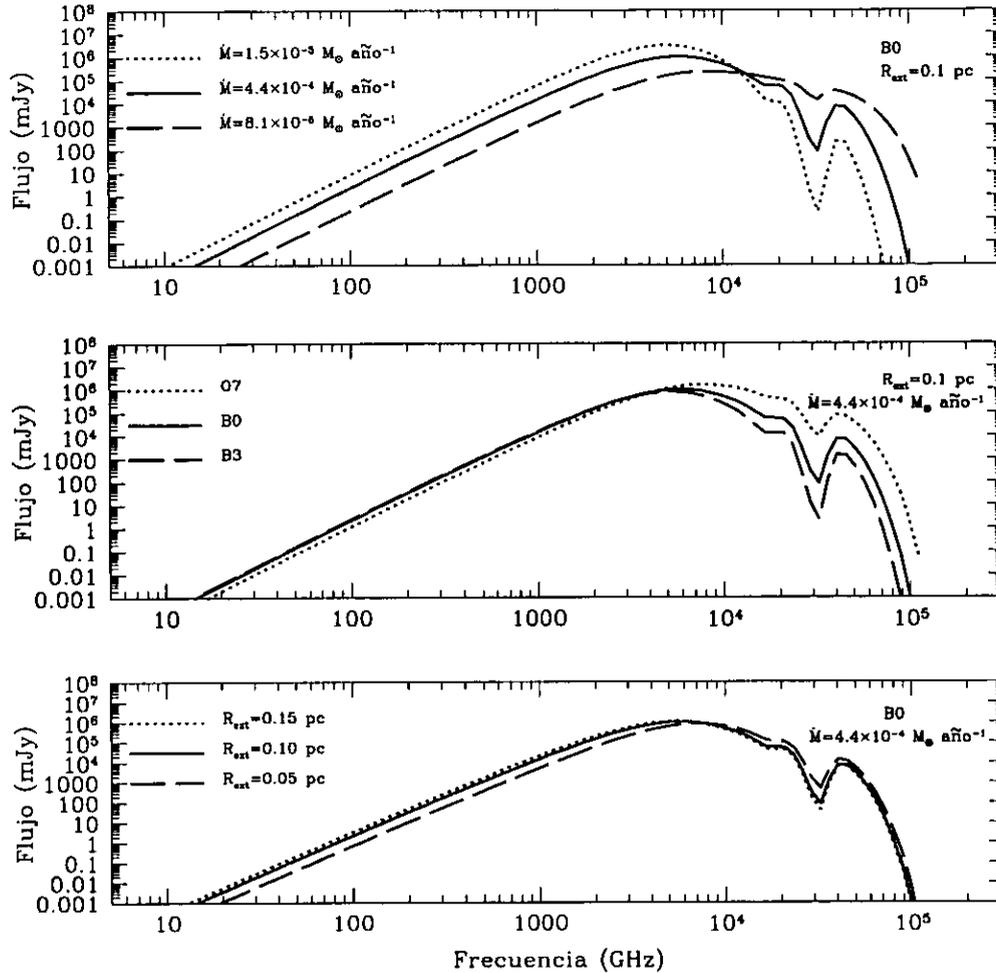


Figura 3.2: Espectros obtenidos con la distribución de densidad correspondiente al colapso de la *EIS*. Se muestra su comportamiento al variar los parámetros libres del modelo. El panel de arriba muestra los espectros obtenidos al variar la tasa de acreción de masa, suponiendo una estrella central tipo B0 y una envoltura de tamaño  $R_{\text{ext}} = 0.1$  pc. El panel central muestra los espectros obtenidos con diferentes estrellas centrales, suponiendo un  $R_{\text{ext}} = 0.1$  pc y una  $\dot{M} = 4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . El panel de abajo muestra los espectros para varios tamaños de la envoltura, suponiendo una estrella central tipo B0 y una  $\dot{M} = 4.4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . En todos los casos se adoptó una distancia de 4.9 kpc correspondiente a la distancia de una de nuestras fuentes.

es ópticamente más delgada y emite su radiación en general a longitudes de ondas más cortas que las envolventes ELS.

En resumen, el espectro en todas las frecuencias es muy sensible a la tasa de acreción; el flujo en el rango infrarrojo es sensible al tipo espectral de la estrella central; y el valor del radio externo de la envoltura tiene únicamente un pequeño efecto sobre el espectro para los parámetros explorados en las Figuras (3.1) y (3.2). Esto vale para las dos distribuciones de densidad que han sido consideradas.

### 3.3 Comparación con las observaciones

Con la finalidad de comparar la emisión térmica de polvo de nuestro modelo con las observaciones, se trató de escoger de la literatura una serie de objetos “aislados”, que han sido propuestos como protoestrellas masivas que no han desarrollado una región HII. Como se ha comentado en la introducción, hasta ahora se registran alrededor de veinte candidatos a NMCs (Kurtz et al. 2000). Sin embargo, en general estos objetos no están del todo aislados, porque se encuentran cerca (unos pocos segundos de arco) de otras fuentes infrarrojas y/o regiones HII, de modo que los flujos observados pueden estar contaminados por la emisión de las fuentes vecinas, en observaciones realizadas con insuficiente resolución angular. Puesto que éste es el caso de la mayoría de las observaciones realizadas hasta la fecha, resulta que buena parte de los datos disponibles son en realidad solamente límites superiores a los verdaderos valores del flujo del NMC. El problema es particularmente importante en el caso de las observaciones en el infrarrojo lejano. Esto dificulta ajustar el espectro intrínseco del NMC, puesto que no se sabe cuanta emisión proviene de él y cuánta es de las fuentes vecinas. Debido a esto, en nuestra selección hemos tratado de

lograr un compromiso escogiendo fuentes que estuvieran relativamente aisladas pero que tuvieran una amplia base de datos observacionales para restringir tanto como sea posible el ajuste del modelo.

Teniendo en cuenta estos criterios, se escogieron las fuentes: G34.24+0.13MM (Hunter et al. 1998), W3(H<sub>2</sub>O) (Turner y Welch 1984), NMC de Orión (Genzel y Stutzki 1989), IRAS 23385+6053 (Molinari et al. 1998) y NMC de G31.41+0.31 (Cesaroni et al. 1994) como una muestra representativa para investigar si su espectro se puede explicar como originado por la emisión térmica del polvo en una envoltura en colapso sobre una estrella masiva. En el caso del NMC en G31.41+0.31, las condiciones físicas posiblemente sean más extremas que en el resto, puesto que a pesar de ser uno de los objetos más distantes, presenta una intensa emisión en el intervalo milimétrico (ver más adelante). Este es el objeto del que se dispone de una base de datos más amplia y con alta resolución angular en transiciones de la molécula de amoníaco, por lo que resultará muy útil para comprobar los modelos de emisión en línea desarrollados en el Capítulo 4. En el caso de G34.24+0.13MM presentamos un análisis comparativo entre las distribuciones de densidad correspondientes al modelo de colapso de una EIS y una ELS, así como también discutiremos el efecto al usar radios de diferentes tamaños de la estrella central. En el resto de los objetos obviaremos este análisis.

### 3.3.1 G34.24+0.13MM

Hunter et al. (1998) detectaron la fuente de emisión milimétrica G34.24+0.13MM a 1.5 pc al suroeste de la región ultracompacta G34.26+0.15, la cual forma parte del complejo de regiones HII G34.3+0.20. Este complejo se encuentra a una distancia de 3.7 kpc (Kuchar

y Bania 1994). Hunter et al. (1998), por las razones que se discuten más adelante, identificaron a G34.24+0.13MM como un objeto protoestelar masivo, el cual coincide con emisión maser de metanol. A partir de sus observaciones de 1.3 mm y 2.7 mm midieron un diámetro lineal de 0.037 pc y estimaron en base a sus ajustes al espectro observado, usando temperatura constante, una luminosidad total de 1600 a 6300  $L_{\odot}$ . En radiofrecuencias, hacia esta región sólo se han detectado límites superiores en la emisión libre-libre de  $S_{\nu} \lesssim 0.8$  mJy a 15 GHz y  $S_{\nu} \lesssim 0.6$  mJy a 8.3 GHz (W. M. Goss 1999 comunicación personal) por lo que estos autores argumentan que, a causa de la gran luminosidad y por la carencia de emisión compacta de radio continuo centimétrico, la fuente probablemente contenga una protoestrella tipo B profundamente inmersa.

En el caso de G34.24+0.13MM se muestra una comparación de los espectros en los que se adopta las distribuciones de densidad correspondientes al colapso de la ELS y al colapso de la EIS con los flujos observados de esta fuente (ver fig. 3.3). Estos espectros resultan de unos modelos que requieren  $R_{\text{ext}} = 0.07$  pc y una estrella central tipo B3. Puede verse en la Figura (3.3) que ambas distribuciones de colapso ajustan los flujos milimétricos observados, sin embargo, el caso EIS presenta un exceso en el infrarrojo medio que es mayor que el que presenta el caso ELS. Esto se debe a que para ajustar los flujos observados en el intervalo milimétrico se requiere de envolventes masivas y, para una tasa de acreción dada, la envolvente es menos masiva para la EIS que para la ELS, de esta manera en el primer caso se requiere de una tasa de acreción mayor ( $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ) para ajustar los flujos milimétricos que la que se requiere en el caso de la ELS ( $\dot{M} = 6.5 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ). Esto hace que la EIS produzca una densidad de flujo en el infrarrojo medio varios órdenes de magnitud más grande que el límite superior observado a 20  $\mu\text{m}$ . En el caso del colapso logatrópico resulta que el flujo a 20  $\mu\text{m}$  presenta un exceso

Tabla 3.3: Parámetros con los que se ajustó los flujos observados de NMCs <sup>a</sup>

Fuente	T.E. <sup>†</sup>	$M_*$ ( $M_\odot$ )	$L_*^b$ ( $L_\odot$ )	$\dot{M}$ ( $M_\odot \text{ año}^{-1}$ )	$R_{\text{ext}}$ (pc)	$\beta$	$D^c$ (kpc)
G34.24+0.13MM	B3	10.0	$1.0 \times 10^3$	$6.5 \times 10^{-4}$	0.07	2.0	3.7
W3(H <sub>2</sub> O)	B0	15.8	$2.5 \times 10^4$	$1.2 \times 10^{-3}$	0.05	1.6	2.2
Orión	B3	10.0	$1.0 \times 10^3$	$1.1 \times 10^{-3}$	0.02	1.6	0.5
IRAS 23385+6053	B2	12.6	$2.8 \times 10^3$	$1.0 \times 10^{-3}$	0.10	1.6	4.9
G31.41+0.31	O8	25.1	$6.5 \times 10^4$	$2.7 \times 10^{-3}$	0.15	1.0	7.9

<sup>a</sup> En todos los casos se adoptó  $R_* = 10^{12}$  cm.

<sup>b</sup> Se adoptó el valor dado por Thompson 1984, para cada valor de  $M_*$ .

<sup>c</sup> Se adoptaron los valores dados por Kuchar y Bania 1994, Humphreys 1978, Genzel et al. 1981, Molinari et al. 1998, Churchwell et al. 1990, respectivamente.

<sup>†</sup> Tipo espectral

menor que se puede atenuar con una extinción del ambiente externo al NMC, de  $A_v \sim 100$  mag. Este valor de la extinción externa es algo grande<sup>2</sup>, aunque los NMCs se encuentran dentro de regiones densas en nubes moleculares. En la Figura (3.3) también se muestra una comparación entre el espectro del modelo ELS que supone una estrella central de radio ZAMS con el espectro de un modelo que supone un radio mayor que el radio ZAMS, esto es  $10^{12}$  cm (ver §2.3.5). Claramente, el exceso de emisión a  $20 \mu\text{m}$  se reduce y respeta la restricción a esta longitud de onda sin necesidad de extinción del ambiente externo. Esto ocurre porque la luminosidad de acreción disminuye con el aumento del radio estelar. Nótese que, si se usaran radios estelares mayores que los radios ZAMS y la distribución de densidad de la EIS, aún se requerirían  $A_v > 100$  mag para atenuar el exceso de emisión a  $20 \mu\text{m}$ .

Para las demás fuentes estudiadas se encuentran resultados similares, por lo que de aquí

<sup>2</sup>Un valor de la extinción del ambiente externo más aceptado es del orden de 30 mag. (p.ej., Testi et al. 1998)

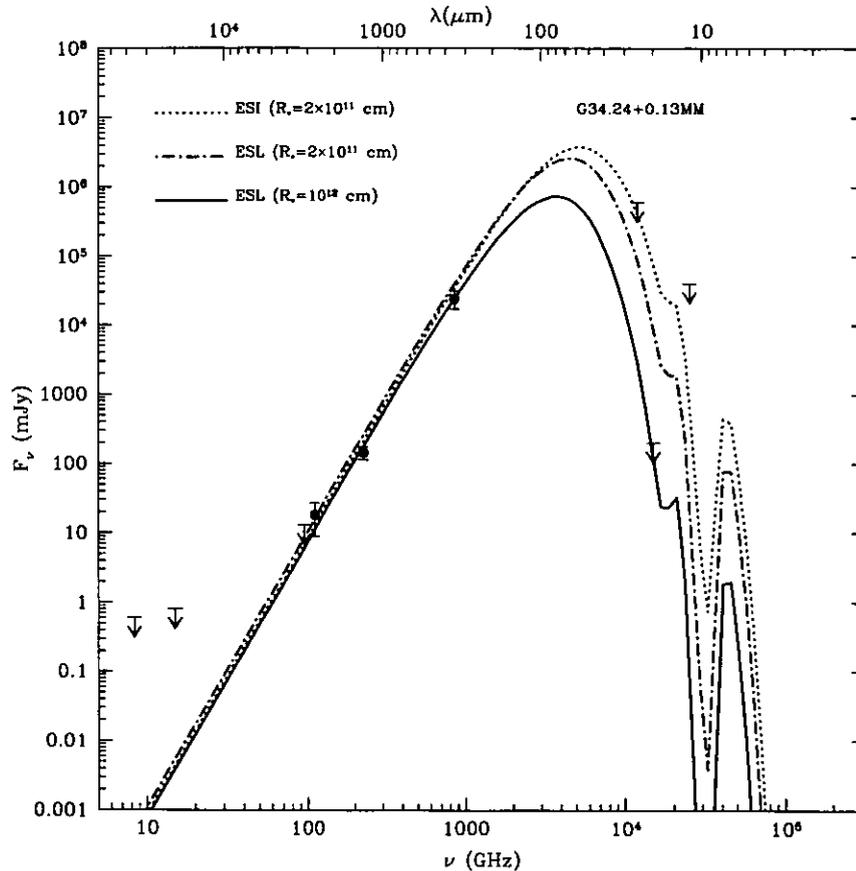


Figura 3.3: Espectro de la emisión de continuo de la fuente G34.24+0.13MM obtenido con diferentes distribuciones de densidad y radios estelares. Los valores de los flujos observados son de Hunter et al. 1998 y Goss 1999, los límites superiores a 25 y 12  $\mu\text{m}$  son del IRAS PSC2 y a 20  $\mu\text{m}$  de Hunter et al. 1998. La línea de puntos corresponde a la distribución de densidad del colapso de la EIS con  $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , mientras que la línea de punto y raya corresponde a la distribución de densidad del colapso de la ELS con  $\dot{M} = 6.5 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . Para ambos modelos se usaron estrellas centrales con un radio ZAMS ( $2.0 \times 10^{11}$  cm de Thompson 1984). El mejor ajuste (línea continua) se obtiene con la distribución de densidad correspondiente al colapso de una esfera logatrópica singular (ELS) y un radio de la estrella central de  $10^{12}$  cm. Los parámetros resultantes del modelo se listan en la Tabla 3.3.

en adelante, sólo consideraremos modelos con la distribución colapso de la ELS y estrellas centrales con radios de  $10^{12}$  cm y no se considerará extinción del ambiente externo. La realidad, probablemente, sea una combinación de una extinción externa ( $A_v \sim 30$  mag) y estrellas centrales con radios más grandes que su valor ZAMS.

El modelo que ajusta el espectro observado de G34.24+0.13MM requiere una estrella central tipo B3, con  $\dot{M} = 6.5 \times 10^{-4} M_\odot \text{ año}^{-1}$ ,  $R_{\text{ext}} = 0.07$  pc y un exponente de la opacidad de polvo  $\beta = 2$ . Los tipos espectrales más tempranos que el B3 son demasiados luminosos y son incompatibles con la emisión observada en el infrarrojo medio; tasas de acreción más pequeñas que el valor de  $\dot{M} = 6.5 \times 10^{-4} M_\odot \text{ año}^{-1}$  no reproducen la emisión milimétrica observada en esta fuente (ver tendencias de los modelos, panel de arriba de la Fig. 3.1). La Tabla 3.4 lista las propiedades físicas de esta fuente derivadas a partir del modelo.

Tabla 3.4: Propiedades físicas de los NMCs obtenidas a partir de los modelos

Fuente	$R_d$ (AU)	$R_{\text{tot}}$ (AU)	$T_{\text{tot}}$ (K)	$n_{\text{ext}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$L_{\text{tot}}$ ( $L_\odot$ )	$L_{\text{acc}}/L_{\text{tot}}$ (%)	$M_{\text{env}}$ ( $M_\odot$ )	$N^a$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$t_0^b$ (años)	$r_{00}$ (AU)
G34.24+0.13MM	35	3800	72	$2.4 \times 10^6$	$1.6 \times 10^4$	94	131	$3.9 \times 10^{25}$	$6.1 \times 10^4$	$2.0 \times 10^4$
W3(H <sub>2</sub> O)	74	5300	87	$4.6 \times 10^6$	$6.7 \times 10^4$	62	83	$5.6 \times 10^{25}$	$5.3 \times 10^4$	$2.4 \times 10^4$
Orión	52	3200	88	$1.2 \times 10^7$	$2.5 \times 10^4$	96	27	$6.4 \times 10^{25}$	$3.7 \times 10^4$	$1.6 \times 10^4$
IRAS 23385+6053	54	7000	62	$2.5 \times 10^6$	$3.1 \times 10^4$	91	382	$5.5 \times 10^{25}$	$5.0 \times 10^4$	$2.1 \times 10^4$
G31.41+0.31	156	18000	63	$1.5 \times 10^6$	$2.1 \times 10^5$	71	1581	$1.0 \times 10^{26}$	$3.7 \times 10^4$	$2.2 \times 10^4$

<sup>a</sup> Densidad columnar de hidrógeno molecular

<sup>b</sup> Edad del núcleo calculada por la ec.(2.11)

El significado de las variables restantes es el mismo que se da en Tabla 3.1

La estrella central requerida para este modelo es tan tardía que no presenta una región HII detectable a la distancia de 3.7 kpc y aunque estuviese más cerca tampoco se podría detectar ya que la fuente no desarrollará una región HII puesto que la tasa de acreción crítica para confinar la región ionizada (ec.1.4) es únicamente  $\dot{M} = 3.20 \times 10^{-8} M_\odot \text{ año}^{-1}$ , considerablemente más pequeña que la requerida por el modelo.

En la Figura 3.4 se grafican los campos de temperatura, densidad y velocidad, así como la dispersión de velocidades (tanto debidos a los movimientos térmicos como turbulentos) a lo largo de la envolvente correspondientes al modelo que mejor ajusta los flujos observados.

### 3.3.2 W3(H<sub>2</sub>O)

A esta fuente también se le conoce como el objeto TW por sus descubridores, Turner y Welch (1984), quienes proponen que es una estrella joven, luminosa e inmersa. La fuente se encuentra muy cerca de un complejo de máseres de H<sub>2</sub>O y está localizada aproximadamente a 0.06 pc al este de la región HII W3(OH). Su distancia es de 2.2 kpc según Humphreys 1978. Dicho objeto se manifiesta como una concentración densa y tibia de material molecular (ver también Wilson, Gaume y Johnston 1993; Wink et al. 1994) que coincide con una pequeña fuente elongada de emisión sincrotrón (Reid et al. 1995; Wilner, Reid y Menten 1999) de la que emana un flujo bipolar trazado por movimientos propios de los máseres de H<sub>2</sub>O.

Hacia esta región, Wilner, Welch y Foster (1995) y Wyrowski et al. (1997) detectaron emisión de continuo milimétrica compacta (0.02 pc), que se interpretó como emisión térmica de polvo caliente. Observaciones interferométricas recientes de Wyrowski et al. (1999) tanto de continuo a 1.4 mm como de líneas moleculares con alta resolución angular (fracciones de segundo de arco) indican que la emisión de continuo de W3(H<sub>2</sub>O) presenta tres componentes. La componente al oeste (componente A en su nomenclatura) es la fuente que coincide con los maseres y con la fuente de emisión sincrotrón. Sin embargo, debido a que nuestros modelos son esféricamente simétricos y no consideran la formación simultánea de varios objetos y puesto que sólo queremos determinar las propiedades

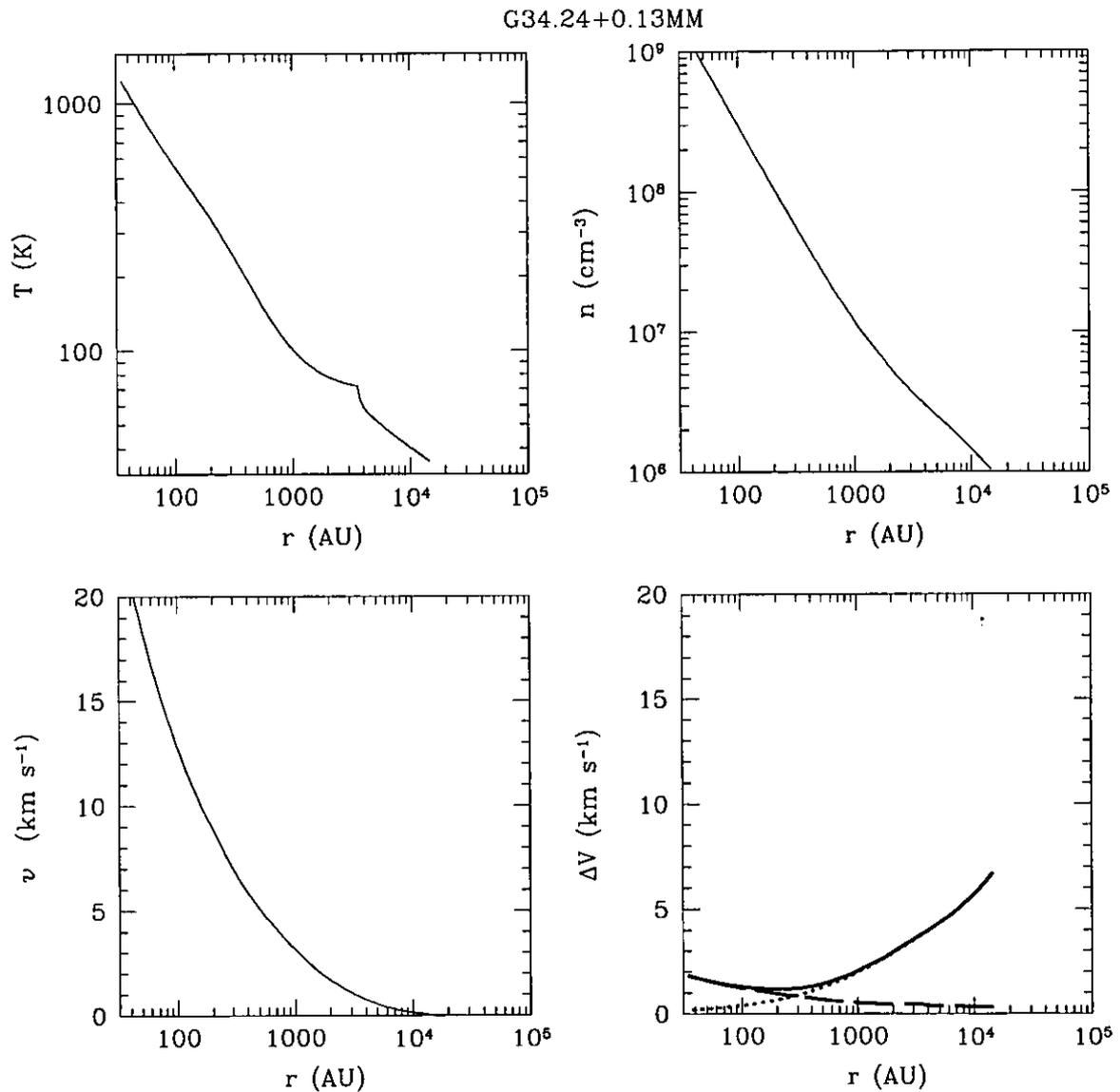


Figura 3.4: Distribución de temperatura, densidad, velocidad y dispersión de velocidades, ancho total a altura mitad, para la componente térmica (línea quebrada), turbulenta (línea punteada) y total (línea continua) en la envoltura de G34.24+0.13MM, correspondientes al modelo descrito en la Tabla 3.3 y que produce el espectro mostrado en la Figura 3.3. Estas distribuciones se grafican desde el radio  $R_d$  hasta el radio  $R_{ext}$  los cuales dependen del modelo de esta fuente.

globales de la región comparamos el espectro predicho por nuestro modelo con los datos milimétricos de menor resolución angular que trazan a la fuente compacta reportada por Wilner et al. (1995) y Wyrowski et al. (1997).

Reproducimos los flujos de esta fuente con un modelo que requiere una estrella central tipo B0, con  $\dot{M} = 1.2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ,  $R_{\text{ext}} = 0.05 \text{ pc}$  y un índice de opacidad de 1.6 (ver Tabla 3.3). La Tabla 3.4 lista las propiedades físicas de este modelo y el espectro resultante se muestra en la Fig. 3.5. Debido a que sólo hay observaciones en el intervalo milimétrico para esta fuente, el modelo no es único. Se seleccionó aquel modelo que tiene el tipo espectral y el índice de opacidad que está de acuerdo con las estimaciones de Wyrowski et al. (1997, 1999). Para restringir la luminosidad de la fuente y el tipo espectral de la estrella central se requiere de observaciones con mejor resolución angular en el intervalo de longitudes de onda de infrarrojo medio y lejano que las que tienen los flujos IRAS.

En la Figura 3.6 se grafican los campos de temperatura, densidad y velocidad, así como la variación de la dispersión de velocidades (tanto debidos a los movimientos térmicos como turbulentos) a lo largo de la envolvente con los que se generó el espectro de la Figura 3.5.

### 3.3.3 El NMC de Orión

Por su cercanía ( $D=480 \text{ pc}$ ; Genzel et al. 1981), la región de estrellas masivas más estudiada es la nube molecular de Orión (OMC-1). Observaciones de línea hacia la región central de OMC-1 (la nebulosa Kleinmann-Low) muestran que hay varias componentes con diferentes velocidades las cuales, a partir de mapas de gran resolución angular, se fueron asociando a diferentes componentes espaciales (ver Wright, Plambeck y Wilner

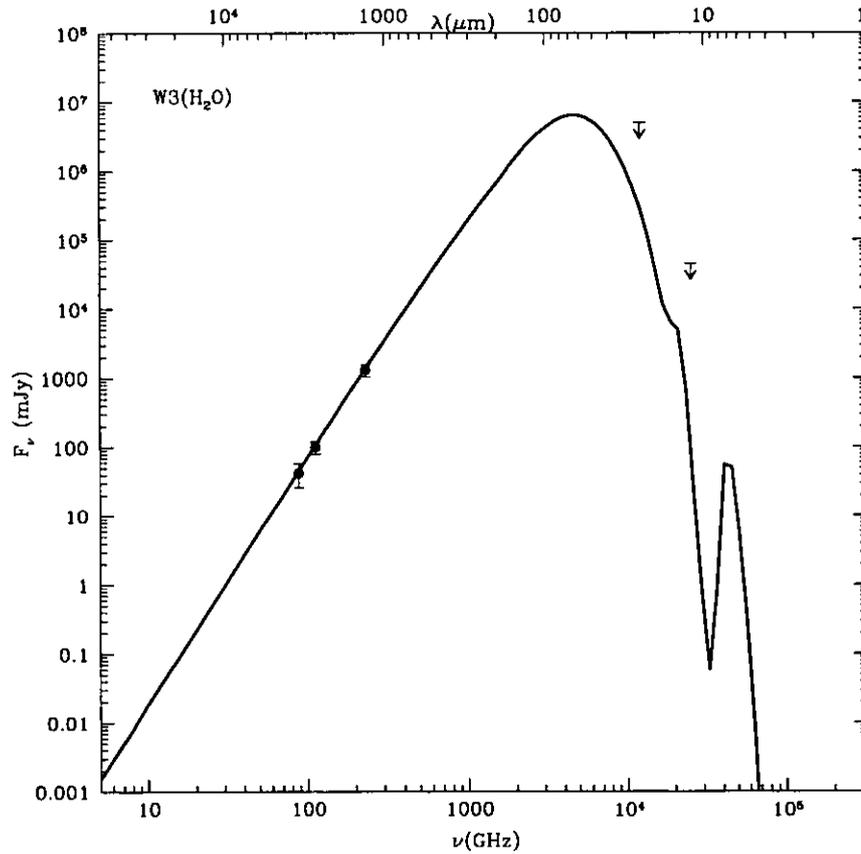


Figura 3.5: Espectro de la emisión de continuo de la fuente W3(H<sub>2</sub>O). Los parámetros del modelo se listan en la Tabla 3.3. Los flujos observados son de Wyrowski et al. 1997 y Wilner et al. 1995. Se muestran límites superiores IRAS a 25 y 12 micras.

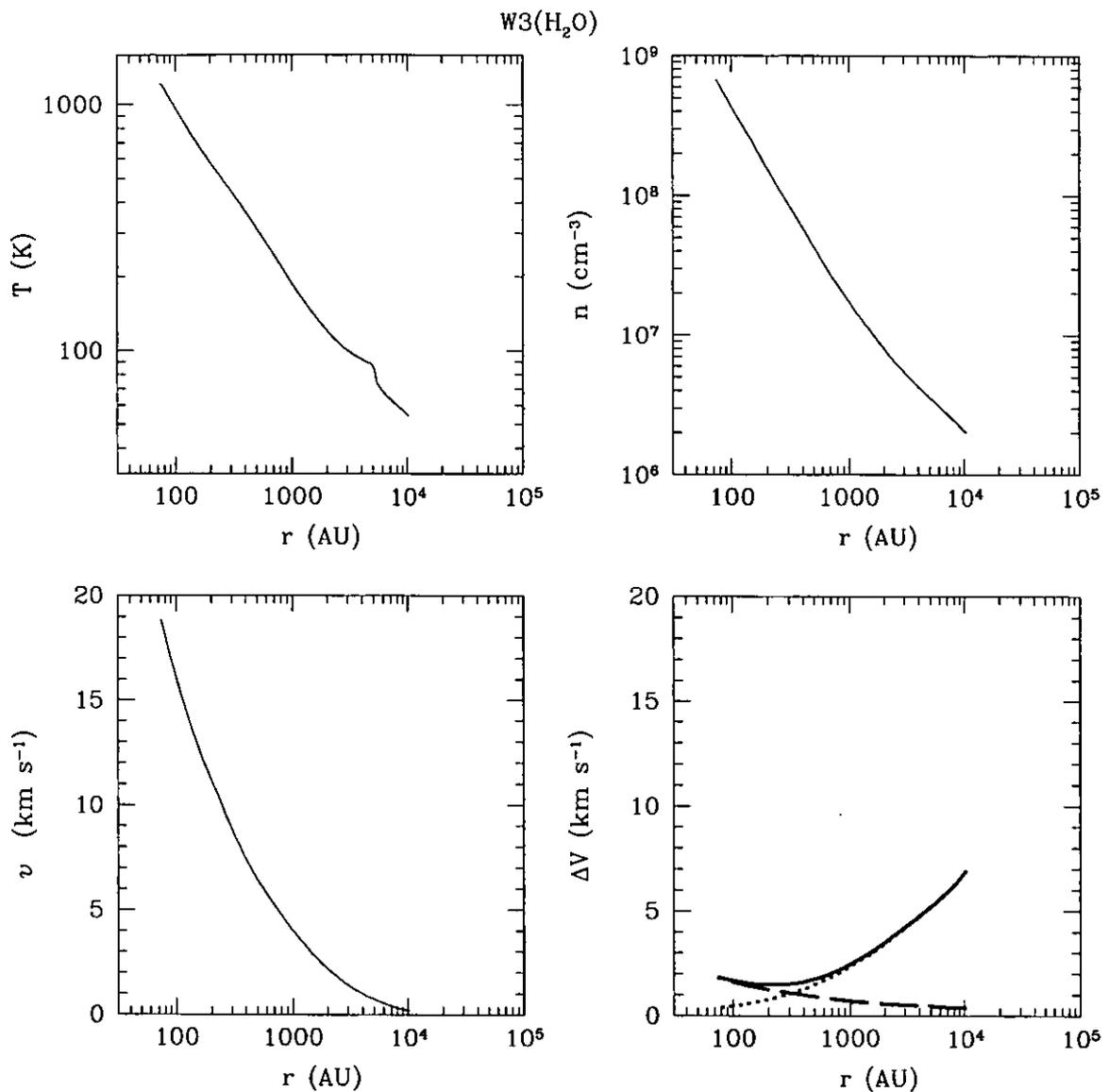


Figura 3.6: Distribución de temperatura, densidad, velocidad y dispersión de velocidades, ancho total a altura mitad, para la componente térmica (línea quebrada), turbulenta (línea punteada) y total (línea continua) en la envoltura de W3(H<sub>2</sub>O), correspondientes al modelo descrito en la Tabla 3.3 y que produce el espectro mostrado en la Figura 3.5. Estas distribuciones se grafican desde el radio  $R_d$  hasta el radio  $R_{ext}$ , los cuales dependen del modelo de la fuente.

1996). En el centro de esta región se encuentra una condensación densa de gas y polvo muy prominente conocida como el “Núcleo Caliente de Orión” (la figura 4.25 muestra la posición del núcleo respecto a fuentes conocidas), con una densidad de gas molecular mayor a  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  y una temperatura de 150–300 K (Genzel y Stutzki 1989). Si su fuente de calentamiento es externa (Blake et al. 1996, Wright, Plambeck y Wilner 1996) o interna (Masson y Mundy 1988) es todavía materia de gran debate. La Radio fuente “I” asociada con una región HII (Chandler y Wood 1997) y que está localizada al noroeste del Núcleo Caliente ( $\sim 2''$ ) se ha propuesto como su fuente de calentamiento. Sin embargo, Kaufman et al. (1998) modelaron las condiciones físicas del Núcleo Caliente de Orión y concluyeron que una fuente de calentamiento interna es más probable, puesto que la Radio fuente “I” no es lo suficientemente luminosa para calentar al núcleo a las temperaturas observadas.

Aunque nuestro mejor modelo sobrestima el flujo a  $30 \mu\text{m}$  y a  $1 - 2 \text{ mm}$  (ver Fig. 3.7) consideraremos que logra ajustar en general el conjunto de datos observacionales. Sus parámetros son, una tasa de acreción de  $1.1 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , una estrella central tipo B3, un radio externo de la envoltura de  $0.025 \text{ pc}$  y un índice de opacidad de 1.6. La tasa de acreción de masa se determina principalmente por los flujos milimétricos y submilimétricos observados. El tipo espectral de la estrella está restringido por el flujo medido a  $30 \mu\text{m}$  (Wynn-Williams et al. 1984). Un tipo espectral más temprano que una estrella B3 origina espectros con mayor flujo a esta longitud de onda. El perfil convolucionado del modelo a  $1.3 \text{ mm}$  tiene un ancho a potencia media de  $3''$ , similar al observado por Blake et al. (1996; Fig. 2, panel superior). La luminosidad total que resulta de nuestro modelo es  $2.5 \times 10^4 L_{\odot}$ , donde la mayoría se debe a la luminosidad de acreción. Cabe recalcar que este valor excede la luminosidad mínima requerida por los modelos de Kaufman et al. (1998) para explicar la alta temperatura observada en el Núcleo Caliente de Orión. A

pesar de que, en estudios de continuo y de líneas moleculares con alta resolución angular se ha encontrado evidencia de subestructura dentro del núcleo (Migenes et al. 1989; Blake et al. 1996), hemos aplicado nuestro modelo con simetría esférica a esta fuente puesto que nos interesa comparar los parámetros derivados de su ajuste con el resto de las fuentes estudiadas.

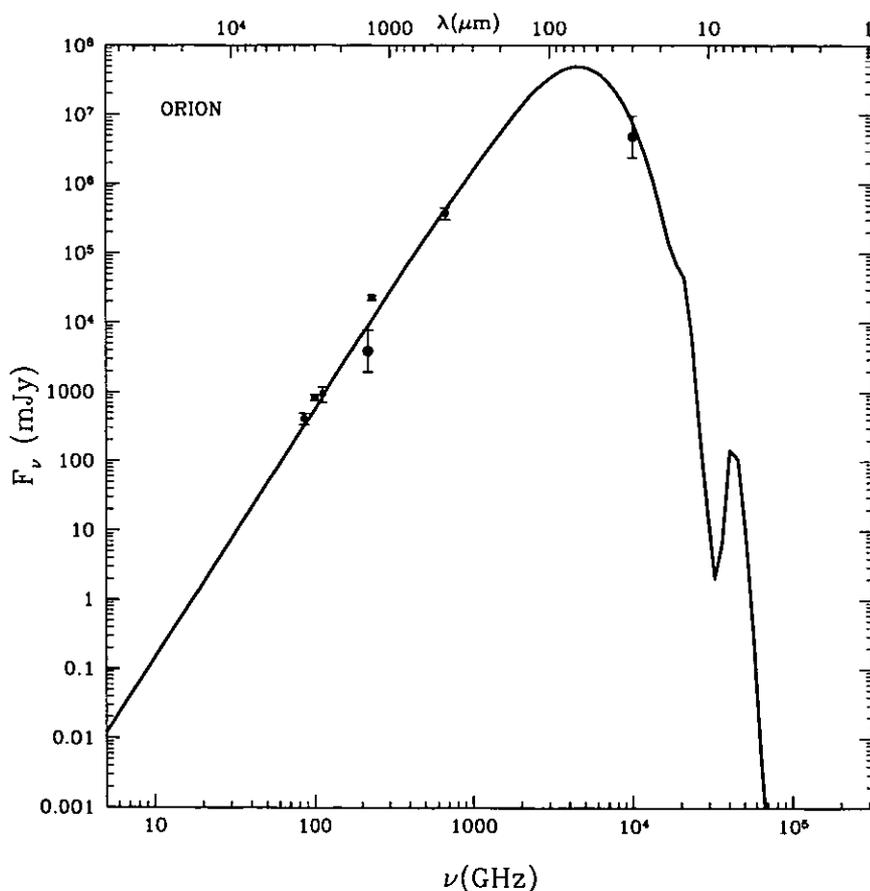


Figura 3.7: Espectro de la emisión de continuo del núcleo caliente de Orión. Los parámetros del modelo se listan en la Tabla 3.3. Los flujos observados son de Wright et al. 1992, Murata et al. 1991, Masson y Mundy 1988, Mezger et al. 1990 y los flujos y barras de error a  $30 \mu\text{m}$  y  $1.3 \text{ mm}$  se estimaron de los mapas de Wynn-Williams et al. 1984 y Blake et al. 1996, respectivamente.

En la Figura 3.8 se grafican los campos de temperatura, densidad y velocidad, así como

la variación de la dispersión de velocidades (tanto debidos a los movimientos térmicos como turbulentos) a lo largo de la envolvente.

### 3.3.4 IRAS 23385+6053

Aparte del NMC de Orión, IRAS 23385+6053 (Molinari et al. 1998) es de las fuentes que tiene la base de datos más completa de emisión de continuo, ya que ha sido estudiada desde longitudes de onda centimétricas hasta el infrarrojo cercano. Hacia esta fuente se detectó emisión compacta a 3.4 mm de tamaño angular de  $4''.5 \times 3''.6$  (o de tamaño promedio de 0.048 pc para una distancia de 4.9 kpc) y le estimaron una luminosidad bolométrica de  $1.6 \times 10^4 L_{\odot}$ . Molinari et al. 1998 también detectaron coincidiendo con esta fuente un flujo bipolar compacto en emisión en las líneas de SiO y HCO<sup>+</sup>.

Para explicar la carencia de un máximo de emisión centimétrica<sup>3</sup> en IRAS 23385+6053, Molinari et al. (1998) consideran dos posibilidades: una estrella tipo B0 muy oscurecida con una acreción residual o una protoestrella sufriendo una intensa acreción de  $10^{-3} M_{\odot}$  año<sup>-1</sup> que impide el desarrollo de la región HII, con  $M_{*} = 39 M_{\odot}$ ,  $R_{*} = 70 R_{\odot}$  y  $L_{tot} = L_{acc}$ , el valor del radio lo estimaron de la relación de Stahler et al. (1986), la cual hemos ya discutido en §2.3.5.

El mejor ajuste (modelo I) a los flujos observados (que no corresponde a ninguno de los modelos propuestos por Molinari et al. 1988) se muestra en el panel superior izquierdo de la Figura (3.9). Este modelo requiere una tasa de acreción tan alta como la propuesta por Molinari et al. (1998) pero tiene una estrella central menos temprana, sus parámetros

<sup>3</sup>De un análisis de los mapas a 20 cm de esta región ( L. F. Rodríguez, comunicación personal) se encuentra que la fuente está inmersa en la emisión extendida de una región HII cercana pero no tiene un máximo de emisión propio a esta longitud de onda.

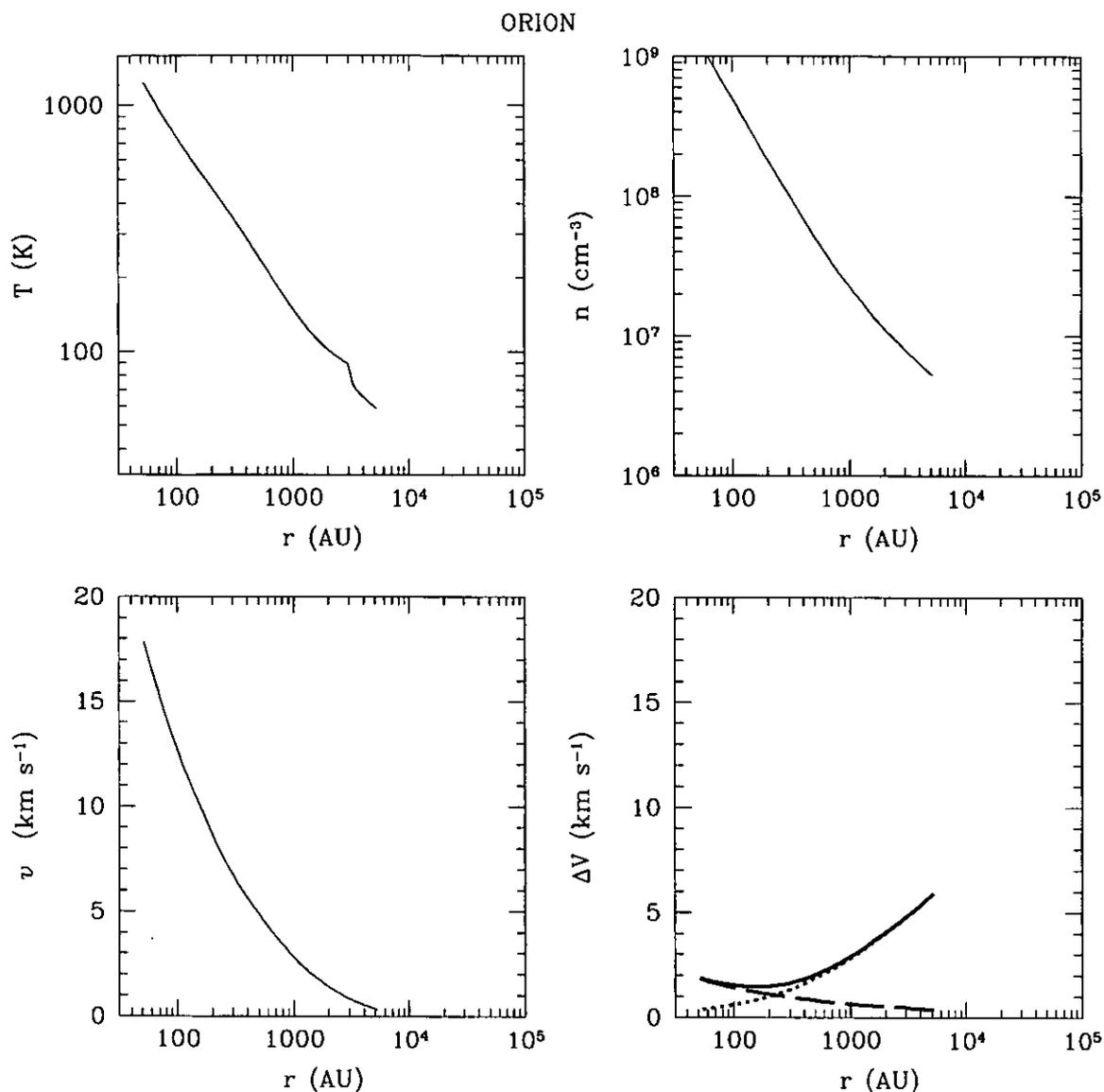


Figura 3.8: Distribución de temperatura, densidad, velocidades y dispersión de velocidad, ancho total a altura mitad, para la componente térmica (línea quebrada), turbulenta (línea punteada) y total (línea continua) en la envoltura del núcleo de Orión, correspondientes al modelo descrito en la Tabla 3.3 y que producen el espectro mostrado en la Figura 3.7. Estas distribuciones se grafican desde el radio  $R_d$  hasta el radio  $R_{ext}$  los cuales dependen del modelo de la fuente.

son una estrella central tipo B2, una tasa de acreción de  $10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , un radio externo de la envoltura de 0.1 pc y un índice de opacidad de 1.6. Sus propiedades físicas se dan en la Tabla (3.4). El panel inferior izquierdo de la Figura (3.9) muestra el perfil de intensidad espacial a 3.4 mm predicho por el modelo (línea continua) y el perfil de intensidad observado a esta misma longitud de onda a lo largo del eje mayor y menor del mapa de la Figura 1 de Molinari et al. (1998) (la línea de punto y raya). Como puede verse en la figura, el acuerdo es bastante bueno. El perfil de intensidad se obtuvo convolucionando (en dos dimensiones) la distribución espacial de intensidad a 3.4 mm dada por el modelo con un haz gaussiano de ancho a altura mitad de  $3''8$ , correspondiente al tamaño del haz usado en las observaciones de Molinari et al. 1998. Nótese que el perfil de intensidad predicho a 3.4 mm, se obtuvo con el mismo grupo de parámetros que dieron el mejor ajuste al espectro observado.

Los paneles de la derecha de la Figura (3.9) muestran los resultados de las predicciones para un modelo similar al propuesto por Molinari et al. 1998 (modelo II). Este modelo tiene una estrella central con las mismas propiedades que la de (Molinari et al. 1998), esto es una protoestrella con  $M_{*} = 39 M_{\odot}$ ,  $R_{*} = 70 R_{\odot}$  y  $L_{\text{tot}} = L_{\text{acc}}$ . El mejor ajuste a los flujos observados en este caso requiere una  $\dot{M} = 1.6 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ,  $R_{\text{ext}} = 0.19 \text{ pc}$  y  $\beta = 2$ . Sin embargo, aunque el espectro observado puede ajustarse, el perfil de intensidad espacial predicho a 3.4 mm es muy ancho y su máximo de intensidad es muy bajo para ser detectable por arriba del nivel de ruido del mapa (ver Fig. 3.9, panel inferior derecho). Esta diferencia se debe al valor tan grande del radio de la envoltura que se requiere en el modelo II comparado con aquel del modelo I. Por lo tanto, este modelo parece no reproducir del todo las observaciones. Se concluye que es más probable que una estrella tipo B2 esté inmersa en el núcleo de IRAS 23385+6053, como se sugirió por el modelo I

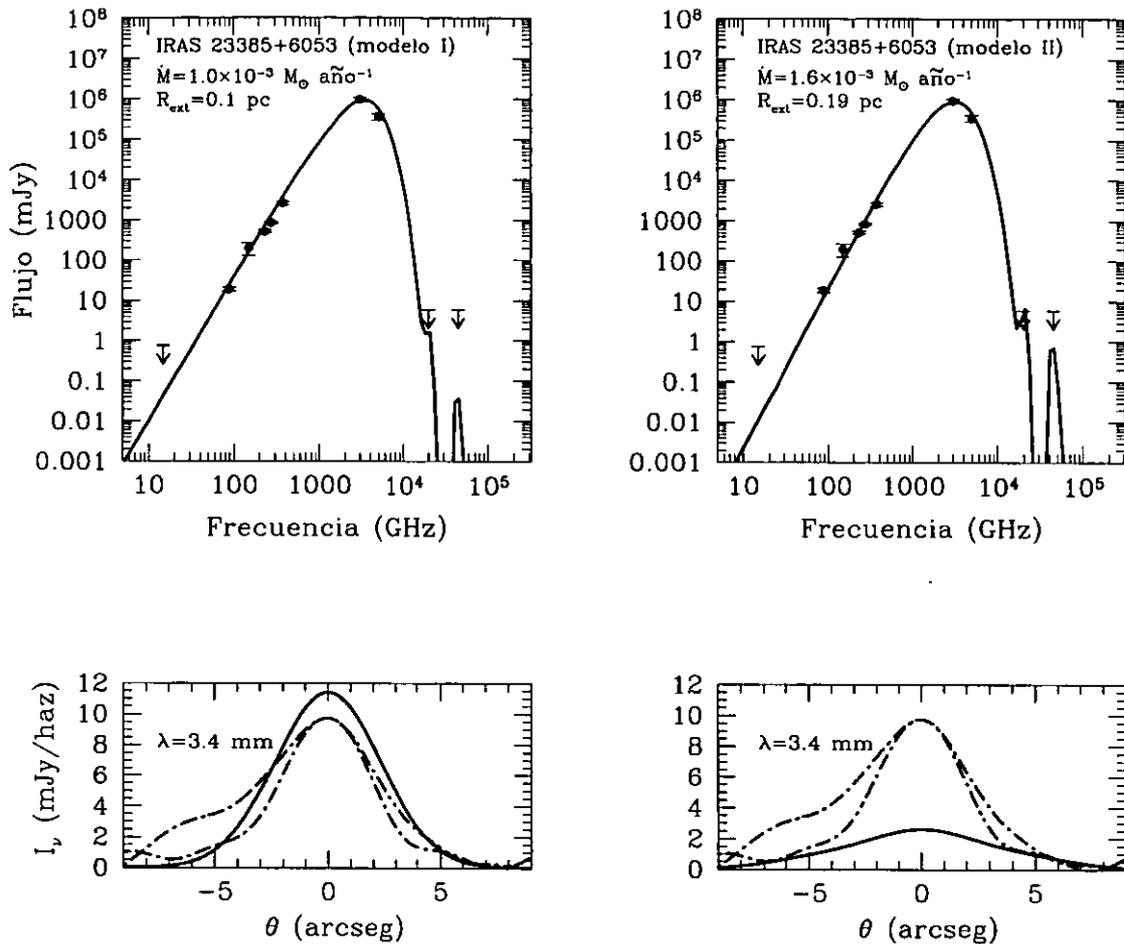


Figura 3.9: Espectros y perfiles de intensidad predichos por el modelo y los flujos observados de IRAS 23385+6053 (Molinari et al. 1998, IRAS PSC2). El panel que se encuentra en la esquina superior izquierda muestra el espectro del modelo I (nuestro mejor ajuste), el cual requiere una estrella central tipo B2 con  $\dot{M} = 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ,  $R_{\text{ext}} = 0.1 \text{ pc}$  y  $\beta = 1.6$ . El panel en la esquina inferior izquierda muestra el perfil espacial a 3.4 mm correspondiente a este modelo (línea continua) y los perfiles de intensidad observados a lo largo del eje mayor y menor del mapa a 3.4 mm de Fig. 1 de Molinari et al. 1998 (líneas de trazos y puntos). Los paneles superior e inferior derechos corresponden al espectro y al perfil espacial del modelo II (de Molinari et al. 1998) el cual requiere una protoestrella de  $M_{*} = 39 M_{\odot}$ ,  $R_{*} = 70 R_{\odot}$  con  $\dot{M} = 1.6 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ,  $R_{\text{ext}} = 0.19 \text{ pc}$  y  $\beta = 2$  y  $L_{\text{tot}} = L_{\text{acc}}$ .

(Tablas 3.3, 3.4 y Fig. 3.9, izquierda).

En la Figura 3.10 se grafican los campos de temperatura, densidad y velocidad, así como la variación de la dispersión de velocidades (tanto debidos a los movimientos térmicos como turbulentos) a lo largo de la envolvente correspondiente al modelo I.

### 3.3.5 El NMC en G31.41+0.31

Cesaroni et al. (1992) realizando un estudio en base a la emisión de  $\text{NH}_3(4,4)$  hacia regiones HIIUC encontraron cerca de su región HII G31.41+0.31 a un objeto que llamó la atención debido a su alta densidad columnar de amoníaco y su alta temperatura ( $\sim 100$  K). Posteriormente, observaciones con el VLA (Cesaroni et al. 1994a) mostraron que la mayoría de la emisión del amoníaco (4,4) proviene de una región de alrededor de 0.1 pc de radio. Otros estudios hacia esta región con el arreglo interferométrico Plateau de Bure del IRAM (Cesaroni et al. 1994b) reportaron un flujo de 700 mJy a 2.7 mm y mostraban que la emisión de continuo milimétrica coincide con la emisión de amoníaco. De los NMCs que hemos estudiado, éste es el que presenta mayor emisión milimétrica a pesar de que es el más lejano (7.9 kpc). Como puede verse en el mapa de la figura 1.1 la fuente de emisión milimétrica y molecular no coinciden con un máximo de emisión centimétrica sino que se encuentra en proyección o inmersa en la emisión extendida a 1.3 cm de la región HII cercana, tal como en el caso de IRAS 23385+6053.

Hatchell et al. (2000) observaron la región con el instrumento SCUBA<sup>4</sup> (Submillimetre Common-User Bolometer Array) en el milimétrico y submilimétrico y corroboraron los altos flujos en esta longitud de onda, aunque sus datos tienen menor resolución angular

---

<sup>4</sup>sobre James Clerk Maxwell Telescope

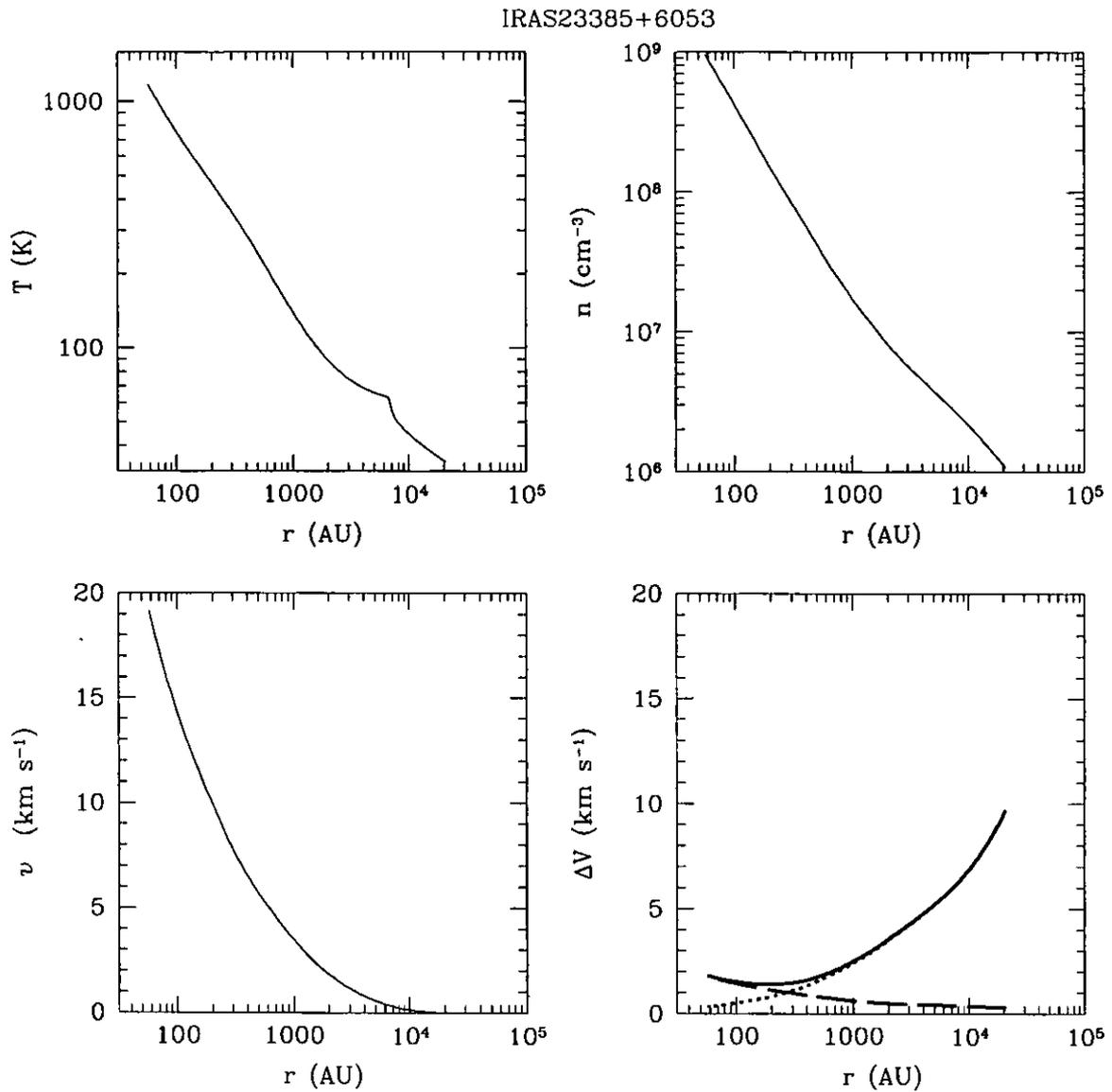


Figura 3.10: Distribución de temperatura, densidad, velocidades y dispersión de velocidad, ancho total a altura mitad, para la componente térmica (línea de trazos), turbulenta (línea de puntos) y total (línea continua) en la envoltura de IRAS 23385+6053, correspondientes al modelo descrito en la Tabla 3.3 y que producen el espectro mostrado en la Figura 3.9 (modelo I). Estas variables se grafican desde el radio  $R_d$  hasta el radio  $R_{ext}$  los cuales dependen del modelo de la fuente.

que los datos obtenidos con el interferómetro Plateau de Bure, por lo que atribuyen la emisión a estas longitudes de onda tanto al núcleo como a una componente extendida con dimensión de  $60''$ .

Como ya hemos discutido, el núcleo de G31.41+0.31 es la fuente que presenta mayor emisión en longitudes de onda milimétricas, este hecho sugiere que si está calentado internamente, la fuente que suministra su calentamiento debe de ser una estrella muy temprana o la energía liberada durante el choque de acreción debe de ser muy grande ( $\dot{M}$  muy grande). En base a estas suposiciones se trató de ajustar los flujos milimétricos observados probando estrellas centrales tipo O ó tasas de acreción mucho mayores que las que se adoptaron para las demás fuentes ( $> 1 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ).

Explorando estas posibilidades se encontró que los modelos que suponen estrellas más tempranas que una tipo O7 y con una tasa de acreción similar a la del promedio de las demás fuentes producen espectros que logran ajustar la parte milimétrica pero sobrepasan los límites IRAS en la región de infrarrojo lejano, por otra parte, modelos con una tasa de acreción muy alta ( $\gtrsim 5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ) y con estrellas tipo B pueden producir espectros que ajustan la región milimétrica pero dichas tasas de acreción implican una dispersión de velocidades muy grande en la nube que a su vez implicarían anchos de línea que son extremadamente grandes ( $\gtrsim 20 \text{ km s}^{-1}$ ) que no se observan. Por tales razones se ajustan los flujos observados usando estrellas centrales tipo O8, B0 y barriendo tasas de acreción en el intervalo  $1 - 5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . Dentro de estos valores el mejor ajuste se obtuvo con una estrella central tipo O8, una tasa de acreción de  $1 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , una envoltente de 0.15 pc de radio y un exponente de la opacidad de  $\beta = 1$ . El espectro predicho por el modelo se muestra en la Figura 3.11, sus propiedades físicas se listan en la Tabla 3.4

y en la Figura 3.12 se grafican los campos de temperatura, densidad y velocidad, así como la dispersión de velocidades (debida tanto a los movimientos térmicos como a los turbulentos) a lo largo de la envoltura encontrándose que los movimientos turbulentos en la parte externa de la envoltura llegan a ser hasta de  $15 \text{ km s}^{-1}$ . Los parámetros del modelo de esta fuente implican unos anchos mucho mayores en comparación con las demás fuentes, como puede corroborarse en la figuras de la dispersión de velocidades de cada una de las fuentes.

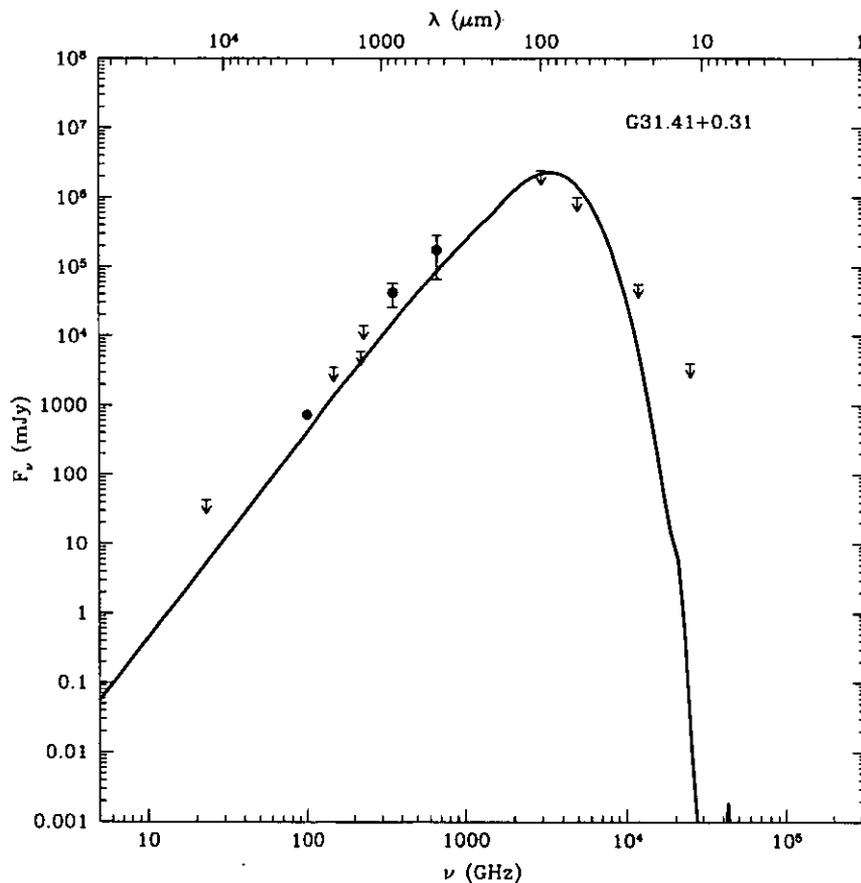


Figura 3.11: Espectro de la emisión de continuo del núcleo de G31.41+0.31. Los flujos observados y límites superiores son de Chini et al. (1986), Cesaroni et. al (1994a,b) y Hatchell et al. (2000).

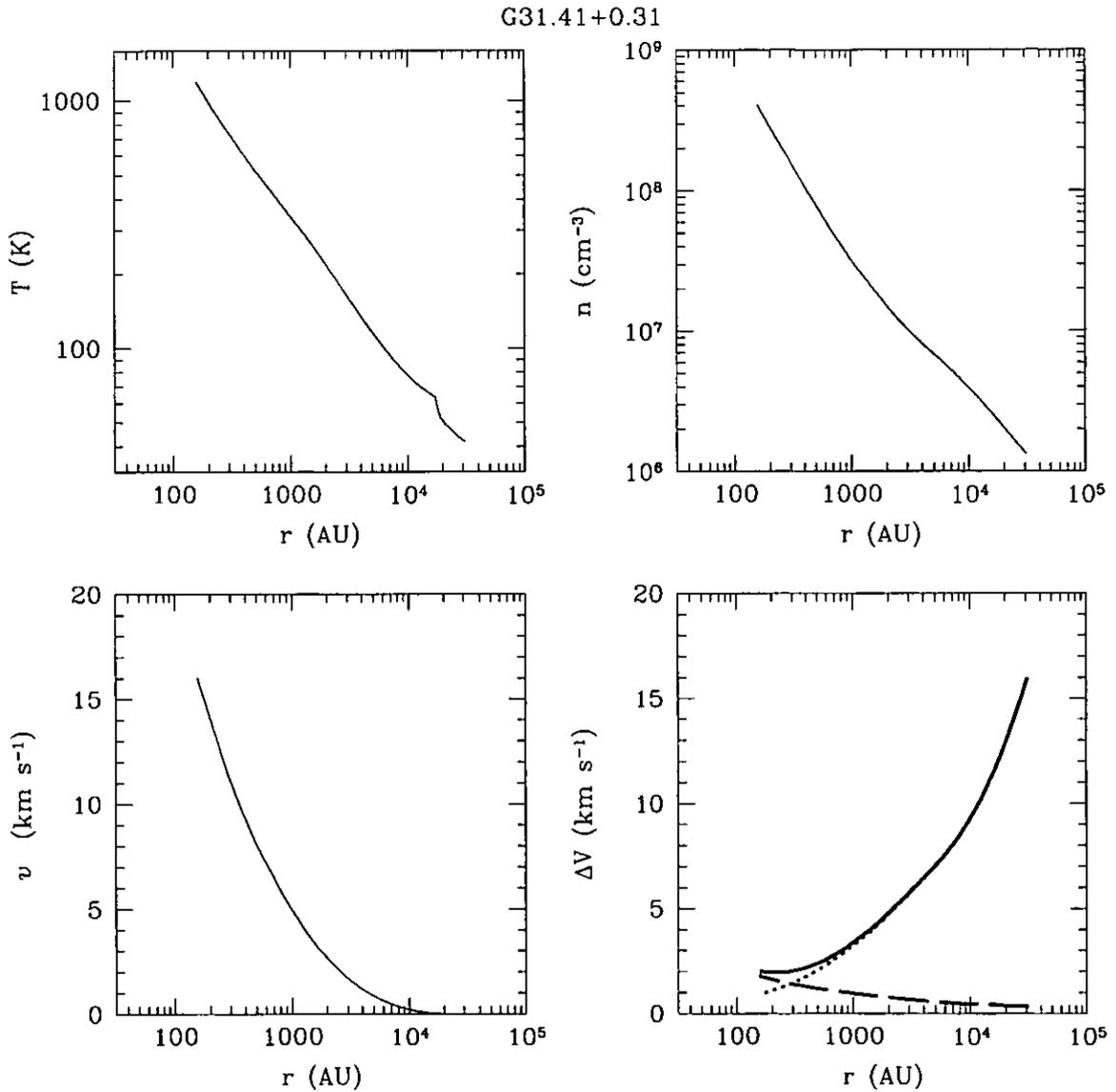


Figura 3.12: Distribución de temperatura, densidad, velocidades y dispersión de velocidad, ancho total a altura mitad, para la componente térmica (línea quebrada), turbulenta (línea punteada) y total (línea continua) en la envoltura de G31.41+0.31, correspondientes al modelo descrito en la Tabla 3.3 y que producen el espectro mostrado en la Figura 3.11. Estas distribuciones se grafican desde el radio  $R_d$  hasta el radio  $R_{\text{ext}}$ , los cuales dependen del modelo de la fuente.

## 3.4 Discusión

### 3.4.1 Discusión general de los resultados

Se encontró que el modelo descrito en este trabajo, de una envolvente en colapso sobre una protoestrella central masiva, reproduce los datos observacionales con los que se dispone hasta ahora para las fuentes seleccionadas. Se exploraron dos posibles distribuciones de densidad para la envolvente. La distribución de densidad correspondiente al colapso de la ELS produce espectros que están en mejor acuerdo con los datos observacionales que la distribución de densidad correspondiente al colapso de la EIS.

Para ajustar los flujos observados de la mayoría de las fuentes se requieren estrellas masivas tipo B ( $10-16 M_{\odot}$ ), excepto en el caso G31.41+0.31 que requirió una estrella tipo O8 ( $25M_{\odot}$ ), valores altos de la tasa de acreción  $\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  y radios de la envolvente de  $\sim 0.1$  pc. Los valores que se obtuvieron para la tasa de acreción exceden por un gran factor la tasa de acreción "crítica" que se necesita para impedir el desarrollo de la región ionizada, la cual para una estrella tipo B (como las propuestas en nuestro modelos) es del orden de  $10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  (según la ec. 1.4). Por lo tanto, los modelos predicen que no se detectará continuo de una región HIIUC.

Los valores que se obtuvieron para los tamaños de la envolvente son consistentes con aquellos inferidos por las observaciones. Sin embargo, todavía no es posible hacer una comparación en detalle ya que la mayoría de las observaciones dan únicamente un límite superior al tamaño de las fuentes. Sólo en el caso de IRAS 23385+6053 y el núcleo caliente de Orión, se tenía la distribución espacial observada a 3.4 y 1.3 mm, respectivamente, lo cual permitió hacer una comparación entre éstos y el perfil espacial predicho por el modelo.

Para IRAS 23385+6053 se encontró un buen acuerdo con el flujo total observado, con su máximo a 3.4 mm y el tamaño observado. Para Orión se encontró también un buen acuerdo con el tamaño observado a 1.3 mm.

Para un ajuste más exacto de las fuentes se requiere de mapas con alta resolución angular y con buena señal a ruido S/N a diferentes longitudes de onda. En este sentido, los perfiles de intensidad espacial ayudarían a discriminar entre posibles modelos. Por otro lado, se necesitan imágenes en el infrarrojo lejano o cercano con alta resolución angular, ya que nuestro modelo predice un máximo de  $\gtrsim 10^3$  Jy a  $\sim 100 \mu\text{m}$  y debido a que un ajuste basado sólo en los flujos IRAS, con un haz del orden  $10''-30''$ , sería inadecuado porque éste no sólo incluye el flujo de la fuente de interés (de tamaño  $\sim 1''-4''$ ) sino también el flujo de sus fuentes vecinas. Observaciones como las que se realizaron para la fuente G34.24+0.13MM a 350 micras y con la cámara SHARC (Submillimeter High Angular Resolution Camare) del Observatorio submilimétrico de Caltech<sup>5</sup> podrían sugerir si la emisión térmica de polvo de estas fuentes aumenta hasta 100 micras tal como sugieren los modelos.

Tabla 3.5: Colores Infrarrojos Inferidos a partir de los Modelos

Fuente	[100-60]	[60-25]	[25-12]
G34.24+0.13MM	0.04	2.32	4.60
W3(H <sub>2</sub> O)	-0.18	1.36	3.58
Orión	-0.16	1.27	3.43
IRAS 23385+6053	0.20	2.86	5.84
G31.41+0.31	-0.09	2.14	4.42
HIUC	0.26	0.87	0.91

<sup>5</sup>California Institute of Technology

Los colores intrínsecos en el infrarrojo<sup>6</sup> predichos por nuestros modelos (ver Tabla 3.5) son diferentes a los colores observados en las regiones HIIUC (Wood y Churchwell 1989). De aquí se puede tener un criterio de color para encontrar NMCs aislados, los cuales serían de gran interés puesto que no se tendría el problema de la contaminación de las fuentes cercanas.

Para todas las fuentes se encontró que la luminosidad de acreción excede la luminosidad estelar (ver Tabla 3.4). Este resultado señala la relevancia de la energía liberada en el proceso de acreción en este estado tan temprano de evolución, siendo un ingrediente básico que no debe de ignorarse cuando se modela a esta clase de objetos.

### 3.4.2 Efecto de la presión de radiación sobre los granos de polvo

En principio, la presión de radiación sobre los granos de polvo podría evitar, toda la masa de la nube llegue hasta la protoestrella. Debido a esto, es importante asegurarse si este efecto detendrá el colapso de las envolventes consideradas en este trabajo. Para ello se revisan en esta sección los límites que dan diferentes autores para que la acreción proceda hasta la protoestrella.

Wolfire y Cassinelli (1987) revisaron los cálculos de la masa máxima que una protoestrella con un flujo de acrecimiento puede acumular. Para ello tomaron en cuenta las propiedades de los granos interestelares que en ese entonces se conocían. Ellos analizaron lo que pasaba tanto en la frontera interna de la envolvente (la cual es afectada por la radiación estelar directa) como en la frontera externa (que recibe la radiación del campo difuso).

---

<sup>6</sup>Los colores están definidos como:  $[100-60] = \log(F_{100}/F_{60})$ ,  $[60-25] = \log(F_{60}/F_{25})$  y  $[25-12] = \log(F_{25}/F_{12})$ .

En la frontera exterior de la envoltente, la aceleración radiativa,  $\kappa_{\text{H}}^{\text{pr}} L_{\text{tot}}/4\pi r^2 c$  que empuja el material hacia fuera deberá ser menor que la aceleración gravitacional  $GM_{\text{env}}/r^2$  que lleva el material hacia el centro. Esta condición puede escribirse de la misma manera que en Wolfire y Cassinelli (1987), (ver su ec. 10),

$$\Gamma = \frac{\kappa_{\text{H}}^{\text{pr}} L_{\text{tot}}}{4\pi c GM_{\text{env}}} < 1, \quad (3.1)$$

donde  $\kappa_{\text{H}}^{\text{pr}}$ , es el coeficiente de presión de radiación del flujo promedio,  $c$  es la velocidad de la luz,  $M_{\text{env}}$  es la masa total dentro de la envoltente y  $L_{\text{tot}}$  es la luminosidad disponible para calentar y empujar su material. Los modelos de este trabajo en general tienen  $L_{\text{tot}} < 6 \times 10^4 L_{\odot}$  y masas típicas de las envoltentes de  $\sim 130 M_{\odot}$ <sup>7</sup>. Se aproximó al coeficiente de presión de radiación del flujo promedio como la opacidad promedio de Planck del polvo evaluada a la temperatura fotosférica. Se encontró que dicha temperatura es de  $\sim 70 K$ , es por lo tanto,  $\kappa_{\text{P}} \sim 1.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Para este rango de valores

$$\Gamma = 0.042 \left( \frac{\kappa_{\text{p}}}{1.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right) \left( \frac{L_{\text{tot}}}{6 \times 10^4 L_{\odot}} \right) \left( \frac{M_{\text{env}}}{130 M_{\odot}} \right)^{-1} < 1, \quad (3.2)$$

y el flujo en la frontera exterior puede fluir hacia adentro.

Por otro lado, en el frente de destrucción de polvo,  $R_{\text{d}}$ , se tiene la radiación directa de la estrella y del choque de acreción. Aquí, por lo tanto la tasa de momento del material en colapso,  $\dot{M}v_{\text{d}}$ , debe de ser mayor o igual al flujo de momento del campo de radiación,  $L_{\text{tot}}/c$ , así se tiene

$$\dot{M} \geq \frac{L_{\text{tot}}}{v_{\text{d}} c}, \quad (3.3)$$

donde  $v_{\text{d}}$ , es la velocidad del flujo en el frente de destrucción. Esta condición es satisfecha por los modelos presentados en este trabajo ( $M_{\star} \sim 10 - 16 M_{\odot}$ ,  $\dot{M} \sim 6 \times 10^{-4} - 10^{-3} M_{\odot}$

<sup>7</sup>Excepto el caso extremo de G31.41+0.31 cuya  $L_{\text{tot}} = 2 \times 10^5 L_{\odot}$  y  $M_{\text{env}} \sim 1580 M_{\odot}$

año<sup>-1</sup>, aun para G31.41+0.31 cuya estrella central tiene una masa de 25  $M_{\odot}$ ) como puede verse en la Figura 5 de Wolfire y Cassinelli (1987). Esta figura también muestra que los núcleos que estudiamos tienen menos luminosidad que la luminosidad de Eddington,  $L_{\text{Edd}}$ , donde la acreción se detiene por la presión de radiación sobre los electrones con una opacidad dada por la dispersión de Thompson.

Considerando una envolvente de polvo que tiene una zona interna ópticamente gruesa y una zona externa ópticamente delgada y suponiendo una opacidad promedio de Rosseland que tiene una forma analítica dada por  $\chi_{\text{R}} = \chi_{\text{R0}}(T/T_{\text{s}})^2$ , Kahn (1974) obtuvo el cociente luminosidad a masa máximo de  $L/M_{\star} = 5436 L_{\odot}/M_{\odot}$  como se mencionó antes. Su ecuación (65) implica que esta razón es inversamente proporcional al cubo de la temperatura de sublimación del polvo,  $T_{\text{sub}}^3$  y a la opacidad promedio de Rosseland  $\chi_{\text{R0}}$ , para la radiación a una temperatura de color de  $T_{\text{s}} = 22,000$  K. Kahn usó  $T_{\text{sub}} = 3675$  K y  $\chi_{\text{R0}} = 600 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Se encontró que una temperatura de sublimación para una mezcla de granos estándar (ver §2.3.2) en estos modelos es  $T_{\text{sub}} \sim 1200$  K. Además, el valor de  $\chi_{\text{R0}}$  debe de incrementarse por un factor de  $\sim 8$  para estar de acuerdo con nuestro valor para la opacidad promedio de Rosseland a  $T \sim 1000$  K. Estas modificaciones se deben a que se han usado propiedades de la mezcla de granos más actuales. Esto implica que el valor máximo del cociente entre luminosidad y masa derivado por Kahn podría ser de  $\sim 20,000 L_{\odot}/M_{\odot}$ . Este resultado contrasta con los modelos detallados del proceso de destrucción del polvo de Wolfire y Cassinelli (1987). Ellos encontraron que solamente pueden formarse estrellas muy masivas modificando la mezcla de granos MRN estándar para acreción sobre estrellas masivas con  $M_{\star} = 60, 100$  and  $200 M_{\odot}$ , en las cuales el cociente entre luminosidad y masa sea  $L/M_{\star} > 8974 L_{\odot}/M_{\odot}$ . Por otro lado, Jijina y Adams (1996) encontraron que el valor máximo del cociente entre luminosidad y

masa es menos restrictivo para el colapso con rotación que para el colapso esférico. De cualquier manera, todos nuestros modelos tienen un cociente entre luminosidad y masa  $L_{\text{tot}}/M_* < 4300 L_{\odot}/M_{\odot}$ , excepto para G31.41+0.31 para la cual  $L_{\text{tot}}/M_* = 8000 L_{\odot}/M_{\odot}$ , lo cual implica que la acreción continúa hasta alcanzar la estrella central. Por lo tanto, se considera que la presión de radiación sobre granos de polvo no detendrá el flujo de acreción sobre la protoestrella central para las fuentes modeladas en este trabajo.

### 3.4.3 Fin de la fase de acreción

Como se discutió antes, el cociente luminosidad a masa de las fuentes estudiadas es grande pero todavía está por abajo de cociente crítica para que la presión de radiación sobre los granos de polvo detenga la acreción de material. No obstante, esta razón, dada por

$$\frac{L_{\text{tot}}}{M_*} = \frac{L_*}{M_*} + \frac{GM}{R_*}, \quad (3.4)$$

aumentará como función del tiempo, debido a que la luminosidad de la estrella central aumenta con el tiempo y debido a que la tasa de acreción de masa también aumenta con el tiempo, de la forma  $\dot{M} \propto t^3$  (ec. [2.10]), en el modelo logatrópico. Por lo tanto, la presión de radiación podrá eventualmente detener el colapso de material sobre la protoestrella. Este será un proceso repentino, puesto que, cuando la acreción se detenga, también desaparecerá la luminosidad de acreción, la cual es una componente importante a la luminosidad total. Así, resulta tentador especular, que si un viento se enciende en la estrella, después de que el flujo se ha invertido súbitamente, este viento ayudará a mantener invertido el flujo de acreción. En este caso, una región HII UC puede desarrollarse.

Si este proceso ocurre en una escala de tiempo corta comparado a la escala de tiempo de acreción, uno puede hacer una simple estimación de la masa final de la protoestrella,

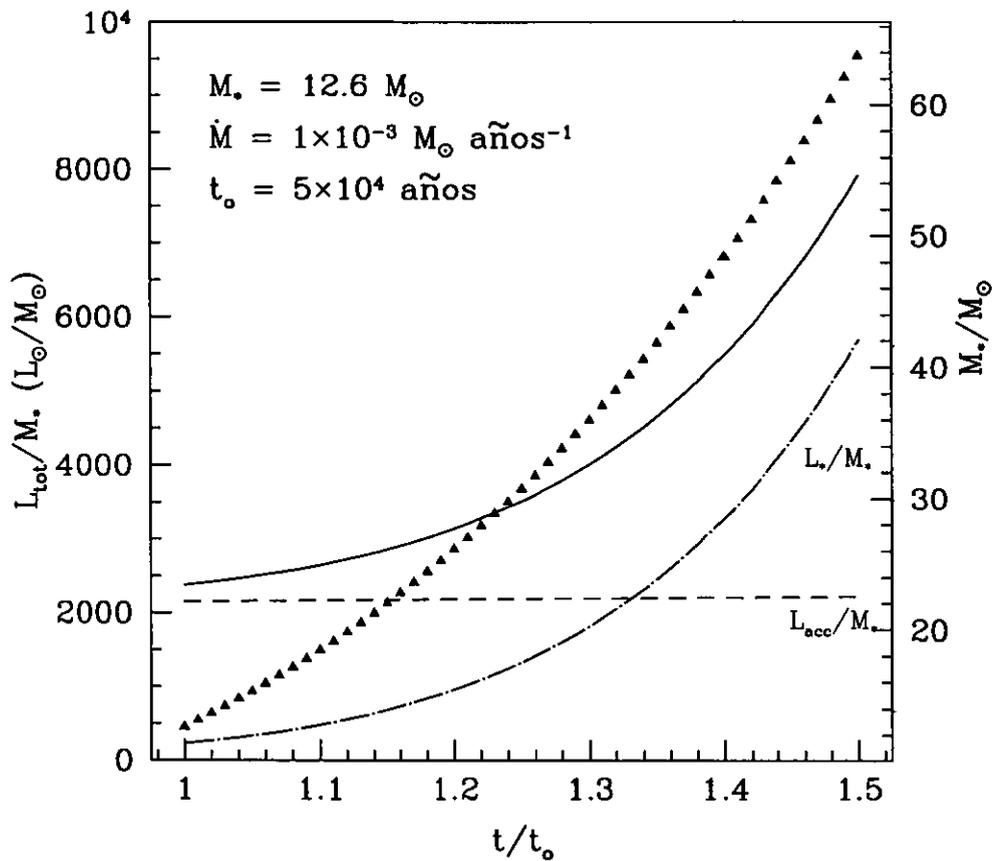


Figura 3.13: La línea continua representa el cociente luminosidad a masa como función de la variable adimensional de tiempo,  $t/t_0$ , donde  $t_0$  es la edad de la fuente cuando ha alcanzado una  $M_* = 12.6 M_\odot$  con  $\dot{M} = 1 \times 10^{-3} M_\odot \text{ años}^{-1}$ .  $t/t_0 = 1$  corresponde a este instante y en el cual se tiene  $L_{acc} > L_*$ . La línea de puntos y trazos representa la contribución estelar a esta razón mientras que la de trazos representa la contribución debido la acreción. La línea de triángulos muestra la evolución de la masa de la estrella central y su eje vertical es el del lado derecho.

una vez que el flujo de acreción se ha detenido por la presión de radiación. Para ello, se adopta una relación masa-luminosidad para estrellas de secuencia principal de la forma,  $L_* \propto M_*^3$  y una relación masa-radio de  $R_* \propto M_*^{0.73}$  (e.g. Bowers y Deeming 1984), sin embargo, como se discutió en § 2.3.5, no es claro que estas relaciones se mantengan para estrellas masivas formadas bajo una intensa tasa de acreción, la cual tiene una dependencia empinada con el tiempo. La Figura (3.13) muestra el cociente luminosidad a masa como una función de la variable adimensional del tiempo,  $t/t_0$ , donde  $t_0$  es la edad actual del núcleo molecular caliente (línea continua). Se supone una estrella central de  $12.6 M_\odot$  y una tasa de acreción de masa de  $\dot{M} = 1 \times 10^{-3} M_\odot \text{ año}^{-1}$ , al tiempo adimensional de  $t/t_0 = 1$ . Estos valores corresponden a la fuente IRAS 23385+6053, la cual tiene una  $t_0 = 5 \times 10^4$  años (ver la Tabla 3.4). La línea de puntos y trazos representa la contribución estelar al cociente luminosidad a masa y la de trazos representa a la contribución de la acreción a este cociente. La línea de triángulos muestra la masa de la protoestrella ( $M_* \propto t^4$ , que se puede deducir integrando la ec. 2.10) etiquetada sobre el lado derecho del eje vertical. Independientemente del valor exacto crítico del cociente luminosidad a masa para que la presión de radiación detenga el flujo de acreción, en esta figura se muestra que la evolución del cociente luminosidad a masa es rápido. Así, uno espera que en menos de  $10^5$  años (ver figura 3.13), la acreción de material se detenga y una región HIIUC empiece a desarrollarse dentro del NMCs y a ser detectable.

Finalmente, si todas las estrellas OB se forman dentro de NMCs bajo una intensa acreción, uno puede estimar el número esperado de NMCs que se encuentran en esta fase. Para ello se toma la tasa de formación de estrellas O en la Galaxia  $\dot{N} \sim 1/300 \text{ año}^{-1}$  (Wood y Churchwell 1989) y el tiempo en la fase de NMC. Este tiempo se mide desde que se tiene una estrella más temprana que una tipo B3 hasta que se llega a una luminosidad

menor a  $5 \times 10^5 L_{\odot}$ , esta luminosidad corresponde al punto donde la presión de radiación sobre el polvo puede invertir el flujo de acreción (antes de este límite se han acumulado  $\sim 60 M_{\odot}$ ), durante este intervalo de tiempo, la acreción va aumentando. Haciendo un promedio sobre nuestras fuentes el intervalo de tiempo llega a ser  $\Delta t \lesssim 2 \times 10^4$  años, con este valor uno podría esperarse encontrar  $\sim 70$  NMCs hoy en día. Estos números pueden aumentar hasta 800, si se usa una tasa de formación de estrellas masivas tipo O más alta, como la de Güsten y Mezger (1983), que es  $\sim 4 \times 10^{-2}$  año $^{-1}$ .

### 3.5 Conclusiones

En este capítulo se encontró que los flujos observados y atribuibles a emisión térmica de polvo caliente (en el intervalo de  $3 \mu\text{m}$  a  $3 \text{cm}$ ) de algunos candidatos a NMCs como G34.24+0.13MM, W3(H<sub>2</sub>O), el núcleo de Orión, IRAS 23385+6053 y G31.41+0.31 se parecen al espectro resultante de emisión térmica de polvo calculada siguiendo un modelo de una envolvente de gas y polvo en colapso sobre una protoestrella central masiva. Los parámetros con los que se lograron los mejores ajustes son estrellas tipo B (en el caso de G31.41+0.31 se requirió una estrella tipo O8) con tasas de acreción  $\lesssim 1 \times 10^{-3} M_{\odot}$  año $^{-1}$  y edades del orden de  $10^5$  años. Se encontró que el principal agente de calentamiento es la luminosidad de acreción.

- Los espectros resultantes del modelo dependen de la distribución de densidad que se supone para la envolvente. Para una tasa de acreción dada, las envolventes cuya distribución de densidad corresponde al colapso de la ESI son menos masivas que las correspondientes al colapso de la ESL. Por esta razón, requieren mayores tasas de acreción para reproducir los flujos milimétricos observados ( $> 10^{-3} M_{\odot}$  año $^{-1}$ ).

Sin embargo, los espectros que se obtienen con tales tasas de acreción predicen una emisión en el infrarrojo cercano mucho mayor que la observada.

- Los modelos de la estructura de estrellas masivas que se forman bajo una intensa tasa de acreción que se incrementa con el tiempo (como los que se discuten en este trabajo) son necesarios para determinar las características de este tipo de objetos. Por ejemplo, el modelo ha requerido estrellas centrales con radios mayores que los radios ZAMS para explicar los bajos flujos observados en el infrarrojo cercano.
- Se requieren observaciones con mejor resolución angular (por debajo de un segundo de arco, lo cual evitaría la contaminación de las fuentes de las estrellas masivas cercanas) en el rango de infrarrojo medio y lejano para restringir la luminosidad total de los NMCs.
- La tasa de acreción crítica para mantener confinada la region HIIUC es mucho menor que las tasas de acreción predichas por nuestros modelos de NMCs. Por lo tanto, en esta fase de alta acreción, los NMCs no tendrán una region HII detectable.
- Se especula que cuando se alcanza un cociente luminosidad-masa “crítico”, el colapso se detiene y un poderoso viento estelar limpiará la envoltura de polvo circunestelar, en este punto se empezará a detectar la región HIIUC.

# Capítulo 4

## Modelaje de las transiciones de inversión del amoníaco en NMCs

### 4.1 Líneas moleculares en NMCs

Los NMCs se caracterizan por presentar emisión detectable de diversas especies moleculares. El análisis simple (realizado, en general, suponiendo que se trata de condensaciones estáticas, con temperatura y densidad constantes) de las observaciones de transiciones moleculares originadas en NMCs (p.ej., Cesaroni et al. 1998) sugiere que estos objetos presentan temperaturas y densidades promedio (en torno a 70 K y  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente) que superan en varios órdenes de magnitud a las que caracterizan al resto de la nube molecular. Los valores así obtenidos representan probablemente un promedio dentro del NMC, pero las condiciones físicas reales en estos objetos son ciertamente más complejas, variando de un punto a otro dentro de un mismo NMC. Es por ello que resulta conveniente disponer de modelos detallados, que permitan hacer predicciones precisas de la emisión esperada en las condiciones de excitación correspondientes a los campos de velocidad, densidad y temperatura característicos de los NMCs, para su posterior com-

paración con las observaciones de líneas moleculares realizadas hacia estos objetos. En particular, nos interesa modelar la emisión esperada para los campos de velocidad, densidad y temperatura predichos por los modelos descritos en el Capítulo 3.

Una de las moléculas más utilizadas para la observación de NMCs es la molécula de amoníaco. Esto se debe a que esta molécula es un trazador de gas denso (es decir, que su emisión sólo tiene una emisión detectable en condiciones de densidad relativamente alta,  $\gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), permitiendo con ello “aislar” la emisión del núcleo de gas más denso de la del resto de la nube. El amoníaco presenta la ventaja adicional de que sus diferentes transiciones de inversión (ver más adelante) ocurren a frecuencias similares y pueden observarse con un mismo instrumento en condiciones de observación muy parecidas. Cada una de estas transiciones presenta a su vez estructura hiperfina fácilmente observable, por ello puede obtenerse mucha información acerca de las condiciones físicas con la observación de una sola transición. Las transiciones de inversión de la molécula de  $\text{NH}_3$  ocurren en el intervalo de longitudes de onda centimétrico, por lo que son susceptibles de ser observadas con el Very Large Array (VLA), el interferómetro que actualmente permite obtener la mejor combinación de resolución angular y sensibilidad. Esto es particularmente interesante, puesto que los NMCs en general se encuentran a distancias de varios kpc, de modo que son necesarias observaciones con resolución angular por debajo del segundo de arco para poder resolver angularmente su emisión y así poder obtener información acerca de la variación espacial de las condiciones físicas dentro del NMC.

Es por ello que en este capítulo nos proponemos modelar la emisión de las líneas de inversión de la molécula de amoníaco, realizando el transporte radiativo en envolventes con las condiciones físicas correspondientes a los campos de densidad, velocidad y tem-

peratura (Capítulo 3) que suponemos deben caracterizar a los NMCs que contienen una estrella central masiva en formación. Los resultados obtenidos a partir de estos modelos se compararán con las observaciones actualmente disponibles de las fuentes que ya han sido observadas, efectuándose asimismo predicciones de utilidad para guiar futuras observaciones de nuevas fuentes.

## 4.2 Física de la molécula de amoníaco

Las propiedades de la molécula de amoníaco están estudiadas en detalle en Townes y Slawlow (1975), Ho (1977), Ho y Townes (1983), y están resumidas en Estalella y Anglada (1999). Otros trabajos acerca de aspectos más específicos pueden encontrarse en Morris et al. (1973), Sweitzer (1978), Walsmsley y Ungerechts (1983), Danby et al. (1988), entre otros. En lo que sigue nos centraremos únicamente en las cuestiones más relevantes en relación al cálculo de las propiedades físicas que necesitaremos para el desarrollo de nuestros modelos.

### 4.2.1 Niveles rotacionales y temperatura rotacional

La molécula de  $\text{NH}_3$  tiene una estructura piramidal con un eje de simetría que pasa por el átomo de nitrógeno y es perpendicular al plano que determinan los tres átomos de hidrógeno. Debido a esta simetría, la molécula tiene iguales dos de los tres momentos principales de inercia y se la denomina “rotor simétrico”. Su energía rotacional está entonces especificada por dos números cuánticos principales, correspondientes al momento angular total,  $J$  y a su proyección sobre el eje de simetría,  $K$ ,

$$E_{JK} = h[BJ(J+1) + (C-B)K^2] \quad (J = 0, 1, 2, \dots \quad K = 0, \pm 1, \dots, \pm J), \quad (4.1)$$

donde las constantes rotacionales de la molécula están relacionadas con los momentos principales de inercia  $I_B$ ,  $I_C$  y sus valores son:

$$B = \frac{h}{8\pi^2 I_B} = 2.98 \times 10^{11} \text{ Hz}, \quad C = \frac{h}{8\pi^2 I_C} = 1.89 \times 10^{11} \text{ Hz}. \quad (4.2)$$

La Figura 4.1 muestra un diagrama de los niveles rotacionales de energía de la molécula de  $\text{NH}_3$ . Las reglas de selección dipolar sólo permiten transiciones radiativas con  $\Delta K = 0$ ,  $\Delta J = 0, \pm 1$ . Es decir, sólo pueden darse transiciones radiativas entre estados del mismo número cuántico  $K$ , que además tengan valores consecutivos del número cuántico  $J$ . Es como si los estados de energía de cada valor de  $K$  fueran los peldaños de una “escalera de mano”, así se pueden subir o bajar peldaños de una misma escalera  $K$ , de uno en uno (es decir,  $J$  sólo puede cambiar en una unidad), pero no se puede saltar de una escalera a otra (es decir, no puede variar el valor de  $K$ ). En general, excepto en el caso de que exista un intenso campo de radiación infrarroja, los niveles rotacionales altos de cada escalera ( $J > K$ ) tienden a estar poco poblados, puesto que sus tiempos de vida son muy cortos (del orden de 10–100 s), por lo que se les denomina estados *no metaestables*, de modo que todas las moléculas se encuentran más probablemente en los estados de las diferentes escaleras que corresponden al nivel más bajo de energía ( $J = K$ ), los cuales se denominan estados *metaestables* y su tiempo de vida es mucho mayor (del orden de  $10^9$  s).

Por otra parte, de acuerdo con las reglas de selección, las transiciones radiativas entre estados metaestables no son posibles (puesto que para pasar de un estado metaestable a otro debe variar el valor del número cuántico  $K$ , lo cual está prohibido). Únicamente son posibles las transiciones colisionales entre estados metaestables. Debido a todo ello, en el medio interestelar, normalmente se dan las condiciones en que solamente los estados metaestables están poblados significativamente, estando las poblaciones de dichos estados

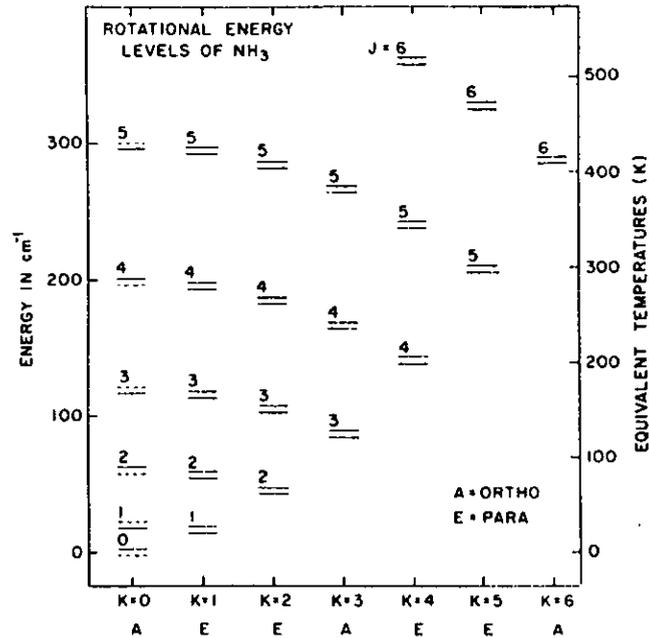


Figura 4.1: Estructura de niveles rotacionales de la molécula de amoníaco.

governados por las colisiones (principalmente con las moléculas de  $\text{H}_2$ , que son las más abundantes). Por ello, la temperatura de excitación que, de acuerdo a la ley de Boltzmann describe las poblaciones relativas entre niveles rotacionales y que por esta razón recibe el nombre de *temperatura rotacional*,  $T_{\text{rot}}$ , en general constituye una muy buena aproximación a la temperatura cinética,  $T_k$ , la cual define el movimiento térmico de las moléculas en la región.

Puesto que las transiciones permitidas entre estados rotacionales tienen lugar a longitudes de onda difícilmente observables desde la superficie de la tierra y puesto que en las condiciones que generalmente se dan en el medio interestelar no existen campos infrarrojos intensos que mantengan poblados los niveles no metaestables y puedan ocurrir este tipo de transiciones, éstas han sido poco utilizadas para el estudio de regiones de formación

estelar.

### 4.2.2 Transiciones de inversión

Las transiciones que han resultado de mayor interés para el estudio del amoníaco en el medio interestelar son las llamadas transiciones de inversión, que ocurren en el rango de las microondas (a una longitud de onda en torno a 1.3 cm), las cuales se describirán a continuación.

Como hemos mencionado anteriormente, en la molécula de amoníaco, el átomo de nitrógeno se encuentra en el vértice de una pirámide cuya base determinan las posiciones de los átomos de hidrógeno. En su movimiento vibracional, el átomo de nitrógeno se desplaza con respecto a su posición en el vértice de la pirámide. Clásicamente, este átomo no podría atravesar el plano de los hidrógenos debido a la barrera potencial creada entre ellos, pero cuánticamente esto es posible por efecto túnel. Debido a esto, el potencial vibracional del amoníaco se deforma con respecto al potencial de un oscilador armónico simple, en consecuencia, los niveles vibro-rotacionales se juntan por pares, de modo que cada nivel rotacional (excepto el  $K=0$ ) parece estar “desdoblado” en dos subniveles muy próximos, cuya separación en frecuencia está en la región de microondas. A estos subniveles se les conoce como el de paridad positiva (+) y el de paridad negativa (-) (ver Fig. 4.2) y las transiciones entre ellos son las llamadas *transiciones de inversión* del nivel rotacional ( $J,K$ ), las cuales cumplen con las reglas de selección dipolar, puesto que en ellas  $\Delta J = 0$  y  $\Delta K = 0$ .

En la Tabla 4.1 se listan las frecuencias de las transiciones de inversión correspondientes a los niveles rotacionales metaestables (1,1) al (6,6) de la molécula de amoníaco (Pickett

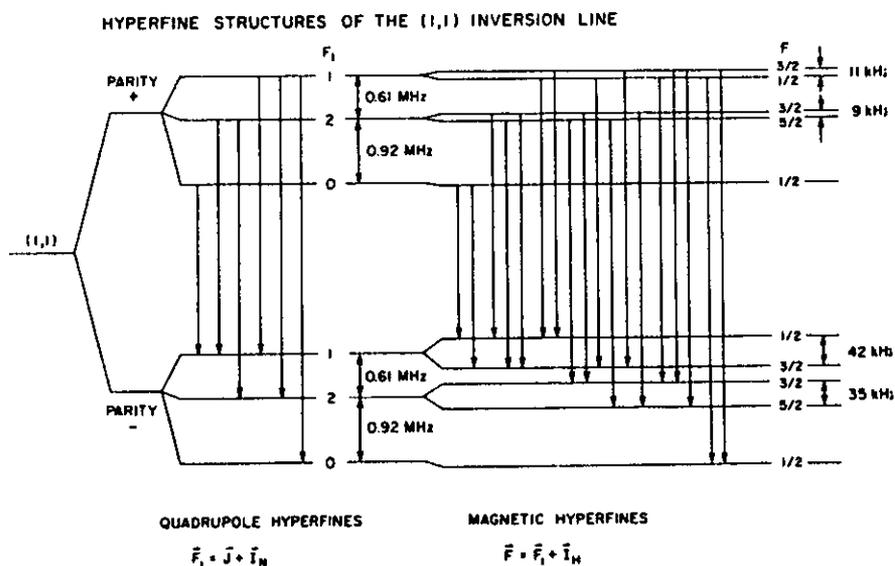


Figura 4.2: Estructura hiperfina del nivel rotacional  $(J,K)=(1,1)$  de la molécula de amoníaco y de su correspondiente transición de inversión.

et al. 1998).

Tabla 4.1: Transiciones de inversión de la molécula de amoníaco

$(J,K)$	$\nu_0$ (GHz)	$A_{ul}$ ( $s^{-1}$ )
(1,1)	23.6944955	$1.66838 \times 10^{-7}$
(2,2)	23.7226333	$2.23246 \times 10^{-7}$
(3,3)	23.8701292	$2.55865 \times 10^{-7}$
(4,4)	24.1394163	$2.82264 \times 10^{-7}$
(5,5)	24.5329887	$3.08642 \times 10^{-7}$
(6,6)	25.0560250	$3.38201 \times 10^{-7}$

En la Tabla 4.1 se lista también el coeficiente de Einstein de desexcitación espontánea para cada transición de inversión,  $A_{ul}$ , obtenido mediante la expresión:

$$A_{ul} = \frac{64\pi^4 \nu_0^3}{3hc^3} \frac{K^2}{J(J+1)} \mu^2, \quad (4.3)$$

donde  $\nu_0$  es la frecuencia de la transición de inversión correspondiente al nivel rotacional  $(J,K)$  y  $\mu$  es el momento dipolar eléctrico de la molécula de amoníaco, cuyo valor es  $\mu = 1.468 \times 10^{-18}$  ues cm (= 1.469 Debye).

### 4.2.3 Cálculo de la temperatura de excitación de una transición de inversión por medio del modelo de dos niveles

Las transiciones de inversión dentro de un nivel rotacional metaestable  $(J,K)$  ocurren mucho más frecuentemente que las transiciones a otros niveles rotacionales. Por esto, en el caso de la molécula de amoníaco es una buena aproximación utilizar un modelo de dos niveles para calcular las temperaturas de excitación,  $T_{ex}$ , de las transiciones de inversión. Este modelo consiste en calcular la excitación considerando únicamente las transiciones entre los dos niveles de inversión de cada estado metaestable, como si éstos estuvieran aislados, omitiendo por tanto las transiciones a otros niveles. En el caso de la molécula de  $NH_3$  esto es una buena aproximación porque las transiciones radiativas son poco frecuentes (ya que dentro de una misma escalera prácticamente sólo estará poblado el nivel metaestable y entre escaleras distintas están prohibidas) y las transiciones colisionales dentro del doblete de inversión de un mismo nivel rotacional son mucho más frecuentes que las que ocurren entre niveles rotacionales distintos (puesto que las secciones rectas de estas últimas son generalmente un orden de magnitud menores; Ho y Townes 1983, Danby et al. 1988)

Para obtener la temperatura de excitación establecemos un balance entre las poblaciones de los dos niveles de inversión, igualando el número de excitaciones con el número

de desexcitaciones (radiativas y colisionales). Es decir:

$$n_u A_{ul} + n_u B_{ul} I_\nu + n_u n_{\text{H}_2} \gamma_{ul} = n_l B_{lu} I_\nu + n_l n_{\text{H}_2} \gamma_{lu}, \quad (4.4)$$

donde los subíndices  $u$  y  $l$  denotan el nivel superior e inferior, respectivamente.  $A_{ul}$ ,  $B_{ul}$  y  $B_{lu}$  son los coeficientes de Einstein,  $\gamma_{ul}$  y  $\gamma_{lu}$  son los coeficientes colisionales,  $I_\nu$  es la intensidad del campo de radiación local, y  $n_{\text{H}_2}$  es la densidad de moléculas de  $\text{H}_2$ , puesto que se ha supuesto que las colisiones dominantes serán con moléculas de  $\text{H}_2$  por ser las más abundantes. La ecuación 4.4 puede escribirse como:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{B_{lu} I_\nu + n_{\text{H}_2} \gamma_{lu}}{A_{ul} + B_{ul} I_\nu + n_{\text{H}_2} \gamma_{ul}}. \quad (4.5)$$

Utilizando la definición de temperatura de excitación

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-h\nu_0/kT_{\text{ex}}}, \quad (4.6)$$

las relaciones entre los coeficientes de Einstein

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} \quad (4.7)$$

y

$$A_{ul} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} B_{ul}, \quad (4.8)$$

y la relación entre los coeficientes colisionales

$$\frac{\gamma_{lu}}{\gamma_{ul}} = \frac{g_u}{g_l} e^{-h\nu_0/kT_{\text{h}}}, \quad (4.9)$$

obtenemos:

$$T_{\text{ex}} = \frac{h\nu_0/k}{\ln \left[ \frac{\left(1 + \frac{A_{ul}}{n_{\text{H}_2} \gamma_{ul}}\right) e^{h\nu_0/kT_{\text{h}}} - 1}{\frac{A_{ul}}{n_{\text{H}_2} \gamma_{ul}} \left(\frac{c^2}{2h\nu_0^3} I_\nu e^{h\nu_0/kT_{\text{h}}}\right) + 1} \right]}. \quad (4.10)$$

En la práctica, tomaremos la intensidad del campo de radiación local como la de la radiación de fondo  $I_\nu = B_\nu(T_{bg})$ , sin que esto afecte al resultado, puesto que, como veremos, las densidades en las envolventes que estudiaremos son lo suficientemente altas para que éstas se encuentren cerca de la termalización.

Para el cálculo del coeficiente de desexcitación colisional adoptaremos la expresión  $\gamma_{ul} = 2.27 \times 10^{-11} (T_k/K)^{0.5} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^3$  (Ho 1977) para todas las transiciones, puesto que los cálculos de Sweitzer (1978) y Danby et al. (1988) muestran que varía poco de una transición a otra.

En el caso de que la profundidad óptica sea pequeña, la intensidad del campo de radiación local coincidirá con la de la radiación de fondo,  $I_\nu = B_\nu(T_{bg})$ . El efecto resultante de un aumento de la opacidad es hacer que el campo de radiación local tenga una contribución adicional, debido a los fotones de línea atrapados, haciendo que la temperatura de excitación se aproxime más a la temperatura cinética (ver, por ejemplo, la discusión de Ho 1977). Por tanto, si se usa como valor de la intensidad del campo de radiación local el de la radiación de fondo, las temperaturas de excitación así obtenidas serán límites inferiores estrictos. El cálculo del efecto de los fotones atrapados sobre el campo de radiación local depende, además, de la geometría y, en general, se requiere un proceso iterativo para obtener la temperatura de excitación. Sin embargo, puesto que las densidades en las envolventes que estudiaremos son lo suficientemente altas para que las temperaturas de excitación obtenidas usando la radiación de fondo estén ya muy cerca de la termalización (ver más abajo y Fig. 4.3), la corrección debido a los fotones de línea atrapados no tendría un efecto apreciable en las temperaturas de excitación resultantes, de modo que en la práctica adoptaremos  $I_\nu = B_\nu(T_{bg})$ , sin más iteraciones.

Para tener una guía acerca de cómo serán las condiciones de excitación en las fuentes que vamos a estudiar, hemos obtenido la relación entre la temperatura de excitación y la temperatura cinética, en función de la densidad, para varias transiciones de inversión de la molécula de  $\text{NH}_3$ . Tal como se muestra en la Figura 4.3, estas transiciones están bien termalizadas para densidades superiores a  $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , por lo que en la mayor parte de los puntos de las envolventes de nuestras fuentes (ver figuras 3.4, 3.6, 3.8, 3.10, 3.12), se tendrá  $T_{\text{ex}} \simeq T_k$ .

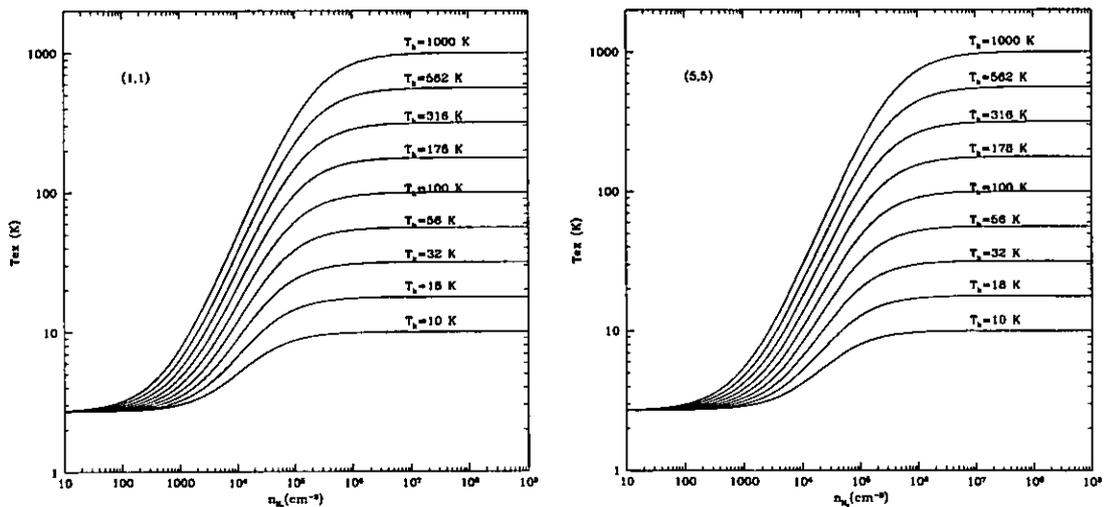


Figura 4.3: Temperatura de excitación para las transiciones de inversión del nivel rotacional (1,1) (izquierda) y (5,5) (derecha), en función de la densidad, para diferentes valores de la temperatura cinética, obtenida a partir del modelo de dos niveles.

## 4.2.4 Desdoblamiento hiperfino

### Desdoblamiento hiperfino cuadrupolar eléctrico

El espectro de cada transición de inversión presenta una estructura hiperfina originada por la interacción del momento cuadrupolar eléctrico del núcleo de nitrógeno con el campo eléctrico de los electrones. Esta interacción desdobra cada uno de los dos subniveles del doblete de inversión en tres estados hiperfinos (ver Fig. 4.2), cada uno correspondiente a un valor del número cuántico  $F_1$  ( $\vec{F}_1 = \vec{I}_N + \vec{J}$ , siendo  $\vec{I}_N$  el spin del núcleo de nitrógeno, cuyo valor es la unidad). Las reglas de selección sólo permiten transiciones con  $\Delta F_1 = 0, \pm 1$  (Ho 1977), estando prohibida, además, la  $0 \rightarrow 0$ , resultando siete transiciones posibles (seis en el caso del nivel (1,1)). De estas transiciones, las correspondientes a  $\Delta F_1 = 0$  tienen la misma frecuencia, de modo que aparecen en el espectro de inversión como una única línea llamada *línea principal* y las restantes ( $\Delta F_1 = \pm 1$ ) reciben el nombre de *líneas satélites*. Así, en cada transición se observan cinco componentes: una línea principal, con al menos el 50% de la intensidad, situada en el centro y dos pares de líneas satélites desplazadas simétricamente a ambos lados. En la Tabla 4.2 se lista la separación en frecuencia,  $\Delta\nu_i = \nu_0 - \nu_i$ , y la correspondiente velocidad,  $V_i$ , de cada componente con respecto a la de la línea principal, para las transiciones de inversión de los niveles (1,1) al (6,6).

También se listan en la Tabla 4.2 las intensidades (intrínsecas, es decir, sin tomar en cuenta aun los efectos de transporte radiativo) de las líneas hiperfinas, normalizadas a la intensidad total de la transición, que se expresan como  $x_i = I_{F_1 \rightarrow F_1 \pm 1} / I_{\text{tot}}$  para las satélites y  $x_i = \sum I_{F_1 \rightarrow F_1} / I_{\text{tot}}$  para la principal (que está constituida por las componentes que tienen la misma frecuencia, correspondientes a  $\Delta F_1 = 0$ ), que se obtienen a partir de

las expresiones dadas por Townes y Schawlow (1975):

$$I_{F_1 \rightarrow F_1} = \frac{b[J(J+1) + F_1(F_1+1) - I_N(I_N+1)]^2(2F_1+1)}{F_1(F_1+1)} \quad (4.11)$$

$$I_{F_1 \rightarrow F_1-1} = \frac{-b(J+F_1+I_N+1)(J+F_1-I_N)(J-F_1+I_N+1)(J-F_1-I_N)}{F_1} \quad (4.12)$$

$$I_{F_1 \rightarrow F_1+1} = \frac{-b(J+F_1+I_N+2)(J+F_1-I_N+1)(J-F_1+I_N)(J-F_1-I_N-1)}{F_1+1}. \quad (4.13)$$

donde  $b$  es una constante. Las intensidades absolutas corresponden al valor de  $b$ , tal que la suma de las intensidades de todas las componentes hiperfinas de la transición,  $I_{\text{tot}} \equiv \sum I_{F_1 \rightarrow F_1'}$ , sea exactamente igual a la intensidad que tendría la transición si ésta no se hubiera desdoblado. Las intensidades relativas normalizadas que se dan en la Tabla 4.2 cumplen la condición  $\sum_{i=1}^5 x_i = 1$ .

### Desdoblamiento hiperfino magnético

En la estructura hiperfina de cada doblete de inversión del  $\text{NH}_3$  hay otro desdoblamiento debido a la interacción (más débil) magnética entre los espines (ver Fig. 4.2). Debido a esto, la transición de inversión está compuesta en realidad por 18 componentes distintas (separadas  $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ ), que constituyen el desdoblamiento hiperfino magnético. Sin embargo, estas componentes sólo se distinguen en observaciones de alta resolución espectral de regiones (con bajas temperaturas y baja turbulencia), donde las líneas son muy estrechas. Dado que en las fuentes estudiadas las líneas son anchas, el desdoblamiento hiperfino magnético es indistinguible y por ello sólo se considera en este análisis las cinco componentes resultantes del desdoblamiento hiperfino eléctrico.

Tabla 4.2: Estructura hiperfina cuadrupolar eléctrica del NH<sub>3</sub>

$i$	$F_1 \rightarrow F'_1$	$\Delta\nu_i$ (MHz)	$V_i$ (km s <sup>-1</sup> )		$x_i$	
(1,1)						
1	0 → 1	1.531	-19.37		0.11111	sat. ext.
2	2 → 1	0.613	-7.75		0.13889	sat. int.
3	1 → 1 + 2 → 2	0	0	0.08333+0.41667 =	0.50000	pral.
4	1 → 2	-0.613	7.75		0.13889	sat. int.
5	1 → 0	-1.531	19.37		0.11111	sat. ext.
(2,2)						
1	1 → 2	2.04	-25.78		0.05000	sat. ext.
2	3 → 2	1.31	-16.55		0.05185	sat. int.
3	1 → 1 + 2 → 2 + 3 → 3	0	0	0.15000+0.23148+0.41481 =	0.79629	pral.
4	2 → 3	-1.31	16.55		0.05185	sat. int.
5	2 → 1	-2.04	25.78		0.05000	sat. ext.
(3,3)						
1	2 → 3	2.30	-28.88		0.02645	sat. ext.
2	4 → 3	1.71	-21.47		0.02678	sat. int.
3	2 → 2 + 3 → 3 + 4 → 4	0	0	0.21164+0.28009+0.40178 =	0.89352	pral.
4	3 → 4	-1.71	21.47		0.02678	sat. int.
5	3 → 2	-2.30	28.88		0.02645	sat. ext.
(4,4)						
1	3 → 4	2.45	-30.43		0.01620	sat. ext.
2	5 → 4	1.95	-24.21		0.01629	sat. int.
3	3 → 3 + 4 → 4 + 5 → 5	0	0	0.24305+0.30083+0.39111 =	0.93500	pral.
4	4 → 5	-1.95	24.21		0.01629	sat. int.
5	4 → 3	-2.45	30.43		0.01620	sat. ext.
(5,5)						
1	4 → 5	2.57	-31.40		0.01090	sat. ext.
2	5 → 6	2.12	-25.91		0.01094	sat. int.
3	4 → 4 + 5 → 5 + 6 → 6	0	0	0.26181+0.31148+0.38299 =	0.95629	pral.
4	6 → 5	-2.12	25.91		0.01094	sat. int.
5	5 → 4	-2.57	31.40		0.01090	sat. ext.
(6,6)						
1	5 → 6	2.63	-31.46		0.00783	sat. ext.
2	6 → 7	2.25	-26.92		0.00785	sat. int.
3	5 → 5 + 6 → 6 + 7 → 7	0	0	0.27422+0.31765+0.37677 =	0.96863	pral.
4	7 → 6	-2.25	26.92		0.00785	sat. int.
5	6 → 5	-2.63	31.46		0.00783	sat. ext.

### 4.2.5 Opacidad de las transiciones de inversión

En general, el coeficiente de absorción correspondiente a una transición entre dos niveles esta dado por la expresión (p.ej., secc. 1.3.5 de Estalella y Anglada 1999):

$$\kappa_\nu(V) = \frac{c^3}{8\pi\nu_0^3} A_{ul} n_u \left( e^{h\nu_0/kT_{ex}} - 1 \right) \phi_\nu(V), \quad (4.14)$$

donde  $\nu_0$  es la frecuencia de la transición (en el sistema de referencia de laboratorio de la molécula emisora),  $A_{ul}$  es el coeficiente de Einstein de desexcitación espontánea,  $n_u$  es la densidad de población de moléculas en el nivel superior,  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación y  $\phi_\nu(V)$  es la función perfil, la cual contiene la dependencia de la opacidad en función de la velocidad (equivalente a la dependencia en frecuencia). La emisión y absorción de radiación de una línea es sensible a los efectos del campo de velocidades ya que éstas se dan en principio en un intervalo estrecho de frecuencias pero este intervalo se extiende a otras frecuencias por el corrimiento Doppler producido por la velocidad de las partículas con respecto al observador. La función perfil,  $\phi_\nu(V)$ , es en realidad la función de distribución de velocidades de la componente a lo largo de la visual, que es la que produce el corrimiento Doppler, y debida tanto a movimientos sistemáticos como desordenados, normalizada de modo que  $\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_\nu(V) dV = 1$ .

En el caso de la molécula de amoníaco, el coeficiente de absorción de la transición de inversión del nivel  $(J, K)$ , está dado por:

$$\kappa_\nu(V) = \frac{c^3}{8\pi\nu_0^3} A_{ul} n_u \left( e^{h\nu_0/kT_{ex}} - 1 \right) \sum_{i=1}^5 x_i \phi_{iv}(V), \quad (4.15)$$

donde  $\nu_0$  se da en la Tabla 4.1,  $A_{ul}$  se obtiene mediante la ecuación (4.3) y se da también en la Tabla 4.1,  $T_{ex}$  se calcula mediante la ecuación (4.10), y la función perfil es  $\phi_\nu(V) = \sum_{i=1}^5 x_i \phi_{iv}(V)$ , siendo  $x_i$  la intensidad relativa normalizada de cada una de las

cinco componentes hiperfinas eléctricas, dada en la Tabla 4.2, y  $\phi_{iv}(V)$  la función perfil de cada componente hiperfina. Puesto que la emisión total de la transición se reparte entre las cinco componentes hiperfinas, la función perfil de cada una de ellas debe de normalizarse, tal que  $\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{iv}(V)dV = 1$  ya que  $\int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{i=1}^5 x_i \phi_{iv}(V)dV = 1$  y que  $\sum_{i=1}^5 x_i = 1$ .

La distribución de velocidades en cada punto de la envolvente incluye los movimientos sistemáticos debido a la velocidad global de la nube con respecto al Sistema de Referencia Local ( $V_{LSR}$ ) y al campo de velocidades en la envolvente en colapso (la componente de velocidad a lo largo de la visual,  $V_s = vs/r$ , en cada punto), así como los movimientos desordenados macroscópicos debidos a la turbulencia (para los cuales suponemos una distribución gaussiana de velocidades, cuyo ancho total a la mitad del máximo es  $\Delta V_{tur}$ , para su componente a lo largo de la visual) y microscópicos debido a los movimientos térmicos de las moléculas (con ancho total a la mitad del máximo  $\Delta V_{ter}$ , para su distribución unidimensional de velocidades). Por tanto, la función perfil de una componente hiperfina está dada por:

$$\phi_{iv}(V) = \left(\frac{4 \ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{\Delta V} e^{-4 \ln 2 (V - V_i - V_{LSR} - V_s)^2 / \Delta V^2}, \quad (4.16)$$

donde  $V_i$ , dada en la Tabla 4.2, es la velocidad correspondiente a la frecuencia de cada transición hiperfina, obtenida tomando como referencia la frecuencia de la línea principal. Nótese que, debido a la proximidad en frecuencia de las diferentes líneas hiperfinas, es posible que el corrimiento Doppler haga que coincidan a una misma frecuencia la emisión de distintas líneas hiperfinas correspondientes a material moviéndose a distintas velocidades. Nótese también, que puesto que se ha adoptado como referencia para obtener la escala de velocidades la frecuencia de la línea principal (a la cual le correspondería  $V = 0$  para una molécula cuya componente de velocidad sobre la línea de visión sea nula), la escala de velocidad sólo se corresponde con la velocidad real de las moléculas para la emisión de

la línea principal, mientras que la de las satélites aparece desplazada en velocidad.

En la ecuación (4.16), el ancho  $\Delta V$  es el de la distribución de velocidades en cada punto (por tanto, es el mismo para todas las líneas hiperfinas) y viene dado por la suma cuadrática del ancho de la componente térmica,  $\Delta V_{\text{ter}}$ , y de la turbulenta,  $\Delta V_{\text{tur}}$ ,

$$\Delta V^2 = \Delta V_{\text{ter}}^2 + \Delta V_{\text{tur}}^2, \quad (4.17)$$

los cuales están dados por las ecuaciones:

$$\Delta V_{\text{ter}} = \left( \frac{8 \ln 2kT_k}{m_{\text{NH}_3}} \right)^{1/2} \quad (4.18)$$

y

$$\Delta V_{\text{tur}} = \left( \frac{8 \ln 2kP_0}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (4.19)$$

siendo  $T_k$  la temperatura cinética,  $m_{\text{NH}_3}$  la masa de la molécula de amoníaco,  $\rho$  la densidad total en la envolvente y  $P_0$  es una presión constante en el modelo ELS y se calcula por la ec.(2.15).

En la ecuación (4.15) falta determinar la densidad de población de moléculas de amoníaco que se encuentran en el nivel superior del doblete de inversión,  $n_u$ . Para ello, se toma en cuenta que la población total en el nivel rotacional  $(J, K)$ ,  $n_{JK}$ , es la suma de las poblaciones en el nivel superior e inferior del doblete,

$$n_{JK} = n_u + n_l, \quad (4.20)$$

las cuales están relacionadas, a través de la temperatura de excitación,  $T_{\text{ex}}$ , de la transición de inversión:

$$n_l = n_u e^{h\nu_0/kT_{\text{ex}}}. \quad (4.21)$$

Sustituyendo la ecuación (4.21) en la ecuación (4.20), se puede expresar la población del nivel superior en términos de la población total de moléculas en el estado rotacional  $(J, K)$ :

$$n_u = \frac{n_{JK}}{1 + e^{h\nu_0/kT_{ex}}}. \quad (4.22)$$

Por otro lado, la densidad total de moléculas de amoníaco,  $n_{\text{NH}_3}$ , es la suma de las poblaciones de todos los estados rotacionales. Es decir,

$$n_{\text{NH}_3} = \sum_{J'=0}^{\infty} \sum_{K'=0}^{J'} n_{J'K'}. \quad (4.23)$$

Usando la ecuación de Boltzmann y suponiendo equilibrio termodinámico local, se puede relacionar la población en el estado  $(J, K)$  con la población en cualquier otro estado rotacional  $(J', K')$ , a través de la temperatura rotacional entre ambos estados,  $T_{JK, J'K'}$ :

$$\frac{n_{J'K'}}{n_{JK}} = \frac{g_{J'K'}}{g_{JK}} e^{-(E_{J'K'} - E_{JK})/kT_{JK, J'K'}}. \quad (4.24)$$

Despejando  $n_{J'K'}$  de la ecuación (4.24) y sustituyéndola en la ecuación (4.23) se obtiene:

$$n_{\text{NH}_3} = n_{JK} \sum_{J'=0}^{\infty} \sum_{K'=0}^{J'} \frac{g_{J'K'}}{g_{JK}} e^{-(E_{J'K'} - E_{JK})/kT_{JK, J'K'}}, \quad (4.25)$$

donde los pesos estadísticos de los niveles rotacionales vienen dados por las relaciones:

$$g_{JK} = \begin{cases} 4(2J + 1), & K \neq 3n \\ 8(2J + 1), & K = 3n, K \neq 0 \\ 4(2J + 1), & K = 0 \end{cases} \quad (4.26)$$

Donde  $n$  es un entero. Despejando  $n_{JK}$  en la ecuación (4.25) y sustituyéndola en la ecuación (4.22), se obtiene la población de moléculas en el nivel superior del doblete en términos de la densidad total de moléculas de amoníaco:

$$n_u = \frac{n_{\text{NH}_3}}{(1 + e^{h\nu_0/kT_{ex}}) \sum_{J'=0}^{\infty} \sum_{K'=0}^{J'} \frac{g_{J'K'}}{g_{JK}} e^{-(E_{J'K'} - E_{JK})/kT_{JK, J'K'}}}. \quad (4.27)$$

La densidad de moléculas de amoníaco puede expresarse en términos de la densidad de moléculas de hidrógeno, utilizando la abundancia relativa,

$$X_{\text{NH}_3} \equiv \left[ \frac{\text{NH}_3}{\text{H}_2} \right] = \frac{n_{\text{NH}_3}}{n_{\text{H}_2}}, \quad (4.28)$$

resultando finalmente:

$$n_u = \frac{n_{\text{H}_2} X_{\text{NH}_3}}{(1 + e^{h\nu_0/kT_{\text{es}}}) \sum_{J'=0}^{\infty} \sum_{K'=0}^{J'} \frac{g_{J'K'}}{g_{JK}} e^{-(E_{J'K'} - E_{JK})/kT_{JK, J'K'}}}. \quad (4.29)$$

Si se supone que las poblaciones relativas entre los estados están caracterizadas por una única temperatura rotacional,  $T_{\text{rot}}$ , se puede sacar factores fuera de la sumatoria y hacer algunas simplificaciones:

$$\begin{aligned} \sum_{J'=0}^{\infty} \sum_{K'=0}^{J'} \frac{g_{J'K'}}{g_{JK}} e^{-(E_{J'K'} - E_{JK})/kT_{JK, J'K'}} &= \frac{\sum_{J'=0}^{\infty} \sum_{K'=0}^{J'} g_{J'K'} e^{-E_{J'K'}/kT_{\text{rot}}}}{g_{JK} e^{-E_{JK}/kT_{\text{rot}}}} \\ &= \frac{Q(T_{\text{rot}})}{g_{JK} e^{-E_{JK}/kT_{\text{rot}}}}, \end{aligned} \quad (4.30)$$

para escribir finalmente la ecuación (4.29) en la forma:

$$n_u = \frac{n_{\text{H}_2} X_{\text{NH}_3} g_{JK} e^{-E_{JK}/kT_{\text{rot}}}}{(1 + e^{h\nu_0/kT_{\text{es}}}) Q(T_{\text{rot}})}, \quad (4.31)$$

donde  $Q(T)$  es la llamada función de partición, la cual se define como:

$$Q(T) = \sum_{J'=0}^{\infty} \sum_{K'=0}^{J'} g_{J'K'} e^{-E_{J'K'}/kT}. \quad (4.32)$$

En la práctica, en el cálculo de la función de partición de los estados rotacionales sólo se toman en cuenta los estados metaestables ( $J=K$ ), extendiendo la sumatoria hasta un número cuántico  $J'_{\text{max}}$  suficientemente grande para que la contribución de los estados superiores sea insignificante. Es decir:

$$Q(T_{\text{rot}}) = \sum_{J'=0}^{J'_{\text{max}}} g_{J'J'} e^{-E_{J'J'}/kT_{\text{rot}}}. \quad (4.33)$$

Sustituyendo las ecuaciones (4.16) y (4.31) en la ecuación (4.15), ésta queda finalmente:

$$\kappa_v(V) = \left( \frac{\ln 2}{16\pi^3} \right)^{1/2} \frac{c^3 A_{ul} n_{\text{H}_2} X_{\text{NH}_3}}{\nu_0^3 \Delta V} \frac{e^{h\nu_0/kT_{\text{ex}}} - 1}{e^{h\nu_0/kT_{\text{ex}}} + 1} \frac{g_{JK} e^{-E_{JK}/kT_{\text{rot}}}}{Q(T_{\text{rot}})} \quad (4.34)$$

$$\times \sum_{i=1}^5 x_i e^{-4 \ln^2(V - V_i - V_{\text{LSR}} - V_s) / \Delta V^2}.$$

En este análisis (ver más adelante), en general se adopta  $T_{\text{rot}} = T_k$ . Los valores de la temperatura cinética, velocidad y densidad en cada punto de la envoltura, necesarios para aplicar la ecuación (4.34) están dados en las distribuciones obtenidas de los modelos del Capítulo 3 y que se muestran en las gráficas 3.4, 3.6, 3.8, 3.10 y 3.12 para cada fuente.

#### 4.2.6 Abundancia de amoníaco

En la literatura se reporta un intervalo relativamente grande de valores para la abundancia de amoníaco en el medio interestelar. Aunque normalmente se trata de valores “promedio”, obtenidos suponiendo un valor constante de la abundancia en toda la región, en general, los valores más bajos corresponden a las regiones más frías (más frecuentemente asociadas con la formación de objetos de baja masa) y los valores más altos corresponden a las regiones más calientes. Así, las abundancias típicas para las regiones frías se encuentran generalmente en el intervalo  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  (p.ej., Herbst y Klemperer 1973, Ungerechts et al. 1980, Estalella et al. 1993), pero algunos modelos químicos predicen valores tan bajos como  $10^{-10}$ – $10^{-9}$  (Le Boulot et al. 1993), mientras que los valores más altos, que se sugieren preferentemente para las regiones más calientes y masivas, son del orden de  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  (p.ej., Millar 1997, Walsmley 1997, Ohishi 1997).

Esta variación de la abundancia de amoníaco con la temperatura puede deberse (en parte) a que en las regiones frías el amoníaco se encuentra congelado en la superficie de

los granos de polvo, mientras que a temperaturas más elevadas se sublima, aumentando significativamente su abundancia en la fase gaseosa, que es la que produce la emisión de las transiciones de inversión. Puesto que en las envolventes de los NMCs que se están estudiando existen gradientes importantes de temperatura, es posible que en sus capas más externas el amoníaco se encuentre congelado, mientras que en capas más internas se haya producido la sublimación. En este caso, podría darse una variación grande de la abundancia gaseosa a lo largo de la envoltente y por ello a continuación se toma en cuenta este efecto.

Para ello se considera el caso más sencillo: es decir, que la abundancia total de amoníaco (sólido más gas) permanezca constante a lo largo de la envoltente. Para un análisis más completo debería tomarse en cuenta la variación neta del número de moléculas de  $\text{NH}_3$  de un punto a otro de la envoltente debido a las diferencias en las tasas de formación por reacciones químicas y congelación/sublimación de las moléculas (p.ej., Taylor, Morata y Williams 1996; Viti y Williams 1999a; Viti y Williams 1999b; Raga y Williams 2000), aunque hasta ahora estos modelos sólo se han aplicado a casos relativamente simples.

Sandford y Allamandola (1993) midieron experimentalmente las propiedades físicas de algunos hielos conteniendo moléculas de interés astrofísico. En particular, midieron las energías de ligadura de las moléculas en la superficie del hielo. Por medio de un análisis simple, tomando en cuenta exclusivamente los procesos térmicos, comparando el tiempo medio de permanencia de una molécula sobre un grano de polvo con el tiempo que tarda en promedio una molécula de la fase gaseosa en colisionar con un grano, estimaron la proporción relativa,  $\eta$ , entre el número de moléculas que se encuentran en la fase sólida

con respecto a las que se encuentran en la fase gaseosa:

$$\eta = \left( \frac{2\pi n_g a_g^2}{\nu_v} \right) \left( \frac{kT_k}{m} \right)^{1/2} \exp(E/kT_k) \quad (4.35)$$

donde  $n_g$  es la densidad (en número) de granos de polvo y  $a_g$  su tamaño,  $\nu_v$  es la frecuencia de vibración reticular de la molécula (la frecuencia fundamental para vibraciones perpendiculares a la superficie del hielo),  $T_k$  es la temperatura cinética (es decir, del gas, que hemos supuesto coincide con la temperatura del polvo),  $m$  es la masa de la molécula y  $E$  es la energía de ligadura de las moléculas sobre la superficie del hielo.

Suponiendo un cociente de gas a polvo de 100 en masa y un tamaño promedio de los granos de  $0.1 \mu\text{m}$  (Capítulo 2), así como una densidad media del material que constituye los granos de polvo de  $\sim 1 \text{ g cm}^{-3}$ , se obtiene que  $n_g = 6.38 \times 10^{-11} n_{\text{H}_2}$ . Para el caso de la molécula de  $\text{NH}_3$ , se tiene, además,  $\nu_v = 3.45 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$  y  $E/k = 3075 \text{ K}$  (Sandford y Allamandola 1993) y la ecuación (4.35) resulta

$$\eta_{\text{NH}_3} = 2.56 \times 10^{-29} \left( \frac{n_{\text{H}_2}}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{T_k}{\text{K}} \right)^{1/2} \exp(3075 \text{ K}/T_k). \quad (4.36)$$

El comportamiento de la ecuación (4.36) indica que la sublimación del amoníaco se da en un intervalo estrecho de temperaturas, en torno a una temperatura característica  $T_k \simeq 60 \text{ K}$ . Para temperaturas inferiores a  $\sim 60 \text{ K}$  esencialmente todo el amoníaco está congelado, mientras que a temperaturas superiores a  $\sim 60 \text{ K}$  esencialmente todo el amoníaco estará en fase gaseosa.

Tal como se ha mencionado, se supone que la abundancia total de  $\text{NH}_3$  permanece constante y que lo único que cambia es la proporción relativa entre la fase sólida y gaseosa, a causa de la sublimación producida por los cambios de temperatura. Si se llama  $A$  a la abundancia total (sólido más gas) y el cociente de  $\text{NH}_3$  sólido a gas estuviera descrita

exclusivamente por la ecuación (4.36), se tendría:

$$X_{\text{NH}_3} + \eta_{\text{NH}_3} X_{\text{NH}_3} = A, \quad (4.37)$$

siendo  $X_{\text{NH}_3}$  la abundancia de amoníaco en fase gaseosa (la observable mediante transiciones de inversión) y, naturalmente,  $\eta_{\text{NH}_3} X_{\text{NH}_3}$  correspondería la de la fase sólida. Por tanto, la abundancia de amoníaco en la fase gaseosa está dada por:

$$X_{\text{NH}_3} = \frac{A}{1 + \eta_{\text{NH}_3}}. \quad (4.38)$$

Sin embargo, tal como hacen notar Sandford y Allamandola (1993), si la abundancia de amoníaco estuviera descrita exclusivamente por este proceso, no existiría amoníaco en fase gaseosa en las regiones de baja temperatura, contrariamente a lo observado. Por ello, debe existir una abundancia adicional de amoníaco en fase gaseosa, incluso a bajas temperaturas, y que no entra en el proceso de sublimación descrito por la ecuación (4.36), porque quizás se ha producido recientemente por reacciones químicas en fase gaseosa y aun no se ha congelado. Por simplicidad, se supone también constante esta contribución adicional a la abundancia en la fase gaseosa, que se llamará  $B$ . Así, se tiene que la abundancia total en cualquier punto de la envoltura es  $A + B$  (siendo  $A \gg B$ ), tal que  $A$  es la parte que participa en el proceso de congelación/sublimación, y su contribución a la fase gaseosa viene descrito por la ecuación (4.38), mientras que  $B$  es una contribución fija a la fase gaseosa. De este modo, la abundancia de amoníaco en fase gaseosa está dada por la ecuación:

$$X_{\text{NH}_3} = \frac{A}{1 + \eta_{\text{NH}_3}} + B, \quad (4.39)$$

donde  $\eta_{\text{NH}_3}$  es una función de la densidad y la temperatura, dada por la ecuación (4.36). El comportamiento de la ecuación (4.39) con la temperatura está ilustrado en la Figura 4.4.

Para temperaturas por debajo de  $\sim 60$  K, la abundancia observada tiene el valor mínimo,  $B$ , (la contribución a la fase gaseosa del término  $A/(1 + \eta_{\text{NH}_3})$  es nula), mientras que a temperaturas por encima de  $\sim 60$  K, prácticamente todo el amoníaco se ha sublimado y la abundancia observada alcanza su valor máximo  $A + B$ .

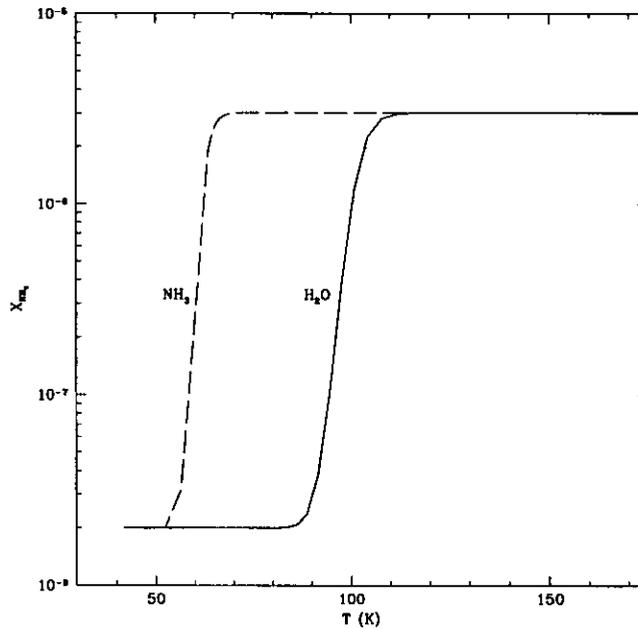


Figura 4.4: Abundancia de amoníaco en fase gaseosa en función de la temperatura (para la distribución de densidad correspondiente a la fuente G31.41+0.31), resultante de la sublimación del  $\text{NH}_3$  (línea de trazos) y del amoníaco atrapado en una capa de hielo de  $\text{H}_2\text{O}$  (línea continua).

Podría darse el caso de que las moléculas de  $\text{NH}_3$  que se encuentran en los mantos moleculares de los granos de polvo, estén atrapadas en una capa de hielo de agua. En este caso, aunque se alcance la temperatura característica de sublimación del amoníaco ( $\sim 60$  K), éste no podrá liberarse y pasar a la fase gaseosa hasta que se alcance la temperatura de sublimación del agua que lo retiene (esta situación es plausible, y ha sido considerada por diferentes autores, A'Hearn et al. 1987, Brown et al 1988, Sandford y Allamandola 1993, entre otros). En este caso, las abundancias mínima y máxima de amoníaco siguen

siendo  $B$  y  $A + B$ , respectivamente, pero la función  $\eta$  que describe la fracción de amoníaco sublimado es la correspondiente a los parámetros de la molécula de  $\text{H}_2\text{O}$ , pues el hielo de  $\text{H}_2\text{O}$  por ser el más abundante y menos volátil retiene el  $\text{NH}_3$  en los granos, determinando la fracción que puede desprenderse y pasar a la fase gaseosa. Utilizando la ecuación (4.35) y los parámetros de la molécula de  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\nu_v = 2.0 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$  y  $E/k = 4815 \text{ K}$ , dados por Sandford y Allamandola (1993), resulta:

$$\eta_{\text{H}_2\text{O}} = 4.29 \times 10^{-29} \left( \frac{n_{\text{H}_2}}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{T_k}{\text{K}} \right)^{1/2} \exp(4815 \text{ K}/T_k). \quad (4.40)$$

Por tanto, la ecuación que describirá la abundancia de  $\text{NH}_3$  en fase gaseosa, será análoga a la ecuación (4.39), pero utilizando  $\eta_{\text{H}_2\text{O}}$ . Es decir:

$$X_{\text{NH}_3} = \frac{A}{1 + \eta_{\text{H}_2\text{O}}} + B, \quad (4.41)$$

donde  $\eta_{\text{H}_2\text{O}}$  es una función de la densidad y la temperatura, dada por la ecuación (4.40). La Figura 4.4 ilustra el comportamiento de la ecuación (4.41), mostrando que la temperatura característica de sublimación del agua es  $\sim 100 \text{ K}$ , produciéndose en torno a esta temperatura la liberación del amoníaco retenido en hielo de agua.

Finalmente, también puede considerarse un caso mixto, en el cual las impurezas de amoníaco se encuentren mezcladas en el hielo de agua, de modo que una fracción  $f$  del amoníaco congelado ( $A$ ) se encuentre en la superficie de los mantos moleculares que cubren los granos de polvo y pueda liberarse directamente en cuanto se alcance la temperatura característica de sublimación del  $\text{NH}_3$ , mientras que el resto se liberare hasta que se alcance la temperatura de sublimación del  $\text{H}_2\text{O}$ . En este caso, la sublimación de la primera parte estará gobernada por los parámetros del amoníaco, mientras que la de la segunda parte lo estará por los del agua. Es decir, la abundancia de amoníaco en la fase gaseosa está

dada por:

$$X_{\text{NH}_3} = f \frac{A}{1 + \eta_{\text{NH}_3}} + (1 - f) \frac{A}{1 + \eta_{\text{H}_2\text{O}}} + B, \quad (4.42)$$

donde  $\eta_{\text{NH}_3}$  y  $\eta_{\text{H}_2\text{O}}$  son funciones de la densidad y la temperatura dadas por las ecuaciones (4.36) y (4.40).

### 4.3 Transporte radiativo de las líneas de inversión de amoníaco en NMCs

Para el cálculo de la emisión de amoníaco, adoptaremos la misma geometría que para el cálculo de la emisión del polvo realizado en los Capítulos 2 y 3. Es decir, supondremos una envolvente de gas y polvo, con simetría esférica, de radio exterior  $R_{\text{ext}}$  y radio interior  $R_{\text{d}}$ . Suponemos que no hay amoníaco en la región central de la envolvente ( $R_* < r < R_{\text{d}}$ ) que se encuentra entre el radio de destrucción del polvo y el radio estelar, porque consideramos que la fuerte radiación ultravioleta de la estrella disociará la molécula de  $\text{NH}_3$  en esta región. Para radios algo mayores que el radio de destrucción de polvo, donde la densidad de polvo es muy grande, la opacidad es ya muy elevada y consideramos que ya será suficiente para escudar a las moléculas de  $\text{NH}_3$  de la radiación ultravioleta estelar.

Los campos de velocidad,  $v(r)$ , densidad,  $n_{\text{H}_2}(r)$ , y temperatura,  $T(r)$ , en esta envolvente corresponden al colapso ELS y vienen determinados por los parámetros que proporcionaron los mejores ajustes a los espectros de la emisión de continuo realizados en el Capítulo 3 (Tablas 3.3 y 3.4; ver Figs. 3.4, 3.6, 3.8, 3.10, 3.12). Por tanto, se supone que las moléculas de amoníaco tienen un campo de velocidades sistemáticas,  $v(r)$  y además una dispersión de velocidad debido a los movimientos térmicos y turbulentos, cuya distribución de velocidades tiene una anchura total a la mitad del máximo dada por

las ecuaciones 4.17, 4.18 y 4.19. La densidad de moléculas de amoníaco, vendrá dada por  $n_{\text{NH}_3}(r) = X_{\text{NH}_3}(r)n_{\text{H}_2}(r)$ , donde  $X_{\text{NH}_3}(r) \equiv [\text{NH}_3]/[\text{H}_2]$  es la abundancia de amoníaco relativa a hidrógeno, la cual ya ha sido objeto de discusión en el sección 4.2.6. Supondremos también que la temperatura cinética del gas molecular viene dada por el campo de temperaturas del polvo,  $T_k(r) = T(r)$ , ya que los cálculos de Sweitzer (1978) y Ceccarelli et al. (1996) muestran que, para el intervalo de densidades y temperaturas de nuestros NMCs, las colisiones son suficientemente frecuentes para que el gas y el polvo estén bien acoplados.

La ecuación de transporte radiativo utilizada para realizar el cálculo de la emisión de línea emergente del NMC es la misma que se utilizó en el Capítulo 2 para el cálculo de la emisión de continuo

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = I_\nu - S_\nu,$$

donde la función fuente es la función de Planck a la temperatura de excitación de la transición, a la frecuencia dada,  $S_\nu = B_\nu(T_{\text{ex}})$ . La principal diferencia con el caso del transporte de polvo es que en el caso del transporte de línea, la profundidad óptica depende fuertemente de la frecuencia (sólo es distinta de cero en la frecuencia de emisión y las frecuencias muy próximas), mientras que en el caso de la emisión de continuo la opacidad varía lentamente con la frecuencia. Debido a esto, en el caso del transporte en línea debe tomarse en cuenta la velocidad (su componente a lo largo de la línea de visión) de las partículas emisoras y absorbentes, puesto que el corrimiento en frecuencia producido por efecto Doppler es esencial para determinar la opacidad. En la Figura 4.5 se muestra el campo de velocidades (contornos de isovelocidad de la componente a lo largo de la línea de visión) debido a los movimientos sistemáticos en la región central de un NMC, a los cuales habría que añadirles los movimientos térmicos y turbulentos.

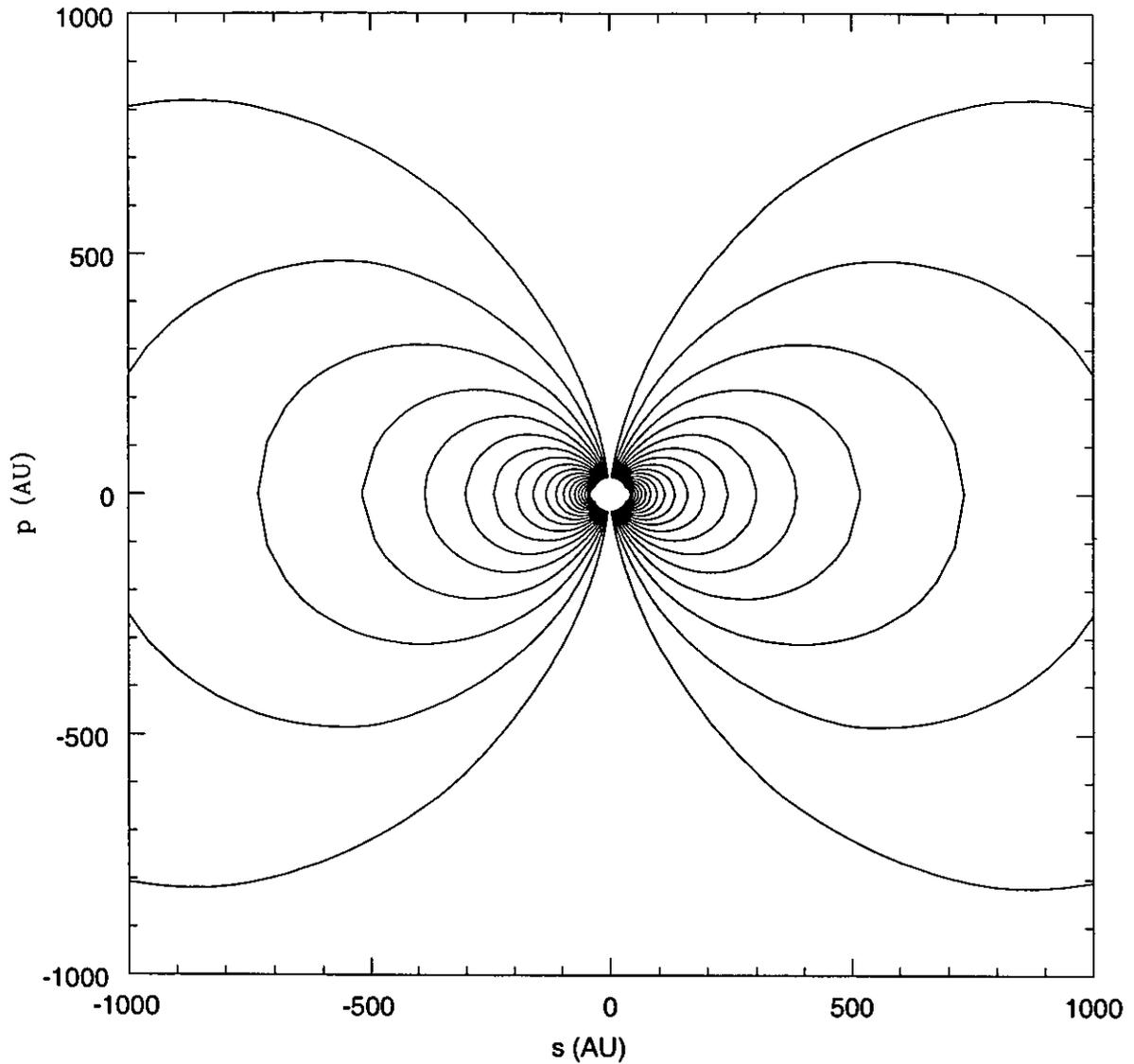


Figura 4.5: Isocontornos de la componente de velocidad a lo largo de la línea de visión, para el campo de velocidades del colapso ELS, en la zona central de un NMC de G34.24+0.13MM. Los isocontornos corresponden al intervalo de velocidades de 2 a 20  $\text{km s}^{-1}$  espaciados en 1  $\text{km s}^{-1}$ . El eje horizontal corresponde a la variable  $s$  a lo largo de la línea de visión y el eje vertical corresponde al parámetro de impacto  $p$  (ver Fig.2.1).

En el caso de las transiciones de inversión del amoníaco, se da la complicación adicional de que en una misma transición hay cinco líneas, cuya separación en frecuencia puede ser comparable con los corrimientos Doppler debidos a las velocidades (macroscópicas o microscópicas) existentes en la región emisora, de modo que la emisión de las líneas puede mezclarse entre sí, haciendo que la emisión a una frecuencia dada provenga de varias líneas. Por ello, debe considerarse simultáneamente la opacidad de las cinco componentes, tal como se detalló en el sección 4.2.5.

Por simplicidad, daremos la intensidad emergente usando la escala de la velocidad en vez de darla en función de la frecuencia, utilizando para ello la expresión de la opacidad  $\kappa_\nu$ , dada por la ecuación (4.34). Por la simetría del problema, esta intensidad emergente será la misma para todas las líneas de visión que tengan el mismo valor del parámetro de impacto  $p$  (misma distancia al centro, proyectada en el plano del cielo). Para calcularla, utilizaremos la forma integral de la ecuación del transporte radiativo

$$I_{\text{obs}}(V) = I_{\text{bg}} e^{-\tau} + \int_0^\tau B_\nu(T_{\text{ex}}) e^{-\tau'} d\tau', \quad (4.43)$$

donde  $I_{\text{bg}}$  es la intensidad de fondo (en general, será  $I_{\text{bg}} = B_\nu(T_{\text{bg}})$ ),

$$d\tau'(V, s) = \kappa_\nu(V, s) ds,$$

$$\tau'(V, s) = \int_{-s_0}^s \kappa_\nu(V, s') ds',$$

y

$$\tau(V) = \int_{-s_0}^{+s_0} \kappa_\nu(V, s) ds,$$

siendo  $s$  la variable de integración a lo largo de la línea de visión, con origen en el plano perpendicular a la línea de visión que pasa por el centro de la envolvente y valores  $-s_0$  y

$+s_0$  en el borde de la envolvente más cercano y más alejado del observador, respectivamente (ver Fig.2.1).

Las integrales de la ecuación (4.43) se calcularon numéricamente, para un intervalo de velocidades  $V_{\min} \leq V \leq V_{\max}$  y parámetros de impacto  $0 \leq p \leq R_{\text{ext}}$ , utilizando un método de integración directa con paso variable.

Puesto que en las observaciones de línea espectral a la intensidad de la línea usualmente se le resta la de los canales fuera de ella (para eliminar la contribución del continuo), a fin de poder comparar mejor con las observaciones, a las intensidades resultantes de la integración de la ec. (4.43), les hemos restado también el término  $I_{\text{bg}}$ .

También con la finalidad de poder comparar los resultados del modelo con las observaciones, la intensidad como función de  $p$ , para cada velocidad, se convolucionó espacialmente (en 2 dimensiones) con una Gaussiana de ancho total a la mitad del máximo igual a la del haz de las observaciones que se pretendían reproducir en cada caso. Dado que la emisión tiene simetría cilíndrica, dicha convolución se ha realizado mediante un código que utiliza el método de la transformada de Hankel (adaptado de Estalella 1990, comunicación personal). Con esto se obtiene una matriz cuyas filas son la intensidad como función de la velocidad (“el espectro”), para cada parámetro de impacto, y cuyas columnas son la intensidad como función del parámetro de impacto (el “perfil espacial de intensidad”), para cada velocidad.

Las intensidades se dan en unidades de mJy/haz o se transforman a la escala de temperaturas para obtener la temperatura de radiación,  $T_R$  (la temperatura de radiación es proporcional a la intensidad y coincide con la temperatura de brillo en el régimen de Rayleigh-Jeans). La relación entre ambas escalas, en el intervalo de frecuencias de las transiciones de

inversión del amoníaco, está dada aproximadamente por  $T_R \simeq 2.1(F_\nu/\text{mJy haz}^{-1})(\theta'')^{-2}$ , siendo  $\theta$  el ancho total a potencia media del haz.

Finalmente, también para comparar mejor los resultados con las observaciones, los espectros se suavizaron en velocidad, agrupando las velocidades en intervalos de la anchura de un canal del espectrómetro y promediándolas en un intervalo de 1.2 veces esta anchura (puesto que ésta es la resolución de los correladores digitales; Rohlfs 1986, Thompson, Moran y Swenson 1986). Al espectro resultante se le aplicó un suavizado adicional tipo "Hanning" (que en la práctica consiste en promediar el valor de la intensidad en cada canal con el de sus dos adyacentes con peso 1/2 para el canal central y 1/4 para los laterales; Rohlfs 1986, Thompson, Moran y Swenson 1986). En los espectros sintéticos que se presentan en las figuras, se da la velocidad relativa a la de la nube, de modo que la línea principal está siempre centrada a velocidad cero.

## 4.4 Comparación con las observaciones

Como hemos comentado anteriormente, las transiciones de inversión de la molécula de amoníaco pueden proporcionar mucha información acerca de las condiciones físicas en las envolventes de los NMCs. Para que dichas observaciones sean sensibles a la variación espacial de los parámetros en el interior de estas envolventes (tales como temperatura, densidad, etc), en general, se necesitan observaciones con resolución angular por debajo del segundo de arco. Este tipo de observaciones pueden realizarse con la instrumentación disponible en la actualidad (configuraciones extendidas del VLA), pero el número de fuentes en que se han llevado a cabo estos estudios de alta resolución es aún escaso. Por ello, para comprobar los resultados de nuestro modelo y más en particular para afinar los

valores de la abundancia de amoníaco a lo largo de las envolventes, hemos seleccionado la fuente G31.41+0.31. Para esta fuente se dispone de datos del VLA de la transición de inversión (4,4), con resolución angular de  $0''.63$ , que resuelven la estructura de la fuente, así como datos de otras transiciones con resolución angular más pobre. Sin embargo, las características de G31.41+0.31 son algo diferentes en comparación del resto de las fuentes, tanto por su elevada emisión en el continuo milimétrico (tal como ya se comentó en el Capítulo 3), como por la intensidad de sus líneas de amoníaco (como se verá a continuación). Es por ello que las conclusiones derivadas del análisis de esta fuente deben considerarse sólo como un punto de partida y no son directamente generalizables a las demás.

Desafortunadamente, para el resto de las fuentes discutidas en el Capítulo 3 no se dispone de observaciones con alta resolución angular que permitan resolver la emisión a lo largo del NMC (excepto para el NMC de Orión, pero en este caso la situación es compleja, debido a la presencia de múltiples fuentes muy cercanas al NMC y la información es incompleta, sin que quede claro que haya una fuente central). Para estos objetos, en algunos casos se dispone de observaciones con resolución angular intermedia ( $\sim 4''$ ), o más baja ( $40''$ ) que únicamente proporcionan la emisión global del NMC (y en algún caso son sólo un límite superior) y no permiten comprobar la validez del modelo en lo referente a los detalles de la variación de los parámetros a lo largo de la estructura de la envolvente. Un problema aún mayor, derivado de la falta de resolución angular, es que no puede establecerse si la emisión proviene del NMC que pretendemos estudiar (problema que también se ha encontrado en los datos de continuo, como ya hemos mencionado) o si incluye además la posible emisión de otros objetos cercanos o incluso de componentes extendidas. Este problema se agrava en las transiciones de niveles más bajos, cuya emisión

proviene esencialmente de las componentes más frías, que pueden estar presentes en el gas molecular del entorno del NMC. Por ello, para el resto de fuentes analizadas en el Capítulo 3 solamente haremos una predicción preliminar de la emisión de amoníaco que se espera, en base a las condiciones físicas de las envolventes que resultaron de los ajustes del Capítulo 3 y adoptando valores de la abundancia de amoníaco que consideraremos como representativos de este tipo de regiones, a la espera de que con futuras observaciones con mejor resolución angular se pueda hacer un ajuste más preciso de estas fuentes. Para poder comparar las predicciones de nuestro modelo, sería deseable disponer en el futuro de una buena base de datos observacionales de alta resolución angular en varias transiciones del amoníaco y para una muestra más amplia de fuentes.

#### 4.4.1 Ajustes para el NMC en G31.41+0.31

##### Observaciones disponibles y procedimiento de ajuste

Las principales características de la región G31.41+0.31 se describieron en la Sección 3.3.5. Con respecto a las observaciones de amoníaco, la región se observó con el radiotelescopio de 100 m de Effelsberg en las transiciones de inversión (1,1) y (2,2) por Churchwell et al. (1990) y en las transiciones (4,4) y (5,5) por Cesaroni et al. (1992). Estas observaciones tienen una resolución angular de 40'' y los espectros obtenidos se muestran en la Figura 4.6. Posteriormente, Cesaroni et al. (1994) observaron la región utilizando el VLA en las configuraciones D y C (con resolución angular de 4'' y 1'', respectivamente), encontrando que la condensación de amoníaco correspondiente al NMC está desplazada unos 5'' del máximo de emisión de la región HII.

Finalmente, Cesaroni et al. (1998) por medio de observaciones de la transición (4,4) del

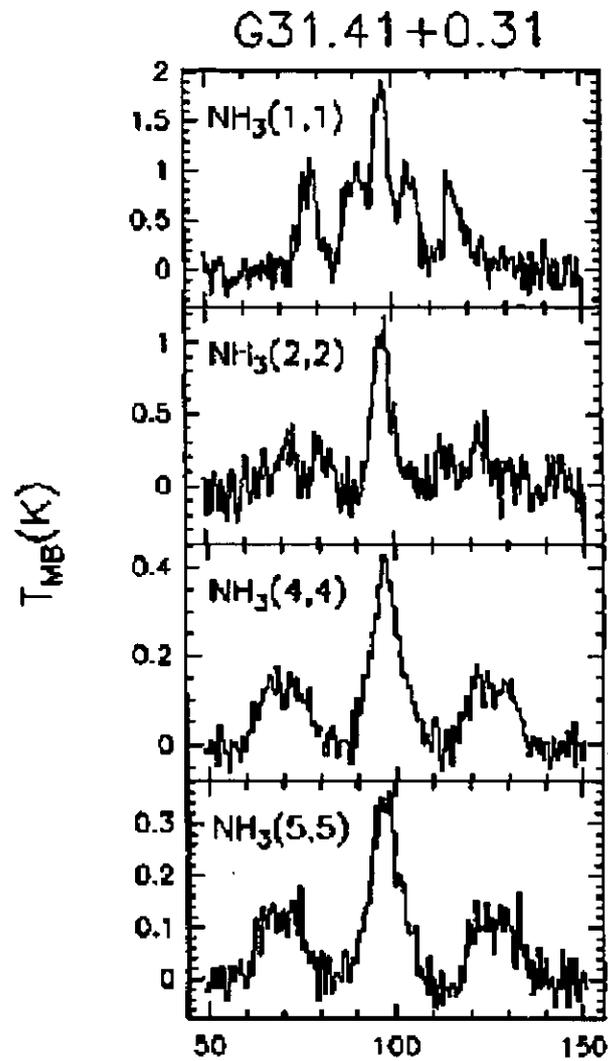


Figura 4.6: Espectros de la molécula de amoníaco en la región de G31.41+0.31, observados con una resolución angular de  $40''$  (Churchwell et al. 1990, Cesaroni et al. 1992).

amoníaco usando datos de las configuraciones B y C del VLA, lo cual proporciona mayor sensibilidad a las estructuras extendidas, con una resolución angular de  $0''.63$  cercana a la configuración B, lograron resolver la emisión a largo del NMC. En la Figura 4.7 se muestran los espectros obtenidos por estos autores hacia el centro de la condensación ( $p = 0$ ) y los correspondientes a otros parámetros de impacto (obtenidos promediando la emisión en anillos concéntricos con radios  $p = 5000, 10000$  y  $15000$  UA). Esta figura muestra que los perfiles de las líneas espectrales varían con la distancia al centro de la condensación (no sólo en intensidad, sino en la forma de las líneas, cociente entre principal y satélites, etc.), indicando que existe una variación radial de las propiedades físicas en el NMC. Tal como comentan estos autores, es de destacar la elevada intensidad de las líneas satélites, que llegan a igualar la de la línea principal (indicando una opacidad muy alta, ya que si la emisión fuera ópticamente delgada la relación de intensidades sería de 1:60, como puede inferirse de la Tabla 4.2), así como la anchura relativamente grande de las líneas (debido a lo cual se fusionan entre sí las líneas satélites). También es de destacar el valor elevado de la temperatura de brillo, en torno a 100 K, lo cual indica que existen temperaturas de este orden en buena parte de la envolvente.

Para llevar a cabo el ajuste de las observaciones de amoníaco de G31.41+0.31 se toma como base las distribuciones de densidad, temperatura, velocidad y dispersión de velocidad en la envolvente, correspondientes al modelo obtenido del ajuste de los datos de continuo realizado en el Capítulo 3 (ver Tablas 3.3 y 3.4 y Figs. 3.11 y 3.12). Con estas distribuciones que describen, de acuerdo con el modelo, las condiciones físicas en el interior de la envolvente del núcleo de G31.41+0.31 se calcula la emisión en las transiciones de inversión del  $\text{NH}_3$  y se ajusta con las observaciones de que se dispone. Para ello, se usa primero la secuencia de espectros de la transición (4,4) de alta resolución espacial

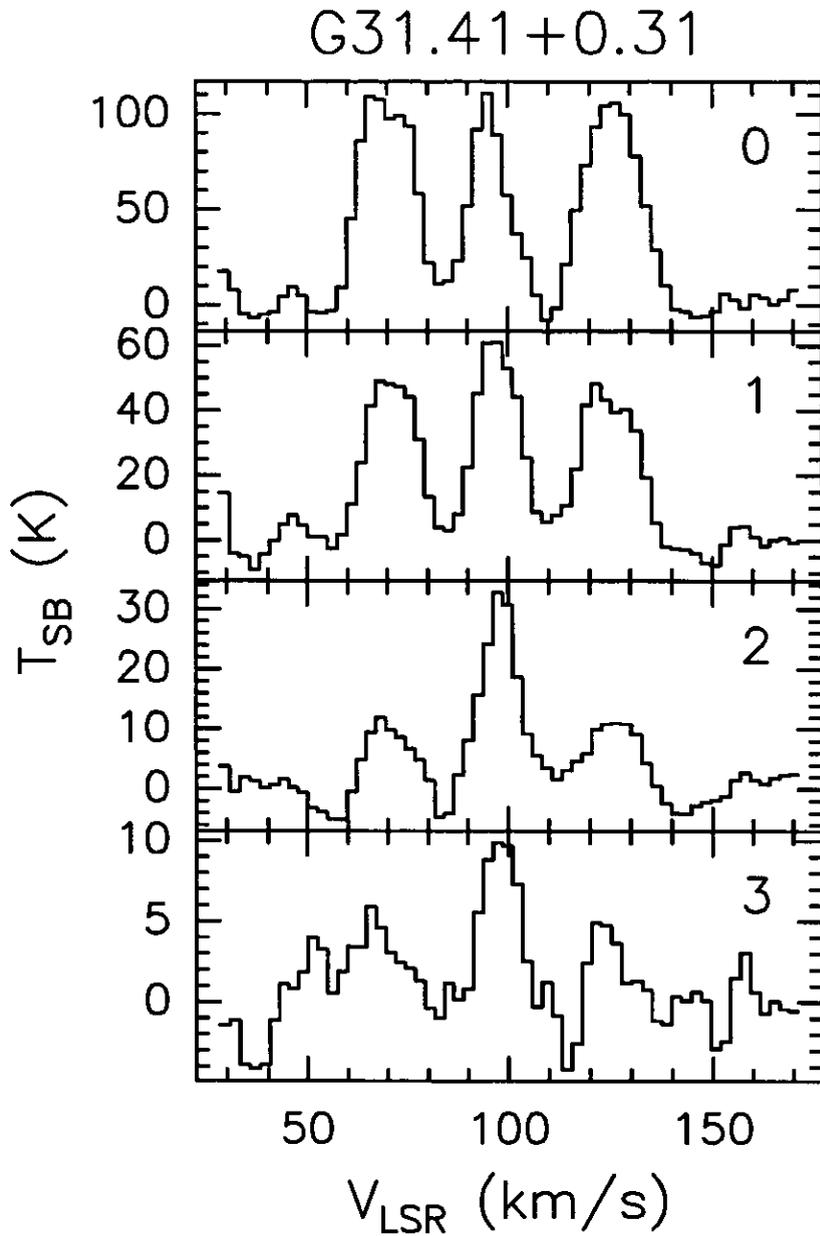


Figura 4.7: Espectros de transición (4,4) de la molécula de amoníaco en el NMC G31.41+0.31, observados con un haz sintetizado de  $0.63''$  (Cesaroni et al. 1998), para diferentes valores del parámetro de impacto. El número que aparece en la parte superior derecha de cada panel corresponde al valor de  $p$  en unidades del haz (correspondiente a 5000 UA a la distancia de la fuente).

(Fig. 4.7), como punto de partida para obtener los valores de la abundancia de amoníaco (que es el parámetro libre) que proporcionen un mejor ajuste para toda la secuencia. Se utilizan también la secuencia de espectros de alta resolución para estimar la incertidumbre que introducen en los resultados algunas de las aproximaciones de nuestro análisis.

Con el conjunto de parámetros que sugieren el ajuste de alta resolución de la línea (4,4) se generan los espectros esperados para las transiciones restantes, los cuales se comparan con los espectros observados de baja resolución (Fig. 4.6). Aunque estos últimos no proporcionan información en detalle acerca de como varían las condiciones física a lo largo de la fuente, se quiere ver si el modelo que ajustó los datos de alta resolución ajusta también las diferentes transiciones observadas con baja resolución. Desafortunadamente, no existe una colección de espectros de alta resolución para varias transiciones, la cual sería muy valiosa para determinar con fiabilidad los cambios en la excitación del amoníaco a lo largo de la envolvente, de modo que el análisis estará limitado en este aspecto.

#### **Pruebas con abundancia de amoníaco constante a lo largo de la envolvente**

Inicialmente, se trató de conseguir un ajuste a los espectros de la Figura 4.7 utilizando valores de la abundancia de amoníaco relativa al hidrógeno ( $X_{\text{NH}_3}$ ) constantes a lo largo de la envolvente. Se probó con una amplio rango de valores, abarcando desde valores muy bajos ( $X_{\text{NH}_3} = 10^{-9}$ ) hasta valores muy elevados ( $X_{\text{NH}_3} = 10^{-5}$ ), correspondiéndose con el reportado en la literatura, tanto a partir de observaciones como a partir de modelos de evolución química, para todo tipo de regiones (ver la discusión en la Sección 4.2.6).

En nuestro análisis encontramos que no es posible ajustar los datos de alta resolución utilizando un valor de la abundancia constante en la envolvente. Tal como se ilustra en

la columna izquierda de la Figura 4.8, los modelos con abundancia baja (por ejemplo,  $5 \times 10^{-8}$ ), aunque pueden reproducir aproximadamente la variación de la intensidad de la línea principal en los cuatro paneles, predicen una intensidad muy pequeña para las líneas satélites en el panel de  $p = 0$ , indicando que la opacidad que resulta de suponer tal abundancia es demasiado baja. A medida que se incrementa la abundancia, se logra aumentar la intensidad de las líneas satélites en  $p = 0$  (puesto que aumenta la densidad columnar de amoníaco, y por tanto su opacidad; ver los paneles superiores de la Fig. 4.8). Sin embargo, entonces no se reproduce la disminución observada de intensidad de la línea principal al aumentar el parámetro de impacto  $p$ , debido a que la línea se satura. Incluso, para abundancias muy altas, disminuye la intensidad de la línea principal en el panel  $p = 0$ . Esto se explica por el hecho que la opacidad es tan alta que la principal llega a saturarse, de modo que su emisión sólo proviene de las capas más externas, y por tanto más frías de la envolvente, mientras que la emisión de las satélites, cuya opacidad es mucho menor que la de la principal, proviene de capas mas internas, y por tanto más calientes. Incluso, las satélites pueden llegar a ser más intensas que la línea principal, tal como se muestra en la columna de la derecha.

En la Figura 4.9 también se ilustra el comportamiento del modelo para varios valores de la abundancia, con un valor fijo a lo largo de la envolvente, para las transiciones (1,1), (2,2), (4,4) y (5,5) observadas con resolución angular de  $40''$ . Tal como puede apreciarse al comparar con la Figura 4.6, tampoco pueden reproducirse con este tipo de modelos las observaciones de baja resolución angular.

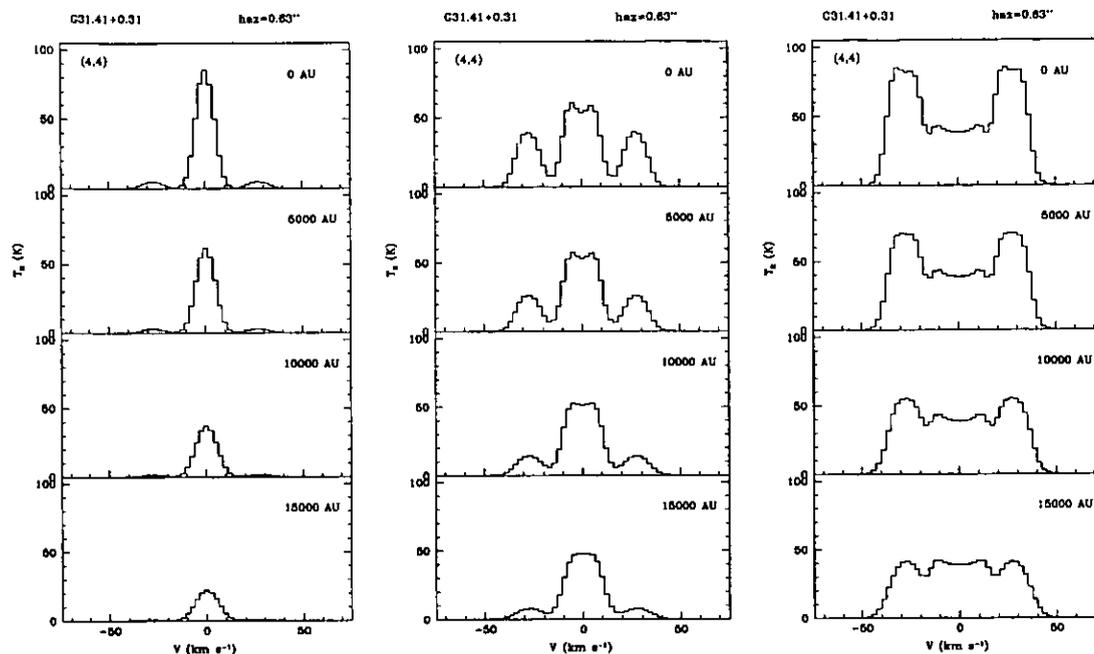


Figura 4.8: Espectros sintéticos de la transición (4,4) del amoníaco para la fuente G31.41+0.31, obtenidos suponiendo una abundancia constante a lo largo de la envoltente:  $5 \times 10^{-8}$  (izquierda),  $5 \times 10^{-7}$  (centro) y  $5 \times 10^{-6}$  (derecha). Se muestran los espectros resultantes, para diferentes valores del parámetro de impacto, después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $0''.63$  (correspondiente a 5000 AU a la distancia de la fuente) y aplicar a los canales de ancho 2.4 km/s un suavizado "Hanning" en velocidad.

#### Ajustes con variación de la abundancia de amoníaco por sublimación

El problema que se quiere resolver aquí es que, por un lado, se requiere de una envoltente con una opacidad muy alta para reproducir las intensidades de las satélites del primer panel (que indican una opacidad muy alta), pero por otro lado, se requiere que las zonas más internas de la envoltente contribuyan a la emisión para reproducir las altas temperaturas de brillo observadas. Pero, ¿cómo se puede tener una estructura de alta opacidad sin opacar las zonas más calientes? Una posible solución a este problema podría obtenerse haciendo un cálculo más realista de la abundancia de amoníaco en fase

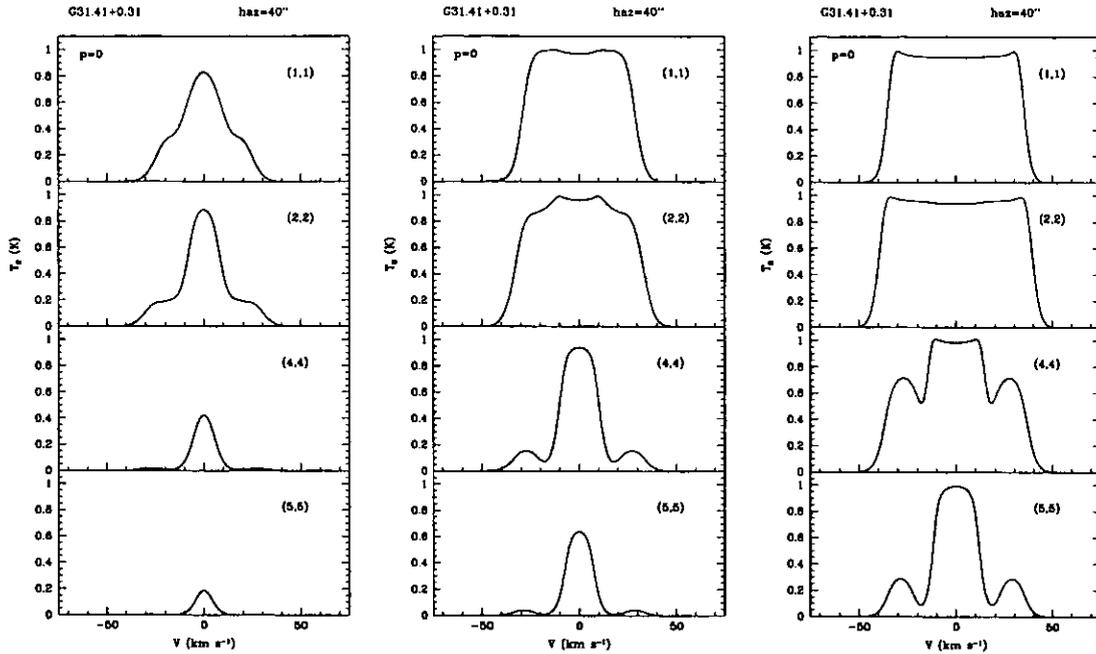


Figura 4.9: Espectros sintéticos de las transiciones (1,1), (2,2), (4,4) y (5,5) del amoníaco para la fuente G31.41+0.31, obtenidos suponiendo una abundancia constante a lo largo de la envoltura:  $5 \times 10^{-8}$  (izquierda),  $5 \times 10^{-7}$  (centro) y  $5 \times 10^{-6}$  (derecha). Se muestran los espectros resultantes, para un parámetro de impacto  $p = 0$ , después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $40''$  (correspondiente a 1.5 pc a la distancia de la fuente) y aplicar a los canales de ancho 0.3 km/s un suavizado “Hanning” en velocidad.

gaseosa, tomando en cuenta la sublimación, debido al gradiente de temperatura en la envoltura, del amoníaco congelado sobre la superficie de los granos de polvo. Puesto que el intervalo de temperaturas en el que tiene lugar la sublimación del amoníaco (en torno a 60 K; ver Sección 4.2.6) está incluido en el intervalo de temperaturas en la envoltura, es de esperar que se produzca una importante variación de la abundancia de amoníaco en esta zona de transición, de modo que la abundancia sea mucho mayor en las partes interiores y calientes (donde la mayor parte del amoníaco se habrá sublimado) que en las externas y frías (donde estará congelado sobre la superficie de los granos de polvo). Al ser la abundancia de amoníaco baja en las capas externas (más frías) y alta en las capas

internas (más calientes) resultará que en su conjunto la emisión en la posición de  $p = 0$  provendrá de zonas más calientes que en el caso de abundancia constante (puesto que las líneas se saturarán más hacia el interior de la envolvente), ayudando a reproducir las altas temperaturas de brillo observadas.

Con esto, es de esperarse que pueda lograrse un compromiso, en el cual la abundancia sea lo suficientemente elevada para que las satélites tengan una intensidad considerable, sin que la línea principal se sature en las capas muy externas (y frías). El gradiente de temperatura, que hace que las satélites (al tener menos opacidad) se formen en zonas más internas y calientes, producirá un aumento adicional de intensidad en estas líneas, ayudando a que en la posición de  $p = 0$  puedan tener una intensidad similar a la principal. Por otra parte, si la abundancia en las capas externas es baja, podrá conseguirse que la línea principal no esté saturada en los paneles correspondientes a valores grandes del parámetro de impacto  $p$  (puesto que en éstos la visual sólo atraviesa las capas externas), pudiendo reproducir la disminución observada de intensidad de la línea principal al aumentar el parámetro de impacto.

Para explorar las posibilidades de un ajuste con abundancia variable, en primer lugar, se hicieron pruebas adoptando la abundancia de amoníaco en función de la temperatura dada por la ec. 4.39. De este modo, la abundancia de  $\text{NH}_3$  en fase gaseosa tiene un valor mínimo en la parte más externa de la envolvente y se incrementa abruptamente hasta alcanzar su valor máximo a partir del radio donde se alcanza la temperatura de sublimación del amoníaco (en torno a 60 K, ver Fig 4.4) y a partir del cual permanece constante en el resto de la envolvente. Se realizó un análisis sistemático, calculando la intensidad (sin convolucionar) para las velocidades correspondientes al centro de la línea

principal y de las satélites, para los valores de  $p$  de los paneles de la Figura 4.7. Este método permitió hacer una revisión rápida, barriendo un amplio intervalo de valores de la abundancia mínima (entre  $1 \times 10^{-10}$  y  $5 \times 10^{-7}$ ) y de la abundancia máxima (entre  $1 \times 10^{-8}$  y  $1 \times 10^{-4}$ ) en la envolvente. Para las combinaciones de valores de la abundancia que parecían reproducir mejor las intensidades observadas se calculó posteriormente el espectro completo y se realizó la convolución espacial (haciendo la convolución bidimensional con una Gaussiana de ancho igual al haz sintetizado del interferómetro), así como un suavizado en velocidad (ver Sección 4.3), a fin de tener el espectro completo con una resolución angular y espectral similares a las de las observaciones. Puesto que el haz de las observaciones de alta resolución es relativamente pequeño, la convolución no introduce cambios drásticos, de modo que el método sin convolucionar los espectros es válido para restringir el conjunto de abundancias más adecuadas para proceder a su análisis completo en la segunda etapa.

Uno de los mejores ajustes obtenidos siguiendo este procedimiento se muestra en la Figura 4.10. Como puede verse al comparar con la Figura 4.7, tampoco logra reproducir las observaciones, puesto que la máxima temperatura que se obtiene está en torno a 60 K (la temperatura de sublimación del amoníaco), ya que a esta temperatura se libera el amoníaco congelado, saturando la línea. De hecho, en esta fuente las capas más externas de la envolvente ya están muy próximas a la temperatura de sublimación del amoníaco (60 K; ver 4.4), de modo que la línea principal se satura en torno a esta temperatura incluso en los paneles exteriores, y no mejora significativamente el ajuste. En la Figura 4.11 se muestran los correspondientes espectros de baja resolución, en los cuales tampoco se logra un buen ajuste.

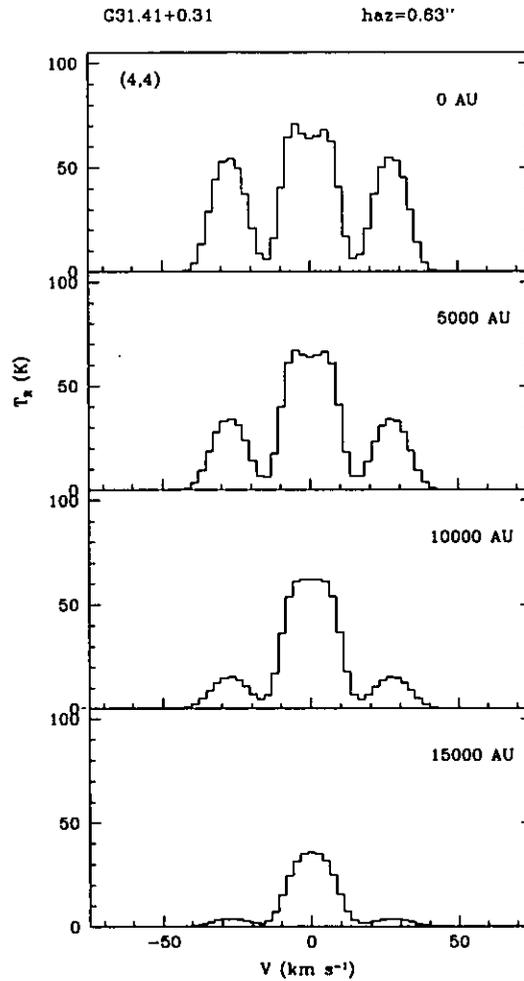


Figura 4.10: Espectros sintéticos de la transición (4,4) del amoníaco para la fuente G31.41+0.31, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación directa del amoníaco, con una temperatura de transición en torno a 60 K. Se adoptó un valor mínimo de la abundancia de  $5 \times 10^{-10}$  y un valor máximo de  $8 \times 10^{-7}$ . Se muestran los espectros resultantes, para diferentes valores del parámetro de impacto, después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $0''.63$  (correspondiente a 5000 AU a la distancia de la fuente) y aplicar a los canales de ancho 2.4 km/s un suavizado "Hanning" en velocidad.

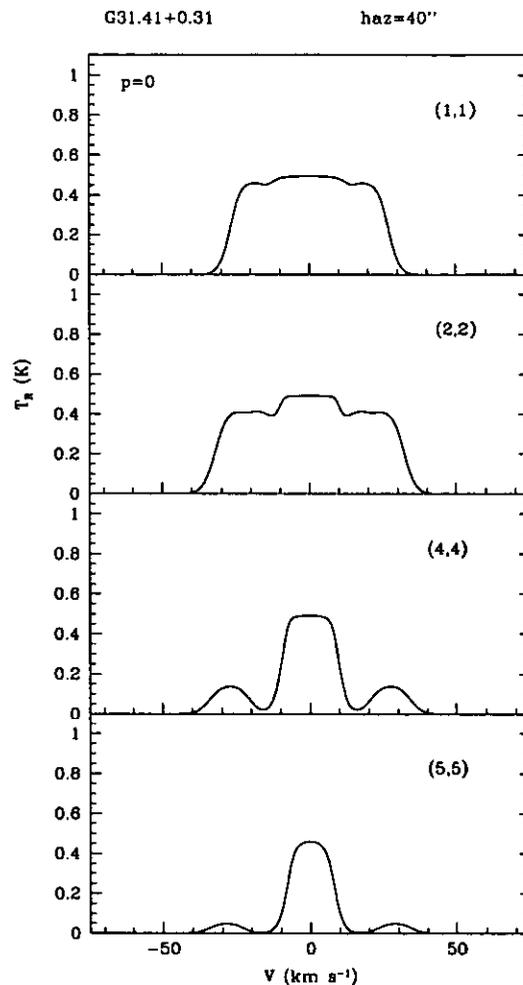


Figura 4.11: Espectros sintéticos de las transiciones (1,1), (2,2), (4,4) y (5,5) del amoníaco para la fuente G31.41+0.31, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación directa del amoníaco, con una temperatura de transición en torno a 60 K. Se adoptó un valor mínimo de la abundancia de  $5 \times 10^{-10}$  y un valor máximo de  $8 \times 10^{-7}$ . Se muestran los espectros resultantes, para un parámetro de impacto  $p = 0$ , después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de 40'' (correspondiente a 1.5 pc a la distancia de la fuente) y aplicar a los canales de ancho 0.3 km/s un suavizado "Hanning" en velocidad.

Uno de los problemas al suponer que la liberación del amoníaco a estado gaseoso se produce directamente a su temperatura de sublimación, es que difícilmente podrán alcanzarse temperaturas de brillo del orden de 100 K, tal como se observan en G31.41+0.31, puesto que la emisión de la línea principal se saturará en regiones con temperaturas en torno a 60 K (la temperatura de sublimación del amoníaco), siendo de este orden la máxima temperatura de brillo que podría lograrse con este tipo de modelos.

Una posible solución a este problema consiste en suponer que la mayor parte del amoníaco que se encuentra en los mantos moleculares de los granos de polvo está atrapado en la capa de hielo de agua, de modo que aunque la temperatura ambiente supere a la de sublimación del amoníaco ( $\sim 60$  K), éste no puede liberarse y contribuir a la abundancia de la fase gaseosa hasta que se alcance la temperatura de sublimación del agua (tal como sugirieron A'Hearn et al. 1987 para el cometa Halley y Brown et al. 1988 para los NMCs), lo cual ocurre en torno a 100 K (ver Fig. 4.4). En este caso, la abundancia de amoníaco como función de la temperatura en la envolvente vendrá descrita por la ec. 4.41. De este modo, el aumento de la abundancia de amoníaco en la fase gaseosa, que produce el aumento brusco de opacidad y la saturación de las líneas, podría ocurrir a temperaturas en torno a 100 K.

En la Figura 4.12 se muestra uno de los mejores ajustes obtenidos suponiendo que el amoníaco está atrapado en hielo de agua, adoptando una abundancia mínima de  $2.5 \times 10^{-8}$  y una abundancia máxima de  $3 \times 10^{-6}$ . Como puede apreciarse al comparar con las observaciones mostradas en la Figura 4.7, el ajuste mejora considerablemente con respecto a los casos anteriores. Esto se debe a que el punto en el cual el amoníaco aumenta abruptamente la abundancia a su máximo valor es más interno y por tanto más caliente

porque se libera cuando se sublima el agua, lo cual ocurre a aproximadamente 100 K (ver Sección 4.2.6). Esto provoca que sean zonas más calientes las que estén contribuyendo a la línea principal. Con este ajuste se logra reproducir aproximadamente la intensidad, tanto de la línea principal como de las satélites, en los paneles  $p = 0$  AU y  $p = 5000$  AU. También se reproduce la tendencia general a disminuir la intensidad de la línea principal a medida que aumenta el valor del parámetro de impacto de los paneles. Sin embargo, en los espectros observados para valores grandes del parámetro de impacto, la intensidad de las líneas satélites parece ser mayor que la predicha por nuestro modelo (sugiriendo una mayor opacidad y/o que se originan en regiones más calientes), aunque cabe decir que para estos paneles disminuye la señal a ruido y por lo tanto no se puede saber con exactitud si esto es una discrepancia.

La principal diferencia entre las predicciones del modelo y las observaciones está en los anchos de las líneas. Se reproduce la tendencia de que los anchos de las líneas observados como los predichos por el modelo en el NMC en G31.41+0.31 son mayores que en otros NMCs. Sin embargo, parecería que el modelo de colapso ELS sobreestima la dispersión de velocidades en esta envolvente, ya que el ancho de las líneas predichas por el modelo parece ser notablemente mayor (por un factor de 1.5) que el observado (la discrepancia se aprecia en la línea principal, ya que las satélites se fusionan dos a dos, tanto en el espectro observado como en el predicho por el modelo, por lo que el ancho aparente no se corresponde con el de las líneas sino con la separación en velocidad de estas componentes hiperfinas; ver Tabla 4.2).

En la Figura 4.13 se muestran los espectros predichos de las transiciones (1,1), (2,2), (4,4) y (5,5) para una resolución angular de 40'', correspondiente a la de las observaciones

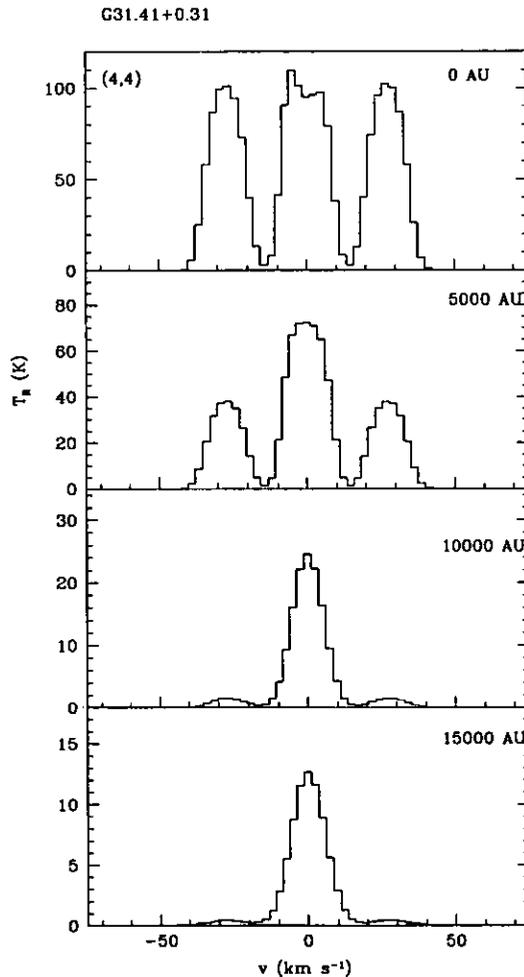


Figura 4.12: Espectros sintéticos de la transición (4,4) del amoníaco para la fuente G31.41+0.31, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco atrapado en hielo de agua, con una temperatura de transición en torno a 100 K. Se adoptó un valor mínimo de la abundancia de  $2.5 \times 10^{-8}$  y un valor máximo de  $3 \times 10^{-6}$ . Se muestran los espectros resultantes, para diferentes valores del parámetro de impacto, después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $0''.63$  (correspondiente a 5000 AU a la distancia de la fuente) y aplicar a los canales de ancho 2.4 km/s un suavizado "Hanning" en velocidad.

de la Figura 4.6. Para las transiciones (4,4) y (5,5) la intensidad de las líneas, así como el cociente entre la principal y las satélites son comparables con los valores observados, dentro de las incertidumbres observacionales (aunque nuestro modelo predice un cociente ligeramente superior). Sin embargo, para las transiciones (1,1) y (2,2) nuestro modelo predice intensidades significativamente menores que las observadas. Esta discrepancia puede explicarse por la presencia de una región más fría, rodeando al NMC (tal como sugieren los resultados de Hatchell et al. 2000), que podría dominar la emisión de las transiciones más bajas. Puesto que nuestro modelo solamente predice la componente de emisión procedente del NMC, no es sorprendente que la emisión prevista en este caso sea inferior a la observada. Por tanto, en esta fuente no intentaremos hacer una comparación estricta de la emisión en estas transiciones. Por otra parte, la presencia de la supuesta región fría no afectaría en gran medida los resultados de las transiciones altas, puesto que estas transiciones “aislan” la emisión de las regiones más calientes, proviniendo esencialmente la emisión del NMC. Probablemente por esto se consigue un mejor ajuste en estas transiciones más altas.

Adicionalmente, se hicieron pruebas con modelos de tipo “mixto”, en los cuales se supone que el amoníaco congelado en los mantos moleculares de los granos de polvo está mezclado con el hielo de agua, de modo que una fracción de las moléculas de amoníaco está en la superficie y puede sublimarse directamente al alcanzarse una temperatura del orden de 60 K, mientras que el resto se encuentra atrapado por la capa de hielo de agua y no puede pasar a la fase gaseosa hasta que no quede liberado, después de la sublimación del agua a 100 K. De este modo, en torno a la temperatura de sublimación del amoníaco se alcanzará una fracción de la abundancia total, mientras que la abundancia máxima se alcanzará a la temperatura de sublimación del agua. En las pruebas de los modelos de

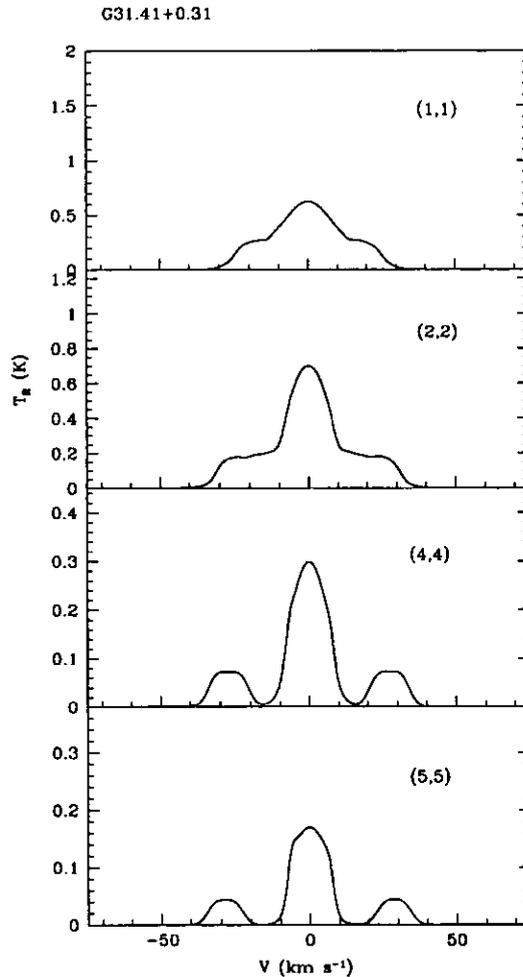


Figura 4.13: Espectros sintéticos de las transiciones (1,1), (2,2), (4,4) y (5,5) del amoníaco para la fuente G31.41+0.31, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco atrapado en hielo de agua, con una temperatura de transición en torno a 100 K. Se adoptó un valor mínimo de la abundancia de  $2.5 \times 10^{-8}$  y un valor máximo de  $3 \times 10^{-6}$ . Se muestran los espectros resultantes, para un parámetro de impacto  $p = 0$ , después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $40''$  (correspondiente a 1.5 pc a la distancia de la fuente) y aplicar a los canales de ancho 0.3 km/s un suavizado "Hanning" en velocidad.

tipo mixto se encontró que los mejores ajustes se obtenían cuando prácticamente todo el amoníaco se encontraba atrapado en la capa de hielo de agua; es decir, coincidiendo prácticamente con el caso de liberación a la temperatura de sublimación del agua, por lo que, por abreviación, no se presentan explícitamente los resultados de los casos mixtos.

En resumen, se encontró que el mejor ajuste entre las posibilidades exploradas para la abundancia de amoníaco se logra cuando se considera una abundancia dependiente de la temperatura en la envoltente, con un valor mínimo (para la región de temperaturas más bajas) del orden de  $10^{-8}$  y aumentando a su máximo valor, del orden de  $10^{-6}$ , para temperaturas de aproximadamente 100 K, en torno a las cuales se sublima el agua.

## Discusión

Aunque nuestro mejor ajuste no logra reproducir absolutamente todos los aspectos de los espectros observados (la principal discrepancia está en el ancho de las líneas), el acuerdo es bastante bueno, teniendo en cuenta la simplicidad del modelo de partida y que sólo la abundancia se tomó como parámetro libre en el ajuste del amoníaco. Sería deseable haber tenido datos de alta resolución de varias transiciones para poder evaluar mejor la calidad del ajuste, y hacer un diagnóstico de cuales son los parámetros que causan las principales diferencias entre los resultados del modelo y los de las observaciones. Por ejemplo, las intensidades relativas entre dos transiciones proporcionan información (con un cierto grado de independencia de la abundancia) acerca de la estructura de temperatura en la envoltente. Aunque es preferible utilizar la intensidad de las líneas satélites (que por tener una menor opacidad proporcionan una estimación de la temperatura media a lo largo de la línea de visión más fácil de analizar), también en la intensidad de la línea

principal se aprecia el efecto del gradiente de temperatura, el cual superpuesto a los efectos de opacidad produce la inversión de intensidades entre la línea principal de la transición (4,4) y la de la (5,5) que se aprecia en el perfil espacial mostrado en la Figura 4.14.

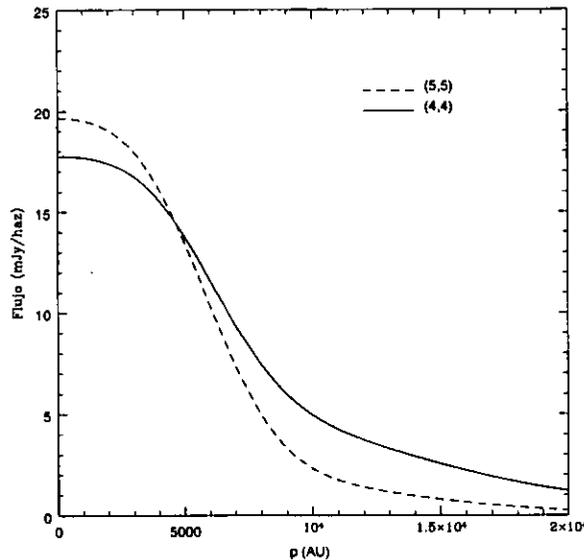


Figura 4.14: Perfil de intensidad para la velocidad central de la línea principal, en función del parámetro de impacto, correspondiente a los espectros de G31.41+0.31 de las transiciones (4,4) y (5,5).

Con los parámetros del mejor ajuste, se hicieron algunas pruebas para comprobar la validez de nuestras hipótesis en el cálculo de la excitación del amoníaco. Así, se analizó la incertidumbre introducida por nuestra suposición de que las poblaciones entre los estados rotacionales están definidas por una única temperatura rotacional,  $T_{\text{rot}}$ , la cual se adopta igual a la temperatura cinética. Para ello, se repitieron los cálculos utilizando relaciones aproximadas entre la temperatura cinética y la temperatura rotacional entre cada par de estados, obtenidas a partir de una generalización de los resultados de Danby et al. (1988) (en este análisis resulta siempre  $T_{\text{rot}} < T_k$ ), resultando que no había diferencias importantes en los espectros obtenidos usando estas relaciones o suponiendo  $T_{\text{rot}} = T_k$ . En todo

caso, preferimos, en general, no calcular la emisión esperada de niveles correspondientes al amoníaco “orto” (con número rotacional  $K$  múltiplo de 3) puesto que tendrá una mayor incertidumbre debido a que depende más críticamente de la relación de abundancias entre amoníaco “orto” y “para”.

Resulta interesante comparar las predicciones de nuestro modelo para G31.41+0.31 con los estudios realizados por otros autores en esta fuente. Cesaroni et al. (1998) utilizan un análisis sencillo para inferir la existencia de gradientes de temperatura cinética, concluyendo que una distribución con simetría esférica no puede explicar las observaciones, y postulando que la geometría debe ser la de un disco. En su análisis suponen una envolvente esférica con un gradiente grande de velocidad y que toda ella se encuentra en colapso (no hay parte estática), de modo que la contribución a la emisión a velocidad cero sólo provendrá del plano perpendicular a la línea de visión que pasa por el centro de la envolvente (en este plano el valor de la velocidad proyectada a lo largo de la línea de visión es cero). En este análisis simplificado, la distribución de temperatura de brillo observada en función de la distancia al centro, debería coincidir con la distribución de temperatura cinética en la envolvente. Puesto que de este modo obtienen grandes discrepancias entre la predicción de su modelo y las observaciones (ver Fig. 4.15, izquierda), postulan que la emisión proviene de un disco visto prácticamente de frente (con lo que también el perfil de temperatura de brillo observado debería coincidir aproximadamente con la distribución de temperatura cinética en el disco, que suponen va como  $R^{-3/4}$ ), obteniendo en este último caso un buen ajuste (ver Fig. 4.15, izquierda). Sin embargo, nuestro análisis muestra que pueden haber velocidades próximas a cero en las capas más externas de la envolvente, o incluso en buena parte de ella, si la dispersión de velocidades es grande y el gradiente de velocidad pequeño, de modo que para calcular el perfil de temperatura es necesario

resolver el transporte radiativo. Los resultados de nuestro modelo con simetría esférica dan, de modo natural, un perfil más aplanado que el correspondiente de Cesaroni et al. (1998) y de hecho muestran que coincide bastante bien con el observado (ver Fig. 4.15, derecha). Por tanto, concluimos que nuestro modelo con simetría esférica es válido y que no es necesario postular una geometría discoidal.

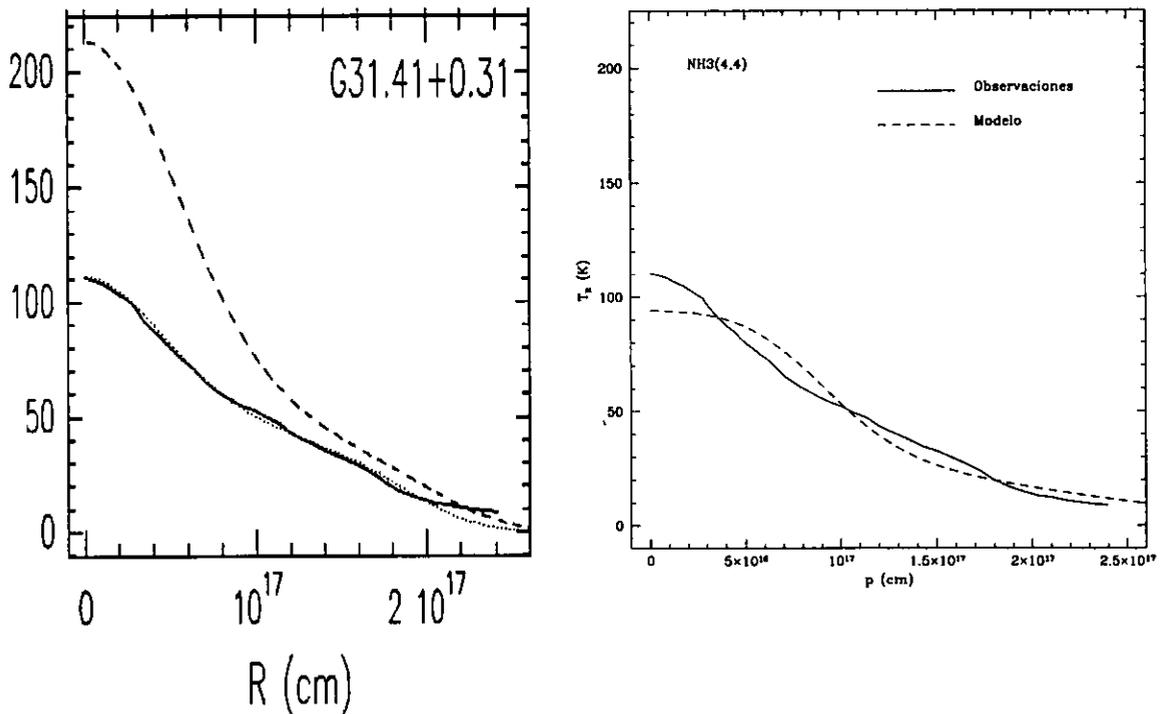


Figura 4.15: Perfil espacial de intensidad en el centro de la línea principal de la transición (4,4), en el NMC en G31.41+0.31. En la parte izquierda se muestra el perfil observado (línea continua) y los ajustes con una envolvente con simetría esférica (línea de trazos) y con un disco (línea de puntos) de Cesaroni et al. 1998. En la parte derecha se muestra el perfil observado (línea continua) y el predicho por nuestro modelo (línea de trazos). La resolución angular es de  $0''.63$ , correspondiente a 5000 AU.

Es interesante hacer notar, también, la importancia que tiene el tomar en cuenta el

gradiente de temperatura en la envolvente. Así, para  $p = 0$ , la profundidad óptica en el centro de la línea principal de la transición (4,4) (mostrada en la Fig. 4.12) es de  $\sim 50$  (ver Fig. 4.16) y el cociente entre la intensidad de la línea principal y la de las satélites es aproximadamente 1. En un análisis con temperatura constante, para obtener este cociente de intensidades, se habría necesitado una profundidad óptica mucho mayor, dada la relación de intensidades intrínsecas entre la línea principal y las satélites, que es del orden de 60 (ver Tabla 4.2) (estrictamente, un cociente de intensidades igual a 1 requiere de una opacidad infinita en el caso de una envolvente con temperatura constante, y un cociente de 1.05, por ejemplo, requeriría una opacidad del orden de 180). Si la temperatura fuera constante, para una opacidad de 50, el cociente entre la línea principal y las satélites sería de 1.7, significativamente distinto del obtenido. Es decir, el hecho de que se observe un cociente entre la línea principal y las satélites del orden de 1 se explica de modo más natural en un modelo en que la temperatura aumente hacia el interior, pues puede explicarse con valores menores de la opacidad (y por tanto, densidades columnares menores). Esto favorece un calentamiento interno del NMC en G31.41+0.31, independientemente del modelo adoptado (si el gradiente de temperatura disminuyera hacia el interior, las satélites, que por ser más delgadas penetran más al interior de la nube, se saturarían a temperaturas inferiores a la principal, disminuyendo aún más el cociente, y haciendo imposible obtener un cociente igual a 1). Por otra parte, un modelo de disco visto de frente y geoméricamente delgado (tal como el propuesto por Cesaroni et al. 1988, quienes no consideran la intensidad de las líneas satélites en su análisis), tendría aún mayores dificultades en explicar cocientes entre principal y satélites del orden de 1, puesto que se necesitarían densidades volumétricas aún mayores que en una esfera para obtener una misma opacidad.

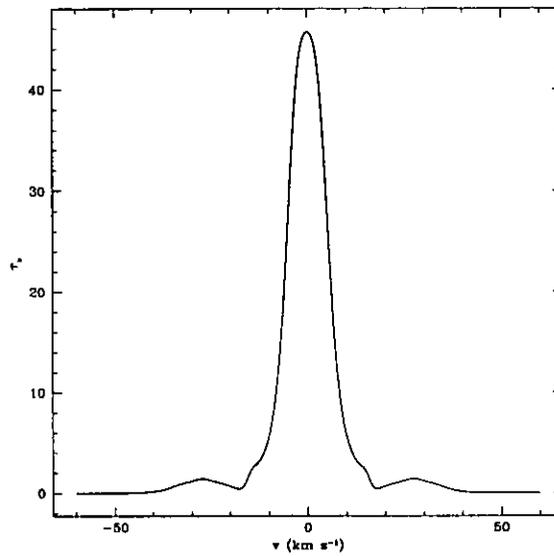


Figura 4.16: Profundidad óptica de la transición (4,4) de amoníaco en función de la velocidad, hacia el centro del NMC de G31.41+0.31, para el modelo descrito en la Figura 4.12.

Por todo lo expuesto anteriormente, a pesar de que G31.41+0.31 es quizás un caso extremo en cuanto a las características de su emisión de amoníaco, en la Sección 4.4.2 utilizaremos los valores de la abundancia que proporcionaron el mejor ajuste para esta fuente, para hacer una predicción de la emisión esperada para el resto de las fuentes discutidas en el Capítulo 3, para las cuales no existen datos observacionales suficientes para llevar a cabo una comparación tan exhaustiva.

#### 4.4.2 Predicciones para las fuentes G34.24+0.13MM, W3(H<sub>2</sub>O), Orión, e IRAS 23385+6053

##### G34.24+0.13MM

Henkel et al. (1987) observaron con el radiotelescopio de 100 m múltiples transiciones de amoníaco en la región de G34.3+0.2, cercana al NMC G34.24+0.13MM. Sin embargo, a

pesar de que su haz era de  $40''$ , sus observaciones no alcanzan la posición del NMC. Garay y Rodríguez (1990) observaron la misma región en las transiciones (2,2) y (3,3), utilizando la configuración D del VLA. Estos autores no muestran la zona del G34.24+0.13MM, puesto que cae lejos del centro del campo abarcado por sus observaciones, donde la sensibilidad es ya muy baja. Un reanálisis de estas observaciones (Y. Gómez, comunicación personal) proporciona un límite superior de  $\sim 200$  mJy para el flujo esperado en ambas transiciones, para un haz de  $\sim 4''$ . En la Figura 4.17 mostramos los espectros predichos por nuestro modelo para las líneas (2,2) y (3,3) y vemos que el flujo máximo es de  $\sim 150$  mJy/haz, en ambas transiciones, el cual concuerda con el límite obtenido de las observaciones, aunque éste no es muy restrictivo, debido a que la intención original de las observaciones no era estudiar este objeto. Por ello, es deseable que en el futuro puedan llevarse a cabo nuevas observaciones de este objeto, tanto con una sola antena como con el VLA. Para guiar estas futuras observaciones, en las Figuras 4.18 y 4.19 se presentan las predicciones de la emisión esperada para varias transiciones, para la resolución típicamente alcanzable en este tipo de observaciones. También se muestran en la Figura 4.20 los perfiles espaciales de intensidad para las observaciones de alta resolución.

### W3(H<sub>2</sub>O)

Wilson et al. (1993) observaron con el radiotelescopio de 100 m y con la configuración D del VLA las transiciones (1,1) y (2,2) en esta región. W3(OH) es una región HII (hacia la cual los espectros de amoníaco se observan en absorción) que se encuentra a  $\sim 5''$  de W3(H<sub>2</sub>O). Por lo tanto, los espectros obtenidos con el 100 m (cuya resolución es de  $40''$ ) no son de utilidad para el estudio del NMC, ya que en ellos estará mezclada la emisión del NMC con la de la región HII. En la Figura 4.21 se muestran los espectros obtenidos

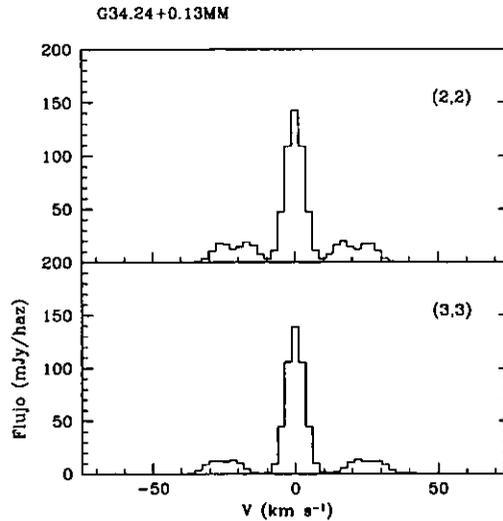


Figura 4.17: Espectros sintéticos de las transiciones (2,2) y (3,3) del amoníaco para la fuente G34.24+0.13MM, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltante debida a la sublimación del amoníaco, en torno a una temperatura de transición de aproximadamente 100 K. Se muestran los espectros resultantes, para un parámetro de impacto  $p = 0$ , después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $4''$  (correspondiente a 15000 AU a la distancia de la fuente) y un suavizado "Hanning" en velocidad.

con el VLA (resolución angular de  $3''.8$ ) por Wilson et al. (1993) y en la Figura 4.22 mostramos los espectros predichos por nuestro modelo. La forma de los espectros predichos y observados es similar, así como la relación de intensidades entre principal y satélites. Sin embargo, nuestro modelo sobreestima por un factor de  $\sim 3$  la emisión observada, en ambas transiciones. No es sorprendente que existan estas diferencias, considerando el carácter preliminar de la predicción y el hecho de que no se utilizó ningún parámetro libre en el cálculo de la emisión de amoníaco. Puesto que el ajuste a la emisión de continuo realizado en el Capítulo 3 no era único, es posible que por medio de mejores observaciones de amoníaco pueda determinarse un modelo que ajuste de un modo mejor las observaciones de continuo (milimétrico a infrarrojo) y de línea simultáneamente. Por ello, es deseable que en el futuro puedan llevarse a cabo nuevas observaciones de este objeto con el VLA

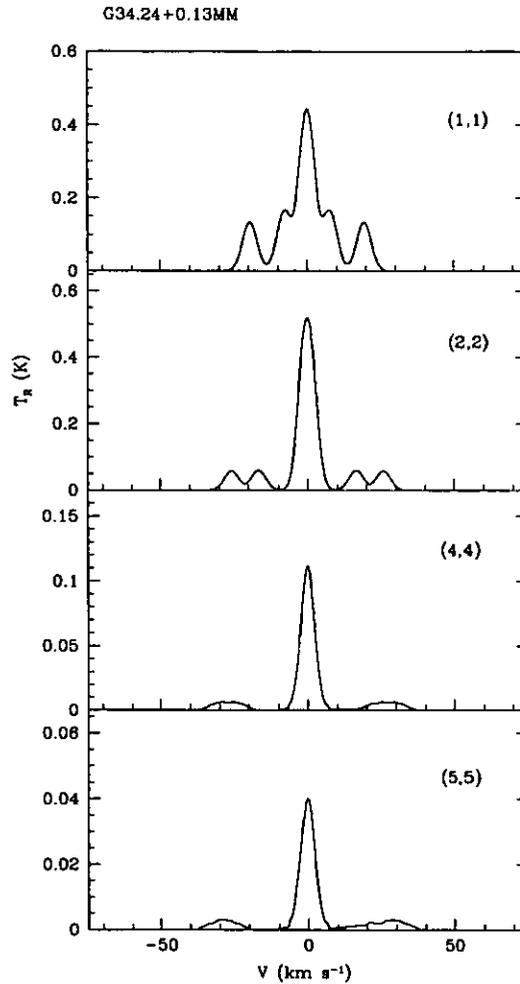


Figura 4.18: Espectros sintéticos de las transiciones (1,1), (2,2), (4,4) y (5,5) del amoníaco para la fuente G34.24+0.13MM, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco, en torno a una temperatura de transición aproximadamente de 100 K. Se muestran los espectros resultantes, para un parámetro de impacto  $p = 0$ , después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $40''$  (correspondiente a 0.7 pc a la distancia de la fuente) y un suavizado "Hanning" en velocidad.

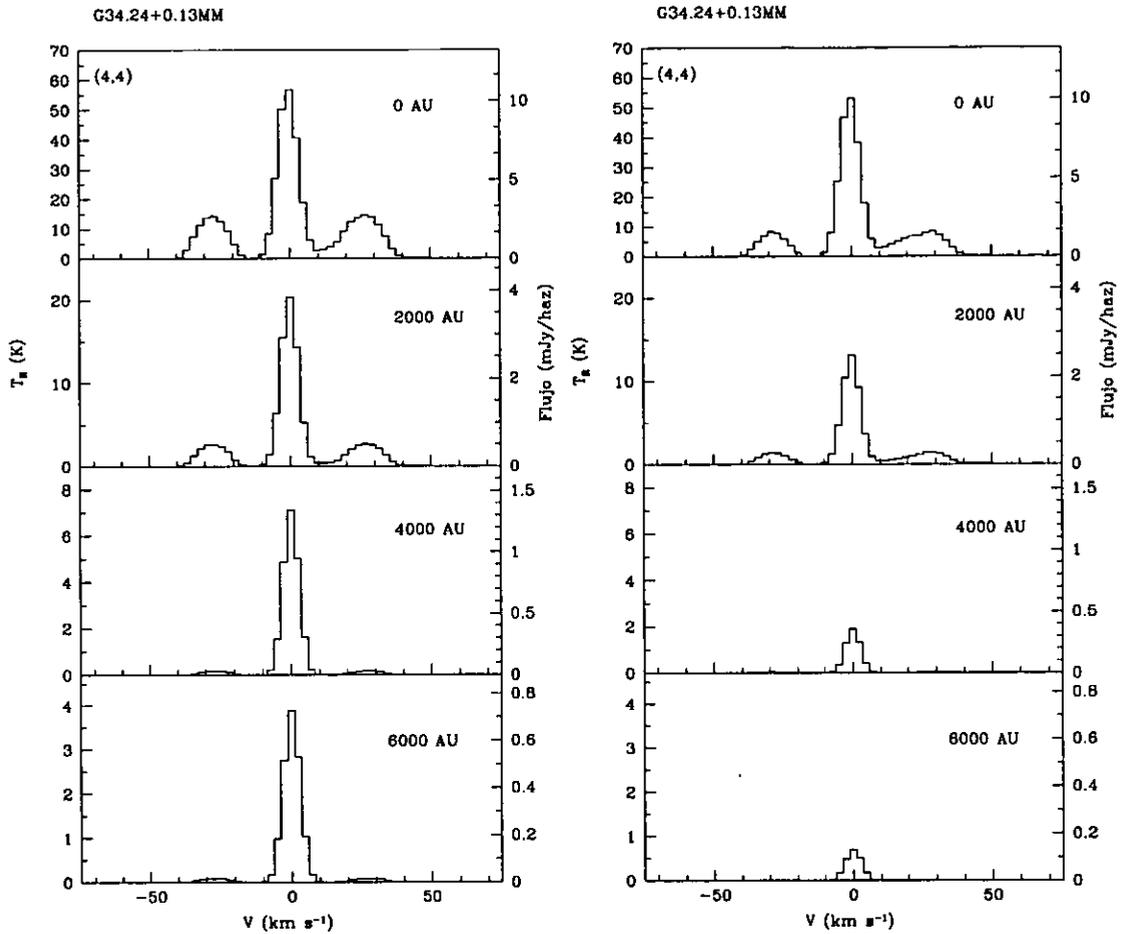


Figura 4.19: Espectros sintéticos de la transición (4,4) (izquierda) y (5,5) (derecha) del amoníaco para la fuente G34.24+0.13MM, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco, en torno a una temperatura de transición de aproximadamente 100 K. Se muestran los espectros resultantes, para diferentes valores del parámetro de impacto, después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $0''.63$  (correspondiente a 2300 AU a la distancia de la fuente) y un suavizado "Hanning" en velocidad.

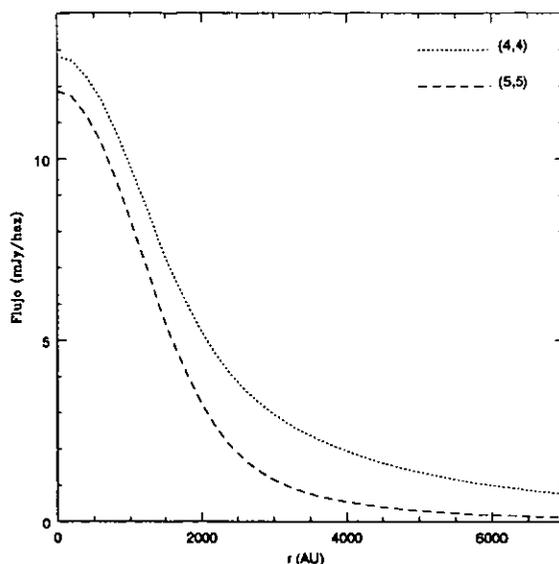


Figura 4.20: Perfil de intensidad para la velocidad central de la línea principal, en función del parámetro de impacto, correspondiente a los espectros de G34.24+0.13MM mostrados en la Figura 4.19.

(puesto que las observaciones con una sola antena no resultan útiles debido a que la región HII está demasiado cercana). Para guiar estas futuras observaciones, en las Figuras 4.23 y 4.24 se presentan las predicciones de la emisión esperada para las transiciones (4,4) y (5,5), así como los perfiles espaciales de intensidad calculados para la resolución angular alcanzable en este tipo de observaciones.

## Orión

Existen numerosas observaciones de esta región. Sin embargo, los datos publicados, en general no están presentados en forma suficientemente completa para que puedan hacerse comparaciones en detalle. Por otra parte, la región es complicada, puesto que en una región relativamente pequeña hay varias fuentes IR, sin que esté aún totalmente definida su relación con el NMC. Estas fuentes se encuentran en el borde de la zona en que

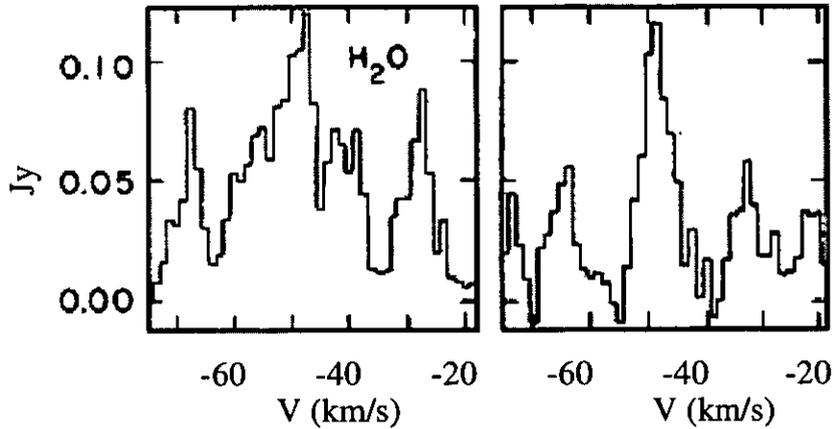


Figura 4.21: Espectros de las transiciones (1,1) (izquierda) y (2,2) (derecha) en el NMC W3( $\text{H}_2\text{O}$ ), observados con un haz sintetizado de  $3''.8$  (Wilson et al. 1993). Las líneas satélites exteriores se encuentran en el borde del intervalo de velocidades presentado, de modo que no se muestran completas.

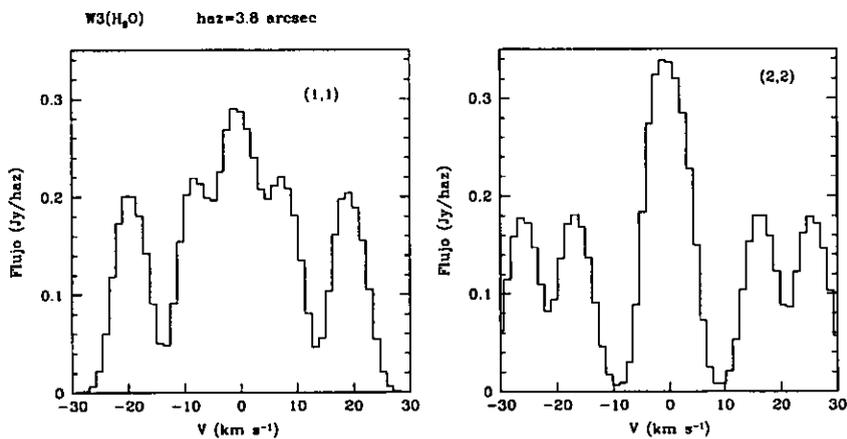


Figura 4.22: Espectros sintéticos de las transiciones (1,1) y (2,2) del amoníaco para la fuente W3( $\text{H}_2\text{O}$ ), obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco, en torno a una temperatura de transición de aproximadamente 100 K. Se muestran los espectros resultantes, para un parámetro de impacto  $p = 0$ , después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $3''.8$  (correspondiente a 8400 AU a la distancia de la fuente) y un suavizado "Hanning" en velocidad.

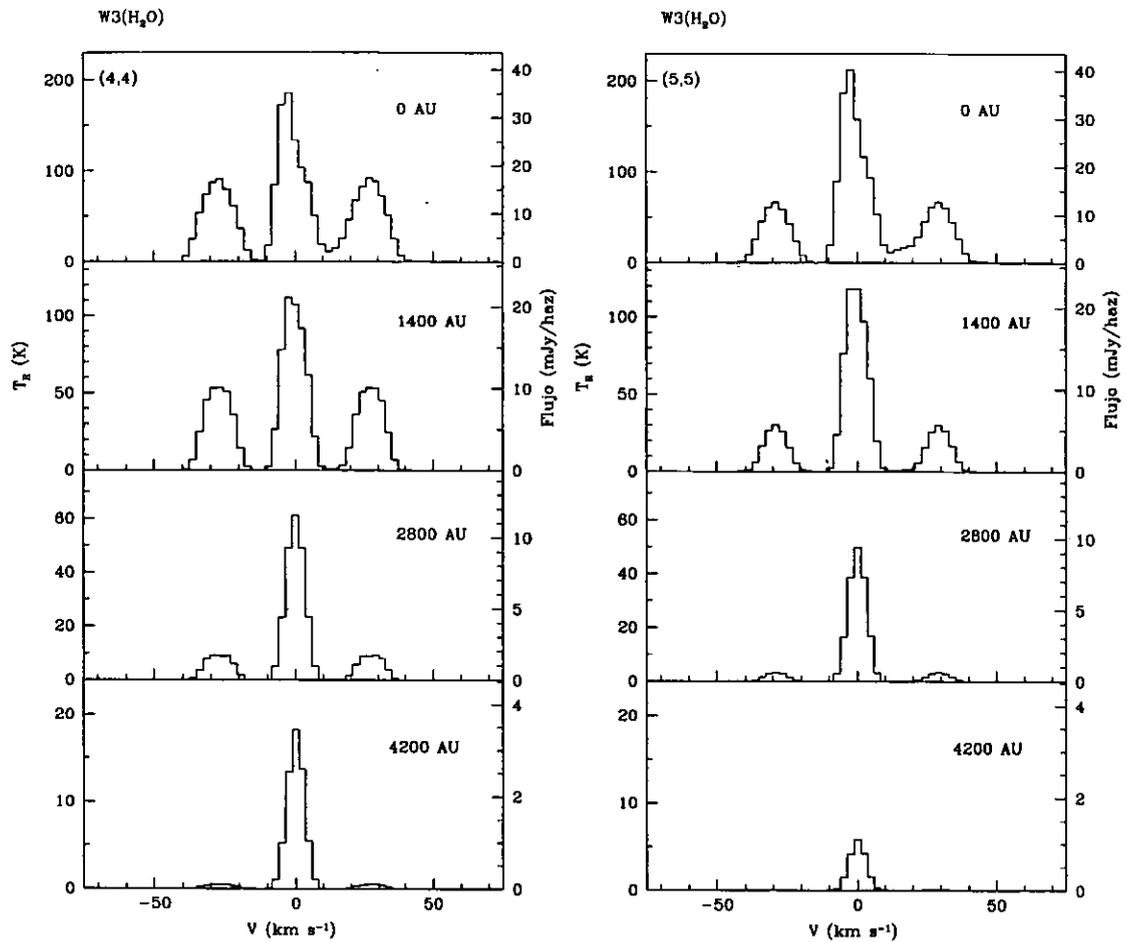


Figura 4.23: Espectros sintéticos de la transición (4,4) (izquierda) y (5,5) (derecha) del amoníaco para la fuente W3(H<sub>2</sub>O), obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco, en torno a una temperatura de transición de aproximadamente 100 K. Se muestran los espectros resultantes, para diferentes valores del parámetro de impacto, después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de 0''.63 (correspondiente a 1400 AU a la distancia de la fuente) y un suavizado "Hanning" en velocidad.

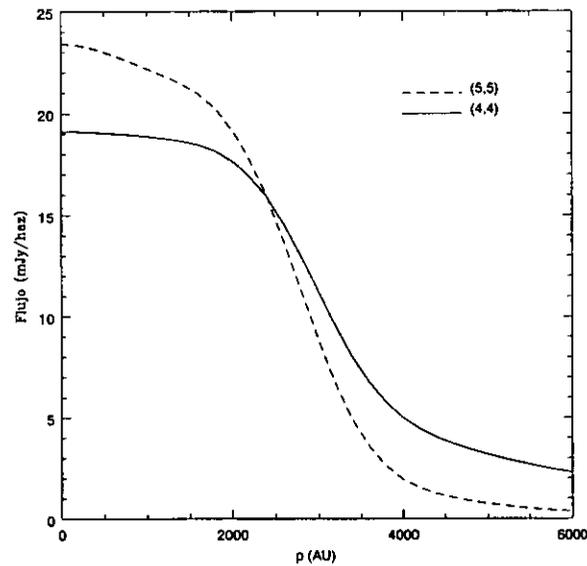


Figura 4.24: Perfil de intensidad para la velocidad central de la línea principal, en función del parámetro de impacto, correspondiente a los espectros de W3(H<sub>2</sub>O) mostrados en la Figura 4.23.

se observa la emisión de las transiciones altas de amoníaco, pero podría haber otra(s) fuente(s) adicional(es) inmersa(s) en el interior. La región fue cartografiada en amoníaco ya desde principios de la década de los 80 con el VLA (por ejemplo, en la línea (4,4) por Genzel et al. 1982 con una resolución de 2''7 y en la línea (3,3) por Pauls et al. 1983 con una resolución de 1''9). Muy recientemente, Wilson et al. (2000) han observado la transición (4,4) y también la (10,9) del NH<sub>3</sub>, así como la transición (3,3) del isótopo <sup>15</sup>NH<sub>3</sub>, con una resolución de 1''1. En la Figura 4.25 (Wilson et al. 2000) puede verse claramente que la emisión de la línea (4,4) se extiende a lo largo de una región de unos 10'' pero, según estos autores, la parte más caliente (que identifican con la emisión de la línea (10,9)) es una región alargada, que se extiende unos 6''.

En los mapas con suficiente resolución angular puede apreciarse que la fuente principal de emisión de continuo, trazadora de la emisión de polvo caliente (observada en el intervalo

milimétrico a infrarrojo) está desplazada con respecto a la emisión de amoníaco. Ello ha dado lugar a una polémica, mantenida durante años, acerca de si el llamado NMC de Orión está calentado internamente o externamente. De hecho, podrían darse ambos mecanismos puesto que, por una parte, la proximidad de la fuente al NMC sugiere que puede jugar un papel importante en su calentamiento, pero por otra parte Wilson et al. (2000) encuentran que la zona de mayor dispersión en velocidad (es decir, donde se observan las líneas más anchas) se encuentra en la región central de la zona de emisión de amoníaco, lo cual podría sugerir la presencia de un objeto inmerso en este gas molecular. Por otro lado, la emisión de continuo milimétrico presenta un segundo máximo de emisión (mucho más débil que el principal; p.ej., Wright et al. 1996), desplazado unos 2" al sur del principal, y trazando una fuente más débil que podría estar inmersa en el NMC.

La información que muestran Wilson et al. (2000) es incompleta: sólo muestran 3 canales, donde puede verse que la intensidad en la zona con emisión de amoníaco es de 70–80 mJy/haz. Estos autores no dan la intensidad de las líneas satélites, pero Genzel et al. (1982) indican que el cociente entre la intensidad integrada en velocidad de la principal y la de las satélites es de  $\sim 2$ . Es interesante mencionar que, Wilson et al. (2000) señalan que la emisión de la zona más caliente está corrida al azul, del orden de 1 km/s, con respecto a la velocidad media del resto del NMC.

Debido al desplazamiento de la fuente de emisión de continuo con respecto al centro de la emisión de amoníaco (también debido a que observaciones de emisión de hidrógeno molecular de Salas et al. 1998 muestran estructura filamentaria que indican que la región está en proceso de destrucción por un potente viento que proviene de la fuente IRc2), resulta claro que nuestro modelo de una envolvente con simetría esférica en torno a una

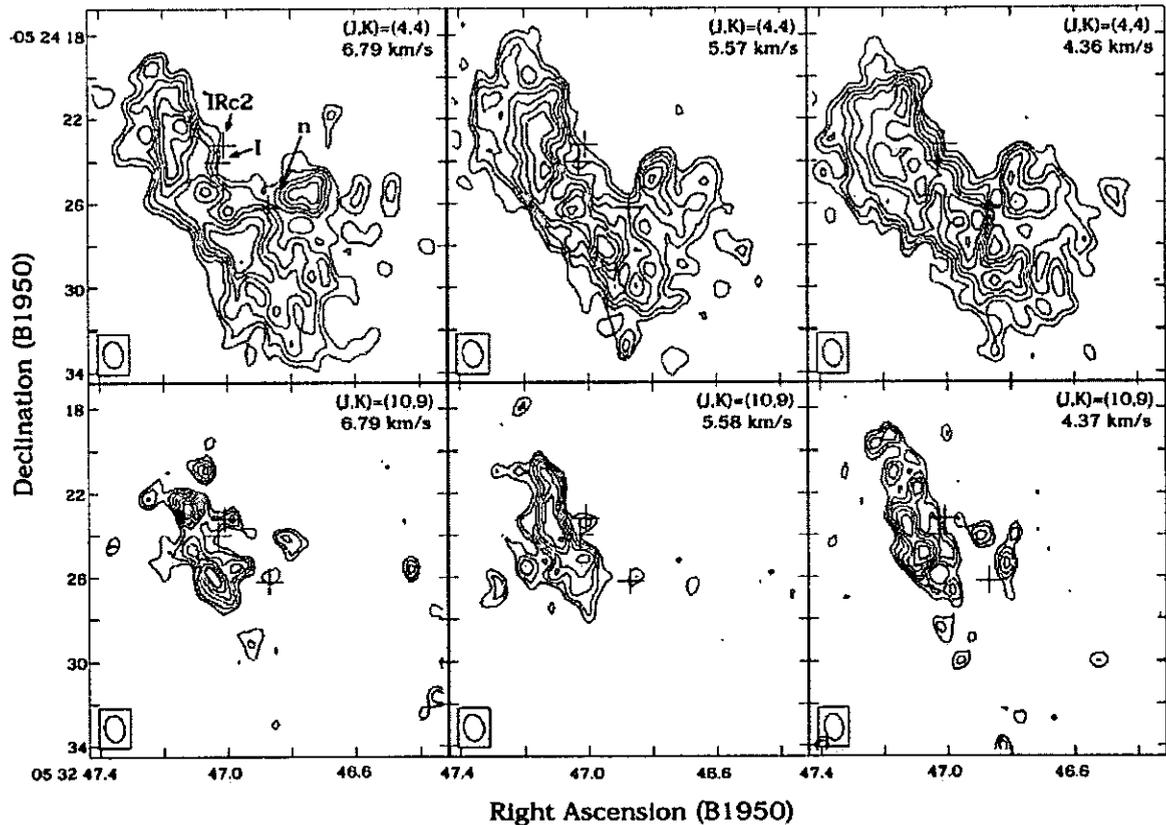


Figura 4.25: Mapas de isocontornos de la emisión de amoníaco en el NMC de Orión (Wilson et al. 2000), para tres canales de velocidad, correspondientes a la línea principal de las transiciones de inversión (4,4) y (10,9). Los contornos para la (4,4) son 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 y  $10 \times 8.23 \text{ mJy haz}^{-1}$  y para la (5,5) son 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 y  $10 \times 4.80 \text{ mJy haz}^{-1}$ .

estrella central no es aplicable. Sin embargo, como orientación, presentaremos algunas predicciones que deben entenderse como una ilustración de las posibilidades que presenta el modelo para predecir detalles observables, en el caso de fuentes cercanas, o que pudieran ser observadas con gran resolución espacial.

En la Figura 4.26 se muestran los espectros predichos por nuestro modelo para la transición (4,4), para la resolución angular correspondiente a las observaciones de Wilson et al. (2000). Como puede verse, la intensidad predicha para el panel  $p = 0$  es superior a la observada, indicando que si existe un objeto inmerso en la zona con emisión de amoníaco, debe ser más débil que la fuente principal de emisión de continuo mm-IR, o bien que se encuentre más alejado. Para un parámetro de impacto  $p = 1000$  AU la intensidad predicha es del orden de 80 mJy/haz, similar a la observada, de modo que no puede descartarse que la fuente principal de emisión de continuo mm-IR pueda estar contribuyendo al calentamiento del NMC observado en amoníaco. El cociente entre principal y satélites es de 1.7, consistente con el valor dado por Genzel et al. (1982). También queremos mencionar que, debido a la asimetría del espectro, el máximo está corrido al azul, en el mismo sentido que el indicado por las observaciones de Wilson et al. (2000).

En las Figura 4.27 se presentan las predicciones, a partir del modelo obtenido en el Capítulo 3, de la emisión esperada para las transiciones (4,4) y (5,5) y una resolución angular de  $0''.63$ . Estos espectros corresponderían a un NMC con las características de Orión, pero que se encontrara en un entorno más aislado. Dada la cercanía de la región, podrían potencialmente observarse detalles de la línea que son indicadores de la situación de colapso en la envolvente, tales como las asimetrías en el perfil (Anglada et al. 1987,

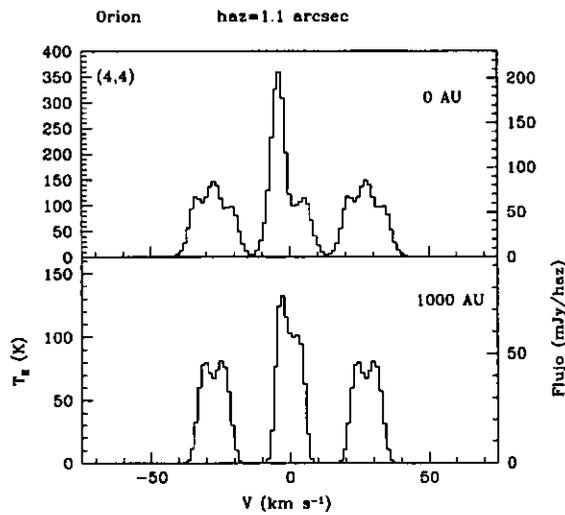


Figura 4.26: Espectros sintéticos de las transición (4,4) del amoníaco para un NMC aislado que tuviera una distribución espectral de energía con las características de Orión, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco, en torno a una temperatura de transición de aproximadamente 100 K. Se muestran los espectros resultantes, para un parámetro de impacto  $p = 0$ , después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $1''1$  (correspondiente a 530 AU a la distancia de la fuente) y un suavizado "Hanning" en velocidad.

1991), claramente visibles en los paneles de  $p = 0$ .

También se muestran, en la Figura 4.28, los perfiles espaciales de intensidad, donde puede apreciarse que, potencialmente, se lograría resolver en gran detalle el perfil de intensidad espacial con la resolución alcanzable en las observaciones de alta resolución.

### **IRAS 23385+6053**

Molinari et al. (1998) detectaron con el radiotelescopio de 100 m (haz = 40") las transiciones (1,1) y (2,2) de amoníaco hacia la posición de IRAS 23385+6053. Aunque estos autores no muestran los espectros observados, dan los resultados de un ajuste multicomponente a sus espectros (realizado bajo la hipótesis de ETL y suponiendo implícitamente condiciones de excitación constantes a lo largo de la visual). Estos autores dan un valor de  $T_{MB} = 0.44$  K, para la línea principal de la transición (1,1) y un valor de  $T_{MB} = 0.25$  K, para la línea principal de la transición (2,2), con un valor promedio del ruido ( $1\sigma$ ) en sus espectros de  $\sim 0.1$  K.

En la Figura 4.29 mostramos los espectros predichos por nuestro modelo para las líneas (1,1) y (2,2). Tal como puede verse en la Figura, nuestro modelo predice  $T_R \simeq 0.50$  K en el centro de la línea principal de la transición (1,1) y  $T_R \simeq 0.55$  K, en la (2,2). El valor predicho para la línea (2,2) excede al valor obtenido por Molinari et al. (1998), pero dada la dificultad de comparación, debido a no disponer de los espectros observados y dado el ruido de 0.1 K, la detección de la línea (2,2) resulta ser sólo a  $2.5\sigma$ , de modo que la diferencia con las observaciones no es muy significativa. Se necesitan observaciones adicionales, de éstas y otras transiciones, realizadas con mayor sensibilidad, y de preferencia con mayor resolución angular, para poder efectuar una comparación más

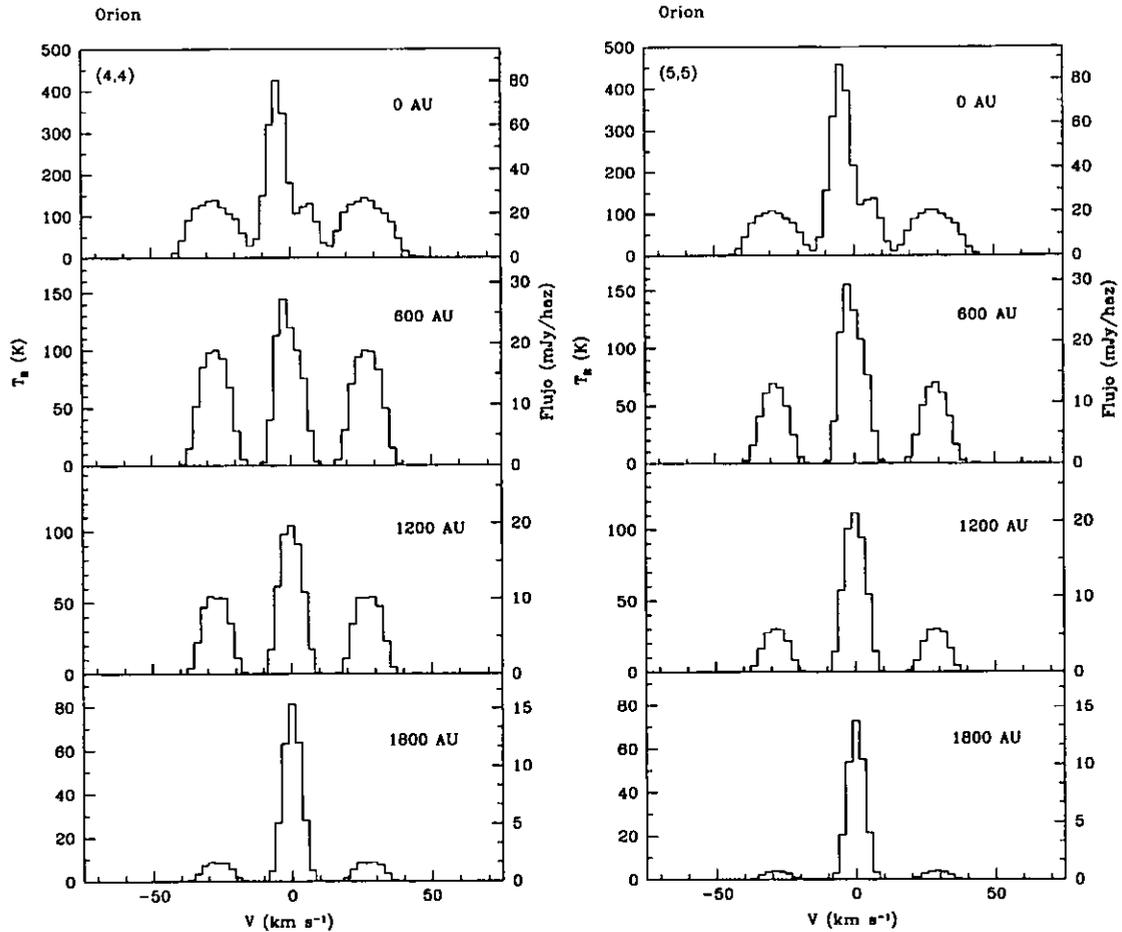


Figura 4.27: Espectros sintéticos de la transición (4,4) (izquierda) y (5,5) (derecha) del amoníaco para un NMC aislado con una distribución espectral de energía con las características de Orión, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco, en torno a una temperatura de transición de aproximadamente 100 K. Se muestran los espectros resultantes, para diferentes valores del parámetro de impacto, después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $0''.63$  (correspondiente a 300 AU a la distancia de la fuente) y un suavizado "Hanning" en velocidad.

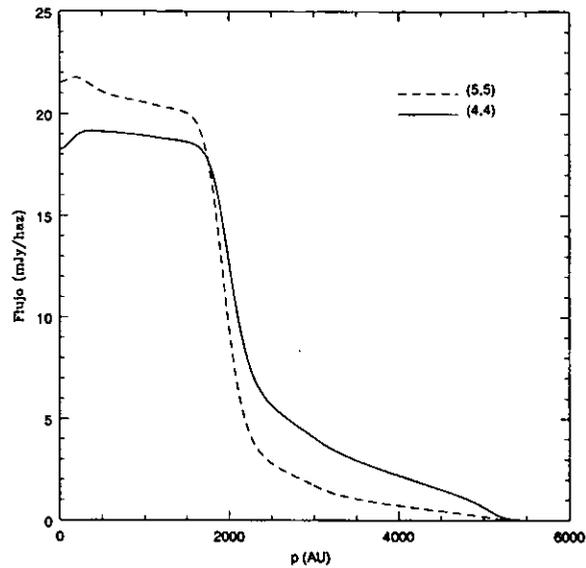


Figura 4.28: Perfil de intensidad para la velocidad central de la línea principal, en función del parámetro de impacto, correspondiente a los espectros del NMC mostrados en la Figura 4.27.

apropiada. Para ello, en la Figura 4.29 mostramos también los espectros predichos por nuestro modelo para las transiciones (4,4) y (5,5) para baja resolución angular, y en la Figura 4.30 para alta resolución angular. En la Figura 4.31 mostramos los perfiles espaciales de intensidad predichos para estas transiciones en las observaciones de alta resolución.

#### 4.4.3 Conclusiones

En este capítulo se modeló la emisión de las transiciones de inversión de los estados rotacionales metaestables del amoníaco, para las condiciones físicas en los NMCs predichas a partir de los ajustes a las distribuciones espectrales de la emisión de polvo realizados en el Capítulo 3. Adoptando los campos de velocidad, densidad y temperatura obtenidos para la fuente G31.41+0.31, se ajustaron los espectros observados de alta resolución espacial

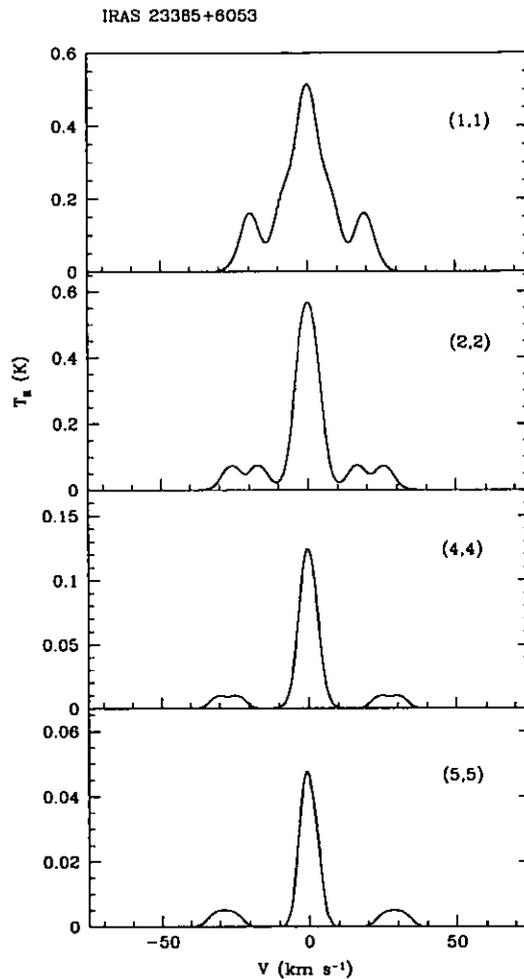


Figura 4.29: Espectros sintéticos de las transiciones (1,1), (2,2) (3,3) y (4,4) del amoníaco para la fuente IRAS 23385+6053, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco, en torno a una temperatura de transición de 100 K. Se muestran los espectros resultantes, para un parámetro de impacto  $p = 0$ , después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $40''$  (correspondiente a 0.9 pc a la distancia de la fuente) y un suavizado "Hanning" en velocidad.

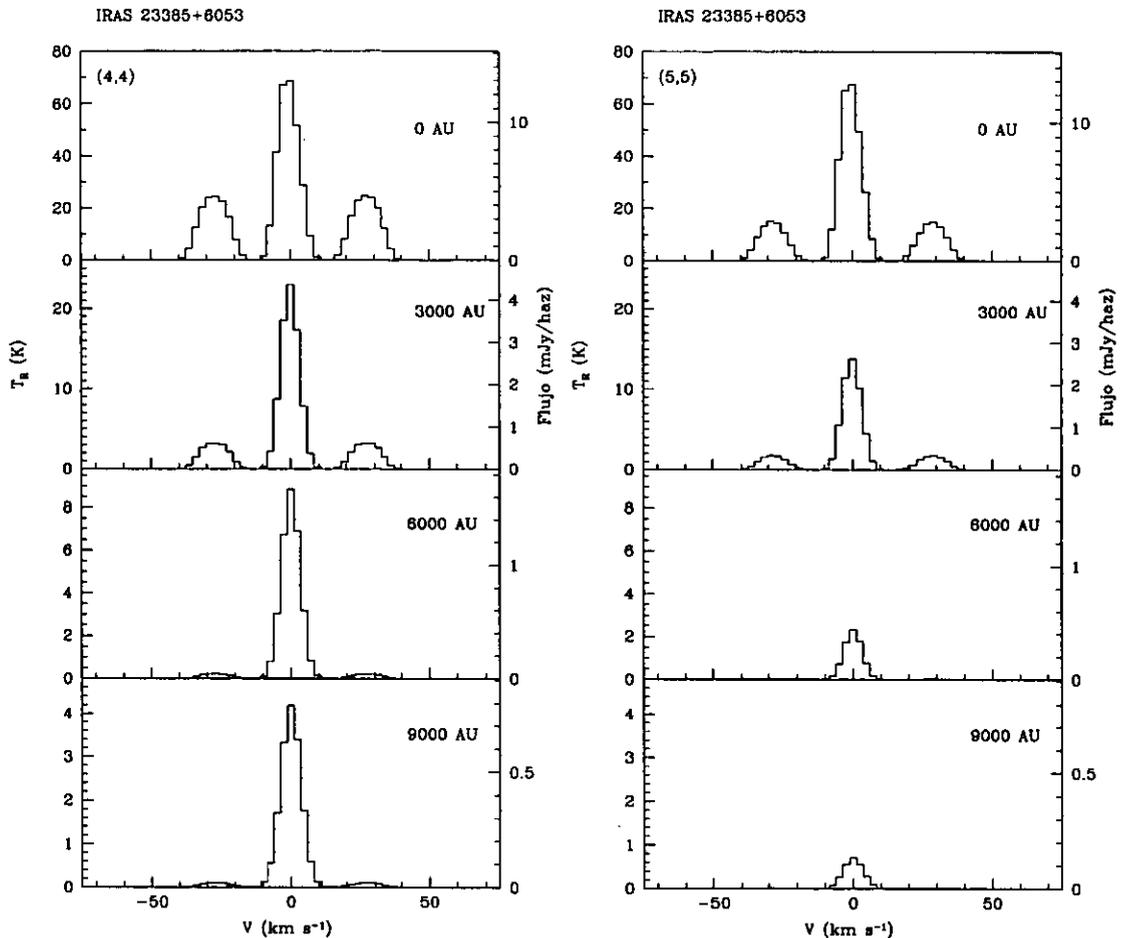


Figura 4.30: Espectros sintéticos de la transición (4,4) (izquierda) y (5,5) (derecha) del amoníaco para la fuente IRAS 23385+6053, obtenidos tomando en cuenta la variación de la abundancia en la envoltura debida a la sublimación del amoníaco. en torno a una temperatura de transición de aproximadamente 100 K. Se muestran los espectros resultantes, para diferentes valores del parámetro de impacto, después de una convolución espacial para obtener una resolución angular de  $0''.63$  (correspondiente a 3100 AU a la distancia de la fuente) y un suavizado "Hanning" en velocidad.

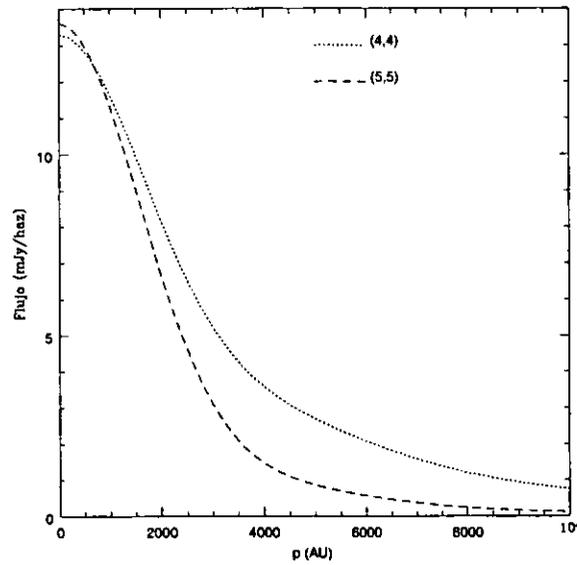


Figura 4.31: Perfil de intensidad para la velocidad central de la línea principal, en función del parámetro de impacto, correspondiente a los espectros de IRAS 23385+6053 mostrados en la Figura 4.30.

de la transición (4,4), tomando como parámetro libre la abundancia de amoníaco. Con los valores de la abundancia obtenidos de este ajuste, se hicieron predicciones de la emisión para otras transiciones de las que sólo se disponía de observaciones con baja resolución angular. Asimismo, se hicieron predicciones para otras fuentes. Aunque se considera que la fuente G31.41+0.31 difiere del los demás candidatos, ya que, tanto en el flujo de continuo milimétrico como en la intensidad y ancho de las líneas de amoníaco, presenta valores mucho más altos que los restantes candidatos, esta es la fuente para la cual se dispone de datos de amoníaco que resuelven espacialmente la estructura del NMC, con lo cual se pudo examinar las variaciones de los parámetros a lo largo de la envolvente. Las conclusiones de nuestro estudio son las siguientes:

- Se encontró que para ajustar las observaciones de alta resolución de la transición

(4,4) de G31.41+0.31 es necesario tomar en cuenta la variación de la abundancia de amoníaco en fase gaseosa a lo largo de la envolvente.

- Se encontró que adoptando una abundancia de amoníaco total (sólido más gas) constante a lo largo de la envolvente, pero tomando en cuenta la variación de abundancia en la fase gaseosa debido a la sublimación, podía obtenerse un ajuste apropiado de las intensidades observadas en G31.41+0.31, si se supone que el amoníaco está atrapado en los granos de polvo por el hielo de agua, liberándose a la fase gaseosa a la temperatura característica de sublimación del agua, que está en torno a 100 K.
- Los valores de la abundancia que proporcionaron un ajuste mejor para G31.41+0.31 fueron un valor mínimo de  $2.5 \times 10^{-8}$  (para la zona más fría) y un valor máximo de  $3 \times 10^{-6}$  (para la zona de alta temperatura). Estos valores están de acuerdo con el intervalo de valores típicos reportados en la literatura, tanto para regiones de formación de estrellas de baja masa (donde en promedio las temperaturas y abundancias son bajas) y alta masa (donde las temperaturas y abundancias reportadas son más altas). Puesto que, en general, los valores que se reportan en la literatura se obtuvieron suponiendo abundancias en fase gaseosa constantes en cada región, los resultados de nuestro ajuste proporcionan un escenario que integra de modo sencillo este intervalo de valores.
- Los cocientes de intensidades observados entre la línea principal y las satélites de la transición (4,4), que alcanzan un valor de  $\sim 1$ , se explican fácilmente con las propiedades físicas predichas por nuestro modelo para G31.41+0.31. Una envolvente con temperatura constante o calentada externamente tendría mayores dificultades en explicar cocientes de líneas cercanos a la unidad, y no podría explicar un cociente

$\leq 1$ , lo cual favorece un modelo de calentamiento interno.

- La principal discrepancia entre los resultados de nuestro modelo y las observaciones de alta resolución de G31.41+0.31, es que nuestro modelo predice líneas significativamente más anchas que las observadas. La fuente G31.41+0.31 efectivamente presenta líneas más anchas que otros candidatos a NMC y, en este sentido, el modelo de colapso de una Esfera Logatrópica Singular (ELS) reproduce cualitativamente esta tendencia general. Sin embargo, el modelo parecería sobreestimar la dispersión de velocidad, especialmente en el régimen de tasas de acreción muy altas, que es el caso de G31.41+0.31. Sería interesante explorar los resultados del modelo ELS con una dispersión de velocidades que crece hasta un valor máximo y luego decae en las regiones más externas de la envolvente (tal como sugieren el trabajo de McLaughlin y Pudritz 1996). Asimismo, sería muy importante comparar las predicciones del modelo con observaciones de alta resolución de otras fuentes distintas de G31.41+0.31. Las observaciones de línea permiten determinar claramente las diferencias en la dispersión de velocidad, un parámetro al cual las observaciones de continuo son totalmente insensibles, y que pasa desapercibido en los ajustes a las distribuciones espectrales. Por ello, las observaciones de línea son de gran importancia para establecer la validez del modelo de colapso ELS en los NMCs.
- La comparación con las observaciones de otras transiciones observadas en G31.41+0.31 solamente proporcionó resultados de valor limitado, debido a la escasa resolución angular de los datos actualmente disponibles. Las observaciones con insuficiente resolución angular no permiten ajustar variaciones de los parámetros a lo largo de la estructura, y frecuentemente están contaminadas con emisión de otros objetos cercanos o de la nube molecular ambiente. Este último problema es particularmen-

te importante en el caso de las transiciones de los niveles más bajos. Hubiera sido deseable disponer de observaciones de alta resolución angular de varias transiciones, para poder realizar un ajuste de los parámetros físicos con mayor independencia de la abundancia de amoníaco.

- Los datos observacionales actualmente disponibles de la emisión de amoníaco en otras fuentes son insuficientes para llevar a cabo una comparación apropiada con las predicciones de nuestro modelo. Las comparaciones preliminares que hemos llevado a cabo en este trabajo parecerían sugerir que el modelo, con los parámetros adoptados, tiende a sobreestimar ligeramente la intensidad de la emisión de amoníaco. Pero se necesitan más observaciones y de mayor calidad para establecer conclusiones más definitivas. Afortunadamente, estas observaciones pueden llevarse a cabo con facilidad con la instrumentación que ya existe actualmente (el Very Large Array) y tenemos planeado hacerlo a corto plazo.

# Capítulo 5

## Conclusiones y trabajo futuro

### 5.1 Conclusiones globales

A lo largo de este trabajo de Tesis se modeló la emisión de los Núcleos Moleculares Calientes, tanto en su emisión de continuo debida al polvo, como en su emisión de línea de la molécula de amoníaco, bajo la hipótesis de que se trata de envolventes en colapso sobre una estrella masiva ( $> 10 M_{\odot}$ ) central recién formada. Se realizó el transporte radiativo suponiendo una envoltente esférica con distribuciones de densidad, velocidad, temperatura y dispersión de velocidades resultantes del modelo dinámico de colapso cuya condición inicial es la Esfera Singular Isotérmica y la Esfera Singular Logatrópica.

Comparando las Distribuciones Espectrales en el continuo, correspondientes a la emisión térmica del polvo en el intervalo de  $3 \mu\text{m}$  a  $3 \text{ cm}$ , predichas con los flujos observados de las fuentes G34.24+0.13MM, W3(H<sub>2</sub>O), el núcleo de Orión, IRAS 23385+6053 y G31.41+0.31, se encontró que los mejores ajustes se logran con el modelo de colapso logatrópico. Se encontró que las estrellas centrales, en general, deben ser de tipo B y con un radio grande,  $\sim 10^{12}$  cm. También se encontró que para ajustar la región milimétrica

y submilimétrica del espectro se requerían tasas de acreción de  $\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , lo cual implica que es muy importante tomar en cuenta la luminosidad de acreción en estos objetos, puesto que es el agente de calentamiento dominante respecto a la luminosidad estelar. Este valor tan alto de la tasa de acreción, mayor que la tasa de acreción crítica, explica el confinamiento de la región ionizada y la ausencia de emisión de radio continuo libre-libre detectable. Se especula que cuando se alcanza un valor “crítico” del cociente entre luminosidad y masa, el colapso se detendrá y se desarrollará un poderoso viento estelar, el cual limpiará la envoltura de polvo circunestelar y en este momento se empezará a detectar la región HIIUC.

Algunos de los ajustes obtenidos para las fuentes consideradas no son únicos. Para restringir mejor el espacio de parámetros de nuestros modelos se necesitarían observaciones de alta resolución angular, lo cual evitaría la contaminación de otras fuentes masivas cercanas. Esto es especialmente importante en el intervalo infrarrojo medio y lejano, a fin de restringir la luminosidad total de los NMCs.

Por otra parte, se modeló la emisión de las transiciones de inversión de la molécula de amoníaco, adoptando para ello los parámetros físicos de las envolturas que proporcionaron un mejor ajuste a la emisión de polvo. Los espectros de las líneas obtenidos con nuestro modelo se compararon con las observaciones disponibles. Sin embargo, solamente para una de las fuentes (G31.41+0.31) existían observaciones con resolución angular suficiente para resolver la emisión a lo largo de envoltura y realizar una comparación en detalle, de modo que las conclusiones obtenidas tienen sólo un carácter preliminar. Para esta fuente se logró reproducir aproximadamente las variaciones de intensidad de las líneas observadas a lo largo de la envoltura, aunque el modelo de colapso logatrópico

parecería sobreestimar los anchos de las líneas. Se realizaron predicciones de la emisión esperada para las otras fuentes, las cuales podrán comprobarse mediante observaciones con el Very Large Array.

El estudio que hemos llevado a cabo nos permite concluir que el modelo de colapso ELS propuesto es una aproximación suficientemente válida para explicar las principales propiedades observadas de los llamados NMCs. Los resultados que hemos obtenido a lo largo de este trabajo sugieren que, efectivamente, estos objetos pueden albergar en su interior estrellas masivas que se encuentran en las primeras etapas de su formación. El modelo que hemos utilizado permite hacer predicciones suficientemente concretas, en particular con respecto a la emisión de las líneas de amoníaco, para que pueda comprobarse en detalle la validez del escenario que hemos propuesto.

## 5.2 Trabajo futuro

Como prolongación del presente trabajo se planea continuar en las siguientes líneas de investigación:

- Se modificará el código de transporte radiativo, tanto de continuo como de línea, para incluir rotación en las envolventes en caída, y así tomar en cuenta la posible presencia de discos. Asimismo, se explorarán los efectos en la distribución de temperatura de la envoltura debidos a la falta de simetría esférica.
- Se explorarán diferentes propiedades y composiciones de la mezcla de polvo en NMCs y se analizará como afectan estos cambios a la distribución espectral de energía de estos objetos.

- Se ampliará la muestra de objetos estudiados, incorporando nuevos candidatos.
- Se planea llevar a cabo observaciones de alta resolución angular de las transiciones de inversión de la molécula de amoníaco con el Very Large Array para comparar con las predicciones que se ha obtenido en las fuentes estudiadas en este trabajo.
- Con la finalidad de tener más elementos de diagnóstico para comprobar la idea de que los NMCs son los precursores de las regiones HII, se modelarán otras transiciones, tales como las de niveles de número rotacional alto de la molécula de CO, CS y sus isótopos. Estas transiciones tienen lugar en el intervalo milimétrico y submilimétrico siendo observables con los interferómetros milimétrico ya existentes (como el de OVRO) y serán un excelente objetivo para llevar a cabo con el Submillimeter Array, el cual se espera que empiece a ser operativo, con un número considerable de antenas, a finales del presente año.
- Como metas con aplicación a más largo plazo, se harán predicciones para las transiciones moleculares observables con el Atacama Large Millimeter Array (ALMA), el interferómetro para ondas milimétricas planeado por el National Radio Astronomy Observatory de USA. Gracias al apoyo recientemente otorgado por CONACyT al proyecto de Campos Nuevos “Interferometría Radioastronómica”, los astrónomos mexicanos tendremos acceso a ALMA, el cual está previsto que podrá empezar a funcionar dentro de 5 años. Cabe decir que dicho instrumento superará ampliamente la resolución angular y sensibilidad que alcanza la instrumentación actual. Disponer de predicciones específicas (intensidad, distribución espacial, etc.) para las líneas moleculares observables con este instrumento será de gran interés, para planear futuras observaciones hacia sitios de formación de estrellas masivas, como

# Bibliografía

- Alcolea, J., Menten, K. M., Moran, J. M., & Reid, M. J. 1992, en *Astrophysical Masers*, eds. A. W. Clegg & G. E. Nedoluha (Berlin: Springer-Verlag), 225
- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *ApJ*, 312, 788
- Adams, F. C., & Shu, F. H. 1985, *ApJ*, 296, 655
- Adams, F. C., & Shu, F. H. 1986, *ApJ*, 308, 836
- Anglada, G., Estalella, R., Rodríguez, L. F., Cantó, J., & López, R. 1991, *A&A*, 252, 639
- Anglada, G., Rodríguez, L. F., Cantó, J., Estalella, R., & López, R. 1987, *A&A*, 186, 280
- Beech, M., & Mitalas, R. 1994, *ApJS*, 95, 517
- Bernasconi, P. A., & Maeder, A. 1996, *A&A*, 307, 829
- Blake, G. A., Mundy, L. G., Carlstrom, J. E., Padin, S., Scott, S. L., Scoville, N. Z., & Woody, D. P. 1996, *ApJ*, 472, L49
- Bonell, I. A., Matthew, R. B., & Zinnecker, H. 1998, *A&A*, 298, 93
- Bowers, R., & Deeming, T. 1984, *Astrophysics I, Stars* (Boston: Jones and Bartlett Publishers, Inc.)
- Brandl, B., Sams, B. J., Bertoldi, F., Eckart, A., Genzel, R., Drapatz, S., Hofmann, R., Löwe, M. & Quirrenbach, A. 1996, *ApJ*, 466, 254
- Brown, P. D., Charnley, S. B., & Millar, T. J. 1988, *MNRS*, 231, 409
- Carral, P., Kurtz, S., Rodríguez L. F., Martí, J., Lizano, S. & Osorio, M. 1999, *RevMexAA*, 35, 97
- Ceccarelli, C., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 471, 400

- Cesaroni, R., Churchwell, E., Hofner, P., Walmsley, C. M., & Kurtz, S. 1994a, *A&A*, 288, 903
- Cesaroni, R., Hofner, P., Walmsley, C. M., & Churchwell, E. 1998, *A&A*, 331, 709
- Cesaroni, R., Olmi, L., Walmsley, C. M., Churchwell, E., & Hofner, P. 1994b, *ApJ*, 435, L137
- Cesaroni, R., Walmsley, C. M., & Churchwell, E. 1992, *A&A*, 256, 618
- Chandler, C. J., & Wood, D. O. S. 1997, *ApJ*, 287, 445
- Chini, R., Kreysa E., Mezger P. G., & Gemund H. P. 1996, *A&A*, 154, L8
- Churchwell, E. 1999, en *NATO Science Ser. 540, The Origen of Stars and Planetary Systems*, eds. C.J. Lada & N.D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer), 221
- Churchwell, E. 1991 en *NATO Science Ser. 342, The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, eds. C.J. Lada & N.D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer), 221
- Churchwell, E., Walmsley, C. M., & Cesaroni, R. 1990, *A&AS*, 83, 119
- Evans, A. 1994, *The Dusty Universe* (Chichester: Praxis Publishing Ltd)
- D'Alessio, P. 1996, Tesis Doctoral, Universidad Nacional Autónoma de México
- Danby, G., Flower, D. R., Valiron, P., Schilke, P., & Walmsley, C. M. 1984, *MNRAS*, 235, 229
- Díaz, R.I. 1998, Tesis Doctoral, Universidad Nacional Autónoma de México
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Dreher, J. W., Johnston, K. J., Welch, W. J., & Walker, R. C. 1984, *ApJ*, 283, 632
- Franco, J., Stan, K., Hofner, P., Testi, L, García-Segura, G., & Martos, M. 2000, *ApJ*, 542, L143
- Franco, J., Díaz-Miller, R. I., Freyer, T., & García-Segura, G., 1998, en *ASP Conf. Proc., Astrophysics from Antarctica*, Ed. Novak, G. & Landsberg, R. H., San Francisco ASP, Vol. 141. p. 154
- Estalella, R., & Anglada, G. 1996, *Introducción a la Física del Medio Interestelar* (Barcelona: Ediciones Universitat de Barcelona)
- Estalella, R., Mauersberger, R., Torrelles, J. M., Anglada, G., Gómez, J. F., López, R. 1996, & Muders, D. 1993, *ApJ*, 419, 698

- Garay, G., & Lizano, S. 2000, *PASP*, 111, 1049
- Garay, G., & Rodríguez, L. R. 1990, *ApJ*, 396, 191
- Garay, G., Rodríguez, L. R., Moran, J. M., & Churchwell, E. 1993b, *ApJ*, 418, 368
- Genzel, R., Downes, D., Ho, P.T.P., & Bieging, J. H. 1982, *ApJ*, 259, L103
- Genzel, R., Reid, M.J., Moran, J.M., & Downes, D. 1981, *ApJ*, 244, 884
- Genzel, R., & Stutzki, J. 1989, *ARA&A*, 27, 41
- Gómez, Y., Garay, G., & Lizano, S. 1995, *ApJ*, 453, 727
- Güsten, R., & Mezger, P. G. 1983, *Vistas in Astronomy*, 26, 159
- Hatchell, J., Fuller, G. A., Millar, T. J., Thompson, M. A., & Macdonald, G. H. 2000, *A&A*, 357, 637
- Henkel, C., Wilson, T. L., & Mauersberger, R. 1987, *A&A*, 182, 137
- Herbst, E., & Klemperer, W. 1973, *ApJ*, 185, 505
- Hillenbrand, L.A. 1997, *ApJ*, 113, 1733
- Hillenbrand, L. A., & Hartmann, L. W. 1998, *ApJ*, 492, 540
- Ho, P. T. P. 1972, Tesis Doctoral, Massachusetts Institute of Technology
- Ho, P. T. P., Haschick, A. D. 1981, *ApJ*, 248, 622
- Ho, P. T. P., Haschick, A. D. 1986, *ApJ*, 304, 501
- Ho, P. T. P., & Townes, C. H. 1983, *ARA&A*, 21, 239
- Ho, P. T. P., & Young, L. M. 1996, *ApJ*, 472, 742
- Hofner, P., Kurtz, S., Churchwell, E., Walmsley, C. M., & Cesaroni, R. 1996, *ApJ*, 460, 359
- Humphreys, R. M. 1978, *ApJS*, 38, 309
- Hunter, T. R., Neugebauer, G., Benford, D. J., Matthews, K., Lis, D. C., Serabyn, E., & Phillips, T. G. 1998, *ApJ*, 493, L97
- Jijina, J., & Adams, F. C. 1996, *ApJ*, 462, 874
- Kahn, F. D. 1974, *A&A*, 37, 149

- Kaufman, M. J., Hollenbach, D. J., & Tielens, A.G.G.M. 1998, ApJ, 497, 276
- Kenyon, S., Calvet, N., & Hartmann, L. 1993, ApJ, 414, 676
- Keto, E. R., Ho, P. T. P., & Haschick, A. D. 1987a, ApJ, 318, 712
- Keto, E. R., Ho, P. T. P., & Haschick, A. D. 1988, ApJ, 324, 920
- Keto, E. R., Ho, P. T. P., & Reid, M. J. 1987b, ApJ, 323, L117
- Kuchar, T. A., & Bania, T. M. 1994, ApJ, 436, 117
- Kurtz, S. 2000a, RevMexAA Serie de Conf., 9, 169
- Kurtz, S., Cesaroni, R., Churchwell, E., Hofner, P., & Walmsley, C. M. 2000b, en *Protostars & Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell (Tucson: Univ. of Arizona Press), 299
- Lamy, Ph. L. 1974, A&A, 35, 197
- Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E., & Schilke, P. 1993, ApJ, 416, L87
- Lebrón, M. 2000, Tesis Doctoral, Universidad Nacional Autónoma de México
- Lizano, S., & Shu, F. H. 1989, ApJ, 342, 834
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, ApJ, 217, 425
- Malumuth, E. M., & Heap, S. R., 1994, A.J., 103, 1054
- Masson, C. R., & Mundy, L. G. 1988, ApJ, 324, 538
- McLaughlin, D. E., & Pudritz, R. E. 1996, ApJ, 469, 194
- McLaughlin, D. E., & Pudritz, R. E. 1997, ApJ, 476, 750
- Megeath, S. T., Henter, T., Beichman, C., Gautier, N., Hester, J. J., Rayner, J., & Shute, D. 1996, A&A, 307, 775
- Mezger, P. G., Wink, J. E., & Zylka, R. 1990, A&A, 228, 95
- Migenes, V., Johnston, K. J., Pauls, T. A., & Wilson, T. L. 1989, ApJ, 347, 294
- Mihalas, D. 1978, *Stellar Atmospheres* (New York: Freeman, 2a. edición)
- Millar, T. J. 1997, en IAU Symp. 178, *Molecules in Astrophysics: Probes and Processes*, ed. E. F. van Dishoeck (Dordrecht: Kluwer), 75

- Molinari, L., Brand, J., Cesaroni, R., Palla, F., & Palumbo, G.G.C. 1998, AJ, 336, 339
- Molinari, S., Testi, L., Brand, J., Cesaroni, R., & Palla, F. 1998, ApJ, 505, L39
- Murata, Y., Kawabe, R., Ishiguro, M., Hasegawa, T., & Hayashi, M. 1990, en IAU Symp. 147, *Fragmentation of Molecular Clouds and Star Formation*, eds. E. Falgarone, F. Boulanger, & G. Duvert (Dordrecht: Kluwer), 357
- Myers, P. C., & Fuller, G. A. 1992, ApJ, 396, 631
- Pickett, H.M., Poynter, R.L., Cohen, E.A., Delitsky, M.L., Pearson, J.C., Müller, H.S. 1998, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 60, 883
- Ohishi, M. 1997, en IAU Symp. 178, *Molecules in Astrophysics: Probes and Processes*, ed. E. F. van Dishoeck (Dordrecht: Kluwer), 61
- Osorio, M., Anglada, G., Lizano, S., & D'Alessio, P. 2001, en preparación.
- Osorio, M., Lizano, S., & D'Alessio, P. 1999, ApJ, 525, 808
- Pauls, N., Wilson, T. L., Bieging, J. H., & Martin, R. N. 1983, A&A, 124, 23
- Pollack, J. B., Hollenback, D., Beckwith, S., Simonelli, D. P., Roush, T. & Wesley, F.. 1994, ApJ, 421, 615
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T., *Numerical Recipes* (Cambridge: University Press)
- Price, N. M., & Podsiadlowski, Ph., MNRAS, 273, 1041
- Reid, M. J., Argon, A. L., Masson, C. R., Menten, K. M., & Moran, J. M. 1995, ApJ, 443, 238
- Rohlfs, K., & Wilson, T.L. 1996, *Tools of Radio Astronomy* (Berlin: Springer, 2a. edición)
- Salas, L., Rosado, M., Cruz-González, I., Gutiérrez, L., Valdez, J., Bernal, A., Luna, E., Ruiz, E. & Lazo, F. 1999, ApJ, 511, 822
- Sandford, S. A. & Allamandola, L. J. 1993, ApJ, 417, 815
- Shu, F. H. 1977, ApJ, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, ARA&A, 25, 23
- Stahler, S. W., Palla, F., & Ho, P. T. P. 1999, en *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss & S. S. Russell (Tucson: Univ. Arizona Press), 327

- Stahler, S. W., Palla, F., & Salpeter, E. E. 1986, ApJ, 302, 590
- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. E. 1980, ApJ, 241, 637
- Sweitzer, J. 1986, ApJ, 225, 116
- Raga, A.C., & Williams, D.A. 2000, A&A, 358, 701
- Rudolph, A., Welch, W. J., Palmer, P., & Dubrulle, B. 1990, ApJ, 363, 528
- Taylor, S.D., Morata, O., & Williams, D.A. 1996, A&A, 313, 269
- Tereby, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, ApJ, 286, 529
- Testi, L., Felli, M., Persi, P., & Roth, M. 1998, A&A, 330, 696
- Thompson, R. I. 1984, ApJ, 255, 103
- Thompson, A.R., Moran, J.M., & Swenson, G.W. 1996, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy* (New York: Wiley)
- Townes, C.H., Schawlow, A.L. 1975, *Microwave Spectroscopy* (New York: Dover)
- Turner, J. L., & Welch, W. J. 1984, ApJ, 287, L81
- Ungerechts, H., Walmsley, C. M., & Winnewisser, G. 1980, A&A, 88, 259
- van der Tak, F. 2000, Tesis Doctoral, Universiteit Leiden
- van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., Evans, N. J., II, Bakker, E. J., & Blake, G. A. 1999, ApJ, 522, 991
- Viti, S., & Williams, D.A. 1999a, MNRAS, 305, 755
- Viti, S., & Williams, D.A. 1999b, MNRAS, 310, 517
- Walmsley, C. M. 1997, en IAU Symp. 170, *CO: Twenty-Five Years of Millimeter-Wave Spectroscopy*, eds. W.B. Latter, S.J.E. Radford, P.R. Jevil, J.G. Mangum & J. Bally (Dordrecht: Kluwer), 79
- Walmsley, C. M. 1995, RevMexAA Serie de Conf., 1, 137
- Walmsley, C. M., & Ungerechts, H. 1983, A&A, 122, 164
- Warren, S. G. 1984, Appl. Opt., 23, 1206
- Welch, W. J., & Marr, J. 1987, ApJ, 1984, 317, L21

- Wilner, D. J., Reid, M. J., & Menten, K. M. 1999, ApJ, 513, 775
- Wilner, D. J., Welch, W. J., & Forster, J. R. 1995, ApJ, 449, L73
- Wilson, T. L., Gaume, R. A., Gensheimer, P., & Johnston, K. J. 1993, ApJ, 403, 230
- Wilson, T. L., Gaume, R. A., Gensheimer, P., & Johnston, K. J. 2000, ApJ, 538, 665
- Wilson, T. L., Gaume, R. A., & Johnston, K. J. 1993, ApJ, 402, 230
- Wilson, T. L., Gaume, R. A., & Johnston, K. J. 1993 ApJ, 417, 645
- Wink, J. E., Duvert, G., Guilloteau, S., Güsten, R., Walmsley, C. M., & Wilson, T. L. 1994, A&A, 281, 505
- Wolfire, M. G., & Cassinelli, J. P. 1987, ApJ, 319, 850
- Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1989, ApJ, 340, 265
- Wright, M. C. H., Plambeck R. L., & Wilner, D. J. 1996, ApJ, 469, 216
- Wright, M. C. H., Sandell, G., Wilner, D. J., & Plambeck, R. L. 1992, ApJ, 393, 225
- Wynn-Williams, C. G., Genzel, R., Becklin, E. E., & Downes, D. 1984, ApJ, 281, 172
- Wyrowski, F., Hofner, P., Schilke, P., Walmsley, C. M., Wilner, D. J., & Wink, J. E. 1997, A&A, 320, L17
- Wyrowski, F., Schilke, P., Walmsley, C. M., & Menten, K. 1999, ApJ, 514, L43
- Yorke, H. 1984, en *Workshop on Star Formation*, ed. R. D. Wolstencroft (Edinburgh: Royal Observatory), 63
- Zhang, Q., & Ho, P. T. P. 1995, ApJ, 488, 241
- Zhang, Q., Ho, P. T. P., & Ohashi, N. 1998a, ApJ, 494, 636
- Zhang, Q., Ho, P. T. P., & Shidharan, T. K. 1998b, ApJ, 505, L151