

00382

11

14

**ESTUDIO DE NUBES MOLECULARES CON FLUJOS DE GAS A ALTA VELOCIDAD**

**JOSE MARIA TORRELLES**  
**Instituto de Astronomía**  
**Universidad Nacional Autónoma de México**

**TESIS QUE PRESENTA**  
**A LA FACULTAD DE CIENCIAS DE LA**  
**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**  
**PARA OPTAR AL GRADO DE**  
**DOCTOR EN CIENCIAS**  
**Otoño de 1983**

00382  
1983.

**Directores de Tesis: Jorge Cantó**  
**y**  
**Luis Felipe Rodríguez**  
**Instituto de Astronomía**  
**Universidad Nacional Autónoma de México**

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**



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).

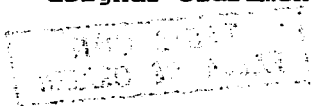
El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición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

## RESUMEN

El fenómeno de flujo de gas molecular a alta velocidad en regiones con formación estelar reciente representa una importante fase dentro de la evolución temprana de las estrellas. En particular, este trabajo busca estudiar la naturaleza del mecanismo de enfoque de aquellos flujos que son bipolares. Para ello hemos realizado observaciones de la línea de inversión del estado  $(J,K)=(1,1)$  del  $\text{NH}_3$  en 10 fuentes con flujo bipolar, encontrando y mapeando emisión en siete de ellas. Debido a que el amoníaco posee la peculiaridad de emitir sólo significativamente a altas densidades,  $n(\text{H}_2) \gtrsim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , concluimos que los flujos bipolares moleculares están comúnmente asociados con condensaciones de gas denso. Esas condensaciones tienen dispersiones internas de velocidad mayores que las de las nubes oscuras, sin embargo están aproximadamente en equilibrio Virial. Los datos de amoníaco muestran que existe una correlación de ley de potencia entre los anchos de las líneas y el tamaño de las nubes similar a la que previamente se había obtenido a través de observaciones de monóxido de carbono.

Las condensaciones moleculares asociadas con los flujos bipolares están generalmente elongadas y centradas sobre los objetos compactos de los cuales se sospecha son la fuente de energía de los flujos. De nueve fuentes en donde podemos asignar claramente una orientación al flujo y a la condensación,

SALA DE LA INVESTIGACION



siete poseen el eje del flujo orientado aproximadamente perpendicular al eje mayor de la condensación. Este resultado sugiere que esas nubes elongadas podrían ser toroides que proveen el mecanismo de enfoque de los flujos bipolares. En este modelo el viento estelar del objeto central crea una cavidad bipolar en una nube originalmente en forma de disco. El viento, que podría ser isotrópico cerca de la estrella, es parado en el plano del toroide, sin embargo escapa a lo largo de los polos acelerando al gas molecular de más baja densidad que lo rodea.

#### A mis compañeros

Durante cuatro años he tenido oportunidad de compartir alegrías y problemas cotidianos con muchos de los compañeros que aquí trabajan. Esto, al contrario de la labor académica desarrollada, aunque no quede escrito, me acompañará de aquí en adelante como parte condicional de mi vida.

Otoño de 1983

Instituto de Astronomía, UNAM. México.

**Agradecimientos.**

Siempre preferí agradecer mediante el trato personal, más que por escrito, las atenciones y apoyo que he ido recibiendo durante mi estancia en este Instituto de Astronomía de la UNAM. Sin embargo, nuevamente, gracias.

## I N D I C E

	<u>Página</u>
RESUMEN . . . . .	2
AGRADECIMIENTOS . . . . .	5
INDICE . . . . .	6
PROEMIO . . . . .	8
Capítulo I: NH <sub>3</sub> EN EL MEDIO INTERESTELAR . . . . .	13
I.1 Niveles de energía del NH <sub>3</sub> . . . . .	14
I.2 Obtención de parámetros físicos de la nube emisora de NH <sub>3</sub> . . . . .	18
I.3 Perfil, corrimiento y ensanchamiento de la línea (1.1;P) debido a la estructura hiperfina magnética . . . . .	25
I.4 Limitaciones observacionales en la derivación de los parámetros físicos de las regiones emisoras en NH <sub>3</sub> . . . . .	33
Capítulo II: OBSERVACIONES . . . . .	36
II.A OBSERVACIONES DE NH <sub>3</sub> CON UNA SOLA ANTENA. . . . .	36
II.A.1 Descripción observacional . . . . .	37
II.A.2 Fuentes individuales . . . . .	46
II.A.2.1 L1551 . . . . .	47
II.A.2.2 HH 26-IP . . . . .	50
II.A.2.3 NGC 2071 . . . . .	51
II.A.2.4 Mon R2 . . . . .	54
II.A.2.5 GGD 12-15 . . . . .	58
II.A.2.6 S106 . . . . .	60

	<u>Página</u>
II.A.2.7 V645 Cyg . . . . .	64
II.A.2.8 NGC 7129 . . . . .	65
II.A.2.9 Otras fuentes . . . . .	69
<b>II.B OBSERVACIONES INTERFEROMETRICAS DE NH<sub>3</sub></b>	<b>76</b>
II.B.1 Descripción observacional. . . . .	76
II.B.2 Mapas y parámetros de línea. . . . .	79
II.B.2.1 Mapas de las <u>conden</u> saciones de NH <sub>3</sub> . . . . .	79
II.B.2.2 Parámetros de las condensaciones de NH <sub>3</sub> . . . . .	83
II.B.3 Fuentes de continuo ( $\lambda \approx 1.3\text{cm}$ ). . . . .	89
II.B.4 Condensaciones de NH <sub>3</sub> en L1551 y Cepheus A . . . . .	94
II.B.4.1 L1551 . . . . .	94
II.B.4.2 Cepheus A. . . . .	98
II.B.5 Comentarios generales. . . . .	103
<b>Capítulo III: TOROIDES INTERESTELARES COMO MECANISMO PREDOMINANTE EN EL ENFOQUE DE LOS FLUJOS BIPOLARES MOLECULARES . . . . .</b>	<b>105</b>
<b>Capítulo IV: TURBULENCIA EN NUBES MOLECULARES . . . . .</b>	<b>114</b>
IV.1 Evidencia observacional. . . . .	116
IV.2 Correlaciones observacionales entre los anchos de las líneas y el tama ño de las fuentes . . . . .	119
IV.3 Discusión . . . . .	127
<b>CONCLUSIONES . . . . .</b>	<b>141</b>
<b>REFERENCIAS . . . . .</b>	<b>145</b>
<b>APENDICE . . . . .</b>	<b>153</b>



## PROEMIO

El flujo de gas molecular a alta velocidad (de 10 a 50 km s<sup>-1</sup>) en regiones de formación estelar es un fenómeno muy importante que parece estar íntimamente relacionado con las primeras etapas de evolución de las estrellas. La presencia de este material de alta velocidad se revela por medio de "alas" o componentes secundarias que aparecen superpuestas a las líneas de emisión de la nube molecular (principalmente en la emisión del monóxido de carbono). La primera fuente detectada poseyendo esa característica fué Orión (Zuckerman, Kuiper y Rodríguez-Kuiper 1976; Kwan y Scoville 1976). En esta fuente el flujo se encuentra confinado en una región pequeña (<1'), la cual, en los primeros estudios, no pudo ser resuelta espacialmente. De esta forma se interpretó que las alas anchas de la emisión de CO eran producidas por un flujo isotrópico. Posteriormente se detectaron flujos de gas molecular a alta velocidad extendidos espacialmente en L1551 (Snell, Loren y Plambeck 1980) y en Cepheus A (Rodríguez, Ho y Moran 1980). En ambas fuentes las emisiones del CO corridas al rojo y al azul provienen de dos regiones separadas espacialmente extendiéndose en sentidos opuestos. A esta morfología se la conoce como flujo bipolar. Desde entonces el número de fuentes conocidas con flujo de gas molecular a alta velocidad <sup>se</sup> ha incrementado hasta aproximadamente 20 (Rodríguez et al. 1982; Bally y Lada 1983). Interesantemente, la mitad de esos flu-

jos muestran una naturaleza bipolar. No sería extraño, por tanto, que la mayoría de los flujos de alta velocidad sean realmente bipolares pero que la falta de resolución angular o efectos de proyección los hagan aparecer como isotrópicos o con morfología no definitivamente bipolar. Esta conjetura es tá apoyada por el hecho de que recientemente se ha podido resolver espacialmente el flujo de Orión encontrándose que en efecto es bipolar (Erickson et al. 1982).

Usualmente, en el centro de esos flujos se encuentran uno o más objetos compactos tales como fuentes infrarrojas, máseres de  $H_2O$  y regiones H II compactas. La mayoría de las interpretaciones sugieren que el objeto central debe de poseer un viento poderoso, capaz de suministrar al gas que se encuentra a su alrededor la energía y el momento necesario para producir el flujo. Si estos flujos son bipolares es claro que se requiere de algún mecanismo de enfoque. Por ejemplo, Hartmann y McGregor (1982) han propuesto que el viento estelar es ya anisotrópico desde la superficie de la estrella. En su modelo la estrella elimina el exceso de momento angular a través de un viento que surge preferentemente por el plano ecuatorial. Este viento ecuatorial forma un anillo en expansión que puede dar, en ciertas circunstancias, algunas de las características de un flujo bipolar de gas. En este sentido, las observaciones de Cohen, Bieging y Schwartz (1982) en L1551-IRS-5 y de Jones y Herbig (1982) en R Mon parecen favo-

recer la idea de que el viento estelar en esas regiones es eyec-  
 tado de manera anisotrópica por la propia estrella. Otros au-  
 tores, sin embargo, sugieren que el viento estelar, original-  
 mente isotrópico, es enfocado en dos sentidos opuestos por  
 una estructura externa. En particular, Snell, Loren y  
 - Plambeck (1980) proponen un disco circunestelar de dimensio-  
 - nes  $\sim 10^{15}$  cm. <sup>Por otro lado</sup> Alternativamente, Cantó et al. (1981), basándo-  
 se en observaciones de CO en R Mon, proponen condensaciones  
 en forma de toroides con dimensiones interestelares ( $\sim 10^{17}$  cm)  
 alrededor de las fuentes excitadoras. Los aspectos teóricos  
 e implicaciones observacionales de la interacción de un vien-  
 to estelar isotrópico con una nube interestelar en forma de  
 toroide han sido discutidos en detalle por Barral y Cantó  
 (1981) y Königl (1982).

Motivados por el problema del mecanismo de enfoque  
 de los flujos bipolares hemos realizado un extenso estudio en  
 regiones que presentan esas características. En particular,  
 si los vientos estelares son enfocados por estructuras inte-  
 testelares densas ( $n(\text{H}_2) \gtrsim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ) en forma de toroides,  
 esperamos que éstas se encuentren orientadas perpendicularmen-  
 te al eje del flujo bipolar. Así mismo, esperamos que estas  
 estructuras densas estén relativamente quietas en comparación  
 con el flujo de gas y rodeadas de un gas más tenue  
 ( $n(\text{H}_2) \lesssim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ). Por ello, para detectar estructuras de  
 alta densidad que se encuentran embebidas en un gas de baja

densidad elegimos la molécula de  $\text{NH}_3$ , la cual posee la peculiaridad de emitir sólo significativamente a densidades  $n(\text{H}_2) \gtrsim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ .

Nuestros primeros y principales estudios fueron realizados con la antena de 37 m del Haystack Observatory en Westford, Massachussets. Posteriormente, en un intento de obtener información a menores escalas de aquellas regiones que consideramos más interesantes extendimos nuestros estudios a observaciones interferométricas con el conjunto muy extendido de radio telescopios (VLA) del National Radio Astronomy Observatory en Socorro, New México. También, paralelamente al problema del enfoque de los flujos bipolares, y como consecuencia del análisis de los anchos de las líneas del  $\text{NH}_3$ , estudiamos el problema de la turbulencia en las nubes moleculares en relación con las correlaciones encontradas entre esos anchos y el tamaño de las regiones emisoras. Por ésto, la presentación de nuestro estudio en esta tesis la hemos dividido en cuatro capítulos<sup>1</sup>. En el primero presentamos las propiedades físicas más importantes de la molécula de amoníaco

---

<sup>1</sup> Parte de este trabajo ya ha sido aceptado para su publicación (Are Interstellar Toroids the Focusing Agent of the Bipolar Molecular Outflows?; Torrelles, Rodríguez, Cantó, Carral, Marcaide, Moran y Ho 1983), o está en preparación (On the Correlation Between Size and Turbulent Velocity in Molecular Clouds; Cantó, Franco, Rodríguez y Torrelles 1983; VLA Observations of Ammonia in Regions with High Velocity Gaseous Outflows: Torrelles, Rodríguez, Ho y Cantó 1983).

junto con el método de obtener, a partir de los datos observacionales, los parámetros más relevantes de las condensaciones detectadas. En el segundo discutimos individualmente cada fuente en base a las observaciones realizadas tanto con la antena de Haystack como con el VLA. En el tercero discutimos globalmente todas las observaciones dentro del problema del enfoque de los flujos bipolares, y por último, en el cuarto capítulo, discutimos la turbulencia en las nubes moleculares.

- Finalizamos este trabajo <sup>resumiendo</sup> ~~sumarizando~~ nuestras conclusiones más importantes.

## CAPITULO I

NH<sub>3</sub> EN EL MEDIO INTERESTELAR

En este capítulo presentaremos los aspectos más relevantes de la física del NH<sub>3</sub>, lo cual nos permitirá estudiar en los próximos capítulos un conjunto de nubes moleculares asociadas con flujos de gas a alta velocidad, y obtener para esas nubes parámetros tan importantes como los anchos de las líneas, temperaturas de excitación y densidades. Estos parámetros serán de suma importancia a la hora de analizar la asociación flujo de gas-nube molecular.

A manera de resumen diremos que existen cuatro puntos que hacen del NH<sub>3</sub> una molécula sumamente útil para estudiar el medio interestelar. Estos son:

- 1) Existe suficiente cantidad de NH<sub>3</sub> como para ser detectado con relativa facilidad. Su abundancia en las nubes moleculares se estima en  $\frac{[n(\text{NH}_3)]}{[n(\text{H}_2)]} \sim 10^{-8}$ . (Herbst y Klemperer 1973).
- 2) Para excitar significativamente mediante colisiones a los niveles de inversión del NH<sub>3</sub>, se necesita una densidad mínima de H<sub>2</sub>  $\sim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  (Ho 1977). Esta

propiedad permite estudiar zonas de alta densidad ( $n(\text{H}_2) \gtrsim 5 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$ ) que se encuentran embebidas en un medio más tenue ( $n(\text{H}_2) \lesssim 5 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$ ) tal y como sucede en numerosas nubes moleculares.

- 3) Las líneas de inversión de los diferentes estados de rotación caen dentro de un pequeño rango de frecuencias; esto permite observarlas con el mismo tamaño del haz y así obtener confiablemente temperaturas de rotación que pueden revelarnos núcleos de alta temperatura (Ho et al. 1979).
- 4) Su estructura hiperfina permite formar cocientes entre las líneas de esa estructura, y de esta forma estimar tanto profundidades ópticas como temperaturas de excitación (Barrett, Ho y Myers 1977).

Dado que estos tres últimos puntos se basan fundamentalmente en la propia estructura energética del  $\text{NH}_3$ , trataremos a continuación, este aspecto.

### I.1 Niveles de energía del $\text{NH}_3$ .

Al comportarse el  $\text{NH}_3$  como un rotor simétrico rígido las energías rotacionales están dadas por

$$E(J,K) = h\{BJ(J+1) + (C-B)K^2\}, \quad (\text{I.1.1})$$

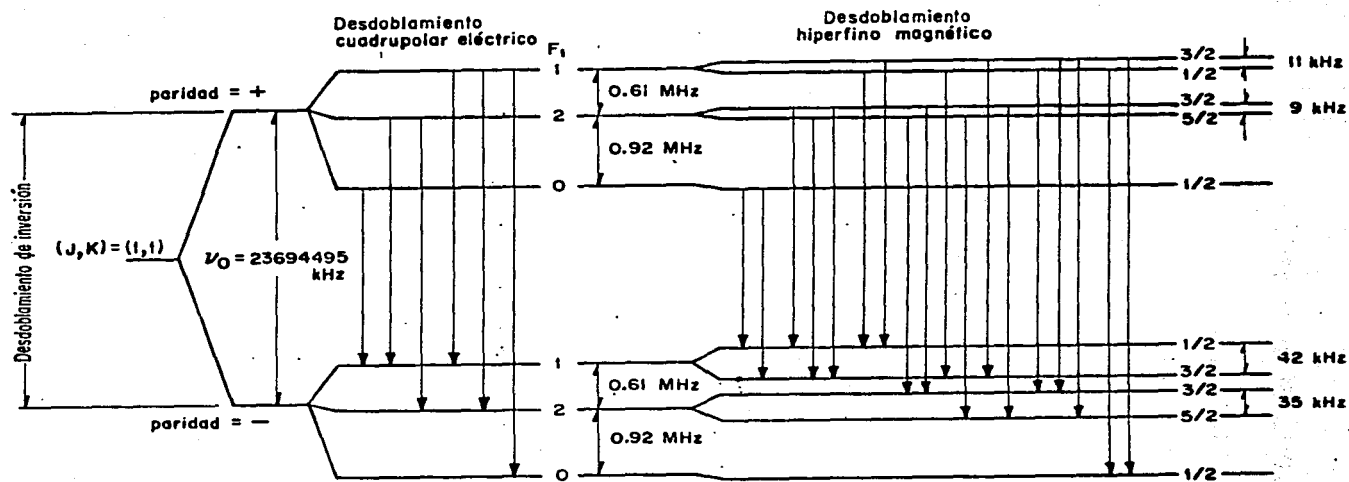
$$J = 0, 1, 2, \dots$$

$$K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$$

con  $B = 2.98 \times 10^{11} \text{ Hz}$ ,  $C = 1.89 \times 10^{11} \text{ Hz}$  (Townes y Schawlow 1955),  $J$  el momento angular total y  $K$  la proyección de  $J$  sobre el eje de simetría de la molécula. A su vez cada nivel rotacional (a excepción de  $K = 0$ ) se desdobra en dos niveles debido al doble potencial de la molécula. A este desdoblamiento se le conoce como el de inversión. En ese potencial el átomo de nitrógeno se encuentra vibrando y atraviesa periódicamente por efecto túnel el plano formado por los tres átomos de hidrógeno; sin embargo, la emisión ocurre entre los dos niveles producidos por el doble potencial (Townes y Schawlow 1955). Por último, cada nivel de inversión se desdobra en varios niveles debido en primer lugar a la interacción cuadrupolar eléctrica del núcleo de nitrógeno con la distribución de carga del resto de la molécula, y en segundo lugar debido a las interacciones débiles de espín-espín. En la Figura I.1 mostramos el espectro de los niveles energéticos del estado rotacional  $(J,K) = (1,1)$ . Las reglas de selección para las transiciones dipolares eléctricas en el desdoblamiento cuadrupolar están dadas por  $\Delta K = 0$ ,  $\Delta J = 0 \pm 1$ ,  $\Delta F_1 = 0, \pm 1$  ( $\bar{F}_1 = \bar{J} + \bar{I}_N$ ,  $\bar{I}_N =$  espín de nitrógeno). Lo mismo para el desdoblamiento hiperfino magnético, pero cambiando  $\bar{F}_1 \rightarrow \bar{F} = \bar{F}_1 + \bar{I}_H$ ,  $\bar{I}_H =$  espín del hidrógeno.



# ESTRUCTURA HIPERFINA DE LA LINEA DE INVERSIÓN (J,K)=(1,1)



$$\bar{F}_1 = \bar{J} + \bar{I}_N$$

$\bar{J} \equiv$  momento angular total

$\bar{I}_N \equiv$  espín del nitrógeno

Reglas de selección de transiciones dipolares

$$\begin{cases} \Delta K = 0, \Delta J = 0, \pm 1 \\ \Delta F_1 = 0, \pm 1 \\ (\Delta F_1 = 0, F_1 = 0 \text{ PROHIBIDA}) \end{cases}$$

$$\bar{F} = \bar{F}_1 + \bar{I}_H$$

$\bar{I}_H \equiv$  espín del hidrógeno

Reglas de selección de transiciones dipolares

$$\begin{cases} \Delta K = 0, \Delta J = 0, \pm 1 \\ \Delta F = 0, \pm 1 \end{cases}$$

Figura I.1. Estructura hiperfina de la línea de inversión (J,K)=(1,1) del NH<sub>3</sub>

Si bien las transiciones entre diferentes estados rotacionales ( $\Delta K = 0$ ,  $\Delta J = 0, \pm 1$ ) se encuentran en el lejano infrarrojo, las transiciones entre los niveles de inversión de un mismo estado rotacional caen dentro de la región de radio, con una frecuencia alrededor de  $\nu = 23.7$  GHz. El espectro que se origina en estas últimas transiciones, y que se observa generalmente en las nubes moleculares, está constituido fundamentalmente (ver Figura I.1) por cinco líneas correspondientes al cambio en  $F_1$  (interacción cuadrupolar eléctrica):  $(F_1' \rightarrow F_1) = (2 \rightarrow 2) + (1 \rightarrow 1)$ ,  $(1 \rightarrow 0)$ ,  $(0 \rightarrow 1)$ ,  $(1 \rightarrow 2)$  y  $(2 \rightarrow 1)$ , siendo la primera de ellas la más intensa. Las líneas originadas por el cambio en  $F$  (interacción magnética) difícilmente se resuelven en las regiones moleculares dado que los anchos de las líneas en esas regiones suelen superar los  $0.5 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que el desdoblamiento hiperfino magnético se encuentra por debajo de ese valor. No obstante, la estructura hiperfina magnética, como veremos en la Sección I.3, juega un papel muy importante en el ensanchamiento de las líneas observadas.

Por su importancia, en el Apéndice 1 hemos incorporado las tablas de Ho (1977) conteniendo los principales parámetros de la estructura hiperfina cuadrupolar de los niveles de inversión para diferentes estados rotacionales, así como la de los principales parámetros de la estructura hiperfina magnética de los niveles de inversión del estado  $(J, K) = (1, 1)$ . Un estudio más detallado del comportamiento energético del  $\text{NH}_3$

puede hallarse en Torrelles (1981).

## I.2 Obtención de parámetros físicos de la nube emisora de NH<sub>3</sub>.

Como acabamos de ver, el espectro hiperfino cuadrupolar está constituido por cinco líneas: la principal, más intensa, y las otras cuatro separadas en frecuencia de la principal por  $\Delta\nu = \pm 0.613$  MHz y  $\Delta\nu = \pm 1.531$  MHz (ver Tabla A.1). A las dos líneas más próximas a la principal se las conoce en la literatura como satélites interiores, y a las lejanas como satélites exteriores. Debido a este comportamiento podemos estimar algunos parámetros de las regiones emisoras en NH<sub>3</sub>.

La temperatura de antena  $T_A$  está dada por

$$T_A = \eta_b \eta_d \phi [J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_b)] [1 - e^{-\tau_\nu}] \quad , \quad (\text{I.2.1})$$

donde  $\eta_b$  es el factor de eficiencia del haz,  $\eta_d$  el factor de dilución,  $\phi$  el factor de llenado,  $\tau_\nu$  el espesor óptico,  $T_{\text{ex}}$  la temperatura de excitación,  $T_b$  la temperatura de fondo = 2.8 K, y  $J_\nu(T)$ , la intensidad en unidades de temperatura, dada por

$$J_\nu(T) = \frac{h\nu}{k} \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (\text{I.2.2})$$

Si designamos por  $T_A(J,K;P)$ ,  $T_A(J,K;Si)$  y  $T_A(J,K;Se)$  a las temperaturas de antena de las líneas principal, satélites interiores y satélites exteriores respectivamente, entonces, el cociente entre ellas lo podremos expresar como

$$\frac{T_A(J,K;P)}{T_A(J,K;Si-e)} = \frac{1-\exp[-\tau_v(J,K;P)]}{1-\exp[-\tau_v(J,K;Si-e)]} \quad (I.2.3)$$

donde hemos supuesto que la temperatura de excitación para las diferentes líneas hiperfinas es la misma. Esta suposición es razonable dado que las líneas provienen de estados energéticos comparables y además las tasas de desexcitación radiativa son similares (Tabla A.2). Para el estado  $(J,K)=(1,1)$ , y de la ecuación (I.2.3), tenemos

$$\frac{T_A(1,1;P)}{T_A(1,1;Si)} = \frac{1-\exp[-\tau_v(1,1;P)]}{1-\exp\left[\frac{-\tau_v(1,1;P)}{3.6}\right]} \quad (I.2.4)$$

habiendo utilizado el hecho de que  $\tau_v(1,1;Si) = \tau_v(1,1;P)/3.6$  (Tabla A.1). Con esta última ecuación y conociendo las temperaturas de antena podemos estimar los diferentes espesores ópticos. Una vez hallados los espesores ópticos, un valor mínimo de la  $T_{ex}$  puede obtenerse con la ecuación (I.2.1) y la suposición  $n_d\phi = 1$ . Obviamente la suposición  $n_d\phi = 1$  no es realista debido en primer lugar a que el tamaño de la fuente emi

sora puede no ser mucho mayor que el tamaño del haz del radio telescopio; esto implica que  $\eta_d < 1$  (Rodríguez y Chaisson 1980). Y en segundo lugar porque es posible que no toda la región que cubre el haz del radiotelescopio esté llena del material emisor, lo cual implicaría  $\phi < 1$ . El conocer con precisión qué tanto se extiende la región con respecto al tamaño del haz, o el derivar observacionalmente el valor de  $\phi$  resulta muy difícil; por ello preferiremos mantener la suposición  $\eta_d \phi = 1$  como primera aproximación.

La obtención de la densidad columnar del  $\text{NH}_3$  en el estado  $(J,K) = (1,1)$  es fácil de hallar bajo la suposición de que los niveles hiperfinos cuadrupolares se encuentran en equilibrio termodinámico local (ETL) <sup>a la temperatura  $T_{\text{ex}}$</sup> . Un cálculo rápido nos lleva a [Apéndice B. (B.9)].

$$\left[ \frac{N(1,1)}{\text{cm}^{-2}} \right] = 7 \times 10^{12} \left\{ \exp \left[ \frac{1.14}{T_{\text{ex}}} \right] + 1 \right\} \left\{ \exp \left[ \frac{1.14}{T_{\text{ex}}} \right] - 1 \right\}^{-1} \left[ \frac{\Delta V}{\text{km s}^{-1}} \right] \tau(1,1;P)_{\text{r}} \quad (I.2.5)$$

Así mismo, en el caso que los estados rotacionales se encuentran en ETL a una temperatura rotacional  $T_R$ , la densidad columnar total  $N(\text{NH}_3)$  estará dada por

$$\left[ \frac{N(\text{NH}_3)}{\text{cm}^{-2}} \right] = \left\{ \sum_{J \neq K} \frac{g_{(J,K)}}{g_{(1,1)}} \exp \left[ - (E_{(J,K)} - E_{(1,1)}) / k T_R \right] \right\} \left[ \frac{N(1,1)}{\text{cm}^{-2}} \right] \quad (I.2.6)$$

donde  $g_{(J,K)}$  son los pesos estadísticos dados por (Townes y Schawlow 1955),

$$g_{(J,K)} = 4 \times (2J+1) \quad , \quad K \neq 3n$$

$$g_{(J,K)} = 8 \times (2J+1) \quad , \quad K = 3n, K \neq 0 \quad , \quad (I.2.7)$$

$$g_{(J,K)} = 4 \times (2J+1) \quad , \quad K = 0$$

Y  $E_{(J,K)}$  dada por (I.1.1). La suposición de ETL en los estados rotacionales es razonable para altas densidades ( $n(\text{H}_2) \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), dado que a esas densidades las colisiones dominan a los procesos radiativos, alcanzando incluso la termalización,  $T_R \sim T_K$  (Ho 1977). En este trabajo y debido a que las nubes moleculares estudiadas en el Capítulo II presentan unas temperaturas cinéticas  $T_K \sim 30 \text{ K}$ , solamente extendemos la sumatoria de (I.2.6) hasta los niveles energéticos  $(J,K) \leq (3,3)$  pues los superiores apenas si contribuirán a la población total. En la Figura I.2 se ha graficado la densidad columnar  $N(\text{NH}_3)$  contra la temperatura  $T_K$  tomando  $T_{\text{ex}} = T_R = T_K$ .

La densidad de hidrógeno molecular puede estimarse con el conocimiento de la profundidad física  $\ell$  y la abundancia del  $\text{NH}_3$  con respecto al  $\text{H}_2$ :

$$\left[ \frac{n(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-3}} \right] = \frac{[N(\text{H}_2) / \text{cm}^{-2}]}{[N(\text{NH}_3) / \text{cm}^{-2}]} \frac{[N(\text{NH}_3) / \text{cm}^{-2}]}{[\ell / \text{cm}]} \quad . \quad (I.2.8)$$

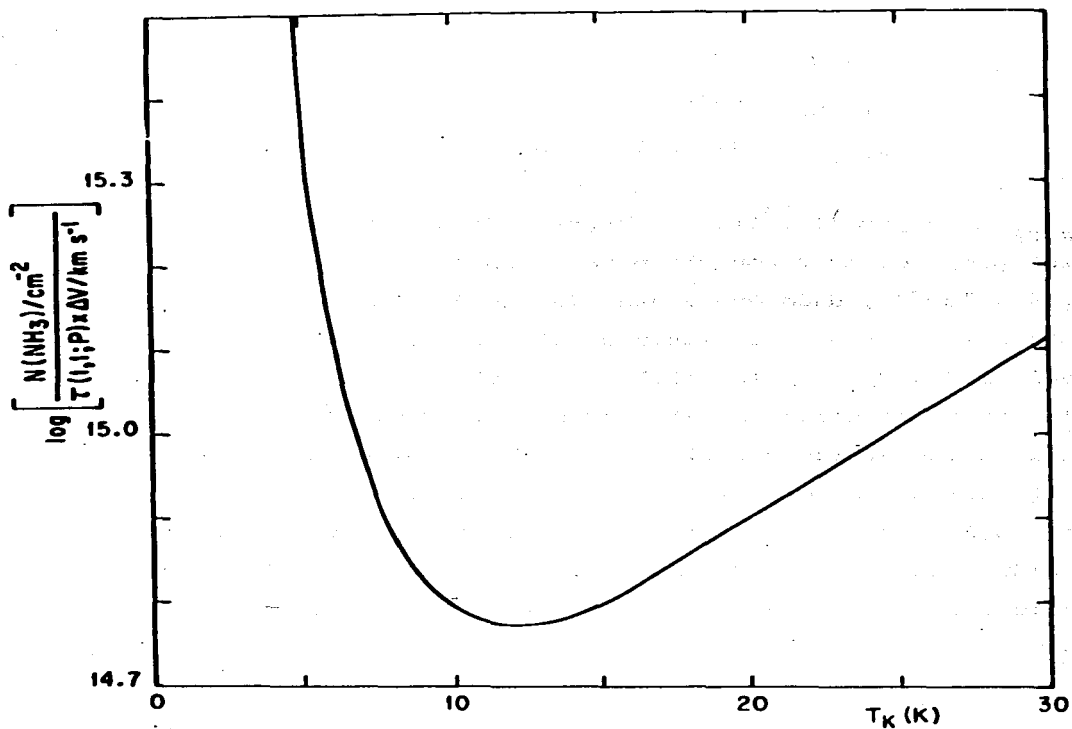


Figura I.2. Densidad columnar del  $\text{NH}_3$ , normalizado por  $\tau(1,1;P)$  y  $[\Delta V/\text{km s}^{-1}]$  como función de  $T_{\text{ex}} = T_{\text{R}} = T_{\text{K}}$ .

Tomando ahora  $\frac{[\text{NH}_3]}{[\text{H}_2]} \approx 10^{-6}$  (Herbst y Klemperer 1973) y de (I.2.5), (I.2.6) y (I.2.8), llegamos a

$$\left[ \frac{n(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-3}} \right] = 227 \left\{ \exp \left( \frac{1.14}{T_{\text{ex}}} \right) + 1 \right\} \left\{ \exp \left( \frac{1.14}{T_{\text{ex}}} \right) - 1 \right\}^{-1} \left[ \frac{\Delta V}{\text{km s}^{-1}} \right] \frac{\tau(1,1;P)}{[\lambda/\text{pc}]} \left\{ \sum_{J,K} \frac{g_{(J,K)}}{g_{(1,1)}} \exp \left[ - (E_{(J,K)} - E_{(1,1)}) / kT_{\text{R}} \right] \right\} . \quad (\text{I.2.9})$$

Una forma alternativa de estimar  $n(\text{H}_2)$  es a través del modelo de dos niveles descrito por Ho (1977), cuyo resultado gráfico para los niveles de inversión (1,1) se muestra en la Figura I.3. En esta figura vemos que dada una sección eficaz colisional entre el  $\text{H}_2$  y el  $\text{NH}_3$  de  $\sigma_{\text{H}_2-\text{NH}_3} = 2.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ , los parámetros  $n(\text{H}_2)$ ,  $T_{\text{K}}$  y  $T_{\text{ex}}$  están relacionados entre sí. Por lo tanto si conocemos  $T_{\text{ex}}$  (del cociente entre líneas) y  $T_{\text{K}}$  (generalmente de la línea  $J=1 \rightarrow 0$  del CO) podemos obtener  $n(\text{H}_2)$ . Un hecho muy importante de esta figura es que sólo a partir de  $n(\text{H}_2) \geq 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  la temperatura de excitación  $T_{\text{ex}}$  resulta ser sustancialmente mayor que la temperatura de fondo  $T_{\text{b}} \approx 2.8 \text{ K}$ , por lo que sólo a partir de estas densidades habrá emisión significativa en  $\text{NH}_3$ . De esta figura puede verse también que el margen superior de sensibilidad en la densidad se encuentra en  $n(\text{H}_2) \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$  pues más allá comienza la termalización ( $T_{\text{ex}} \approx T_{\text{K}}$ ).



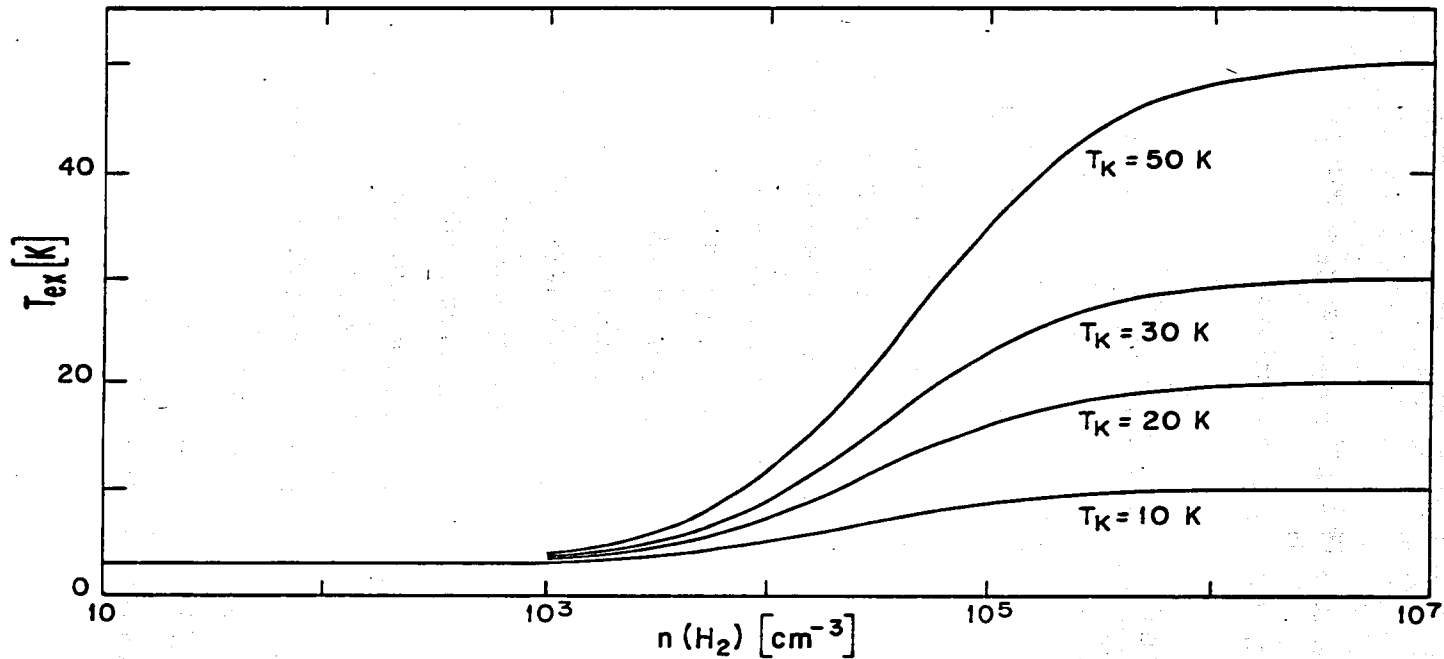


Figura I.3. Modelo de los dos niveles para  $T_{\text{ex}}(1,1)$  (Ho 1977).

I.3 Perfil, corrimiento y ensanchamiento de la línea (1,1;P) debido a la estructura hiperfina magnética.

Debido al desdoblamiento hiperfino magnético, la línea (1,1;P) está constituida por ocho líneas, las cuales, como veremos a continuación, influyen en el perfil resultante total y por lo tanto en los anchos de las líneas, siendo este efecto de suma importancia a la hora que analizemos en el Capítulo III la turbulencia de las nubes moleculares.

Si suponemos ETL en la estructura hiperfina magnética, entonces la temperatura de antena se puede expresar como

$$T_A(\nu) = \eta_b \eta_d \phi \{J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_b)\} \{1 - e^{-\sum_j \tau_j(\nu - \nu_{oj})}\}, \quad (I.3.1)$$

extendiéndose la sumatoria a todas las transiciones hiperfinas magnéticas  $j$  de (1,1;P). En esta última expresión,  $\nu_{oj}$  es la frecuencia central y  $\tau_j(\nu - \nu_{oj})$  el espesor óptico a la frecuencia  $\nu$  de la correspondiente transición  $j$ , y está dado por el perfil gaussiano

$$\tau_j(\nu - \nu_{oj}) = \tau_o b_j \exp \{-(\nu - \nu_{oj})^2 / \sigma^2\}. \quad (I.3.2)$$

En esta última expresión,  $\tau_o$  es el espesor óptico en el centro de la línea hiperfina  $F' \rightarrow F = 5/2 \rightarrow 5/2$ ,  $b_j$  la razón entre la intensidad total relativa de la componente  $j$  y la componente

$F' + F = 5/2 + 5/2$  (Tabla A.2), y  $\sigma = \Delta V_H \frac{v_{oi}}{c} / 2(\ln 2)^{1/2}$   
 ( $\Delta V_H$  = ancho de las líneas hiperfinas magnéticas a potencia media, supuesto igual para todas).

En la Figura I.4 mostramos el comportamiento del perfil total de <sup>la línea</sup>  $(1,1;P)$  para diferentes anchos  $\Delta V_H$  con  $\tau_o = 0.3$ . Hemos tomado  $\tau_o = 0.3$  porque en primer lugar los perfiles apenas varían para  $\tau_o \lesssim 1.0$  y en segundo lugar porque  $\tau_o = 0.3$  es un valor típico en las nubes moleculares. De esta figura hay tres puntos que por su importancia merecen ser destacados.

- 1) Los perfiles son asimétricos con respecto a la posición de cada máximo, extendiéndose el ala roja aproximadamente de 0.2 a 0.3 km s<sup>-1</sup> más que el ala azul.
- 2) Los máximos de los perfiles sufren un corrimiento del orden de 0.3 km seg<sup>-1</sup> para un cambio de  $\Delta V_H$  de 0.2 → 1.0 km seg<sup>-1</sup>. El corrimiento es independiente de  $\tau_o$ .
- 3) Existe un ensanchamiento de los perfiles totales con respecto a los anchos de las líneas hiperfinas.

Estos tres efectos son una consecuencia directa de la propia estructura hiperfina magnética, ya de por sí asimétrica. Sin embargo existen fuertes restricciones observacio

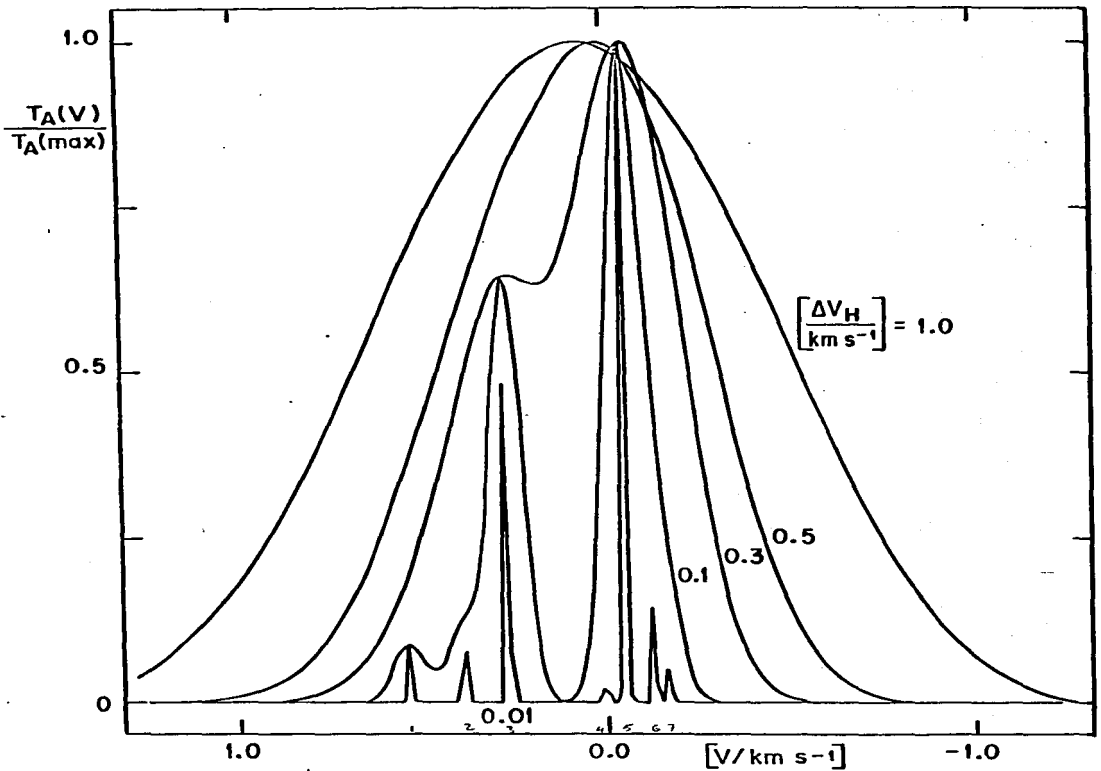


Figura I.4. Comportamiento del perfil normalizado de la línea (1,1;P) del  $\text{NH}_3$  para diferentes anchos de las líneas hiperfinas magnéticas ( $\Delta V_H$ ) con  $\tau_0 = 0.3$ .  $T_A(\text{max})$  es la máxima temperatura de cada perfil.

nales que dificultan detectar en las nubes moleculares los dos primeros efectos. En particular, la asimetría de las alas caen dentro del nivel del ruido por lo que sólo una larga integración en los espectros permitiría observarla. El segundo efecto quedaría muy probablemente encubierto por movimientos sistemáticos, por ejemplo rotación, que afectan el corrimiento de la línea. No obstante, las líneas satélites interiores  $F_1' + F_1 = 1 + 2$  y  $2 + 1$  también sufren un corrimiento en su máximo, pero no de forma simétrica, con respecto a la línea principal. Así por ejemplo, para  $\Delta V_H = 0.7 \text{ km s}^{-1}$ , la línea  $F_1' + F_1 = 1 + 2$  está  $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$  más separada que la  $F_1' + F_1 = 2 + 1$ , ambas medidas con respecto a la línea principal. Este efecto ha sido detectado en las nubes moleculares estudiadas por nosotros (Capítulo II). Allí vemos (Tabla I.1) que en siete de ocho regiones la línea  $F_1' + F_1 = 1 + 2$  está más corrida ( $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ ) que la  $F_1' + F_1 = 2 + 1$ . La confianza de que este efecto es real la llamamos en la baja probabilidad para que esto ocurra al azar,  $\sim 3\%$ .

*Separar* —————  
 En la Figura I.5 presentamos el corrimiento del perfil  $(1,1;P)$ ,  $\Delta V_D$ , como función del ancho hiperfino magnético  $\Delta V_H$ , tomando como frecuencia de referencia  $\nu_0 = 23.6944960 \times 10^9 \text{ Hz}$ . Es claro que este corrimiento podría modificar los gradientes de velocidad encontrados en numerosas nubes moleculares y que generalmente se atribuyen a rotación. Sin embargo, corregir esos gradientes por el corrimiento que aquí hemos tratado resulta muy difícil, a no ser que se dispongan espectros a lo

TABLA I.1

FUENTE	$ V_{\text{LSR}}(1,1;P) - V_{\text{LSR}}(F_1' \rightarrow F_1 = 1 \rightarrow 2) $ (km s <sup>-1</sup> )	$ V_{\text{LSR}}(1,1;P) - V_{\text{LSR}}(F_1' \rightarrow F_1 = 2 \rightarrow 1) $ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta^b)$ (km s <sup>-1</sup> )
L1551	7.77 ± 0.04	7.69 ± 0.03	0.08 ± 0.05
HH 26-IR	7.64 ± 0.06	7.50 ± 0.06	0.14 ± 0.08
NGC 2071	7.62 ± 0.05	7.50 ± 0.05	0.12 ± 0.07
Mon R2	7.78 ± 0.08	7.61 ± 0.09	0.17 ± 0.12
GGD 12-15 <sup>a)</sup>	1) 7.65 ± 0.04 2) 7.63 ± 0.06	7.47 ± 0.06 7.43 ± 0.08	0.18 ± 0.07 0.20 ± 0.10
S106	7.64 ± 0.04	7.69 ± 0.05	-0.05 ± 0.06
NGC 7129	7.88 ± 0.09	7.60 ± 0.15	0.18 ± 0.17

a) Esta fuente tiene dos componentes

b)  $\Delta = |V_{\text{LSR}}(1,1;P) - V_{\text{LSR}}(F_1' \rightarrow F_1 = 1 \rightarrow 2)| - |V_{\text{LSR}}(1,1;P) - V_{\text{LSR}}(F_1' \rightarrow F_1 = 2 \rightarrow 1)|$

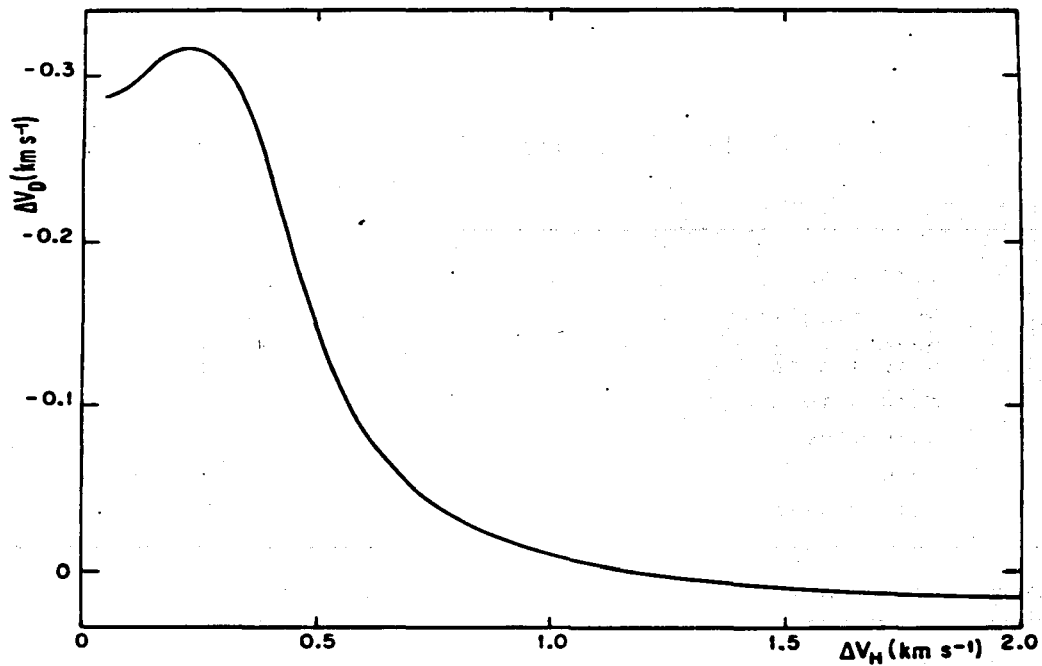


Figura I.5. Corrimiento  $\Delta V_D$  del perfil de la línea (1,1,P) del  $\text{NH}_3$  como función del ancho de las líneas hiperfinas magnéticas ( $\Delta V_H$ ). Frecuencia de referencia:  $\nu_0 = 23.6944960 \times 10^9 \text{ Hz}$ .

largo de la región con buena señal a ruido que permitan estimar con precisión las diferencias en los anchos de las líneas, y por lo tanto, de la Figura I.5 las diferencias en las velocidades de los máximos de los espectros. Nosotros, debido a este problema, no corregiremos los gradientes de velocidad que encontramos en varias de las fuentes estudiadas en el Capítulo II.

Por último, y con respecto al tercer punto, es importante mencionar que las nubes moleculares poseen típicamente unas temperaturas  $T_K \sim 10$  K que corresponden, para el  $\text{NH}_3$ , a unos anchos térmicos  $\sim 0.16$  km s<sup>-1</sup>; sin embargo los anchos de las líneas que observamos superan ese valor, indicando otros procesos de ensanchamiento, a parte del térmico, tales como saturación, turbulencia (será tratado en el Capítulo III), movimientos sistemáticos (rotación, colapso, expansión, interacción con vientos estelares...), y en el caso del  $\text{NH}_3$ , al ensanchamiento debido a la estructura hiperfina magnética. Con respecto a este último caso en particular, la Figura I.6 muestra el comportamiento del ancho  $\Delta V$  de la línea (1,1;P) como función del ancho individual de las líneas hiperfinas magnéticas ( $\Delta V_H$ ) para diferentes valores de  $\tau_0$ . Los puntos donde se producen los cambios bruscos en  $\Delta V$  corresponden a esos anchos de  $\Delta V_H \sim 0.1 - 0.3$  km s<sup>-1</sup> en donde la estructura hiperfina magnética "desaparece" dentro del perfil general (Figura I.4). Es



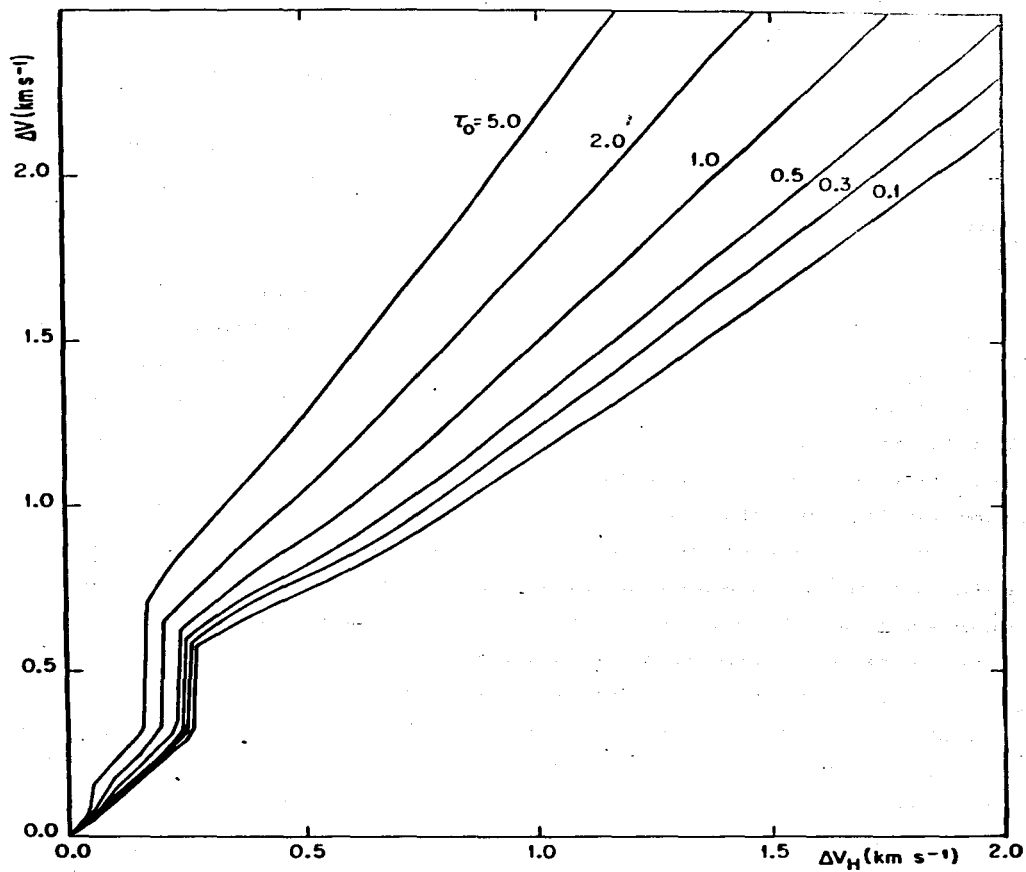


Figura I.6. Ensanchamiento de la línea (1,1;P) del  $\text{NH}_3$  ( $\Delta V$ ) como función del ancho individual de las líneas hiperfinas magnéticas ( $\Delta V_H$ ) para diferentes valores de  $\tau_0$ .

te efecto de ensanchamiento debe de sustraerse a los espectros observados para poder obtener la información de los movimientos intrínsecos de la región. En particular este ensanchamiento se sustraerá a todas las líneas de las nubes moleculares cuando analizemos en el Capítulo III su turbulencia.

#### I.4 Limitaciones observacionales en la derivación de los parámetros físicos de las regiones emisoras en NH<sub>3</sub>.

Una de las más serias restricciones a la hora de derivar los parámetros físicos, se encuentra en el comportamiento del espesor óptico  $\tau(1,1;P)$  como función del cociente  $T_A(1,1;P)/T_A(1,1;S_i)$  (Ec. I.2.4). En la Figura I.7 hemos graficado el error cuadrático medio relativo del espesor óptico  $\tau(1,1;P)$  contra el cociente de las temperaturas de antena, para diferentes errores cuadráticos medios típicos observacionales en ese cociente. También en esta figura se ha graficado  $\tau(1,1;P)$  como función de  $T_A(1,1;P)/T_A(1,1;S_i)$ . En ella vemos que en la región  $0.5 \lesssim \tau(1,1;P) \lesssim 1.5$  los errores son de un 25 a un 30 por ciento, no llegando por lo tanto a ser muy relevantes. Sin embargo para  $0.1 \lesssim \tau(1,1;P) \lesssim 0.5$  los errores van de un 30 a un 120 por ciento, alcanzando una gran restricción observacional tanto para la derivación de la temperatura de excitación de los niveles de inversión (a través de la ecuación (I.2.1)), como para la derivación de las densidades (a través de la expresión (I.2.9)). Esto se debe a que en la re

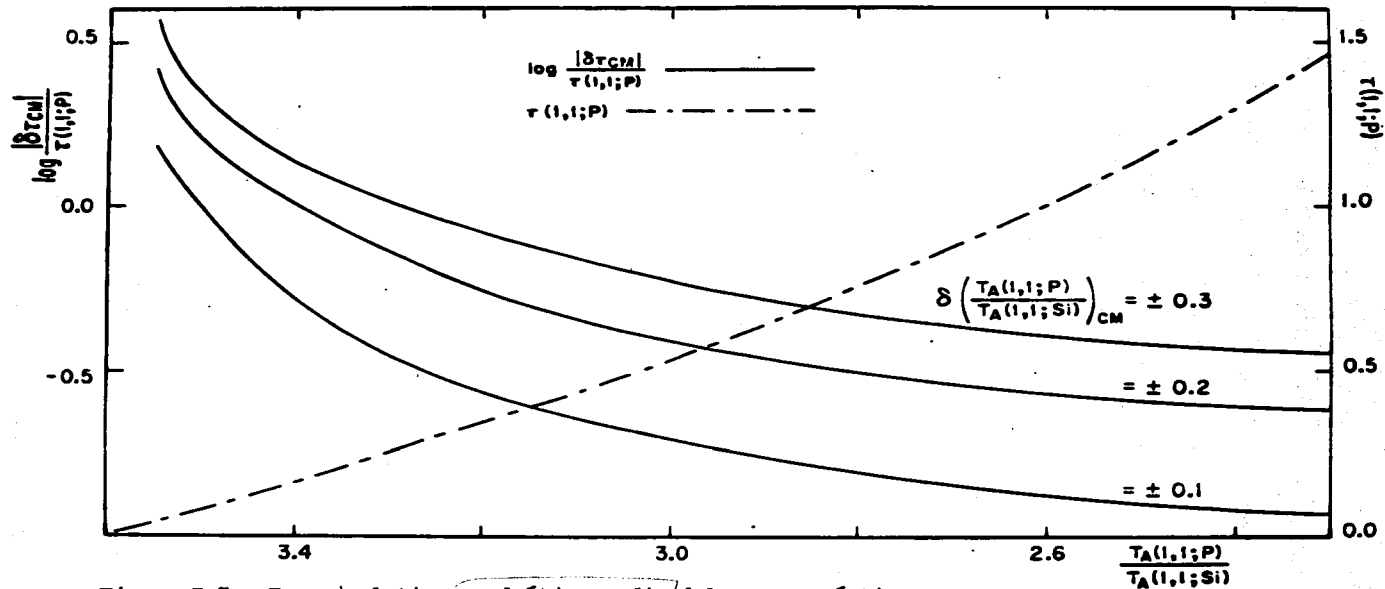


Figura I.7. Error relativo cuadrático medio del espesor óptico,  $\frac{\delta \tau_{CM}}{\tau(1,1;P)}$ , como función del cociente  $\frac{T_A(1,1;P)}{T_A(1,1;Si)}$  para diferentes errores cuadráticos medios en ese cociente,  $\delta \left( \frac{T_A(1,1;P)}{T_A(1,1;Si)} \right)_{CM}$ . También se grafica el espesor óptico como función de  $\frac{T_A(1,1;P)}{T_A(1,1;Si)}$

gión  $0.1 \lesssim \tau(1,1;P) \lesssim 0.5$  la temperatura de excitación  $T_{ex}(1,1)$  es inversamente proporcional al espesor óptico  $\tau(1,1;P)$ , mientras que la densidad  $n(H_2)$  es directamente proporcional a  $\tau(1,1;P)$ . Debido a esta restricción observacional, en aquellas nubes moleculares que estudiamos en el Capítulo II y que presentan este problema adoptaremos directamente un análisis excitacional, el cual coloca, como ya mencionamos anteriormente, una densidad mínima de  $H_2$  ( $n(H_2) \gtrsim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ) para excitar significativamente los niveles de inversión del estado (1,1).

## CAPITULO II

## OBSERVACIONES

II.A OBSERVACIONES DE NH<sub>3</sub> CON UNA SOLA ANTENA

Este capítulo observacional lo hemos dividido en dos secciones. En la primera presentamos las observaciones de NH<sub>3</sub> en regiones con flujos de gas a alta velocidad que realizamos con la antena de Haystack. Dado que el NH<sub>3</sub> resalta zonas de alta densidad ( $n(\text{H}_2) \gtrsim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , ver Capítulo I), las estructuras encontradas con esta molécula representan los núcleos de las nubes moleculares donde generalmente la formación estelar es más importante. Por esta razón, en cada región estudiada, hemos comparado los mapas obtenidos en NH<sub>3</sub> con los reportados en CO por otros autores, y que revelan flujos de gas a alta velocidad, en un intento de poder <sup>interpretar</sup> ~~esclarecer~~ la orientación de esos flujos. En la segunda sección presentamos observaciones interferométricas de NH<sub>3</sub> de aquellas regiones que <sup>con</sup> ~~en~~ base a las observaciones realizadas con una sola antena consideramos problemáticas en su interpretación o que simplemente consideramos interesantes por su gran actividad en la formación estelar.

## II.A.1 Descripción observacional.

Las observaciones de amonfaco se realizaron con el radiotelescopio de 37m del Observatorio de Haystack<sup>1</sup> en Westford, Massachusetts, durante los meses de septiembre-octubre de 1981, y mayo de 1982. Esta antena, a la frecuencia de transición entre los niveles de inversión del estado  $(J,K) = (1,1)$ ,  $\nu = 23.694495$  GHz, posee un tamaño en su haz de 1:4, con una eficiencia  $\eta_b \approx 0.25$ . Se utilizó el receptor tipo maser de banda K-1.3 cm con un espectrómetro de autocorrelación digital el cual posee 1024 canales y un ancho de banda de 8.33 MHz. Después de desechar 102 canales en el extremo de cada lado del espectro, la ventana en velocidad cubierta efectivamente fué de  $\approx 84$  km s<sup>-1</sup>, con una resolución de  $\approx 0.1$  km s<sup>-1</sup>, convirtiéndose a  $\approx 0.21$  km s<sup>-1</sup> después del pesado de Hanning. La temperatura del sistema fué típicamente de 100 a 150 K, dependiendo de la elevación y de las condiciones troposféricas.

El modo de observación fué el de fuente-referencia con una periodicidad de diez minutos, a excepción de S106, la cual se observó cada ocho para evitar una emisión que originalmente aparecía en la posición de referencia. Con esta técnica, la integración sobre la referencia precede a la integración sobre la fuente, de tal forma que ambas integraciones cu

<sup>1</sup> La radio astronomía en el Haystack Observatory del Northeast Radio Observatory Corporation está apoyada por el National Science Foundation bajo la subvención AST 78-18227.

bren la misma porción del radomo y de la atmósfera minimizan do los efectos que esas dos causas producen en la línea de base del espectro. Las calibraciones se realizaron con una fuente de ruido con temperatura de brillo conocida, corrigien do además los espectros por las variaciones de la eficiencia de la antena con la elevación y por la extinción troposférica.

Buscamos NH, en 15 fuentes que mostraban flujos de gas con alta velocidad, aunque no todas con apariencia bipo- lar. De esas 15 fuentes, detectamos emisión en nueve, mapean do ocho de ellas a través de aproximadamente 20 posiciones di ferentes (ver Tabla II.1). Estas posiciones estuvieron sepa radas entre sí por el tamaño de un haz, procurando cubrir por entero la nube de amonfaco, aunque en algunos casos, debido a la extensión de la fuente, no resultó posible. Los mapas se centraron en los objetos compactos que han sido propuestos como la fuente de energía del flujo. En la Tabla II.1 damos las posiciones centrales para aquellas fuentes en las que de- tectamos emisión, acompañadas de información adicional, mien tras que por otro lado en la Tabla II.2 presentamos los lími- tes superiores ( $3\sigma$ ) para las seis fuentes en las que no hubo detección. La mayoría de estas últimas fuentes poseen como objeto central una estrella visible, siendo este resultado con sistente con la ausencia de gas denso a su alrededor.

TABLA II.1  
FUENTES DETECTADAS EN NH<sub>3</sub>

FUENTE	POSICION CENTRAL		OBJETO EN LA POSICION CENTRAL	NUMERO DE POSICIONES OBSERVADAS	TIEMPO TOTAL DE INTEGRACION (HORAS)	GEOMETRIA DEL FLUJO
	$\alpha$ (1950)	$\delta$ (1950)				
L1551	04 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> .2	18°01'45"3	Fuente infrarroja	17	15.0	Bipolar
HH 26-IR	05 43 31.6	-00 15 23.0	Fuente infrarroja	22	8.2	Bipolar
NGC 2071	05 44 30.6	00 20 41.0	Región HII compacta	25	9.3	Bipolar
Mon R2	06 05 20.0	-06 22 30.0	Fuente infrarroja	22	8.5	Bipolar
GGD 12-15	06 08 25.7	-06 10 50.0	Maser de H <sub>2</sub> O	21	15.9	Bipolar
GL 961	06 31 58.0	04 15 30.0	Fuente infrarroja	1	1.6	Anisotrópico <sup>a)</sup>
S106	20 25 35.0	37 13 00.0	Región HII	30	13.3	Bipolar
V645 Cyg	21 38 10.6	50 00 43.0	Nebulosidad óptica	13	29.4	No resuelto
NGC 7129	21 41 58.3	65 53 10.0	Maser de H <sub>2</sub> O	14	37.0	Bipolar

a) Un flujo anisotrópico es uno que no puede ser clasificado claramente como bipolar o isotrópico.



TABLA II.2

LIMITES SUPERIORES PARA EL AMONIACO ( $3\sigma$ )

FUENTE	POSICION CENTRAL		OBJETO EN LA POSICION CENTRAL	$T_A(1,1;P)$ (K)	TIEMPO TOTAL DE INTEGRACION (HORAS)	GEOMETRIA DEL FLUJO
	$\alpha(1950)$	$\delta(1950)$				
GL 490	03 <sup>h</sup> 23 <sup>m</sup> 41 <sup>s</sup> .0	58°36'52"0	Fuente infrarroja	$\leq 0.13$	1.5	Bipolar
HL Tau	04 28 44.4	18 07 37.0	Estrella	$\leq 0.25$	0.5	Isotrópico
R Mon	06 36 26.0	08 46 57.0	Estrella	$\leq 0.13$	1.5	Bipolar
GGD 27-28	18 16 14.6	-20 48 41.0	Maser de H <sub>2</sub> O	$\leq 0.13$	3.0	Bipolar
AS 353A	19 18 09.5	10 56 30.0	Estrella	$\leq 0.14$	0.7	Isotrópico
MWC 1080	23 15 16.3	60 33 52.0	Estrella	$\leq 0.19$	3.0	Isotrópico

El tiempo total de integración en cada posición dependió de la intensidad particular de la línea, pero generalmente fué alrededor de una hora con excepción de la posición central donde se obtuvieron tiempos mayores de integración. A todos los espectros se les ajustó por mínimos cuadrados una línea de base lineal, y un perfil gaussiano a la componente principal (1,1;P), excluyendo generalmente a las líneas satélites. En la Figura II.1 mostramos los espectros tomados en las posiciones indicadas en la Tabla II.3, tabla que así mismo presenta los parámetros de las fuentes detectadas en  $\text{NH}_3$ . En aquellos espectros con mejor señal a ruido también nos fué posible ajustar simultáneamente perfiles gaussianos a las líneas satélites.

La Tabla II.4 resume los principales parámetros derivados para las condensaciones de  $\text{NH}_3$ , siguiendo el método descrito en la Sección I.2, indicando en ella si la densidad ha sido calculada a través del modelo de los dos niveles o a través de la densidad columnar. Todas las masas han sido obtenidas suponiendo que hay un átomo de He por cada cinco moléculas de  $\text{H}_2$ .

Los mapas de isocontornos del máximo de la temperatura de antena de la transición (1,1;P) se muestran en las Figuras II.2-II.9. En rango dinámico en esos mapas es típicamente de tres, por lo tanto no se ven afectados por posibles

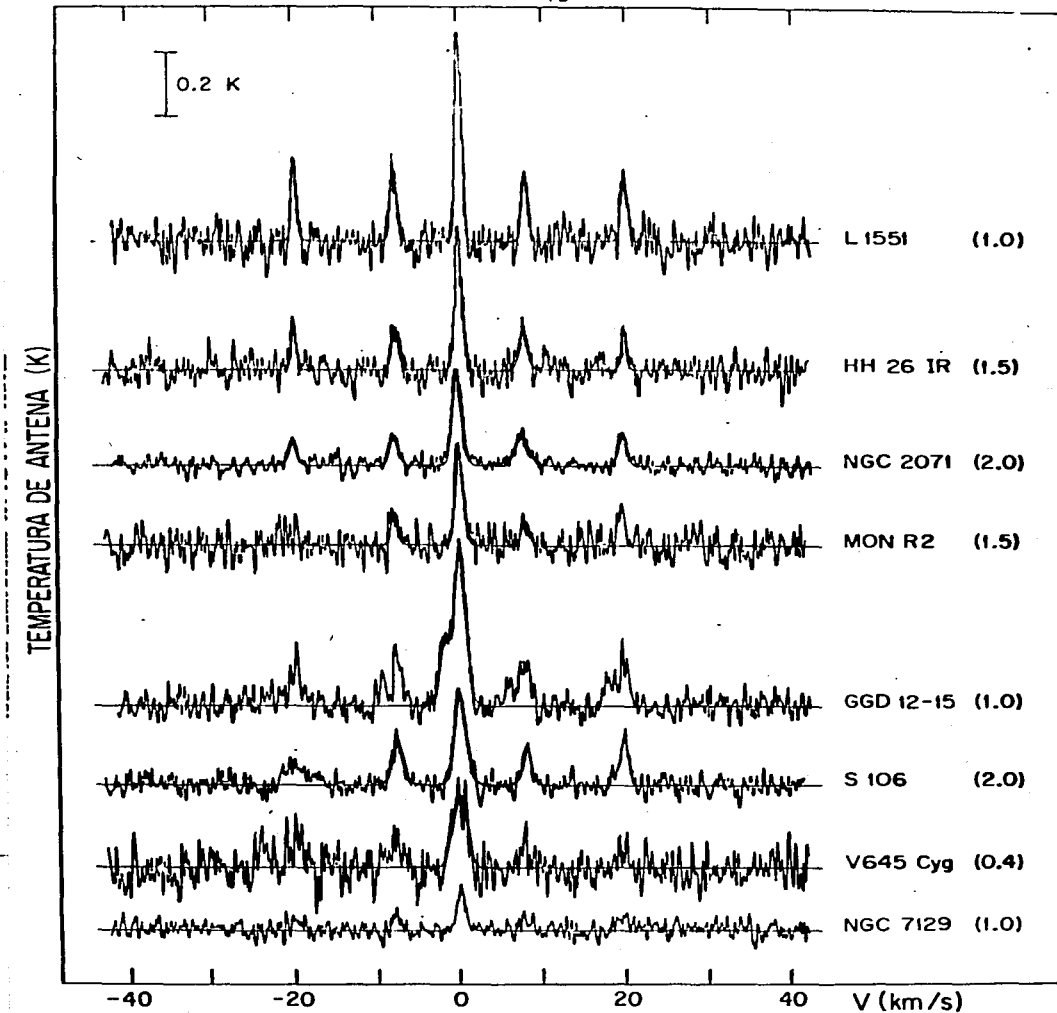


Figura II.1. Espectros y ajustes gaussianos de la línea de inversión  $(J,K)=(1,1)$  del  $\text{NH}_3$  tomados en las posiciones dadas en la Tabla 3 de las fuentes mapeadas en este trabajo. El eje vertical es la temperatura de antena corregida por las variaciones en la eficiencia de la antena y por la extinción troposférica. La escala de 0.2K debe ser multiplicada por el factor entre paréntesis para obtener la temperatura de antena de cada espectro. El eje horizontal es la velocidad radial con respecto al centro de la línea principal.

TABLA II.3

PARAMETROS DE LAS FUENTES DETECTADAS EN NH<sub>3</sub>

FUENTE	POSICION		T <sub>A</sub> (1,1;P) (K)	T <sub>A</sub> (1,1;P)/T <sub>A</sub> (1,1;Si) <sup>a)</sup>	ΔV(1,1;P) (km s <sup>-1</sup> )	V <sub>LSR</sub> (1,1;P) (km s <sup>-1</sup> )
	α (1950)	δ (1950)				
L1551	04 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> .2	18°01'45".3	0.68±0.02	3.01±0.24	0.87±0.03	6.34±0.01
HH 26-IR	05 43 31.6	-00 15 23.0	0.69±0.02	3.54±0.38	0.99±0.03	10.33±0.01
NGC 2071	05 44 30.6	00 20 41.0	0.61±0.01	3.39±0.20	1.25±0.03	9.28±0.01
Mon R2	06 05 14.0	-06 24 00.0	0.47±0.02	3.36±0.50	1.10±0.06	10.56±0.03
GGD 12-15 <sup>b)</sup>	06 08 22.7	-06 10 04.5	1) 0.48±0.01	2.97±0.19	1.51±0.05	10.98±0.02
			2) 0.22±0.01	2.44±0.29	1.38±0.08	9.15±0.03
GL 961	06 31 58.0	04 15 30.0	0.16±0.02	—	1.27±0.19	12.40±0.08
S106	20 25 23.7	37 13 00.0	0.58±0.01	2.23±0.18	1.63±0.05	- 1.46±0.02
V645 Cyg	21 38 10.6	50 00 43.0	0.09±0.01	—	1.94±0.15	-44.03±0.06
NGC 7129	21 41 58.3	65 53-10.0	0.13±0.01	—	1.16±0.08	-10.01±0.03

a) Cociente entre la temperatura de antena de la línea principal y el promedio de las temperaturas de antena de las líneas satélites interiores.

b) Esta fuente posee dos componentes cuyos parámetros se dan por separado.

TABLA II.4

## PARAMETROS DE LAS CONDENSACIONES DE AMONIACO

FUENTE	DISTANCIA <sup>a)</sup> (pc)	$\tau(1,1;P)$	$T_{ex}(1,1;P)$ (K)	$T_K$ <sup>b)</sup> (K)	$n(H_2)$ ( $cm^{-3}$ )	TAMANO (pc)	$M_{\odot}^g)$ ( $M_{\odot}$ )
L1551	160	+0.27 0.52 -0.23	$\sim 10$	$\sim 15$	$\sim 1 \times 10^{5c,d)}$	$0.2 \times 0.1 \times 0.1$	$\sim 5$
HH 26-IR	460	+0.33 0.05 -0.05	$\sim 13$	$\sim 15$	$\sim [5 \times 10^3]^e)$	$0.8 \times 0.8 \times 0.3$	$\sim 26$
NGC 2071	500	+0.17 0.17 -0.17	$\sim 18$	$\sim 35$	$\sim 3 \times 10^{4c)}$	$0.7 \times 0.7 \times 0.4$	$\sim 216$
Mon R2	850	+0.49 0.20 -0.20	$\sim 13$	$\sim 29$	$\sim 2 \times 10^{4c)}$	$1.2 \times 1.2 \times 0.7$	$\sim 720$
GGD 12-15	$10^3$	+0.21 1) 0.57 -0.19	$\sim 7$	$\sim 18$	$\sim 1 \times 10^{4c,d)}$	$0.8 \times 0.8 \times 0.8$	$\sim 120$
		+0.54 2) 1.24 -0.40	$\sim 4$				
S106	500	+0.36 1.59 -0.31	$\sim 6$	$\sim 30$	$\sim 5 \times 10^{3c)}$	$0.7 \times 0.7 \times 0.2$	$\sim 18$
V645 Cyg	$6 \times 10^3$	-	-	$\sim 12$	$\sim [5 \times 10^3]^e)$	$3.5 \times 3.5 \times 1.7$	$\sim 3240$
NGC 7129	$10^3$	-	-	$\sim 23$	$\sim [5 \times 10^3]^e)$	$0.9 \times 0.6 \times 0.6$	$\sim 46$

TABLA II.4 (continuación)

- a) Datos tomados de Kuhl (1964); Herbig (1966); Racine (1968); Racine y Van den Bergh (1970); Eiroa, Elsässer, y Lahulla (1979); Harvey y Lada (1980); Strom et al (1972).
- b) Datos tomados de Loren, Evans y Knapp (1979); White y Phillips (1981); Bally (1982); Loren (1977a); Rodríguez et al (1982); Bally y Scoville (1982); Rodríguez, Torrelles y Moran (1981); Loren (1977b).
- c) Valor obtenido con el modelo de dos niveles
- d) Valor obtenido a través de la densidad columnar
- e) Valor mínimo para excitar significativamente los niveles de inversión (1,1) del  $\text{NH}_3$
- f) La tercera dimensión (profundidad) se ha obtenido de consideraciones geométricas
- g) Masas calculadas suponiendo un átomo de He por cada cinco moléculas de  $\text{H}_2$ .

aberraciones tipo coma de la antena, en las cuales, de los datos tomados por Rodríguez y Chaisson (1979), estimamos unas sensibilidades espaciales del orden del 5 al 10 por ciento con respecto al haz principal. Además, los espectros que definen los contornos inferiores de los mapas poseen unas razones de señal a ruido del orden de cinco. Por lo tanto, las formas definidas por esos contornos son confiables.

En la próxima Sección IIA.2 discutiremos cada fuente por separado, antes de presentar un análisis general en el Capítulo III.

#### II.A.2 Fuentes individuales.

En esta sección presentamos los resultados de aquellas fuentes que fueron mapeadas en  $\text{NH}_3$  (Tabla II.1). En la fuente GL 961, cuyo flujo molecular fué observado por Blitz y Thaddeus (1980), y Lada y Gautier (1982) no realizamos un mapa detallado dado que su emisión en  $\text{NH}_3$  resultó ser muy débil. En su lugar preferimos observar con más detenimiento otras fuentes que poseían una ascensión recta similar. En la Tabla II.3 damos los parámetros de la única posición observada en GL 961. Seguidamente discutiremos cada fuente en orden de ascensión recta creciente, presentando al final otras fuentes estudiadas por diferentes autores con el objeto de complementar nuestra muestra.

### II.A.2.1 L1551.

L1551 está considerado como el prototipo del fenómeno de flujo de masa bipolar dada la claridad con que los flujos corridos al rojo y al azul están separados. Snell, Loren y Plambeck (1980) encontraron en esta nube molecular dos lóbulos de CO con alta velocidad ( $\approx 15 \text{ km s}^{-1}$ ) simétricamente situados con respecto a la fuente infrarroja IRS-5 (Strom, Strom y Vrba 1976a; Beichman y Harris 1981). Esos lóbulos están alineados en la dirección NE-SO, con el azul asociado espacialmente con los objetos Herbig-Haro HH 28, HH 29 y HH 102. Los dos primeros objetos, HH 28 y HH 29, presentan movimientos propios (Cudworth y Herbig 1979), alejándose de un punto cercano a IRS-5 con una velocidad aproximada de  $150 \text{ km s}^{-1}$ . Por último, observaciones en el continuo de radio, a 4.9 GHz, muestran una fuente elongada ( $\approx 2'' \times 1''$ ) que se encuentra también alineada con el eje mayor de los flujos y que probablemente coincide con IRS-5 (Cohen, Bieging y Schwartz 1982).

En la misma nube molecular y aproximadamente 6' al norte de IRS-5, existe otro objeto Herbig-Haro, HH 30. Este objeto HH, probablemente, está siendo energizado por las estrellas cercanas HL y XZ Tau tal y como lo sugieren observaciones de radio y óptico. De hecho, Calvet, Cantó y Rodríguez (1983) detectaron un flujo de CO relacionado con esas estrellas, mientras que Cohen y Schmidt (1982), a través de



observaciones Ópticas, indican que la estrella excitadora de HH 30 es HL Tau. De todas formas, en lo que sigue, no consideraremos más a esta asociación HL y XZ Tau-HH 30, bajo la suposición de que es independiente de la asociación IRS-5-HH 28-HH 29-HH 102.

En la Figura II.2 mostramos nuestro mapa de  $\text{NH}_3$  de la región. A este mapa le hemos superpuesto el flujo de CO detectado por Snell, Loren y Plambeck (1980). En ella vemos que la estructura alargada en  $\text{NH}_3$  se encuentra muy bien alineada con el flujo bipolar, sin ser por tanto perpendicular a él, tal y como se esperaría en el modelo toroidal (ver Capítulo III). Este alineamiento es sorprendente en base al comportamiento de las demás fuentes estudiadas aquí (ver a continuación). En el Capítulo III, y dentro de la discusión general, daremos unas posibles interpretaciones para explicar la orientación de esta fuente tan peculiar.

Los anchos de los perfiles de las líneas observados no muestran variaciones sistemáticas dentro de la condensación. Sin embargo existe un pequeño cambio en la velocidad  $V_{\text{LSR}}$  a lo largo del eje mayor de  $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ , el cual equivale a un gradiente de  $2.3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . La dirección de este cambio, de SO a NE, es la misma que el flujo de CO. De aquí vemos que el gas de alta densidad (resaltado por el  $\text{NH}_3$ ), cuando lo com

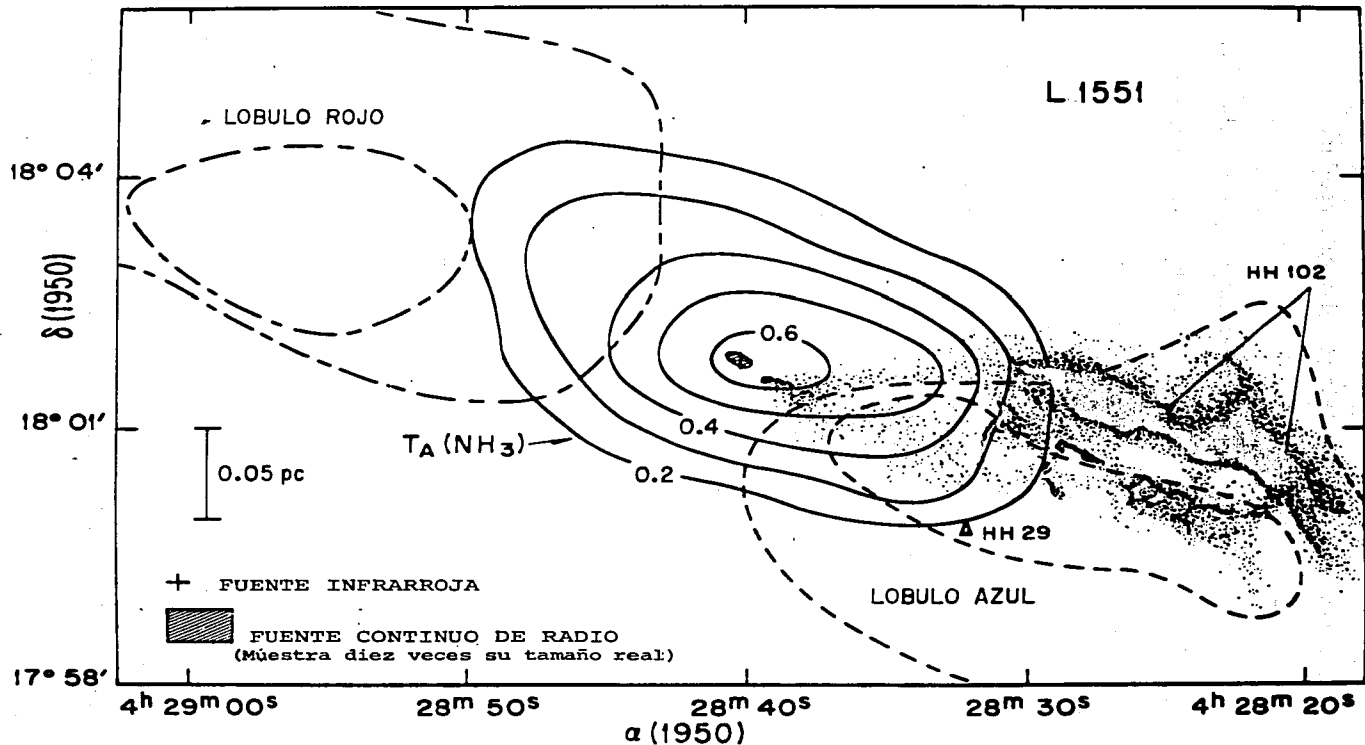


Figura II.2. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena de la línea (1,1,P) del NH<sub>3</sub> para L1551 (este trabajo) superpuestos con los isocontornos del gas de CO a alta velocidad (Snell, Loren y Plambeck 1980). También se muestran en esta región otros objetos. El tamaño del haz del NH<sub>3</sub> es 114 y el de CO 213.

paramos con el gas de baja densidad (remarcado por el CO), prácticamente no se ve afectado por el viento estelar.

La densidad derivada por nosotros,  $n(\text{H}_2) \sim 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , es consistente con las observaciones de  $\text{H}_2\text{CO}$  realizadas por Loren, Evans y Knapp (1979), los cuales obtienen  $n(\text{H}_2) \sim 6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Así mismo, la masa inferida de  $\sim 5 M_\odot$  es suficiente para explicar como movimientos ligados el gradiente de velocidad de  $2.3 \text{ kms}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  observado a lo largo del eje mayor de la nube de  $\text{NH}_3$ . Sin embargo, debemos enfatizar que esa masa es insuficiente, por varios ordenes de magnitud, para explicar como movimientos ligados la emisión a alta velocidad ( $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ ) del CO.

#### II.A.2.2 HH 26-IR.

Las observaciones de CO en la región molecular que contiene a los objetos HH 24-27 revelan la presencia de dos centros con flujo de masa, siendo el del sur claramente bipolar (Snell y Edwards 1982). Esta fuente posee dos lóbulos separados por  $\sim 2.5$ , alineados en la dirección E-O y centrados sobre la fuente infrarroja N° 59 de la lista de Strom, Strom y Vrba (1976b), la cual es conocida como HH 26-IR (Snell y Edwards 1982). Aproximadamente 4' al norte de HH 26-IR se encuentra HH 24, probablemente asociado con la fuente infrarroja 63 y con otro flujo, en apariencia indepen

diente de el del sur (Snell y Edwards 1982).

Nuestro mapa de  $\text{NH}_3$ , de la región lo mostramos en la Figura II.3 junto con el flujo bipolar de CO. En esta figura vemos que la estructura de  $\text{NH}_3$  posee una orientación aproximadamente perpendicular al flujo de CO tal y como se espera en el confinamiento del modelo toroidal. Aproximadamente 4:5 al norte de HH 26-IR observamos un incremento en la emisión de  $\text{NH}_3$  que podría estar asociado con el final de otra condensación relacionada con el segundo flujo observado por Snell y Edwards (1982).

Los datos de amoníaco no muestran que los anchos de las líneas varíen con la posición, indicando nuevamente que la condensación apenas se ve perturbada por el flujo de alta velocidad. Hay sin embargo un gradiente de velocidad de  $0.5 \text{ kms}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  a lo largo del eje mayor de la condensación, pero es consistente con movimientos ligados dada la masa de la región ( $\sim 26 M_{\odot}$ ).

#### II.A.2.3 NGC 2071.

NGC 2071 es una nebulosa de reflexión en cuyos alrededores se está produciendo una fuerte formación estelar. Al norte ( $\sim 4'$ ) de la nebulosa hay dos regiones HII compactas (Bally y Predmore 1983) que coinciden con dos fuentes de  $10 \mu\text{m}$ ,

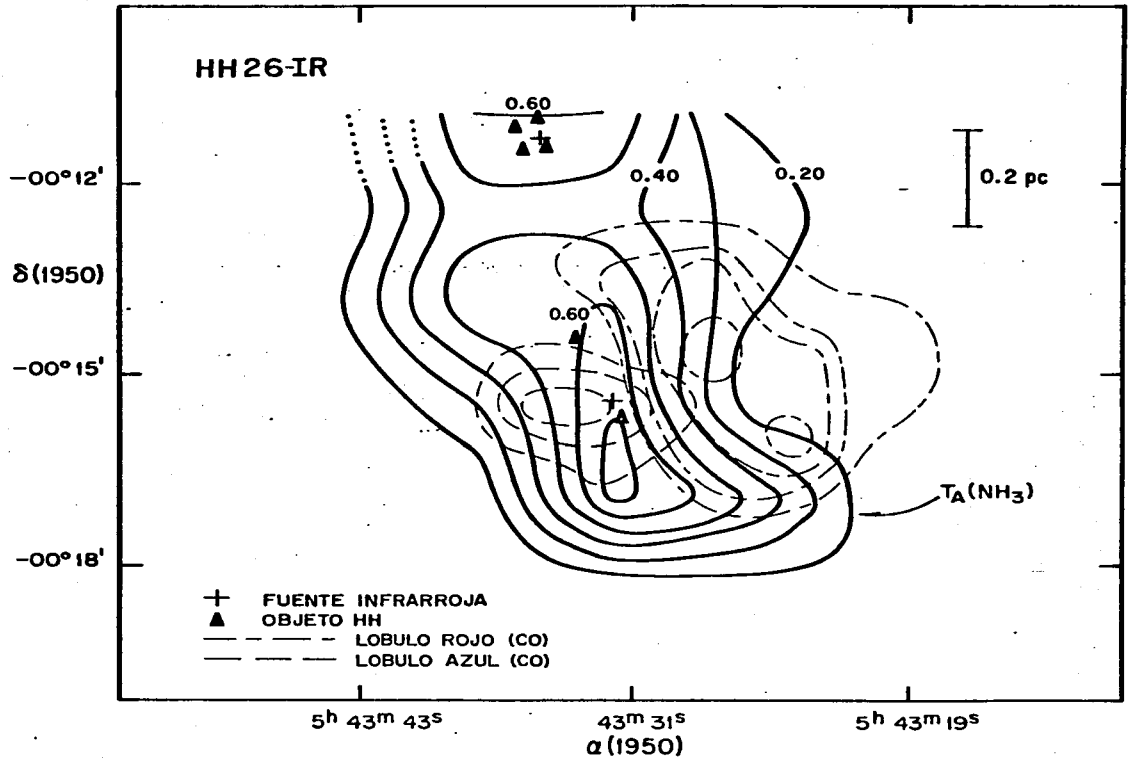


Figura II.3. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del  $\text{NH}_3$  (este trabajo) junto con el de CO a alta velocidad (Snell y Edwards 1982) para HH 26-IR. El tamaño del haz del  $\text{NH}_3$  es 114 y el de CO 50".

IRS-1 e IRS-3 (Persson et al. 1982). Asociados probablemente con esas dos fuentes están un maser de  $H_2O$  (Schwartz y Buhl 1975; Genzel y Downes 1979) y un maser de OH (Pankonin, Winnberg y Booth 1977). Dentro de unos pocos minutos de arco se encuentran también una fuente de  $2.2\mu m$  (la número 41 de la lista de Strom, Strom y Vrba 1976b) y dos estrellas T Tauri, LkH $\alpha$ 308 y LkH $\alpha$ 310 (Herbig y Kuhl 1963).

Kutner et al. (1977), White y Phillips (1981), Bally (1982) y Lichten (1982) han realizado observaciones de CO, las cuales revelan la presencia de gas con alta velocidad. White y Phillips (1981) interpretan el movimiento de alta velocidad como rotación, mientras que Bally (1982) y Lichten (1982) lo atribuyen a un flujo bipolar. Nosotros, en particular, seguiremos esta última interpretación. El flujo está centrado aproximadamente en las regiones HII compactas, con los lóbulos alineados en la dirección NE-SO. Bally (1982) en contró una estructura de CS elongada ( $\sim 5'' \times 3''$ ) que estaba alineada perpendicularmente al flujo, sugiriendo que esta condensación molecular era un disco achatado que obligaba al flujo, originalmente isotrópico, a ser bipolar. Otras moléculas tales como  $H_2CO$  y SO han sido observadas por Gottlieb et al. (1978), mientras que la línea  $v = 1 \rightarrow 0, S(1)$  del  $H_2$ , a  $2.12\mu m$ , fué medida por Simon y Joyce (1982), Bally y Lane (1982) y Persson et al. (1982). Estos últimos autores encuentran que la emisión de  $H_2$  posee un ancho de línea de  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ , con

una prominente ala azul originándose de una región desplazada en la misma dirección que el lóbulo azul de CO.

Nuestro mapa de  $\text{NH}_3$  (Figura II.4), con los contornos de CO a alta velocidad (Bally 1982) superpuestos, muestra un pedestal extendido de nivel bajo. Sin embargo el núcleo central de alta densidad está perpendicularmente alineado al flujo bipolar. El máximo del mapa coincide, dentro de los errores observacionales, con las posiciones de las regiones HII compactas. Este mapa es similar al obtenido por Calamai, Felli y Giardinelli (1982) realizado también en  $\text{NH}_3$ , pero con una resolución angular inferior ( $\sim 2!2$ ). En sus observaciones de CS, Bally (1982) encuentra un cambio en la velocidad de  $0.9 \text{ km s}^{-1}$  a lo largo del eje mayor de la condensación; sin embargo nuestros datos de  $\text{NH}_3$  no muestran evidencia de movimientos sistemáticos o cambios en los anchos de las líneas. Una posible explicación para esta discrepancia es que las observaciones de CS provengan de zonas con todavía más alta densidad que las del  $\text{NH}_3$ , y por lo tanto estemos tratando con diferentes componentes gaseosas.

#### II.A.2.4 Mon R2.

Esta región también contiene un número considerable de objetos indicadores de formación estelar reciente tales como máseres de OH y  $\text{H}_2\text{O}$  (Downes et al. 1975; Knapp y Brown

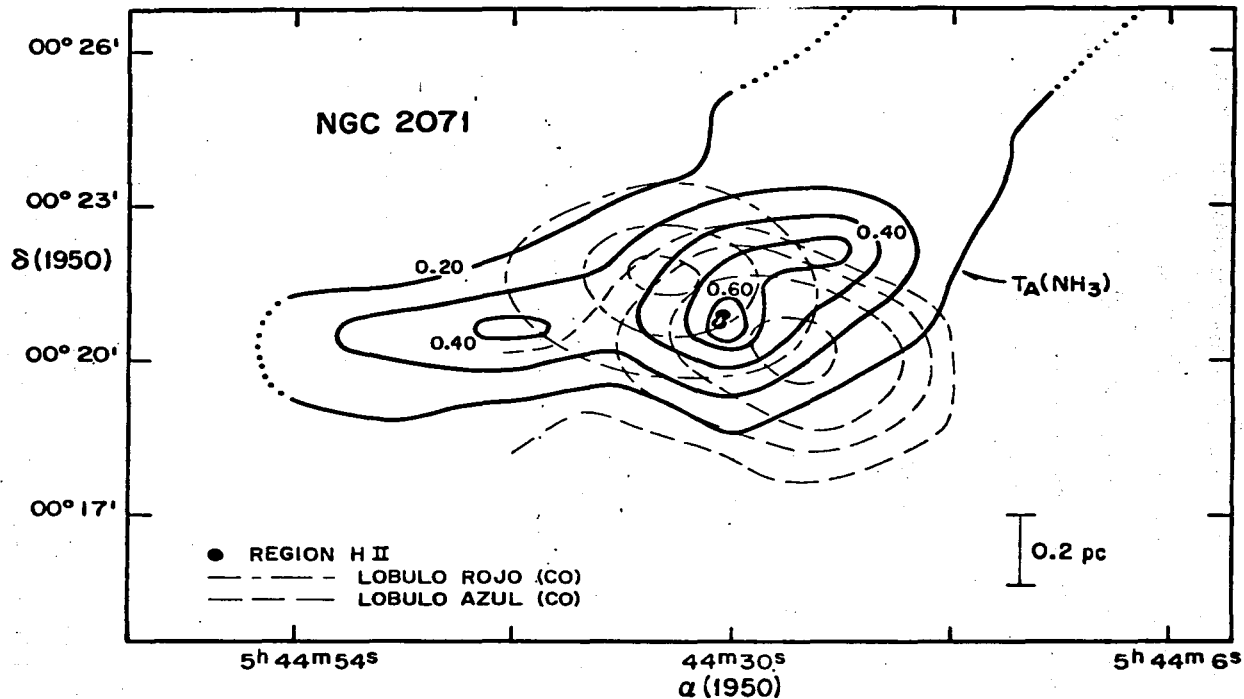


Figura II.4. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del  $\text{NH}_3$  (este trabajo) junto con el de CO a alta velocidad (Bally 1982) para NGC 2071. El tamaño del haz del  $\text{NH}_3$  es 114 y el de CO 115.



1976; Rodríguez y Cantó 1983), regiones HII compactas (Downes et al. 1975; Gilmore, Brown y Zuckerman 1975), y fuentes IR (Loren 1977a). También se han observado líneas de CO, CS, HCN, H<sub>2</sub>CO y NH<sub>3</sub> (Loren, Peters y Vanden Bout 1974; Kutner y Tucker 1975; Loren 1977a; Downes et al. 1975; Wilson y Folch-Pi 1981) poseyendo todas estas moléculas el máximo de emisión cerca de las fuentes IRS-1 y 2 de Loren (1977a).

Loren (1981) detectó un flujo bipolar de CO con los lóbulos de alta velocidad alineados en la dirección NO-SE y simétricamente situados con respecto al conjunto de objetos compactos. En la Figura II.5 mostramos el mapa de NH<sub>3</sub> con los lóbulos de alta velocidad de CO superpuestos. En ella vemos que la estructura elongada en NH<sub>3</sub> es perpendicular al flujo de CO. Esta estructura posee dos máximos tal y como se espera en una nube toroidal vista con suficiente resolución angular, siendo muy similar a la que se encuentra en CO alrededor de R Mon (Cantó et al. 1981). Wilson y Folch-Pi (1981) obtienen en NH<sub>3</sub> un mapa de la línea integrada similar al nuestro, sin embargo ese mapa no muestra los dos máximos.

La condensación en NH<sub>3</sub> presenta un cambio de velocidad de 1.3 km s<sup>-1</sup> a lo largo de su eje mayor, sugiriendo rotación. Existe también un ensanchamiento significativo de la línea en la posición central ( $\Delta V \sim 3$  km s<sup>-1</sup>). Este ensanchamiento podría deberse, por ejemplo, a una lenta expansión del

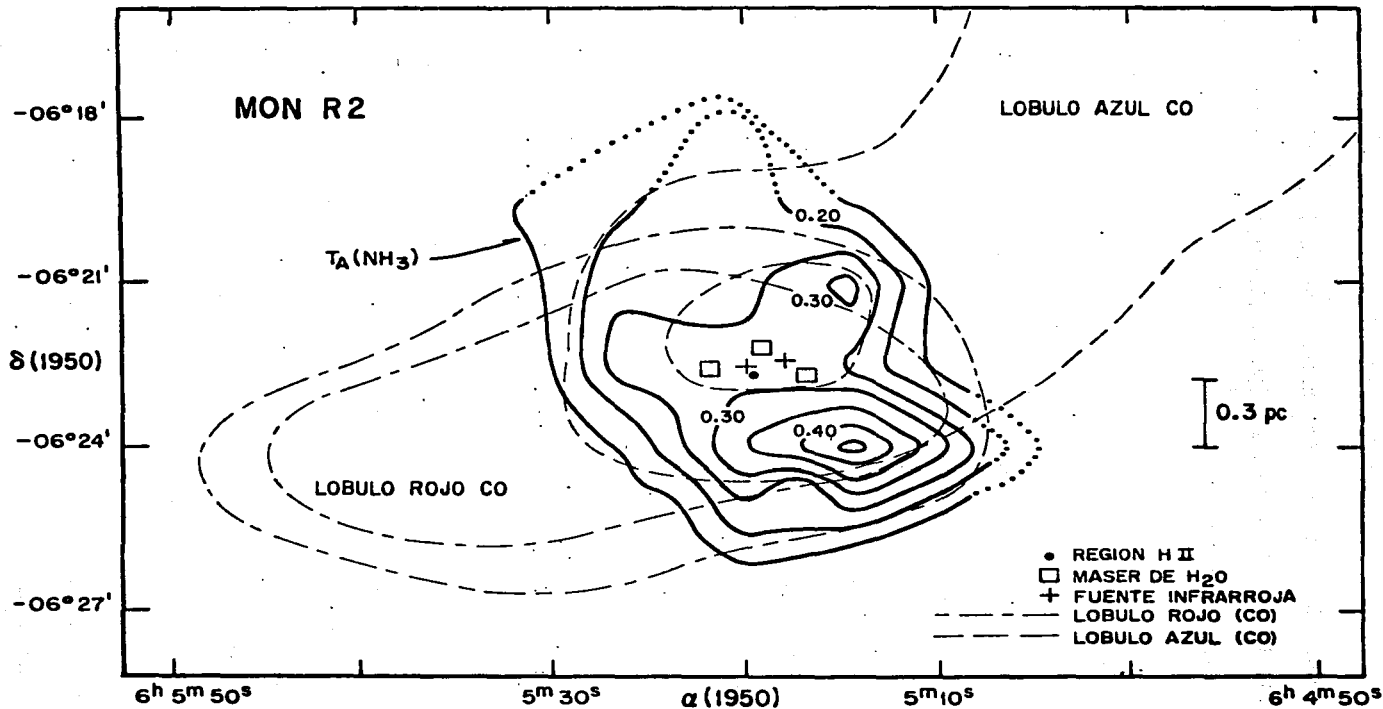


Figura II.5. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del  $\text{NH}_3$  (este trabajo) junto con el de  $\text{CO}$  a alta velocidad (Loren 1981) para Mon R2. El tamaño del haz del  $\text{NH}_3$  es 114 y el de  $\text{CO}$  213.

toroide. Sin embargo debemos hacer notar que la masa de la región ( $\sim 840 M_{\odot}$ ) es suficiente para ligar gravitacionalmente los movimientos observados en  $NH_3$ .

#### II.A.2.5 GGD 12-15.

GGD 12-15 es un grupo de nebulosidades rojas, con una morfología similar a la de los objetos Herbig-Haro (Gyulbudaghian, Glushkov y Denisjuk 1978). En sus proximidades, Rodríguez et al. (1978, 1980 y 1982) encontraron un maser de  $H_2O$ , una región HII ultracompacta, y más recientemente un flujo bipolar en CO. Este flujo está alineado en la dirección NO-SE con el maser de  $H_2O$  aproximadamente situado en su centro.

Nuestras observaciones de  $NH_3$  muestran que las líneas de emisión poseen dos componentes diferentes, separadas por  $\sim 1.8 \text{ km s}^{-1}$ , siendo la única fuente en nuestra lista que presenta claramente más de una componente espectral. La Figura II.1 muestra el espectro obtenido  $\sim 1'$  al norte del maser de  $H_2O$  viéndose claramente en él las dos componentes. Este espectro lo interpretamos como originado por dos nubes, una a velocidad radial de  $11.1 \text{ km s}^{-1}$  y la otra a  $9.3 \text{ km s}^{-1}$ . En la Figura II.6 mostramos los mapas de las dos nubes, denominadas 1 y 2, con los lóbulos de CO superpuestos. En ella vemos que las dos componentes provienen de la misma región, aunque la

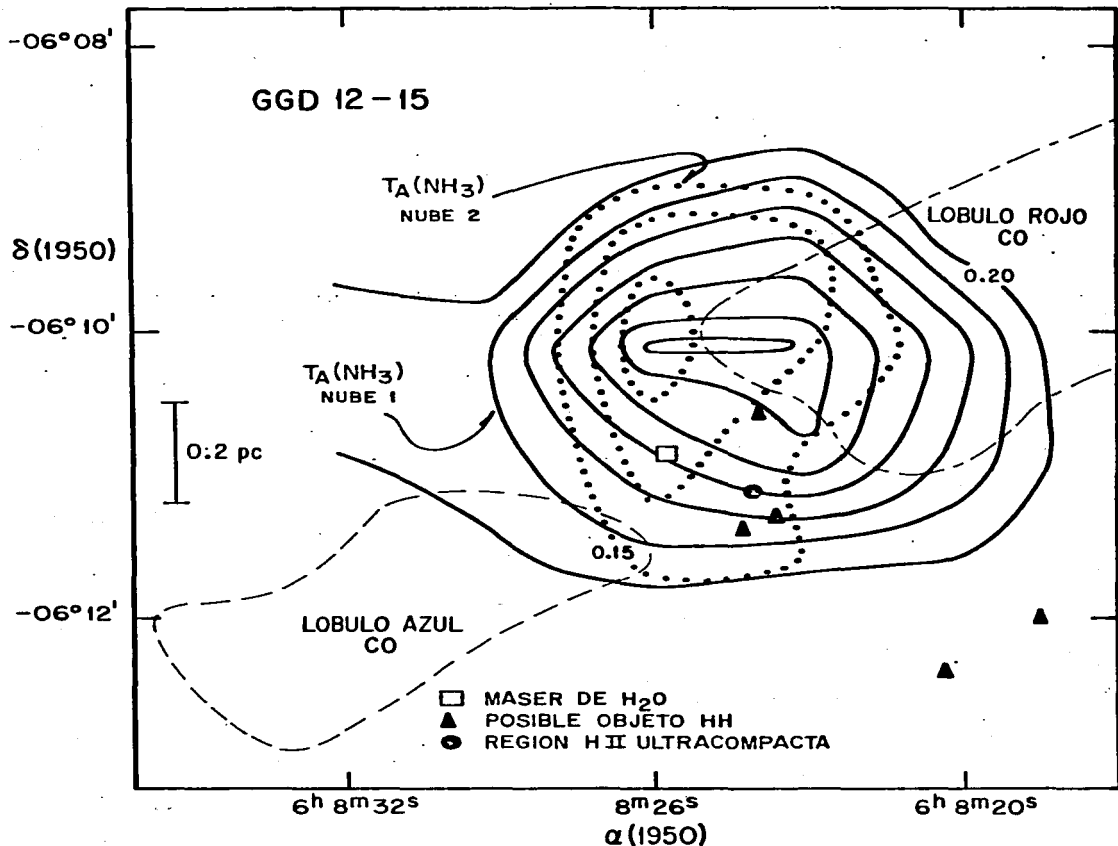


Figura II.6. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena de las dos componentes del  $NH_3$  (este trabajo) junto con el de CO a alta velocidad (Rodríguez *et al.* 1982) para GGD 12-15. El incremento entre los isocontornos es 0.05 K. El mapa de la nube 2 es menos real debido a que fué obtenido a través de una línea débil y además contaminada parcialmente por la más fuerte. El tamaño del haz del  $NH_3$  es  $11.4$  y el de CO  $11.1$ .

componente 1 está más extendida. Por otro lado no creemos que el mapa de la nube 2 sea muy confiable pues fué obtenido con una línea muy débil mezclada con una más fuerte. Nuestra interpretación general es de que se trata de dos nubes que es tán colisionando, con los diferentes objetos compactos alineados definiendo la interfase de las dos nubes (ver Figura II.6).

#### II.A.2.6 S106.

S106 es una nebulosa bipolar visible que ha sido extensamente estudiada desde que fué descubierta en las Placas de Palomar por Minkowski (1946). Su estructura bipolar óptica está aproximadamente alineada en la dirección N-S, con dimensiones  $\sim 3' \times 1'$ . La fuente más probable de excitación es IRS-3 (Pipher et al. 1976). Calvet y Cohen (1978) sugieren que este objeto, que está altamente oscurecido, es probablemente una estrella O9 V. Maucherat (1975) y Hippelein y Münch (1981) estudiaron el campo de velocidades de la nebulosa óptica a través de las líneas de emisión  $H\alpha$  y [SIII]  $\lambda 9531$  respectivamente. Hippelein y Münch encontraron que las líneas eran complejas y muy anchas, siendo asimétricas con respecto al máximo de intensidad de la línea y cubriendo un rango de velocidad radial que excedía los  $100 \text{ km s}^{-1}$ . Además, el lóculo norte de la nebulosa mostraba un exceso de gas rojo, mientras que el del sur lo tenía en azul, sugiriendo por lo tanto un flujo bipolar. Esta interpretación está también apoyada por

el hecho de que el lóbulo del norte está más oscurecido que el del sur. Datos de Fabry-Perot tomados por Pişmiş y Hasse (1982) también sugieren un flujo bipolar. Lucas et al. (1978) observaron diferentes transiciones moleculares y propusieron que la nube que está asociada con S106 tiene una masa de  $\sim 3 \times 10^4 M_{\odot}$ , alcanzando en su centro densidades de  $n(\text{H}_2) \approx 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Asociado con IRS-3 hay un maser de OH (1720 MHz), mientras que al oeste de esa fuente están dos másers de  $\text{H}_2\text{O}$  (Stutzki, Ungerechts y Winnewisser 1982; Rodríguez y Cantó 1983). Pese a que todavía no se ha detectado en S106 un flujo bipolar de CO (Bally y Scoville 1982), hemos incluido esta fuente en nuestro estudio porque las líneas de CO son muy anchas y además porque los datos ópticos sugieren un flujo bipolar.

Little et al. (1979) mapearon en  $\text{NH}_3$  esta región con una resolución angular de 2". En su mapa existe una estructura con dos máximos alineada perpendicularmente al eje de simetría de la nebulosa óptica, sugiriendo que esta estructura de alta densidad podría ser el agente que enfoca el flujo bipolar ionizado en S106. La Figura II.7 muestra nuestro mapa de  $\text{NH}_3$  junto con el límite de la nebulosa visible (Israel y Felli 1978) superpuesto. Este mapa confirma la existencia de una estructura doble, alineada en la dirección E-O.

De nuestros datos no se vislumbra que los anchos de

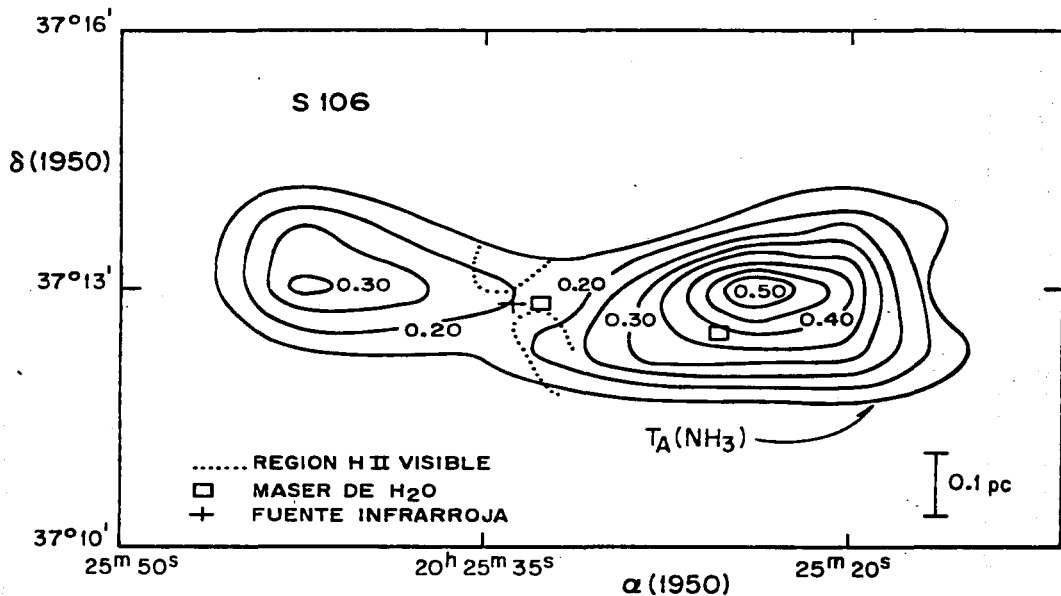


Figura II.7. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del  $\text{NH}_3$  (este trabajo) con las líneas límites de la nebulosa visible superpuestas (Israel y Felli 1978) para S106. El tamaño del haz del  $\text{NH}_3$  es 1:4.

las líneas varían con la posición. Sin embargo, a lo largo de la dirección E-0 la velocidad radial se comporta de una forma muy interesante. De oeste a este, la velocidad cambia lentamente de  $-1.8 \text{ km s}^{-1}$ , en el extremo oeste, a  $-1.2 \text{ km s}^{-1}$  en la posición central. Aquí, la velocidad cambia abruptamente a  $-1.8 \text{ km s}^{-1}$  y va decreciendo hasta  $-2.3 \text{ km s}^{-1}$  en el extremo este. Este doble gradiente de velocidad junto con la discontinuidad en el centro sugiere que lo que estamos observando son dos condensaciones distintas rotando independientemente. Stuzki, Ungerechts y Winnewisser (1982) presentan datos que soportan esta interpretación, sin embargo, la distribución de extinción óptica y un mapa de continuo realizado por Bally, Snell y Predmore (1983) sugieren que existe una estructura gaseosa de dimensiones  $\sim 1.0 \times 0.5$  alineada perpendicularmente a la nebulosa bipolar óptica por lo que bien podría ser que la región molecular observada en amoníaco fuera una extensión de esa estructura interior.

Hay una gran diferencia entre nuestra estimación de la masa,  $\sim 21 M_{\odot}$ , y la que obtienen otros autores. Lucas et al. (1978), estiman una masa de  $\sim 3 \times 10^4 M_{\odot}$ ; esta diferencia se debe principalmente a dos cosas. En primer lugar, ellos adoptan una distancia de 2.5 kpc mientras que nosotros tomamos 0.5 kpc (Eiroa, Elsässer y Lahulla 1979). Y en segundo lugar porque nuestro cálculo se refiere a la estructura cercana a S106 ( $\sim 5'$ ), mientras que Lucas et al. se refieren al complejo molecular total ( $\sim 25'$ ). Bally y Scoville (1982) estiman también



una masa de  $100 M_{\odot}$ , pero se refieren nuevamente a una región más extendida ( $\sim 6' \times 2.5'$ ).

#### II.A.2.7 V645 Cyg.

V645 Cyg es una condensación variable con apariencia estelar que ha sido extensamente observada en los últimos años. Cohen (1977) observó que formaba parte de una nebulosa óptica más extendida ( $\sim 5''$ ). A la condensación con apariencia estelar la denominó N0 y a los dos puntos brillantes asociados a ella N1 y N2. Calvet y Cohen (1978) la identificaron, tentativamente, como una nebulosa bipolar posterior a la secuencia principal, probablemente protoplanetaria. Sin embargo, estudios en el radio favorecen la interpretación de que V645 Cyg es un objeto previo a la secuencia principal. De hecho, <sup>la</sup> esta nebulosa óptica está asociada con una gran nube molecular (Harvey y Lada 1980), y con un maser de  $H_2O$  (Sargent 1979) coincidiendo ( $\sim 1''$ ) con N0 (Lada et al. 1981). Rodríguez, Torrelles y Morán (1981) detectaron un flujo de alta velocidad en CO asociado a V645 Cyg, con los lóbulos azul y rojo proviniendo de zonas no resueltas ( $\sim 1'$ ) y aproximadamente centrados en la nebulosa óptica. El flujo de CO aparece como isotrópico pero es posible que observaciones con mayor resolución angular lo muestren como bipolar. Al sureste ( $\sim 50''$ ) de V645 Cyg se encuentra una fuente de radio (Kwok 1981; Rodríguez, Torrelles y Morán 1981), con un espectro no

térmico (Rodríguez y Cantó 1983), el cual sea probablemente un objeto extragaláctico.

Nuestro mapa de  $\text{NH}_3$  (Figura II.8) muestra una estructura marginalmente resuelta que podría estar elongada en la dirección NE-SO. Dado que el flujo de CO no está resuelto y la emisión de  $\text{NH}_3$  es muy débil, pensamos que se requieren observaciones con mayor resolución angular y mayor sensibilidad antes de llegar a conclusiones más sólidas.

#### II.A.2.8 NGC 7129.

Similar a otras regiones discutidas en esta sección, NGC 7129 muestra también signos importantes de formación estelar reciente. Dentro de un círculo de  $\approx 10'$  de diámetro centrado en la nebulosa óptica se encuentran el objeto HH 103 (Strom, Grasdalen y Strom 1974), dos máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  (Schwartz y Buhl 1975; Cesarsky et al. 1978; Rodríguez y Cantó 1983), cuatro posibles objetos HH, GGD 32-35 (Gyulbudaghian, Glushkov y Denisyuk 1978), y las estrellas Be y Ae, BD+65°1637 y LkH $\alpha$  234 (Herbig 1960). Observaciones de las moléculas de CO, CS, SO,  $\text{HCO}^+$ , HCN y  $\text{H}_2\text{CO}$  han sido realizadas por Loren (1977b). Las de CO revelan la presencia de material moviéndose a altas velocidades con dos lóbulos separados y alineados en la dirección N-S. Loren encontró también un gradiente de velocidad en la dirección E-O, el cual fué interpretado

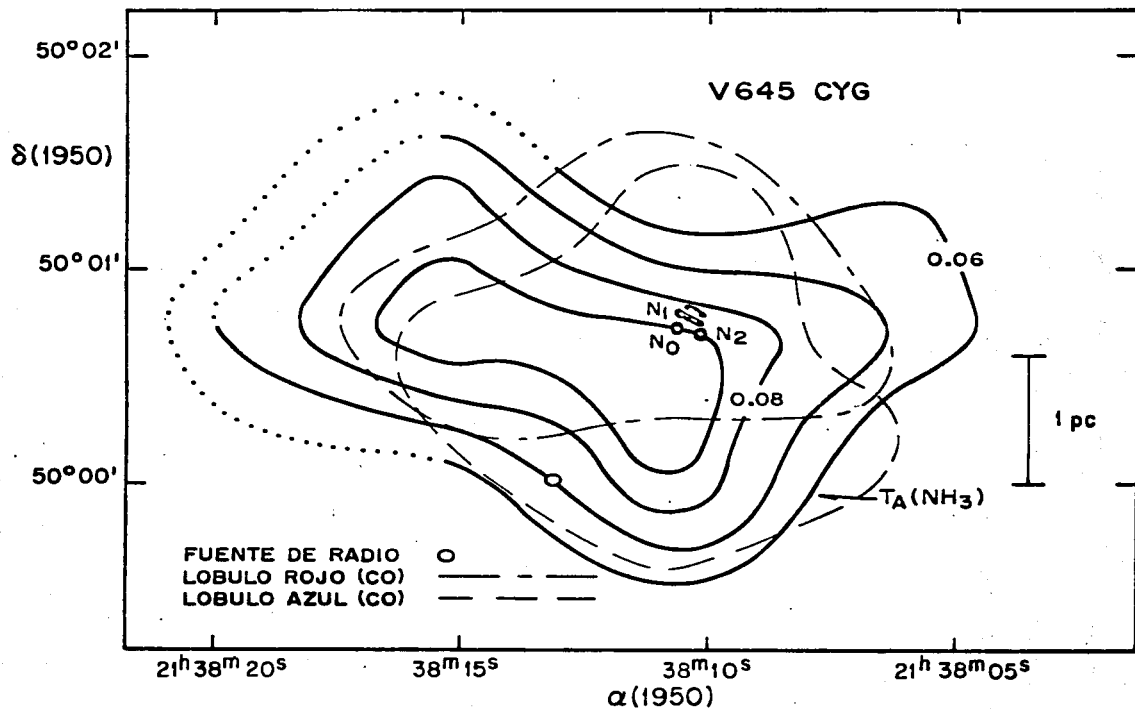


Figura II.8. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del NH<sub>3</sub> (este trabajo) junto con el de CO a alta velocidad (Rodríguez, Torrelles y Moran 1981) para V645 Cyg. El tamaño del haz del NH<sub>3</sub> es 1:4 y el de CO 1:1.

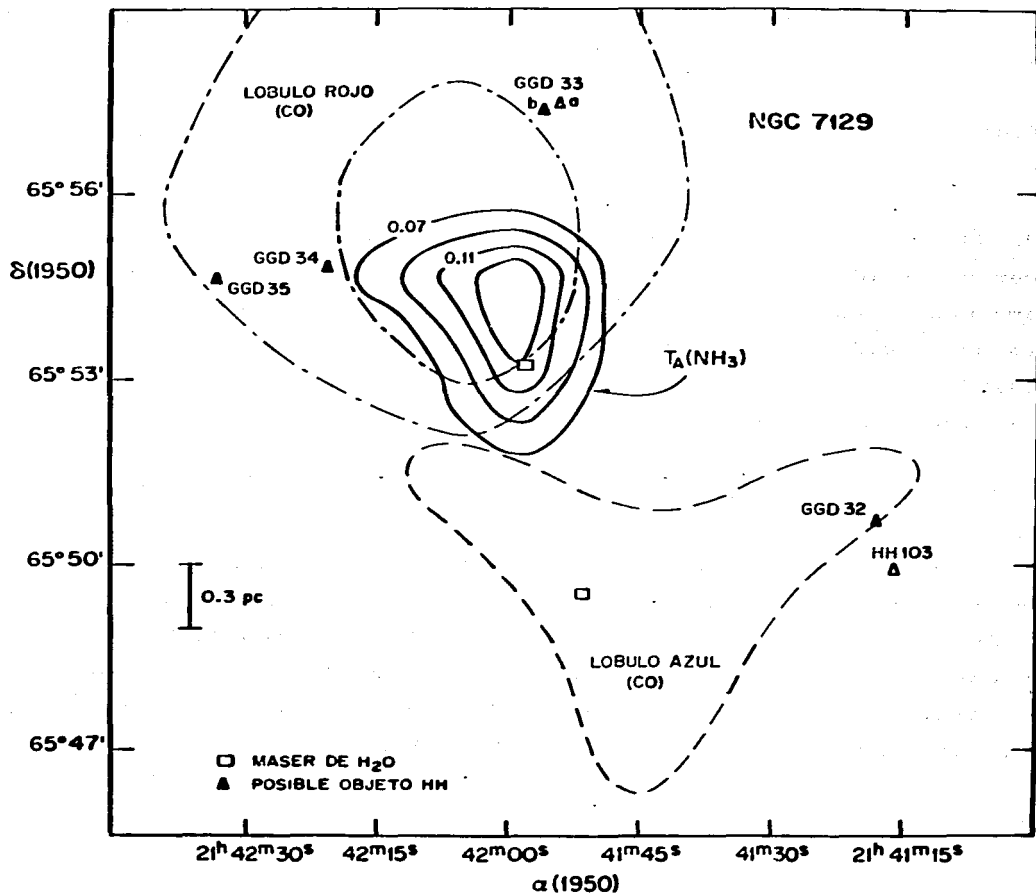


Figura II.9. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del  $\text{NH}_3$  (este trabajo) junto con el de CO a alta velocidad (Loren 1977b) para NGC 7129. El tamaño del haz del  $\text{NH}_3$  es 1:4 y el de CO 2:6.

como rotación. De esta forma, concluyó que el material de alta velocidad localizado en la dirección N-S estaba cayendo a lo largo del eje de rotación. Nosotros creemos sin embargo que este flujo de alta velocidad representa otro caso más de flujo bipolar, probablemente energizado por LkHa 234.

La Figura II.9 muestra nuestro mapa de isocontornos de  $\text{NH}_3$  junto con los lóbulos de CO (Loren 1977b). Para superponer estos lóbulos tuvimos que corregir el mapa de CO, el cual aparentemente fué dividido dos veces por el factor  $\cos\delta$ . Esta corrección se hizo tomando como posición central  $\delta(1950) = 21^{\text{h}}41^{\text{m}}55^{\text{s}}$ ,  $\delta(1950) = 65^{\circ}52'55''$ , que es la posición de la nebulosa óptica.

Aunque las líneas de emisión del  $\text{NH}_3$  son muy débiles, de la Figura II.9 puede verse que la estructura de  $\text{NH}_3$  está alineada aproximadamente paralela a los lóbulos de CO. Este comportamiento es similar al que se encuentra en L1551 (Ver II.A.2.1). También, e interesadamente, el mapa de  $^{13}\text{CO}$  de Loren (1977b) muestra una forma similar a la estructura de  $\text{NH}_3$  pero a mayor escala. Dado que los espesores del  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{NH}_3$  son pequeños ( $\tau \sim 1$ ), podemos concluir que la nube molecular conserva su forma geométrica hasta al menos las escalas cubiertas por el  $\text{NH}_3$ .

### II.A.2.9 Otras fuentes.

Además de estas fuentes que hemos observado en  $\text{NH}_3$ , existen otros pocos casos más con flujo de alta velocidad que también han sido observados por diversos autores con diferentes transiciones moleculares: ~~Estas fuentes~~ son NGC 1333, Orión KL, R Mon y Cepheus A.

NGC 1333 fué observado en  $\text{NH}_3$  por Ho y Barrett (1980) y más recientemente por Snell y Edwards (1981), encontrando un flujo bipolar en CO. En la Figura II.10 mostramos la superposición de los dos mapas. En ella vemos que el flujo bipolar está orientado aproximadamente perpendicular a la estructura de  $\text{NH}_3$ , pero no es muy concluyente; por lo tanto no consideraremos a NGC 1333 como un caso de orientación perpendicular, aunque otros autores lo hacen (Schwartz, Waak y Smith 1982).

Plambeck et al. (1982) obtuvieron un mapa de SO en Orion KL con la técnica de síntesis de apertura, mostrando que existía una estructura de alta densidad ( $n(\text{H}_2) \sim 10^7 \text{cm}^{-3}$ ) elongada y con dos máximos, orientada en la dirección NE-SO. Este mapa lo mostramos en la Figura II.11. La estructura con dos máximos es similar a la que observamos en Mon R2 y S106, tratadas anteriormente, y a la de R Mon (Cantó et al. 1981), pudiendo esto representar una nube toroidal ópticamente delgada.

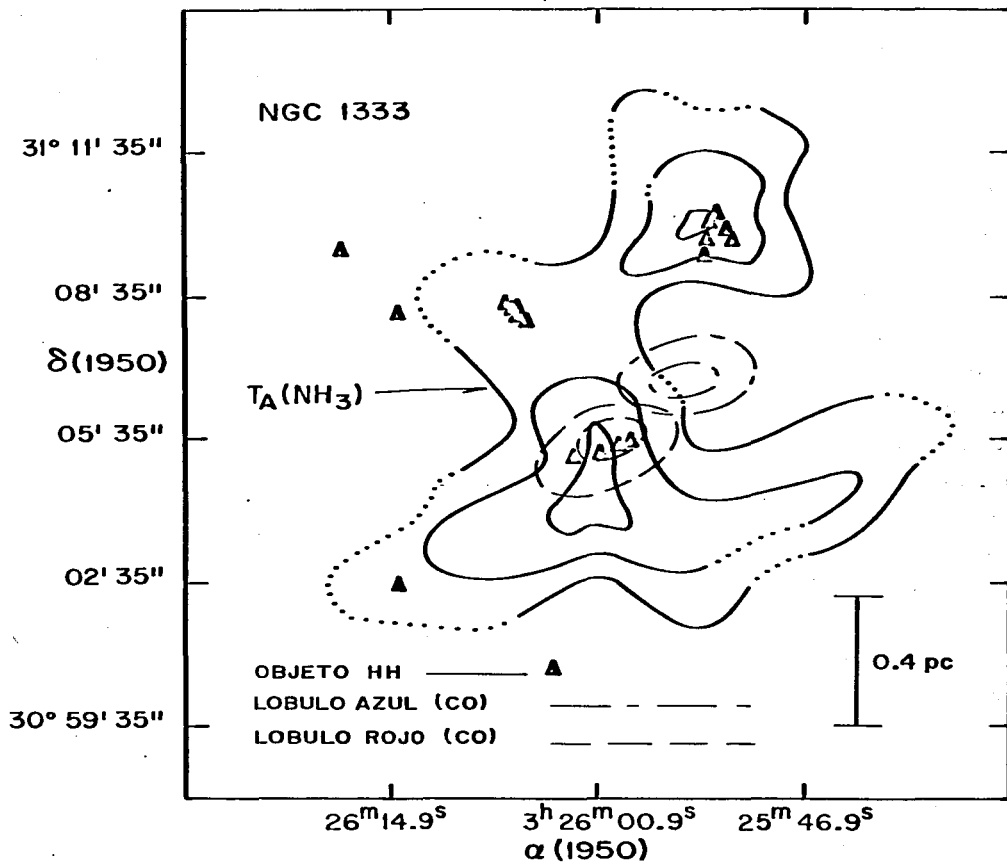


Figura II.10. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del  $\text{NH}_3$  (Ho y Barrett 1980) junto con el de CO a alta velocidad (Snell y Edwards 1981) para NGC 1333. El tamaño del haz del  $\text{NH}_3$  es  $1''.4$  y el de CO  $50''$ .

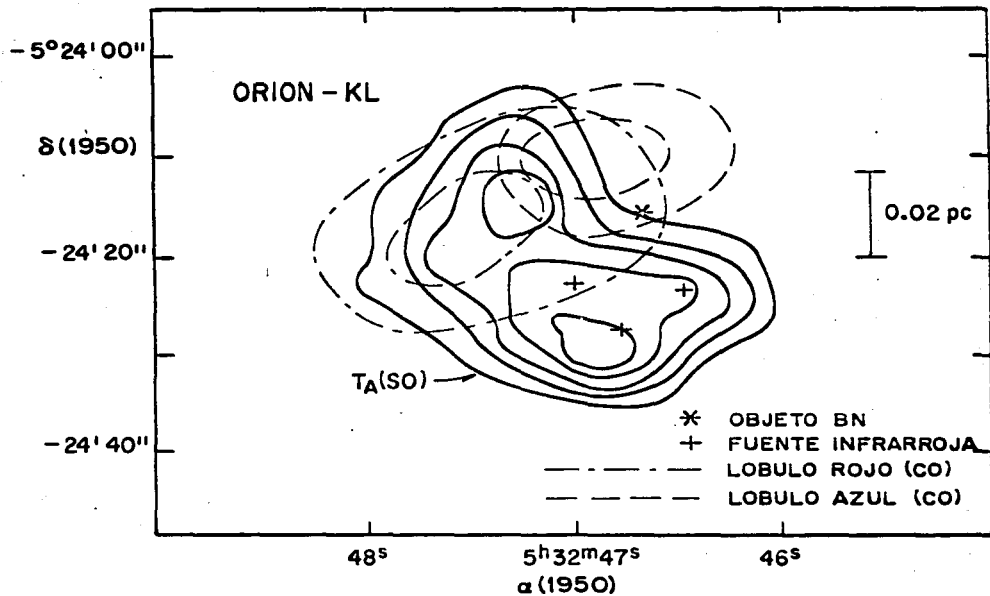


Figura II.11. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del SO (Plambeck *et al.* 1982) junto con el de CO ( $J=3\rightarrow 2$ ) a alta velocidad (Erickson *et al.* 1982) para Orion KL. El tamaño del haz del SO es 6" y el de CO 26".



da vista con alta resolución. Sin embargo, hemos de apuntar que las líneas de SO presentan unos anchos del orden de  $20 \text{ km s}^{-1}$ , mucho mayores que el de las otras condensaciones discutidas anteriormente, pudiendo por lo tanto tener esta condensación un comportamiento cinemático diferente.

Erickson et al. (1982) observaron la transición  $J=3+2$  del CO con el MMT a una resolución angular de  $10''$ , encontrando que el flujo es bipolar y no isotrópico como se creía anteriormente. La estructura bipolar se muestra en la Figura II.11 superpuesta al mapa de SO. En ella vemos que el flujo bipolar es perpendicular a la nube de alta densidad pero con sus centros ligeramente desplazados ( $\sim 10''$ ). Este desplazamiento podría deberse a errores absolutos de apunte en el mapa de CO.

R<sup>m</sup> mon fué estudiada con la molécula de CO por Cantó et al. (1981). Los mapas de emisión del CO a diferentes velocidades se muestran en la Figura II.12. En este mapa el flujo bipolar se encuentra orientado perpendicularmente a la nube en forma de "dona" que rodea a la estrella. Los dos máximos que se observan en esta nube son similares a los de Mon R2, S106 y Orion KL. Este es el único caso en que la nube elongada está revelada por la emisión de CO, debido a que está aislada de un material molecular más extendido que la podría confundir. La baja densidad relativa de esta nube ( $\sim 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ; Cantó et al. 1981) está confirmada por la no de-

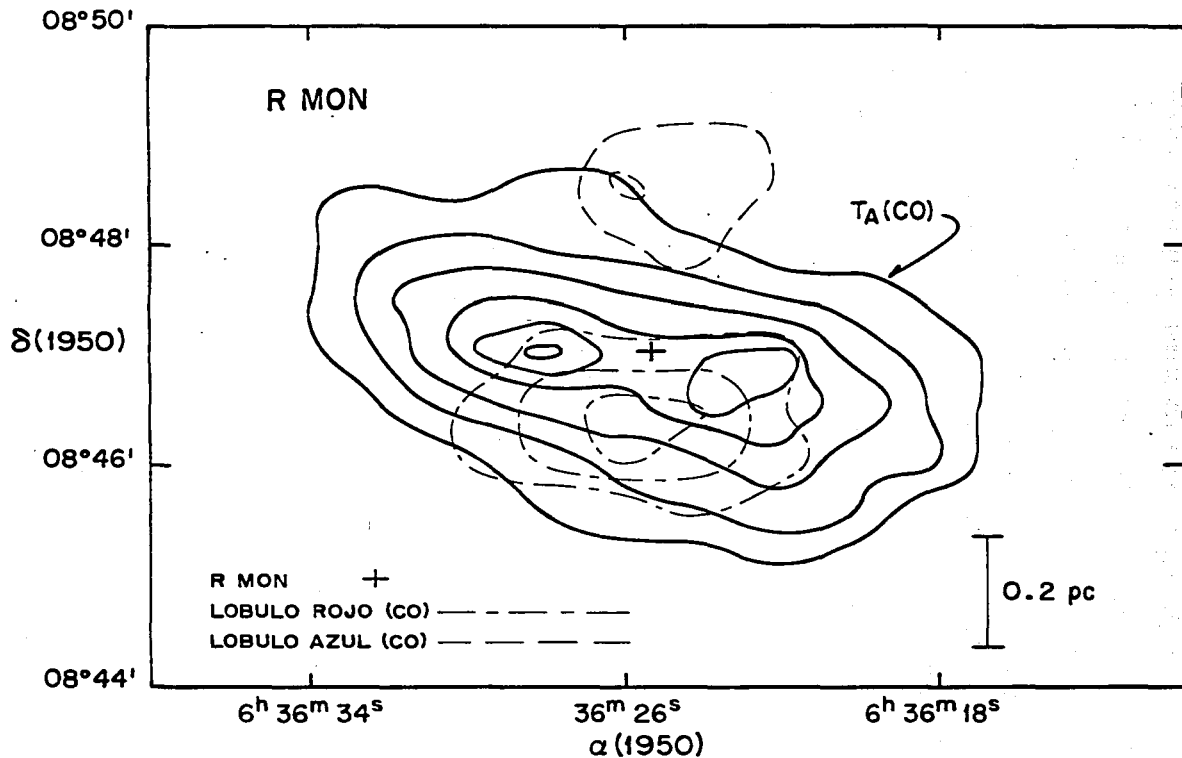


Figura II.12. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del CO a baja y alta velocidad para R Mon (Cantó *et al.* 1981). El tamaño del haz del CO es 1:1.

detección de emisión en  $\text{NH}_3$  (ver Tabla II.2).

Rodríguez, Ho y Morán (1980) observaron Cepheus A en CO con una resolución angular de  $\sim 1''$ , encontrando un flujo bipolar de alta velocidad, con el lóbulo rojo mucho más extendido que el azul. Recientemente, Ho, Morán y Rodríguez (1982) observaron esta región en  $\text{NH}_3$  y encontraron una estructura elongada de alta densidad alineada en la dirección NE-SO. En la Figura II.13 hemos superpuesto los mapas de CO y  $\text{NH}_3$ . En ella vemos que el lóbulo rojo está orientado perpendicularmente a la nube de  $\text{NH}_3$ . El lóbulo azul, por otra parte, sólo tiene una extensión de  $\sim 2''$  estando apenas resuelto y ligeramente alargado en la dirección E-O. Sin embargo, basándonos en la orientación relativa del lóbulo rojo con respecto a la nube de  $\text{NH}_3$ , consideraremos a esta fuente con otro caso de perpendicularidad. Esto estaría confirmado con las observaciones del VLA realizadas por nosotros, las cuales trataremos en la siguiente Sección II.B.

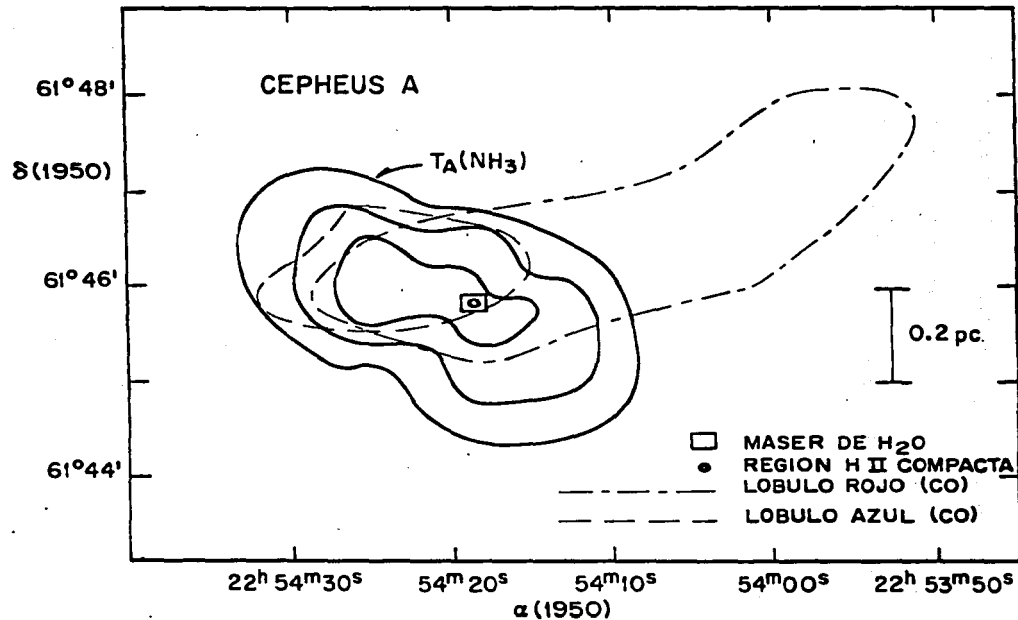


Figura II.13. Mapa de isocontornos de la temperatura de antena del  $\text{NH}_3$  (Ho, Moran y Rodríguez 1982) junto con el de CO a alta velocidad (Rodríguez, Ho y Moran 1980) para Cepheus A. El tamaño del haz del  $\text{NH}_3$  es 1:4 y el de CO 1:1.

## II.B. OBSERVACIONES INTERFEROMETRICAS DE NH<sub>3</sub>

En esta sección presentamos las observaciones interferométricas de NH<sub>3</sub>, que realizamos sobre aquellas fuentes que <sup>con</sup> en base a las observaciones efectuadas con una sola antena consideramos más problemáticas en su interpretación (L1551, GGD 12-15 y V645 Cyg) o bien aquellas que consideramos interesantes estudiarlas con alta resolución por su gran actividad en la formación estelar (HH 26-IR y Cepheus A). En II.B.1 describimos las observaciones, en II.B.2 presentamos los mapas y parámetros de las condensaciones detectadas, en II.B.3 discutimos las fuentes de continuo encontradas en esas regiones, en II.B.4 discutimos las condensaciones detectadas en su posible relación con los flujos bipolares, y por último en II.B.5 comparamos nuestros resultados con otras fuentes detectadas en NH<sub>3</sub>, por diversos autores con la técnica de interferometría, en un intento de obtener propiedades comunes a todas estas fuentes.

### II.B.1 Descripción observacional.

Las observaciones en la transición (1.1;P) del NH<sub>3</sub>, sobre las fuentes L1551, HH 26-IR, GGD 12-15, V645 Cyg y Cepheus A fueron realizadas con el conjunto muy extendido de radiotelescopios (VLA)<sup>1</sup> en la configuración D durante los días 13, 14 y 15 de noviembre de 1982, en condiciones climáticas

<sup>1</sup> El Very Large Array (VLA) es del National Radio Astronomy Observatory, el cual está operado por Associated Universities, Inc., bajo contrato con el National Science Foundation.

buenas, con un total de 23 antenas y una línea de base máxima de 0.83 km, lo cual equivale a  $\sim 3''$  de resolución angular. En la banda K ( $\lambda \sim 1.3$  cm) el VLA está actualmente equipado con receptores de tipo mezclador. El ancho de banda fué de 6.25 MHz con 64 canales de 97.656 kHz cada uno ( $\sim 1.24$  km s<sup>-1</sup>) aunque después del pesado unidad, la resolución espectral resultó ser  $\sim 1.49$  km s<sup>-1</sup>. De los 64 canales solamente se usaron los 15 centrales debido a restricciones en el número de correlacionadores que en esas fechas tenía el VLA; sin embargo se abarcó tanto la emisión de la línea principal (1,1;P) como la de los satélites interiores (1,1;Si). Para obtener la emisión en el continuo, el sistema promedia las tres cuartas partes de los canales centrales del ancho de banda total, colocando este promedio en el llamado canal cenp. A la longitud de onda  $\lambda \sim 1.3$  cm el ancho a potencia media del haz primario de cada antena es  $\sim 2'$ , limitando este ancho el tamaño angular del campo.

El calibrador de flujo primario fué 3C286 con un flujo en la banda K de  $S_{\nu} = 2.53$  Jy. Las posiciones centrales de la fase para las diferentes fuentes observadas, así como los calibradores de fase y los centros en velocidad de las ventanas espectrales se dan en la Tabla II.5. Los errores en la fase de los calibradores se estimó en  $\sim \pm 20^{\circ}$ . El modo de integración fué el de calibrador-fuente-calibrador con 10, 20 y 10 minutos de integración respectivamente. Los tiempos to-

TABLA II.5  
FUENTES OBSERVADAS EN NH<sub>3</sub>

FUENTE	POSICION a)		CALIBRADOR DE FASE		v <sub>LSR</sub> <sup>b)</sup> (km s <sup>-1</sup> )	Tiempo de integración sobre la fuente (min)
	α (1950)	δ (1950)	Objeto	S <sub>v</sub> (Jy)		
L1551	04 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> .2	18°01'45"3	0430+052	2.4±0.1	6.3	360
HH 26-IR	05 43 31.6	-00 15 23.0	0529+075	1.9±0.2	10.3	180
GGD 12-15	06 08 25.7	-06 10 50.0	0529+075	1.9±0.2	11.0	180
V645 Cyg	21 38 10.6	50 00 43.0	2200+420	2.4±0.1	-44.0	180
Cepheus A	22 54 19.1	61 45 46.1	2200+420	2.4±0.1	-11.0	340

a) Posición central de la fase

b) Centro de la ventana espectral

**ESTA TESIS NO DEBE  
SALIR DE LA BIBLIOTECA**

tales de integración sobre la fuente se dan también en la Tabla II.5.

Los mapas obtenidos a través de las transformadas de Fourier de los datos calibrados de visibilidad no fueron limpiados dada la relativa baja señal a ruido de las fuentes ( $\sim 5\sigma$ - $8\sigma$ ); tampoco se corrigieron por el haz primario debido a que esta corrección introducía en las esquinas un ruido del orden de la señal. Dado que la mayor parte de la emisión detectada proviene de dentro del campo de  $2'$  del haz primario, la falta de esta corrección no es muy relevante. Sin embargo debemos hacer notar que los contornos de las estructuras situadas fuera de esos  $2'$  aparecen subestimados y además no son confiables.

## II.B.2 Mapas y parámetros de línea.

### II.B.2.1 Mapas de las condensaciones de $\text{NH}_3$ .

De las fuentes estudiadas, solamente se detectó señal en L1551 ( $\sim 5\sigma$ ) y en Cepheus A ( $\sim 8\sigma$ ). Las fuentes restantes, HH 26-IR, GGD 12-15 y V645 Cyg, para un tamaño del haz sintetizado  $\theta(\text{haz}) = 11''.7$ , poseen un límite superior en el flujo de  $3\sigma = 310 \text{ mJy}$ . Esto sugiere que las estructuras vistas con la antena de Haystack en estas últimas fuentes no son de-



bidas a condensaciones intensas diluidas por el haz; si no que son debidas a estructuras extendidas de bajo brillo superficial. En las Figuras II.14 y II.15 mostramos los mapas de L1551 y Cepheus A, con una resolución angular de  $23''.4$  y  $11''.7$  respectivamente. De los errores en la fase de los calibradores ( $\sim \pm 20^\circ$ ) estimamos que los mapas poseen un error absoluto de apunte de  $\sim 1''.3$  en L1551 y  $\sim 0''.7$  en Cepheus A.

La emisión en L1551 proviene fundamentalmente de gas a la velocidad  $V_{\text{LSR}} = 6.3 \text{ km s}^{-1}$ . Esta velocidad coincide con la que posee la nube grande de  $\text{NH}_3$  ( $\sim 5' \times 3'$ ) estudiada en el apartado II.A.2.1 (ver Tabla II.3 y Figura II.2). Sin embargo, como se aprecia de la Figura II.14, la pequeña condensación está desplazada aproximadamente  $28''$  de la fuente infrarroja IRS-5 (Strom, Strom y Vrba 1976a; Beichman y Harris 1981) que fué la posición donde se encontró el máximo de intensidad del  $\text{NH}_3$  cuando estudiamos esta región con la antena de Haystack.

En Cepheus A (Figura II.15a y b) la emisión proviene de dos sistemas a velocidades diferentes,  $V_{\text{LSR}} = -9.8 \text{ km s}^{-1}$  y  $V_{\text{LSR}} = -12.2 \text{ km s}^{-1}$ , coincidiendo el valor intermedio,  $-11.0 \text{ km s}^{-1}$ , con el obtenido en  $\text{NH}_3$  con una sola antena (Ho, Moran y Rodríguez 1982). A la velocidad de  $-9.8 \text{ km s}^{-1}$  (Figura II.15.a) aparecen dos condensaciones que se encuentran separadas entre sí por aproximadamente  $60''$ , y alejadas  $30''$  de los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  (Lada et al. 1981). A estas dos conden

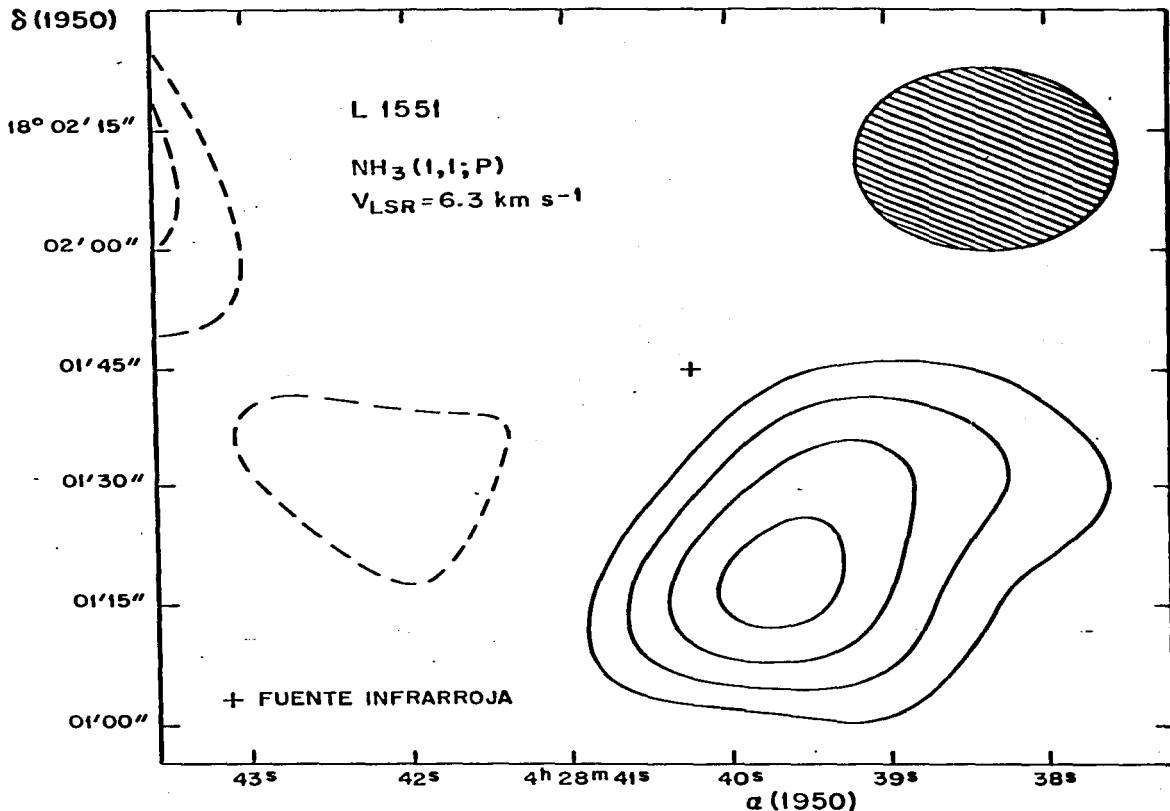


Figura II.14. Mapa de isocontornos del flujo de la línea (1,1;P) del  $\text{NH}_3$  para L1551 a la velocidad  $V_{\text{LSR}} = 6.3 \text{ km s}^{-1}$ . Los niveles de los contornos son  $0.68 \text{ E-}1 \times (9,7,5,3,-3,-5) \text{ Jy por haz}$ . El tamaño del haz sintetizado  $\theta$  (haz) es  $23''4$ .

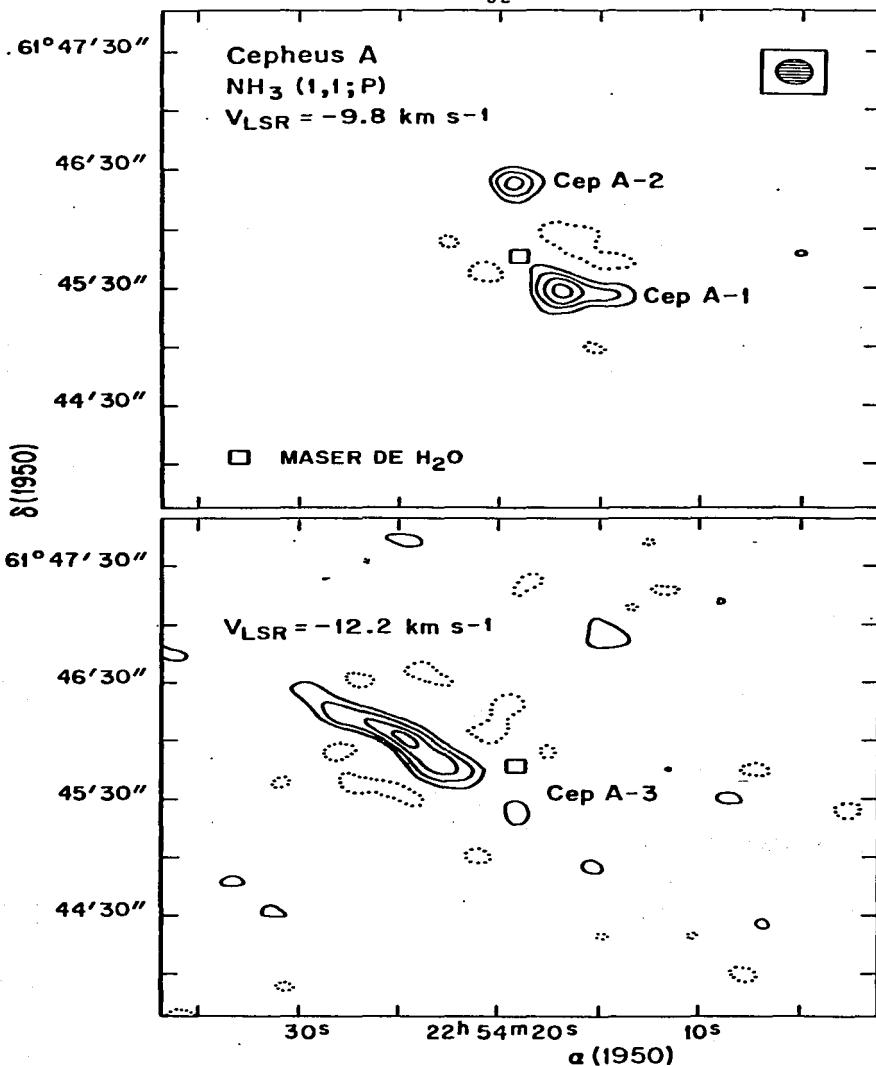


Figura II.15. Mapas de isocontornos del flujo de la línea (1,1;P) del  $\text{NH}_3$  para Cepheus A a las velocidades  $V_{\text{LSR}} = -9.8 \text{ km s}^{-1}$  (a, superior) y  $V_{\text{LSR}} = -12.2 \text{ km s}^{-1}$  (b, inferior). Los niveles de los contornos son  $0.59\text{E-}1 \times (9,7,5,3,-3)$  Jy por haz (a) y  $0.68\text{E-}1 \times (9,7,5,3,-3)$  Jy por haz (b). El tamaño del haz sintetizado  $\theta$  (haz) es  $11''7$ .

saciones las denominaremos de aquí en adelante Cep A-1 (condensación sur) y Cep A-2 (condensación norte). En el mapa de velocidad  $V_{LSR} = -12.2 \text{ km s}^{-1}$  (Figura II.15.b) las condensaciones Cep A-1 y Cep A-2 desaparecen, pero aparece una nueva condensación de forma excepcionalmente alargada, que llamaremos Cep A-3, orientada en sentido NE-SO, y sin coincidir espacialmente con Cep A-1 y Cep A-2 ni con los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  (Lada et al. 1981). Es de resaltar que esta es la primera vez que se observa con el VLA, y en una misma región, emisión de  $\text{NH}_3$  de pequeñas condensaciones a diferentes velocidades separadas espacialmente. Mapas de mayor resolución con  $\theta(\text{haz}) = 6''$  y  $4''$  (Figura II.16. a y b) sugieren que la condensación 3 podría estar formada por pequeñas subcondensaciones; sin embargo dado que la señal en esos casos tiene un nivel  $\sim 5\sigma$ , es posible que oscilaciones del ruido de  $\sim 1\sigma$  sean las causantes del aparente rompimiento de la condensación. Para poder discernir entre estas dos posibilidades es necesario realizar observaciones centradas sobre Cep A-3 con una mejor señal a ruido.

#### II.B.2.2 Parámetros de las condensaciones de $\text{NH}_3$ .

En la Tabla II.6 damos los principales parámetros derivados en L1551 y Cepheus A. En esta Tabla,  $S_\nu(\text{haz})$  y  $T_B(\text{haz})$  son los picos de los valores del flujo y temperatura de brillo promediados sobre el haz. Estos dos parámetros es

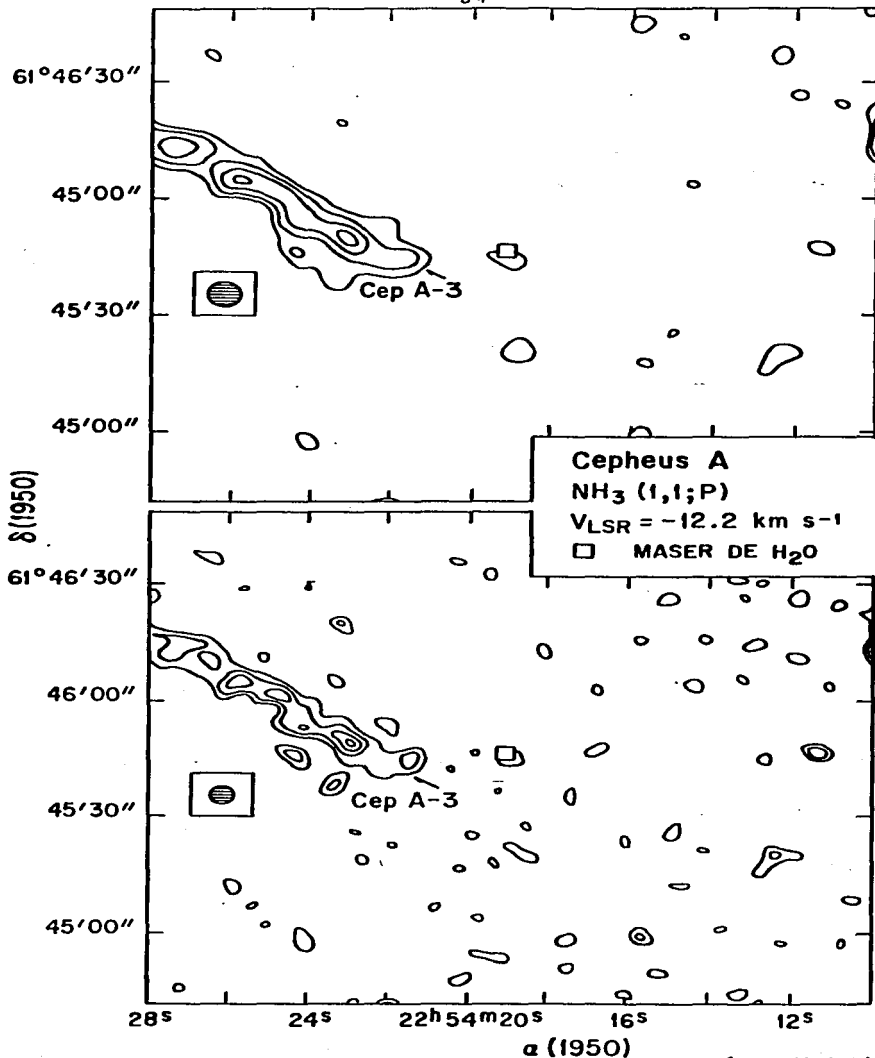


Figura II.16. Mapas de isocontornos del flujo de la línea de la línea (1,1;P) del  $\text{NH}_3$  para Cepheus A a la velocidad  $V_{\text{LSR}} = -12.2 \text{ km s}^{-1}$  con  $\theta(\text{haz}) = 6''$  (a, superior) y  $\theta(\text{haz}) = 4''$  (b, inferior). Los niveles de los contornos son  $0.19\text{E}-1 \times (9,7,5,3)$  Jy por haz (a) y  $0.13\text{E}-1 \times (9,7,5,3)$  Jy por haz (b).

TABLA II.6  
PARAMETROS DE LAS CONDENSACIONES DETECTADAS EN NH<sub>3</sub>

FUENTE	POSICION <sup>a)</sup>		Distancia <sup>b)</sup> (pc)	Tamaño <sup>c)</sup> Angular	Tamaño <sup>c)</sup> Físico	V <sub>LSR</sub> (km s <sup>-1</sup> )	S <sub>v</sub> (haz) <sup>d)</sup> (Jy)	T <sub>B</sub> (haz) <sup>d)</sup> (K)	T <sub>B</sub> (max) <sup>e)</sup> (K)	τ(1,1,P)	n(H <sub>2</sub> ) (cm <sup>-3</sup> )	M <sup>f)</sup> (M <sub>⊙</sub> )
	α(1950)	δ(1950)		(Δθ <sub>x</sub> Δθ <sub>y</sub> ) (")	(Δl <sub>x</sub> Δl <sub>y</sub> ) (pc)							
L1551	04 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 39 <sup>s</sup> .7	18°01'19"	160	32x11	0.03x0.01	6.3	0.68±0.13	2.68±0.51	6.74±1.28	≈2.2	~5x10 <sup>6</sup>	~5x10 <sup>-2</sup>
Cepheus A-1	22 54 17.0	61 45 27	700	27x12	0.09x0.04	-9.8	0.59±0.07	9.31±1.10	13.24±1.56	≈0.9	~2x10 <sup>6</sup>	~14
Cepheus A-2	22 54 19.4	61 46 24	700	15x15	0.05x0.05	-9.8	0.53±0.07	8.36±1.10	13.44±1.78	≈0.9	~2x10 <sup>6</sup>	~ 8
Cepheus A-3	22 54 24.7	61 46 00	700	64x 3	0.2 x0.01	-12.2	0.55±0.07	8.68±1.10	14.87±1.88	≈0.9	~2x10 <sup>6</sup>	~ 5

a) Posiciones de los máximos de intensidad

b) Datos tomados de Kuhi (1964); Blaauw, Hiltner y Johnson (1959).

c) Tamaños a potencia media deconvolucionados con un haz de 23"4 en L1551 y 11"7 en Cepheus A.

d) S<sub>v</sub>(haz) y T<sub>B</sub>(haz) son los valores picos promediados para θ(haz)=23"4 (L1551) y θ(haz)=11"7 (Cepheus A)

e) T<sub>B</sub>(max) es el valor máximo de la temperatura de brillo suponiendo una fuente con distribución gaussiana de tamaño θ<sub>f</sub> = (Δθ<sub>x</sub> Δθ<sub>y</sub>)<sup>1/2</sup>

f) Las masas han sido calculadas suponiendo un átomo de He por cada cinco moléculas de H<sub>2</sub>

tán relacionados entre si por

$$\left[ \frac{T_B(\text{haz})}{K} \right] = 0.06 \left[ \frac{\lambda}{1.26\text{cm}} \right]^2 \left[ \frac{S_V(\text{haz})}{\text{mJy}} \right] \left[ \frac{\theta(\text{haz})}{6''} \right]^{-2}. \quad (\text{II.B.2.1})$$

Suponiendo que la fuente posee una distribución gaussiana en la temperatura de brillo y que el patrón de la antena también es gaussiano entonces podemos obtener la temperatura  $T_B(\text{haz})$ , equivalente a la temperatura de antena, simplemente convolucionando las dos distribuciones.

$$T_B(\text{haz}) = \left[ \frac{4 \ln 2}{\pi \theta^2(\text{haz})} \right] \int_0^{\infty} T_B(\text{max}) \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{\theta}{\theta_f} \right)^2 \right] \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{\theta}{\theta(\text{haz})} \right)^2 \right] \times \\ \times 2\pi\theta d\theta. \quad (\text{II.B.2.2})$$

Integrando esta última expresión, obtenemos la siguiente relación

$$T_B(\text{max}) = T_B(\text{haz}) \left[ 1 + \frac{\theta^2(\text{haz})}{\theta_f^2} \right], \quad (\text{II.B.2.3})$$

donde  $T_B(\text{max})$  es la temperatura máxima de brillo de la distribución gaussiana y  $\theta_f$  es el tamaño angular de la fuente a potencia media dados en la Tabla II.6.

También, en la Tabla II.6 damos los límites superiores de los espesores ópticos  $\tau(1,1;P)$ , la densidad  $n(\text{H}_2)$  y

las masas. Los límites superiores de  $\tau(1,1;P)$  se obtuvieron suponiendo una emisión máxima de  $3\sigma$  para las líneas  $(1,1;S_i)$  siguiendo el procedimiento descrito en la Sección I.2. Una cruda estimación de las densidades puede darse con el modelo de dos niveles (ver Sección I.2) suponiendo termalización a  $T_K = 15$  K en L1551 (Loren, Evans y Knapp 1979) y  $T_K = 30-40$  K en Cepheus A (Ho, Moran y Rodríguez 1982). Esta suposición está apoyada por el hecho que para L1551, con  $\tau(1,1;P) \sim 2.2$ , deducimos una temperatura de excitación de  $T_{ex}(1,1) \sim 10$  K; mientras que en Cepheus A, dado que la mayor parte de la emisión detectada en  $NH_3$  con una sola antena en la posición central (Ho, Moran y Rodríguez 1982) proviene de las condensaciones Cep A-1, 2 y 3 (esto se verá a continuación) estamos justificados en adoptar el valor  $\tau(1,1;P) = 0.5$  allí reportado, estimando de esta forma unas temperaturas de excitación de  $T_{ex}(1,1) = 36-40$  K. De esta manera las densidades obtenidas son  $n(H_2) \sim 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  para L1551 y  $n(H_2) \sim 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  para Cepheus A. Con respecto a las masas, éstas han sido calculadas suponiendo un átomo de He por cada cinco moléculas de  $H_2$ .

Por último, es importante comparar los resultados del VLA con los obtenidos con una sola antena de la siguiente manera. Con los tamaños  $\theta_f = 19''$  para L1551 y  $\theta_f = 18'', 15''$  y  $14''$  para Cep A-1, 2 y 3 respectivamente, estimamos que las temperaturas de brillo que esperamos ver con un haz de  $84''$  en L1551 y Cepheus A son  $T_B(\text{haz}) = 0.3$  K y  $1.4$  K respectivamente.



En L1551, la temperatura de línea (1,1;P) que observamos con la antena de Haystack en la posición del máximo fué de 2.72 K (corregida por la eficiencia del haz), con un ancho de  $\Delta V \approx 0.87 \text{ km s}^{-1}$  (ver Tabla II.3), lo cual equivale a una temperatura de  $\sim 1.64 \text{ K}$  cuando se la observa con una resolución en velocidad de  $1.49 \text{ km s}^{-1}$ . Por lo tanto la temperatura de brillo producida por la condensación detectada en el VLA podría contribuir en sólo un 18% a la medida con una sola antena. Esto significa que la mayor parte de la emisión detectada en L1551 por la antena de Haystack proviene de la región extendida ( $\sim 5' \times 3'$ ) y no de la condensación detectada por el VLA ( $\sim 32'' \times 11''$ ). Esta última condensación vendría por lo tanto a representar el centro más denso de la región. En el caso de Cepheus A la temperatura de antena observada con la antena de Haystack en la posición del máximo fué  $\sim 1.2 \text{ K}$  (corregida por la eficiencia del haz), con un ancho en la línea de  $\Delta V \approx 3.3 \text{ km s}^{-1}$  (Ho, Moran y Rodríguez 1982). Esta temperatura es muy similar a la que implicamos de los datos del VLA,  $1.4 \text{ K}$ , para un haz de  $84''$ , sugiriendo por lo tanto que la mayor parte de la emisión detectada con una antena en la posición central proviene de las condensaciones Cep A-1, 2 y 3. Además, estas condensaciones pueden así mismo producir el ancho de la línea ( $\Delta V \approx 3.3 \text{ km s}^{-1}$ ). Sin embargo debemos hacer notar que la condensación de  $\text{NH}_3$  vista con la antena de

Haystack posee unas dimensiones de  $\sim 3!5 \times 2'$  contra los  $\sim 2' \times 1'$  que cubren las condensaciones Cep A-1, 2 y 3, indicando que posiblemente exista un halo extendido de gas rodeando a esas pequeñas condensaciones. También, con una antena, Brown et al. (1981) observaron  $\text{NH}_3$  en Cepheus A, encontrando que los perfiles de las líneas poseían dos componentes con una diferencia en velocidad de  $2 \text{ km s}^{-1}$ . Las observaciones del VLA explicarían de nuevo ese comportamiento dado que la diferencia en velocidad entre los dos sistemas (Cep A-1, 2 y Cep A-3) es  $\sim 2.4 \text{ km s}^{-1}$ . Este resultado es importante porque indica que algunos anchos de las líneas moleculares atribuidos comunmente a movimientos turbulentos (ver Capítulo IV) pueden ser debidos a movimientos de pequeñas condensaciones tal y como sucede en Cepheus A.

### II.B.3 Fuentes de continuo ( $\lambda \sim 1.3 \text{ cm}$ ).

Por medio del canal cero detectamos fuentes de continuo en L1551, GGD 12-15 y Cepheus A. Sus parámetros los damos en la Tabla II.7. Todas las fuentes son comparables o menores que el tamaño angular de nuestro haz más pequeño ( $\theta(\text{haz}) \sim 3''$ ).

La fuente de continuo en L1551 coincide especialmente ( $\approx 1''$ ) con la detectada a 6 cm por Cohen, Bieging y Schwartz (1982) quienes la interpretan como debida a un vien-

TABLA II.7

CONTINUO

 $(\lambda \sim 1.3 \text{ cm})$ 

FUENTE	POSICION <sup>a)</sup>		$S_v$ (total) (mJy)	Rango de Velocidad ( $\text{km s}^{-1}$ )
	$\alpha$ (1950)	$\delta$ (1950)		
L1551	04 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> .2	18°01'42".2	21±4	(-23.5, 36.1)
GGD 12-15	06 08 24.1	-06 11 08.2	110±10 <sup>b)</sup>	(-18.8, 40.8)
Cepheus A	22 54 19.0	61 45 47.4	40±5	(-40.8, 18.8)

a) Posiciones de los picos de intensidad

b) Este valor fué corregido por la respuesta del haz primario.

to estelar ionizado, probablemente de IRS-5. Sin embargo, combinando las observaciones a 1.3 cm y 6 cm obtenemos para la emisión del continuo un índice espectral  $\alpha = 1.1 \pm 0.2$  ( $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ), el cual es incompatible con un viento ionizado cuya densidad electrónica decaiga como  $r^{-2}$  ( $\alpha = 0.6$ ; Panagia y Felli 1975). Más aún, suponiendo que la fuente de continuo es un viento ionizado, Cohen, Biegging y Schwartz (1982) deducen una tasa necesaria de fotones ionizantes de  $N_i = 4.5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ , sin embargo esto equivaldría a una estrella ZAMS B1 con luminosidad  $L = 5 \times 10^3 L_\odot$  (Panagia 1973), lo cual contrasta fuertemente con la luminosidad de L1551 IRS-5 ( $\approx 30 L_\odot$ , Beichman y Harris 1981). Por otro lado, el índice espectral encontrado,  $\alpha = 1.1 \pm 0.2$ , podría ser consistente con una región HII parcialmente gruesa, sin embargo esta posible interpretación es incompatible con el tamaño angular de la fuente de continuo que inferimos del mapa de Cohen, Biegging y Schwartz (1982),  $\theta_f = 1'' - 2''$ . De hecho, el flujo emitido a la frecuencia  $\nu$  por una fuente de tamaño  $\theta_f$  y temperatura electrónica  $10^4 \text{ K}$  está dado por

$$\left[ \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right] = 8.2 \left[ \frac{\theta_f}{''} \right]^2 \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^2 \left[ 1 - e^{-\tau_\nu} \right], \quad (\text{II.B.3.1})$$

con  $\tau_\nu$  el espesor óptico (libre-libre) dado por (Spitzer 1978)

$$\tau_\nu = 3.3 \times 10^{-7} \left[ \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right]^2 \left[ \frac{L}{\text{pc}} \right] \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-2.1} \quad (\text{II.B.3.2})$$

donde  $n_e$  es la densidad electrónica y  $\lambda$  el diámetro de la región. Con estas dos expresiones y de los flujos observados a 6 y 1.3 cm obtenemos unos espesores ópticos  $\tau(6 \text{ cm}) = 7$  y  $\tau(1.3 \text{ cm}) = 0.2$ . Ahora, si la fuente posee un tamaño angular  $\theta_f = 1'' - 2''$ , de la ecuación II.B.3.1 esperamos que los flujos a 6 y 1.3 cm sean respectivamente  $\approx 200 \text{ mJy}$  y  $\approx 800 \text{ mJy}$ , los cuales son varios órdenes de magnitud mayor que los ~~que~~ observados. Una posible explicación para esta discrepancia es que no toda la región esté llena de material emisor sino que esté constituida por pequeñas regiones emisoras con un factor de llenado de  $\sim 1\%$ . De todas formas, aunque este fuera el caso faltaría también explicar cómo una estrella de tan baja luminosidad como L1551 IRS-5 puede mantener ionizada esa región. Efectivamente, tomando el límite ópticamente delgado para la emisión de radio, la tasa de fotones ionizantes requerida para mantener la región ionizada está dada por (Schraml y Mezger 1969)

$$\left[ \frac{N_i}{s^{-1}} \right] = 7.7 \times 10^{43} \left[ \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right] \left[ \frac{D}{\text{kpc}} \right]^2 \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{0.1} \quad (\text{II.B.3.3})$$

donde  $D$  es la distancia a la fuente y donde hemos supuesto una temperatura electrónica de  $10^4 \text{ K}$ . Con  $D = 160 \text{ pc}$  (Tabla II.6) y el flujo medido a 1.3 cm (Tabla II.7) obtenemos  $N_i = 6 \times 10^{43}$  lo cual equivale a una estrella ZAMS B3 con luminosidad  $L = 10^3 L_\odot$  (Panagia 1973), en contraste con las  $30 L_\odot$  de L1551 IRS-5. Por lo tanto podemos concluir que si bien

las observaciones del continuo podrían ser consistentes con una región HII parcialmente gruesa poseyendo un factor de llenado de  $\sim 1\%$ , éstas no son compatibles con la baja luminosidad de L1551 IRS-5, requiriendo de otro mecanismo de ionización, por ejemplo uno que consista en la termalización de un viento poderoso. Este viento debería de poseer una tasa de energía  $\frac{1}{2} \left[ \frac{\dot{M}}{10^{-7} M_{\odot} \text{ a}^{-1}} \right] \left[ \frac{V_{\infty}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right]^2 \gtrsim 100$  ( $\sim 33 L_{\odot}$ ) para poder generar la tasa de fotones derivada anteriormente ( $N_{\text{I}} = 6 \times 10^{43} \text{ s}^{-1}$ ), habiendo tenido en cuenta el factor de llenado del  $1\%$ .

En GGD 12-15 la fuente de continuo también coincide espacialmente con la detectada por Rodríguez et al. (1980). El flujo fué corregido por la respuesta del haz primario debido a que la fuente está situada lejos del centro del campo. De esta medición, junto con las determinadas a 20, 6 y 2 cm por Rodríguez y Cantó (1983), obtenemos un índice espectral  $\alpha = 0.03 \pm 0.02$  el cual podría ser consistente con una región HII compacta ópticamente delgada ( $\alpha = -0.1$ ).

De las dos fuentes reportadas en Cepheus A por Rodríguez et al. (1980) solamente detectamos emisión en la del norte, la cual a 6 cm es la menos intensa. Esto sugiere que la fuente observada por nosotros a 1.3 cm es parcialmente gruesa a 6 cm. Mapas más recientes de 6 cm (Rodríguez y Cantó 1983; Hughes y Wouterloot 1983) muestran que esta re-

gión posee un mayor número de fuentes de continuo. Sin embargo debido a la baja sensibilidad del sistema del VLA a 1.3 cm nosotros no detectamos ninguna de ellas. Este resultado indica que todas las fuentes, con excepción de la detectada a 1.3 cm, podrían ser ópticamente delgadas. Combinando el flujo medido a 1.3 cm y el medido a 6 cm por Hughes y Wouterloot (1983),  $S_{\nu} = 3.2$  mJy, obtenemos un índice espectral de  $\alpha = 1.5 \pm 0.1$ , consistente con una región HII ópticamente gruesa. Si este es el caso, de las expresiones II.B.3.1 y II.B.3.2 obtenemos unos espesores ópticos de  $\tau(6 \text{ cm}) \approx 34$  y  $\tau(1.3 \text{ cm}) \approx 1$ , un tamaño angular para la fuente de  $\theta_f \approx 0.13 (\approx 4 \times 10^{-4} \text{ pc}$ , a 600 pc de distancia; Blaauw, Hiltner y Johnson 1959) y una densidad electrónica  $n_e \approx 3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , la cual es similar a la que poseen las condensaciones neutras de Cep A-1, 2 y 3 (ver Tabla II.6). También, de II.B.3.3 encontramos que la tasa de fotones ionizantes es  $N_i \approx 3 \times 10^{45} \text{ s}^{-1}$ , lo cual equivale a una estrella ZAMS B1 o más temprana (Panagia 1973). Estos y otros parámetros se dan en la Tabla II.8.

#### II.B.4 Condensaciones de NH<sub>3</sub> en L1551 y Cepheus A.

##### II.B.4.1 L1551.

Como vemos en la Sección II.2.1, esta fuente está considerada como el prototipo de las fuentes que presentan el fenómeno de flujo de gas bipolar. Sin embargo, L1551, junto

TABLA II.8  
 PARAMETROS<sup>a)</sup> DE LA REGION HII PARCIALMENTE  
 GRUESA EN CEPHEUS A.

---

Ascensión recta (1950)	22 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 19. <sup>s</sup> 0
Declinación (1950)	61°45'47".4
Flujo a 23.7 GHz (mJy)	40±5
Diámetro angular (")	~0.1
Diámetro físico (pc)	3x10 <sup>-4</sup>
Densidad de electrones (cm <sup>-3</sup> )	~3x10 <sup>6</sup>
Masa ionizada (M <sub>⊙</sub> )	~1x10 <sup>-6</sup>
Tasa requerida de fotones ionizantes (s <sup>-1</sup> )	~3x10 <sup>4.5</sup>
Estrella asociada ZAMS <sup>b)</sup>	B1 (o más temprana)
Luminosidad de la estrella asociada ZAMS (L <sub>⊙</sub> )	≥5x10 <sup>3</sup>

---

a) Suponiendo una temperatura electrónica de 10<sup>4</sup> K

b) De Panagia (1973)



con NGC 7129, posee la peculiaridad de tener una estructura en  $\text{NH}_3$  alargada y orientada paralelamente al flujo bipolar cuando se la observa con una sola antena, en contraste con las demás fuentes tratadas en II.A, en donde las estructuras alargadas de alta densidad están orientadas perpendicularmente a los flujos tal y como se espera, por ejemplo, en un modelo de confinamiento toroidal interestelar (Barral y Cantó 1981). Ahora, sin embargo, las observaciones del VLA revelan la presencia de una pequeña condensación de tamaño angular  $\sim 32'' \times 11''$ , la cual se encuentra, dentro de la limitada señal a ruido, orientada aproximadamente perpendicular tanto al flujo bipolar como a la estructura de  $\text{NH}_3$  vista con la antena de Haystack. Este hecho se muestra en la Figura II.17 con la superposición de las Figuras II.2 y II.14. Es importante hacer notar, como mencionábamos anteriormente, que la condensación del VLA se encuentra desplazada  $\sim 28''$  de la fuente IRS-5 que es la que supuestamente está energizando el flujo de CO. En términos de modelos de enfoque bipolar por estructuras de dimensiones interestelares es claro que se requiere que la fuente excitadora esté embebida dentro de la condensación. Por lo tanto creemos que una búsqueda profunda de fuentes infrarrojas dentro de esta condensación clarificaría el panorama sobre lo que ocurre en L1551. Si la búsqueda de fuentes IR resultara positiva ello indicaría que muy probablemente L1551 IRS-5 no está relacionada con el flujo bipolar de CO, trasladándose por lo tanto el centro de acción a la condensa

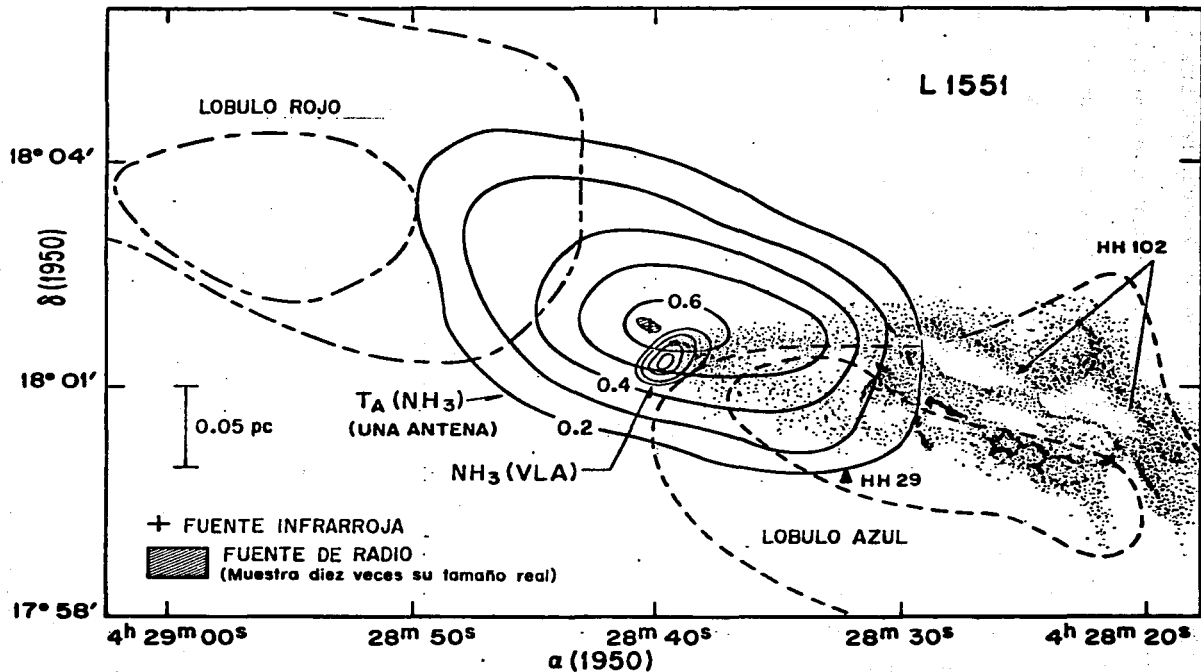


Figura II.17. Superposición de las Figuras II.2 y II.14 en L1551.

ción detectada con el VLA. Si por el contrario resultara negativa, indicaría que la condensación detectada por el VLA podría no estar relacionada con el proceso de enfoque del viento de L1551 IRS-5. Esto último lo sugiere el hecho de que coincidan espacialmente la condensación del VLA y la nebulosa óptica B de Strom, Grasdalen y Strom (1974), la cual podría representar un objeto HH producido por la interacción del viento de L1551 IRS-5 con esa pequeña condensación. Recientemente, Roth y Torrelles (1983) con el fotómetro infrarrojo (Roth y Tapia (1983) de San Pedro Mártir, han realizado a  $2\mu\text{m}$  una búsqueda de posibles fuentes IR embebidas en la condensación detectada con el VLA, obteniendo un límite de  $K\lambda 12$ . Esto favorece la posibilidad de que esa condensación no tenga que ver con el mecanismo de enfoque del flujo bipolar de CO.

#### II.B.4.2 Cepheus A.

En la Figura II.18 mostramos las tres condensaciones detectadas con el VLA, el mapa de  $\text{NH}_3$  de Haystack (Ho, Moran y Rodríguez 1982), el mapa del flujo de CO (Rodríguez, Ho y Moran 1980) y la posición de los máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  (Lada et al. 1981), los cuales muy probablemente coinciden o están situados muy cerca de la fuente de energía del flujo. Esta figura sugiere que la distribución espacial de las condensaciones del  $\text{NH}_3$  están jugando un papel importante en la geometría del

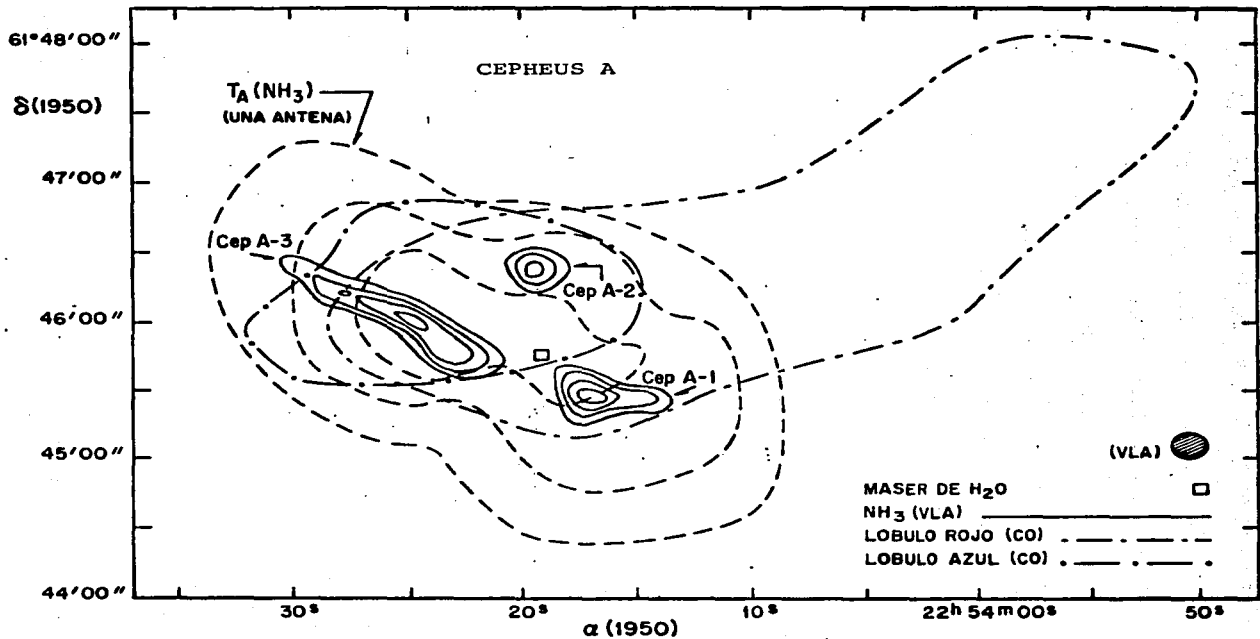


Figura II.18. Superposición de las Figuras II.13 y II.15 en Cepheus A.

flujo de CO. De hecho, el lóbulo rojo de CO posee un ancho angular en su dimensión menor similar a la resolución angular del radiotelescopio de 11 m de Kitt Peak con el cual se tomaron los datos ( $\sim 1'$ ). Por lo tanto esperamos que el ancho angular real sea más pequeño. Si esto es así, es muy probable que las dos condensaciones con  $V_{LSR} = -9.8 \text{ km s}^{-1}$  (Cep A-1 y 2) estén flanqueando y enfocando <sup>en su</sup> origen ~~de~~ los lóbulos de CO, los cuales surgen aproximadamente perpendiculares a la línea que une las dos condensaciones, las cuales así mismo podrían ser parte de una nube en forma de dona. Por otro lado la presencia de la condensación con  $V_{LSR} = -12.2 \text{ km s}^{-1}$  (Cep A-3) podría estar parando la expansión del lóbulo azul explicando de esta forma su extensión menor. Observaciones de mayor resolución angular en los lóbulos de CO podrían <sup>poner a prueba</sup> apoyar esta idea.

Con respecto a la(s) posible(s) fuente(s) de excitación, en la Figura II.19 mostramos nuevamente las tres condensaciones del  $\text{NH}_3$  superpuestas ahora al mapa de continuo de la región a 6 cm (Rodríguez y Cantó 1983). En este mapa de continuo, con resolución  $\sim 5''$ , se logran apreciar al menos 7 fuentes individuales. Sin embargo no se logra resolver la región HII ópticamente gruesa tratada en II.B.3 y que aparece en ese mapa como una protuberancia de la fuente más intensa. Debido a esto, hemos marcado la posición de la región HII ópticamente gruesa (Tabla II.8) con un punto. Esta posición coincide con

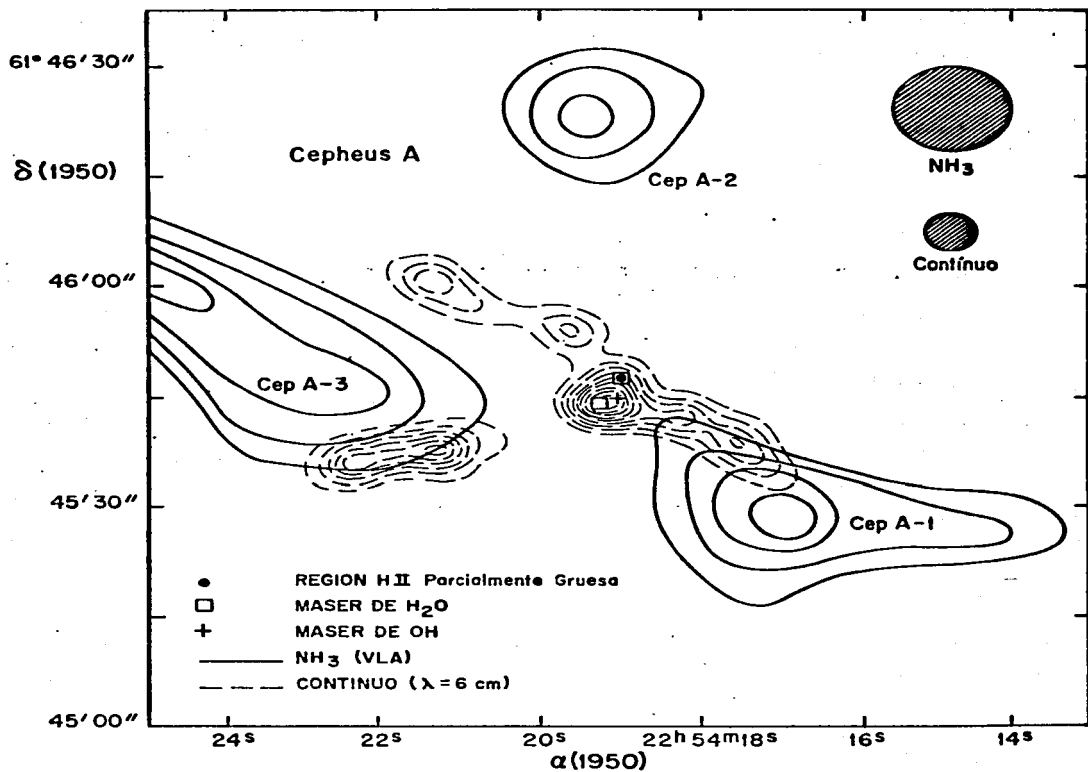


Figura II.19. Mapa de continuo a  $\lambda = 6$  cm (Rodríguez y Cantó 1983) junto con las condensaciones Cep A-1, 2 y 3 (este trabajo).

el centro de actividad de los máseres de  $H_2O$  del norte, mientras que el centro de actividad de los máseres de  $H_2O$  del sur coincide con la fuente más intensa a 6 cm y con un maser de OH (Norris 1980). Recientemente, Hughes y Wouterloot (1983) han obtenido mapas de continuo a 6 cm con una mayor resolución ( $\sim 1''$ ) identificando 14 fuentes individuales. Esos autores proponen que cada una de esas fuentes está siendo ionizada por una estrella B3. Sin embargo, la superposición del mapa de  $NH_3$  del VLA y el mapa de continuo, mostrado en la Figura II.19, sugiere un modelo alternativo para la región. En este modelo proponemos que dos estrellas más luminosas que una B3, situadas cerca de los centros de actividad de los máseres de  $H_2O$ , están ionizando todas las regiones observadas. Fundamentalmente, esta interpretación se basa en el hecho de que el gas ionizado situado fuera de esas dos posiciones centrales se encuentra localizado en estructuras alargadas que parecen bordear los límites de las condensaciones del  $NH_3$ . Por lo tanto esos bordes brillantes que se observan en el continuo de radio estarían siendo producidos por fotones ionizantes que se escapan de las dos regiones HII situadas en el centro. Además, esta interpretación podría explicar el porqué la condensación Cep A-2, que es la que se encuentra más alejada en proyección del centro, no tiene asociada ninguna región HII. En este esquema las dos estrellas situadas en el centro serían las causantes del flujo de CO el cual se ve enfocado en forma bipolar por las

condensaciones de  $\text{NH}_3$ , Cep A-1 y 2. Si este modelo es correcto se requeriría que las estrellas fueran de tipo B1 ZAMS para así poder explicar tanto la ionización de las regiones HII como la luminosidad observada en el infrarrojo (Kopenaal et al. 1979; Beichman et al. 1979; Evans et al. 1981).

#### II.B.5 Comentarios generales.

Hasta el momento en muy pocas regiones moleculares se ha detectado emisión de  $\text{NH}_3$ , proviniendo de condensaciones de tamaños  $\sim 10^{-1}$  pc debido fundamentalmente a la relativa baja resolución de los radiotelescopios existentes. Recientemente, y a través del VLA, se han observado varias fuentes con esas características. Harris et al. (1983) detectaron en OMC-1 dos pequeños fragmentos de nube con tamaños  $\sim 0.05$  pc, mientras que Ho, Genzel y Das (1983) detectaron en W51 tres pequeñas condensaciones ( $\sim 0.1$  pc). También, más recientemente, Torrelles et al. (1983) encontraron en S140 una condensación de tamaño  $0.4 \times 0.01$  pc. Interesantemente, esas fuentes y las detectadas por nosotros, (L1551 y Cepheus A) parecen presentar dos características en común. En primer lugar estas detecciones se han obtenido, con excepción de L1551, en regiones moleculares donde existen fuertes indicios de formación estelar masiva reciente, poseyendo máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  con unos flujos que van de  $S_{\nu} = 500$  Jy (S140) a  $S_{\nu} = 4000$  Jy (OMC-1), siendo éstos de los más intensos que se conocen en la



literatura. Sin embargo no existe una clara coincidencia espacial entre las condensaciones de NH, detectadas con el VLA y la posición de los máseres. Así por ejemplo, mientras que en W51 los máseres están embebidos en las condensaciones, en OMC-1, S140 y Cepheus A se encuentran fuera de ellas. El segundo punto en común es que las regiones HII aparecen localizadas predominantemente en las orillas de las pequeñas condensaciones de NH, tal y como ocurre en W51, S140 y Cepheus A. Con respecto al primer punto podría argumentarse que la detección de los fragmentos en regiones con formación estelar masiva reciente es un efecto de selección. Sin embargo la misma búsqueda se ha efectuado en algunas nubes oscuras (Myers 1983) pero con resultados negativos. Esto podría ser debido simplemente a que las nubes oscuras no han sufrido todavía una fragmentación importante, pudiendo ser ésta una etapa que antecediera a la formación estelar. Por otra parte también podría argumentarse que una vez que la etapa más vigorosa de formación estelar <sup>a</sup> pas<sup>a</sup>, los fragmentos se disipan o dan origen a estrellas menos masivas. En relación con la intensidad de los máseres ello podría deberse a la mayor <sup>luminosidad</sup> fuerza de excitación de las estrellas masivas que se encuentran en esas regiones. Por último, y con respecto al segundo punto, si las regiones HII tienen asociadas una o más estrellas masivas se espera que sus alrededores inmediatos estén libres de material denso del cual se formaron dichas estrellas, ya sea porque el material se fue en estrellas, *porque fue barrido por los vientos estelares o fue disipado por el flujo UV.*

## CAPITULO III

TOROIDES INTERESTELARES COMO MECANISMO PREDOMINANTE  
EN EL ENFOQUE DE LOS FLUJOS BIPOLARES MOLECULARES

Como hemos visto en el Capítulo II, las condensaciones observadas en asociación con los flujos bipolares están centradas en la posición de las fuentes de las cuales se sospecha son las causantes de la energización del flujo. Esas condensaciones están elongadas con una razón entre el eje mayor y el menor de típicamente 2. Resulta importante resaltar que no existe en esas condensaciones un claro alineamiento preferencial con respecto al plano galáctico, descartando por consiguiente que tanto la rotación galáctica como el campo magnético galáctico sean los únicos mecanismos que orienten las condensaciones. Sin embargo, es más importante todavía resaltar que existe una preferencia general de las condensaciones para orientarse perpendicularmente al eje de los flujos bipolares.

Efectivamente, existen 11 regiones con flujo de gas bipolar que han sido mapeadas con una sola antena tanto por nosotros como por otros autores, encontrando en ellas condensaciones moleculares en torno a las posibles fuentes excita-doras. Estas regiones pueden ser clasificadas dentro de tres

— grupos <sup>con</sup> en base a la orientación relativa entre la estructura molecular central y el flujo bipolar asociado. En el primer grupo, el flujo bipolar se encuentra orientado perpendicularmente al eje mayor de la condensación. Dentro de este grupo están Orión KL, HH 26-IR, NGC 2071, Mon R2, R Mon, S106 y Cepheus A (ver Figuras II.3, 4, 5, 7, 11, 12 y 13). El segundo grupo, L1551 y NGC 7129, muestran alineamiento paralelo. (ver Figuras II.2 y II.9). Por último, el tercer grupo lo constituyen esas fuentes sin una orientación definida. Esta falta de dirección preferente puede deberse a que las condensaciones presentan un comportamiento más complejo, no están resueltas espacialmente o simplemente son esféricas. NGC 1333 y GGD 12-15 pertenecen a este grupo (ver Figuras II.6 y II.10). En la Tabla III.1 resumimos los tres grupos.

Nuestro principal resultado observacional es que siete de las nueve fuentes con orientaciones claras, tanto en los flujos como en las condensaciones, muestran entre sí una perpendicularidad tal y como es de esperar en un modelo de confinamiento toroidal. Este modelo está apoyado, además, por el hecho que cinco de las siete fuentes perpendiculares muestran un doble máximo, el cual es característico de un toroide opticamente delgado visto aproximadamente de canto. Las fuentes con doble máximo son: Mon R2, S106, Orión KL y R Mon, de los datos de una sola antena, y Cepheus A, de las observaciones interferométricas en el VLA.

TABLA III.1

ORIENTACION APROXIMADA DEL FLUJO BIPOLAR  
CON RESPECTO A LA CONDENSACION ELONGADA

Perpendicular	Paralelo	Indefinida
Orion KL	L1551	NGC 1333
HH 26-IR	NGC 7129	GGD 12-15
NGC 2071		
Mon R2		
R Mon		
S106		
Cepheus A		

Existen diferentes consideraciones teóricas que favorecen a los toroides interestelares como un mecanismo viable en el enfocamiento de los flujos bipolares. Así, por ejemplo, se espera que una nube colapsándose y poseyendo un cierto momento angular o un campo magnético evolucione hacia una configuración más densa en forma de disco. Si una estrella se forma en el centro de esa condensación, un viento intenso, que parece ser que acompaña a los estados tempranos de la evolución estelar, empujará al gas molecular en todas direcciones, alcanzando en primer lugar la superficie por los polos de la nube oblata. Si la densidad de la condensación es suficientemente alta, la presión del gas en el plano del toroide podrá equilibrar la presión de empuje por parte del viento, alcanzándose entonces un estado estacionario. Este modelo ha sido discutido en detalle por Barral y Cantó (1981) y König (1982). De esta forma el decrecimiento de la temperatura de antena en el centro de las fuentes con doble máximo podría deberse a la cavidad formada por el viento. Aunque existen otros esquemas alternativos para formar toroides gaseosos durante la contracción de la nube sin la necesidad de un viento (Boss 1980), nosotros supondremos que las cavidades sí han sido creadas por el viento del objeto central. De los mapas realizados con una sola antena en R Mon, Mon R2, Orion KL y S106, y del de Cepheus A realizado con el VLA, estimamos muy crudamente que los radios de esas cavidades en el plano del toroide están

dentro del rango de 0.02-0.4 pc. Adoptando un radio de  $\sim 0.1$  pc, una densidad típica  $n(\text{H}_2) \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , una dispersión en la velocidad de  $1 \text{ km s}^{-1}$ , y suponiendo que en el plano de toroide la presión ejercida por el viento es igual a la presión turbulenta del gas (ver Cantó *et al.* 1981), obtenemos la siguiente relación

$$\left[ \frac{\dot{M}_*}{10^{-6} M_{\odot} \text{ a}^{-1}} \right] \left[ \frac{V_*}{100 \text{ km s}^{-1}} \right] = 0.27, \quad (\text{III.1})$$

donde  $\dot{M}_*$  y  $V_*$  son la tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal del viento. Las estrellas OB, durante su vida de secuencia principal poseen unos vientos con velocidades terminales del orden de  $10^3 \text{ km s}^{-1}$ . Sin embargo, las estrellas previas a la secuencia principal parece que están caracterizadas con unos vientos de velocidad  $\sim 10^2 \text{ km s}^{-1}$  (Simon *et al.* 1983). Con este último valor obtenemos una tasa de pérdida de masa  $\dot{M}_* \approx 3 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ . A modo de comparación este valor es varios ordenes de magnitud menor que el de las estrellas O de la secuencia principal ( $\dot{M}_* \sim 10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ ; Gathier, Lamers y Snow 1981) pero mucho mayor que la pérdida de masa del Sol ( $\sim 10^{-14} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ ).

En nuestra discusión hemos supuesto que las observaciones se pueden explicar en términos de una fuente con viento isotrópico sumergida en una nube en forma de toroide. Sin

embargo podría argumentarse que las nubes elongadas de  $\text{NH}_3$  son el resultado de una pérdida de masa anisotrópica más bien que su causa. Si suponemos que el viento ya está siendo colimado desde la superficie de la estrella, éste barrerá solamente el gas de la nube en la dirección de su trayectoria, dejando detrás una estructura quieta y orientada perpendicularmente al flujo de CO. Bajo esta interpretación uno esperaría que la elongación de la nube existiera sólo localmente, es decir, donde el flujo de CO se desarrolla. Sin embargo existen algunas evidencias observacionales que indican que podría no ser éste el caso. Así por ejemplo, en HH 26-IR y NGC 2071 la estructura en  $\text{NH}_3$  se extiende  $\sim 10'$ , contra los  $\sim 3'$  de los flujos de CO. Además, en NGC 7129 el mapa de  $^{13}\text{CO}$  de Loren (1977b) muestra una estructura alargada de dimensión  $\sim 10'$  y alineada paralelamente a la más pequeña condensación de  $\text{NH}_3$  ( $\sim 3'$ ). Lo mismo podría decirse de Cepheus A cuando se compara el mapa de  $^{13}\text{CO}$  (Sargent 1977) y el de  $\text{NH}_3$  con una sola antena (Ho et al. 1982); sin embargo las observaciones realizadas con el VLA (ver II.B) no permiten hacer esta comparación. Aunque no es concluyente, todo esto sugiere que las estructuras de las nubes elongadas de  $\text{NH}_3$ , se han formado independientemente de los flujos bipolares y por lo tanto que aquéllas son las causantes de éstos. De todas formas debemos enfatizar que aunque nuestros resultados favorecen un mecanismo de enfoque ocurriendo sobre escalas interestelares, la coexistencia

cia con mecanismos circumestelares o estelares no puede ser descartada. Sin embargo, y desafortunadamente, resulta muy difícil obtener evidencias observacionales en esas escalas tan pequeñas.

La detección de flujos alineados paralelamente al eje mayor de la condensación en las regiones de L1551 y NGC 7129 parece indicar que el modelo toroidal no se aplica en todos los casos. Una posibilidad para explicar estas fuentes paralelas es que la condensación de  $\text{NH}_3$  es un disco rotando visto de canto, con la emisión de alta velocidad del CO proviniendo de los extremos. Sin embargo este modelo parece ser bastante improbable debido a que los respectivos gradientes de velocidad del  $\text{NH}_3$  y del CO no están conectados suavemente. Además, para explicar la alta velocidad del CO como rotación de un gas ligado gravitacionalmente, se requeriría una masa central mayor que  $10^3 M_{\odot}$ , valor que excede por mucho de la que observamos por ejemplo en L1551. Otra posibilidad es que en lugar de ser elipsoides oblatos sean elipsoides prolatos. En este caso, el flujo estaría siendo confinado preferentemente en un plano expandiéndose en forma de disco. Si esta configuración es vista con cierta inclinación podría mejorar que el flujo y el elipsoide poseen entre sí una orientación paralela. También uno podría considerar la posibilidad que en las fuentes paralelas el flujo bipolar está siendo canalizado por un disco circumestelar ( $\sim 10^{15}$  cm) (Snell, Loren y



Plambeck 1980), pero que no es observable por la baja resolución angular disponible. En este caso la emisión del  $\text{NH}_3$ , pro vendría de un gas más denso y con un flujo más compacto que el flujo de  $\text{CO}$ . Por último existe otra posibilidad muy interesante en el caso particular de L1551. Esta es, como mencionábamos en II.B, que la estructura ( $\sim 0.03 \times 0.01$  pc) detectada con el VLA, y orientada perpendicularmente al flujo de  $\text{CO}$  (ver Figura II.17), esté ocultando a la fuente que realmente <sup>produce</sup> ~~energetiza~~ ese flujo. Aquí, por lo tanto, sería la condensación de  $\text{NH}_3$ , observada con el VLA la que estaría enfocando al flujo bipolar. Si esto fuera cierto deberíamos de incluir a L1551 en el grupo de las fuentes perpendiculares. Sin embargo, dado que no existe evidencia observacional que indique la presencia de alguna posible fuente excitadora embebida dentro de esa condensación (Roth y Torrelles 1983) hemos preferido mantener a L1551 como un caso de paralelismo.

Finalmente nos referiremos al tercer grupo de fuentes donde las observaciones no nos revelan un claro panorama. Las fuentes en este grupo son NGC 1333 y GGD 12-15. La región de NGC 1333 es bastante compleja cuando se la observa en  $\text{NH}_3$ , con una sola antena siendo necesarias observaciones de mayor resolución angular para poder decir algo más. En GGD 12-15 la interacción de dos nubes complican la interpretación sobre el mecanismo de enfoque. Es de resaltar que las observaciones interferométricas del VLA realizadas en esta

fuentes tampoco muestran estructuras más pequeñas que la detectada con una sola antena (ver II.B), no arrojando por lo tanto nueva información.

## CAPITULO IV

## TURBULENCIA EN NUBES MOLECULARES

En los capítulos anteriores (II y III) nos hemos concentrado fundamentalmente en el problema de los flujos bipolares y su posible mecanismo de enfoque a través de las condensaciones alargadas de alta densidad detectadas con la molécula de  $\text{NH}_3$ . Ahora, en este capítulo, discutiremos otro problema que surgió como consecuencia del estudio en nuestras regiones de los anchos de las líneas del  $\text{NH}_3$ . De hecho, el ancho promedio de las líneas de  $\text{NH}_3$ , corregido por ensanchamiento hiperfino magnético (ver Sección I.3) para las nubes estudiadas en el Capítulo II (ver Tabla II.3) es aproximadamente de  $1 \text{ km s}^{-1}$ , siendo este valor significativamente mayor que el que típicamente se observa en nubes oscuras ( $\sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$ ; Ho, Martin y Barrett 1978; Myers y Benson 1983). Además, e independientemente de esa diferencia, se encuentra el resultado observacional ya conocido de que los anchos de las líneas moleculares en el medio

interestelar suelen superar los anchos que se esperaban si éstos fueran debidos únicamente a movimientos térmicos. Comúnmente esta diferencia ha sido atribuida a la turbulencia pese a que hasta el momento su naturaleza es desconocida; sin embargo, recientemente, ha aparecido un nuevo elemento observacional que puede ayudar a clarificarla y explicar de paso la diferencia de anchos entre las nubes estudiadas por nosotros y las nubes oscuras. Este nuevo elemento observacional es la correlación de ley de potencia encontrada por diferentes autores entre los anchos de las líneas ( $\Delta V$ ) y el tamaño de la región emisora ( $l$ ). Para tratar este problema, en IV.1 damos algunas evidencias observacionales que favorecen la existencia de la turbulencia en el medio interestelar, en IV.2 presentamos las correlaciones observacionales entre  $\Delta V$  y  $l$ , y por último en IV.3 realizamos una amplia discusión sobre ellas.

#### IV.1 Evidencia observacional.

Mencionábamos en el primer capítulo que las temperaturas cinéticas en las nubes moleculares son del orden de 10 K sin embargo para estas temperaturas los anchos térmicos esperados de las líneas moleculares generalmente son mucho menores que los que realmente se observan. Así por ejemplo, para  $T_K = 10$  K los anchos térmicos del  $\text{NH}_3$  y del  $^{13}\text{CO}$  son  $\Delta V_K(\text{NH}_3) \approx 0.16 \text{ km s}^{-1}$  y  $\Delta V_K(^{13}\text{CO}) \approx 0.12 \text{ km s}^{-1}$  respectivamente, mientras que los anchos observados son del orden de  $1 \text{ km s}^{-1}$  para el  $\text{NH}_3$  y de varios  $\text{km s}^{-1}$  para el  $^{13}\text{CO}$ . Una posible explicación para esta diferencia podría darse si las líneas observadas sufrieran un ensanchamiento debido a saturación, sin embargo este efecto no puede llegar a ser muy importante dado que los espesores ópticos del  $\text{NH}_3$  y del  $^{13}\text{CO}$  suelen ser del orden o menores que la unidad. Otra causa de ensanchamiento, en el caso especial del  $\text{NH}_3$ , se debe a la estructura hiperfina magnética (ver Sección I.3), pero ésta es insuficiente para poder explicar la diferencia entre anchos térmicos esperados y anchos observados.

Muchos autores han sugerido que la principal causa de ensanchamiento de las líneas moleculares es la turbulencia, entendiendo como tal a movimientos de gas donde la velocidad en cada punto fluctúa continua e irregularmente alrededor de un valor medio, con la amplitud de la variación comparable a

la magnitud de la velocidad media (Landau y Lifshitz 1959). La idea de la turbulencia está apoyada por los grandes números de Reynolds que se infieren de los parámetros típicos en las nubes moleculares. De hecho, para un gas con velocidad turbulenta característica  $V$ , tamaño  $\ell$ , densidad  $\rho$ , y coeficiente de viscosidad  $\eta$ , el número de Reynolds está dado por

$$R = \rho \frac{V \ell}{\eta} \quad (\text{IV.1.1})$$

el cual por teoría cinética de gases puede aproximarse a (Shich-I Pai 1956)

$$R \approx 2.6 \times 10^4 \left[ \frac{V}{\text{km s}^{-1}} \right] \left[ \frac{\ell}{\text{pc}} \right] \left[ \frac{n(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-3}} \right] \left[ \frac{T_K}{\text{K}} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{IV.1.2})$$

Tomando  $V = 1 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\ell = 1 \text{ pc}$ ,  $n(\text{H}_2) = 10^3 \text{ cm}^{-3}$  y  $T_K = 10 \text{ K}$ , obtenemos  $R \approx 10^7$ ; así pues es de esperar que el gas dentro de una nube molecular sea altamente turbulento.

Sin embargo el principal problema que existe con la turbulencia en las nubes moleculares es su breve tiempo característico de decaimiento, el cual podemos estimar de la siguiente manera. Sea  $\epsilon$  la energía turbulenta por unidad de masa almacenada en el gas

$$\epsilon \approx \frac{1}{2} V^2 \quad (\text{IV.1.3})$$

y  $\dot{\epsilon}$  la tasa de disipación de energía por unidad de masa dado por (para turbulencia homogénea e isotrópica, Batchelor 1953; Townsend 1956)

$$\dot{\epsilon} \sim \frac{V^3}{\ell} \quad \text{(IV.1.4)}$$

De (IV.1.3) y (IV.1.4) el tiempo característico de decaimiento  $\tau_{\text{turb}}$  de la turbulencia resulta ser

$$\tau_{\text{turb}} = \frac{\epsilon}{\dot{\epsilon}} = \frac{\ell}{2V} \sim 5 \times 10^5 \text{ años} \quad \text{(IV.1.5)}$$

habiendo tomado  $\ell = 1 \text{ pc}$  y  $V = 1 \text{ km s}^{-1}$ . Este tiempo es mucho menor que la vida media de las nubes moleculares ( $10^8 - 10^9$  años; Kwan 1979; Scoville y Hersh 1979); por lo tanto es claro que sin un mecanismo de inyección de energía la turbulencia desaparecería rápidamente. Fleck (1980, 1981) favorece a la rotación diferencial galáctica como la fuente de suministro de energía, encontrando con ello que la turbulencia interestelar podría mantenerse durante  $\sim 10^{10}$  años. El problema de esta interpretación estriba en que no existe un mecanismo bien establecido para convertir la energía de la rotación galáctica a energía turbulenta; de todas formas lo cierto es que potencialmente aquella es suficiente para mantener la turbulencia durante la vida de las nubes moleculares. Alternativamente Franco, (1983) ha propuesto que son estrellas jóvenes embebidas dentro de las nubes moleculares las que a través de

sus vientos estelares mantienen la turbulencia. El principal problema con esta interpretación se encuentra en el hecho que numerosas nubes oscuras, en donde aparentemente no existen indicios evidentes de formación estelar, poseen un comportamiento turbulento similar a aquellas nubes en donde sí existe formación estelar. En esta dirección, recientemente Benson, Myers y Wright (1983) han mapeado en infrarrojo 25 nubes oscuras encontrando en sólo tres de ellas fuentes IR. Este bajo porcentaje de detección sugiere que al menos en esas regiones las estrellas no son las causantes del mantenimiento de la turbulencia, a no ser que éstas sean tan débiles que escapen al límite de detección.

#### IV.2 Correlaciones observacionales entre los anchos de las líneas y el tamaño de las fuentes.

En los dos últimos años ha aparecido un nuevo elemento observacional que puede ayudar a clarificar la naturaleza de la turbulencia en las nubes moleculares y éste es la correlación de ley de potencia entre los anchos de las líneas moleculares y el tamaño de la región (Larson 1981; Leung, Kutner y Mead 1982; Torrelles et al. 1983; Myers y Benson 1983). En esta sección presentaremos estas correlaciones antes de dar, basándonos en ellas, una discusión general sobre la turbulencia.

Siguiendo el formalismo de Myers y Benson (1983) utilizaremos



tres anchos de velocidad,  $\Delta V_c$ ,  $\Delta V_{\text{turb}}$  y  $\Delta V_{\text{tot}}$ . El primero de ellos,  $\Delta V_c$ , es el ancho a potencia media de las líneas moleculares corregido por el ensanchamiento hiperfino magnético (ver Sección I.3), y por el ensanchamiento debido a la opacidad. El segundo,  $\Delta V_{\text{turb}}$ , está relacionado con  $\Delta V_c$  por

$$\Delta V_{\text{turb}} = [(\Delta V_c)^2 - 8 \ln 2 \, kT_K/m]^{1/2} \quad (\text{IV.2.1})$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann,  $T_K$  la temperatura cinética y  $m$  la masa molecular. Así pues,  $\Delta V_{\text{turb}}$  representa la contribución al ancho de la línea molecular de todo lo que no es térmico y lo asociaremos a la turbulencia. El tercer ancho,  $\Delta V_{\text{tot}}$ , está dado por

$$\Delta V_{\text{tot}} = [(\Delta V_{\text{turb}})^2 + 8 \ln 2 \, kT_K/\mu]^{1/2} \quad (\text{IV.2.2})$$

donde  $\mu$  es la masa media de las partículas dominantes ( $\mu = 2.33$  uma, para un gas compuesto de un átomo de Helio por cada cinco moléculas de  $H_2$ ). De esta forma  $\Delta V_{\text{tot}}$  representa la dispersión de velocidad total de las partículas más abundantes.

También, definiremos el tamaño  $l$  de la región como

$$l = d(\Delta\theta_x \Delta\theta_y)^{1/2} \quad (\text{IV.2.3})$$

donde  $d$  es la distancia a la fuente y  $\Delta\theta_x$  y  $\Delta\theta_y$  son los diámetros angulares a potencia media de los mapas del máximo de intensidad de la línea. Por último,  $n$  es la densidad total de partículas [ $n = n(\text{He}) + n(\text{H}_2) = 1.2 n(\text{H}_2)$ ].

En la Tabla IV.1 damos todos los parámetros definidos anteriormente para las fuentes de las Tablas II.3 y II.4, junto con las fuentes estudiadas en  $\text{NH}_3$  y  $^{13}\text{CO}$  por Myers y Benson (1983). En la Figura IV.1 mostramos los anchos  $\Delta V_c$ ,  $\Delta V_{\text{turb}}$  y  $\Delta V_{\text{tot}}$  contra el tamaño  $l$  de la muestra de la Tabla IV.1, habiéndoles ajustado por mínimos cuadrados una relación de la forma

$$\text{Log} \left[ \frac{\Delta V}{\text{km s}^{-1}} \right] = \alpha \text{Log} \left[ \frac{l}{\text{pc}} \right] + \beta \quad (\text{IV.2.4})$$

Estos ajustes y otros más recopilados de la literatura se dan en la Tabla IV.2. Un hecho muy importante a resaltar de las muestras de la Tabla IV.2 es el comportamiento general  $\Delta V_c$ ,  $\Delta V_{\text{turb}} \sim l^{0.5}$  y  $\Delta V_{\text{tot}} \sim l^{0.3}$  sugiriendo una ley jerarquizada para todas las nubes moleculares. Este comportamiento de ley de potencia de los anchos con el tamaño es muy similar, como ya otros autores han apuntado (Larson 1981; Leung, Kutner y Mead 1983) al de la ley de Kolmogorov-Obukhov,  $\Delta V_{\text{turb}} \sim l^{\frac{1}{2}}$ . Un primer problema que aparece con esta posible interpretación es el debido a que las observaciones apuntan sistemáticamente a una relación  $\Delta V_{\text{turb}} \sim l^{\frac{1}{2}}$ , con un índice  $\alpha = \frac{1}{2}$ , mayor que el

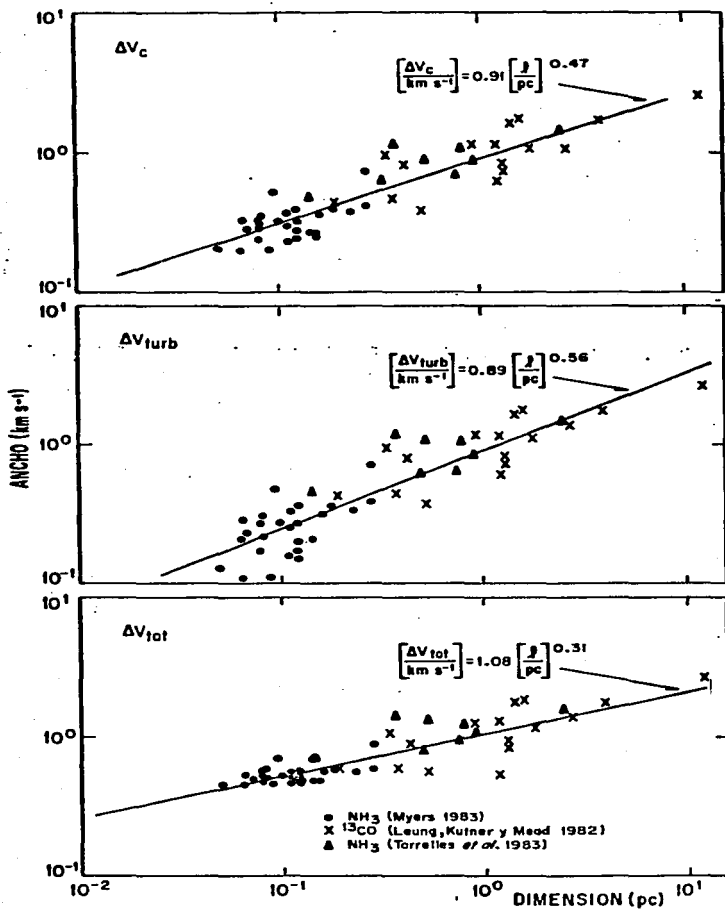


Figura IV.1. Anchos  $\Delta V_c$ ,  $\Delta V_{\text{turb}}$ ,  $\Delta V_{\text{tot}}$  en km s<sup>-1</sup> (eje vertical) contra la dimensión de la nube en pc (eje horizontal) para los datos en la Tabla IV.1. Las líneas continuas representan los mejores ajustes por mínimos cuadrados con una ley de potencia.

TABLA IV.1<sup>a)</sup>

FUENTE	$\Delta V_c$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta V_{\text{turb}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta V_{\text{tot}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$z$ (pc)	$n/10^3$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
L1551	0.50	0.46	0.71	0.14	120
HH 26-IR	0.65	0.62	0.82	0.49	6
NGC 2071	1.10	1.06	1.35	0.52	36
Mon R2	0.90	0.86	1.15	0.91	24
GGD 12-15	1.10	1.08	1.23	0.79	12
S106	1.20	1.17	1.40	0.37	6
V645 Cyg <sup>b)</sup>	1.50	1.49	1.57	2.45	6
NGC 7129 <sup>b)</sup>	0.70	0.65	0.94	0.74	6
L1489	0.28	0.23	0.50	0.068	20
L1498	0.20	0.11	0.46	0.063	16
L1495	0.24	0.17	0.48	0.079	25
L1400G	0.30	0.25	0.51	0.11	7.9
B217	0.33	0.28	0.54	0.065	130
L1400K	0.32	0.27	0.52	0.12	5.0
L1551	0.51	0.48	0.67	0.093	63
TMC2A	0.32	0.27	0.52	0.079	50
TMC2	0.27	0.21	0.49	0.14	25
L1536	0.22	0.15	0.47	0.12	32
TMC1C	0.26	0.20	0.49	0.15	13
TMC1	0.38	0.34	0.56	0.23	13
L1517B	0.20	0.11	0.46	0.090	6.3
L1512	0.21	0.13	0.46	0.049	130

TABLA IV. 1<sup>a</sup>) (continuación)

FUENTE	$\Delta V_c$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta V_{\text{turb}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta V_{\text{tot}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$z$ (pc)	$n/10^3$ (cm <sup>-3</sup> )
L1544	0.32	0.27	0.52	0.10	10
L134A	0.34	0.30	0.53	0.081	32
L183	0.24	0.17	0.48	0.12	20
L1696A	0.29	0.21	0.58	0.079	20
L43	0.40	0.36	0.60	0.12	13
L234A	0.23	0.16	0.47	0.11	16
L234E	0.30	0.22	0.59	0.081	5.0
L63	0.26	0.20	0.49	0.12	32
B335	0.40	0.36	0.57	0.18	5.0
L1152	0.42	0.39	0.59	0.27	7.9
L1174	0.74	0.71	0.90	0.27	16
L1172	0.36	0.32	0.56	0.16	10
L1262	0.37	0.33	0.55	0.11	7.9
IC1848-1	2.63	2.62	2.70	12.00	0.14
B5	1.67	1.67	1.79	1.4	1.9
ORI-1-2	0.97	0.95	1.13	0.35	2.6
B34	0.85	0.84	0.95	1.3	0.24
L1672	1.17	1.15	1.32	1.2	2.0
B227	0.74	0.73	0.84	1.30	0.53
B255	0.39	0.37	0.56	0.52	0.14

TABLA IV.1<sup>a)</sup> (continuación)

FUENTE	$\Delta V_c$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta V_{turb}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta V_{tot}$ (km s <sup>-1</sup> )	$z$ (pc)	$n/10^3$ (cm <sup>-3</sup> )
B68	0.45	0.43	0.60	0.19	4.60
B118	0.47	0.45	0.62	0.38	0.80
B133	1.10	1.10	1.18	1.8	0.19
B134	1.19	1.18	1.25	0.93	0.98
B335	0.63	0.62	0.54	1.20	1.60
B361	1.79	1.79	1.85	1.6	0.77
B362	1.74	1.74	1.79	3.9	0.12
B157	1.09	1.38	1.43	2.7	0.23
B161	0.81	0.80	0.90	0.43	0.43

a) Los datos del primer grupo de ocho fuentes están sacados de las Tablas (II.3) y (II.4). El segundo grupo de 27 fuentes está extraído de los datos de NH<sub>3</sub> de Myers y Benson (1983), mientras que las 16 fuentes del tercer grupo son los datos de <sup>13</sup>CO de Leung, Kutner y Mead (1982), tratados también por Myers y Benson (1983). El significado de  $\Delta V_c$ ,  $\Delta V_{turb}$ ,  $\Delta V_{tot}$ ,  $z$  y  $n$  se dan en el texto.

b) En estas fuentes se supuso un espesor óptico  $\tau_0 = 1$  para obtener  $\Delta V_c$ .

TABLA I.V..2<sup>a)</sup>

MOLECULA	ANCHO (km s <sup>-1</sup> )	$\alpha$	$\beta$	C.C.	REFERENCIA
<sup>13</sup> CO (fundamen- talmente)	$\Delta V_{tot}$	0.38	0.17	-	Larson (1981) <sup>b)</sup>
<sup>13</sup> CO	$\Delta V_{turb}$	0.48	-0.10	0.82	Leung, Kutner y Mead (1982) <sup>b)</sup>
NH <sub>3</sub>	$\Delta V_c$	0.53	0.01	0.87	Torrelles <i>et al.</i> (1983)
NH <sub>3</sub> , <sup>13</sup> CO	$\Delta V_c$	0.50	-0.03	0.92	Myers y Benson (1983)
	$\Delta V_{turb}$	0.52	-0.12	0.90	
	$\Delta V_{tot}$	0.27	-0.01	0.85	
NH <sub>3</sub> , <sup>13</sup> CO	$\Delta V_c$	0.47	-0.04	0.90	Este trabajo
	$\Delta V_{turb}$	0.56	-0.05	0.90	
	$\Delta V_{tot}$	0.31	0.03	0.87	

a) Los ajustes corresponden a la relación  $\text{Log} \left[ \frac{\Delta V}{\text{km s}^{-1}} \right] = \alpha \text{Log} \left[ \frac{\rho}{\text{pc}} \right] + \beta$ , con C.C. el coeficiente de correlación.

b) El coeficiente  $\beta$  se ha corregido en base a que la relación que Larson (1981) presenta es  $\left[ \frac{\sigma}{\text{km s}^{-1}} \right] = 1.10 \left[ \frac{\rho}{\text{pc}} \right]^{0.38}$ , con  $\sigma = \Delta V_{tot}/1.36$ . Lo mismo para Leung, Kutner y Mead (1982) que obtienen  $\left[ \frac{\Delta V_{turb}}{\text{km s}^{-1}} \right] = 0.58 \left[ \frac{\rho}{\text{pc}} \right]^{0.48}$ , con  $v_{turb} = \Delta V_{turb}/1.36$

1/3 de la ley de Kolmogorov-Obukhov. En la próxima sección daremos una discusión general sobre esta ley junto con posibles formas de variar ese índice.

#### IV.3 Discusión.

La ley de Kolmogorov-Obukhov surge dentro del concepto de la turbulencia homogénea e isotrópica completamente desarrollada. Esta turbulencia puede entenderse cualitativamente (Landau y Lifshitz 1959) como la superposición de remolinos de muy diferentes tamaños, definiendo ese tamaño la distancia sobre la cual la velocidad varía apreciablemente. El grado de desarrollo de la turbulencia lo da el número  $R$  de Reynolds, que es un indicador de qué tan importantes son las fuerzas inerciales en comparación con las fuerzas viscosas. A medida que en un fluido como un todo el número de Reynolds aumenta, éste alcanza primero un valor crítico,  $R_{cr}$ , por encima del cual el fluido empieza a comportarse turbulentamente apareciendo los remolinos más grandes. Si se sigue incrementando  $R$  aparecen los remolinos pequeños y ya con grandes números  $R$  (en comparación con  $R_{cr}$ ) el fluido posee toda una gama de remolinos, desde los más pequeños hasta los más grandes. En estos últimos se dan las mayores variaciones de la velocidad y por lo tanto en ellos se acumula la mayor parte de la energía cinética. Por otra parte en un remolino de tamaño  $\lambda$ , velocidad típica



$\Delta V_\lambda$ , y coeficiente de viscosidad cinemática  $\nu$  el número de Reynolds  $R$  está definido por

$$R_\lambda = \Delta V_\lambda \lambda / \nu \quad (\text{IV.3.1})$$

Esto quiere decir que los remolinos más grandes poseen los mayores números de Reynolds, lo cual es equivalente a tener pequeñas viscosidades y por lo tanto a no ser importante en ellos la disipación de energía por viscosidad. La viscosidad y la disipación de energía alcanzan su importancia en los remolinos más pequeños donde su número de Reynolds es del orden de  $R_{cr}$ . De esta forma puede decirse que mientras los remolinos grandes almacenen la energía cinética, los más pequeños son los que la disipan convirtiéndola a calor por medio de la viscosidad, y produciéndose en un estado estacionario un flujo de energía en forma de cascada desde los remolinos más grandes a los más pequeños.

Dado que la energía disipada por los remolinos pequeños proviene de la energía acumulada en los grandes, ésta dependerá de los parámetros que caracterizan a la turbulencia como un todo. Así, si  $\dot{\epsilon}$  es la tasa de disipación de energía turbulenta por unidad de masa,  $l$  el tamaño del sistema, y  $\Delta V_{turb}$  una velocidad característica dentro de  $l$ , puede demostrarse mediante un análisis adimensional (Landau y Lifshitz 1959) que estas cantidades están relacionadas por la siguiente expresión

$$\dot{\epsilon} \sim \frac{1}{R_{Cr}} \frac{(\Delta V_{turb})^3}{l} \quad (IV.3.2)$$

o su equivalente

$$\Delta V_{turb} \sim (R_{Cr} \dot{\epsilon})^{2/3} l^{1/3} \quad (IV.3.3)$$

que al hacer  $\dot{\epsilon}$  constante obtenemos

$$\Delta V_{turb} \sim l^{1/3} \quad (\text{Ley de Kolmogorov-Obukhov}) \quad (IV.3.4)$$

Esta expresión puede extenderse a tamaños menores de  $l$  siempre y cuando la turbulencia dentro de ellos siga comportándose como completamente desarrollada, homogénea e isotrópica.

El comportamiento de los anchos observados  $\Delta V_{turb}$  con respecto al tamaño de la región (ver Tabla IV.2) es similar al dado en la ecuación (IV.3.4), sin embargo hemos de apuntar dos problemas que presenta esta posible interpretación. El primero, ya mencionado anteriormente, estriba en la diferencia entre el exponente observacional  $\alpha = \frac{1}{2}$  y el predicho por la ley de Kolmogorov-Obukhov,  $\alpha = \frac{1}{3}$ . El segundo es que las correlaciones observacionales se han obtenido a través de datos de diferentes nubes moleculares y no es claro que todas ellas posean idéntica  $\dot{\epsilon}$ , condición necesaria para que la relación (IV.3.4), válida posiblemente para una nube en particular siga siendo válida para toda una muestra de nubes diferentes.

Con respecto al primer problema, Kaplan y Pikelner (1970) hicieron notar que la ley de Kolmogorov-Obukhov era válida para turbulencia subsónica, pero que sin embargo en el caso de turbulencia supersónica la disipación de energía turbulenta a través de ondas de choque podía llegar a ser significativa y por lo tanto hacer que la pendiente en el espectro de las velocidades aumentara. Debido a que dentro de las muestras presentadas en la Tabla IV.2 existen numerosas fuentes con fuerte evidencia de movimientos supersónicos, ésta podría ser una causa de la discrepancia entre las relaciones observacionales y la ley de Kolmogorov-Obukhov. Sin embargo, hasta el presente no existe una teoría de turbulencia supersónica que prediga un comportamiento específico entre las velocidades turbulentas y el tamaño de la región. Con respecto al segundo problema es posible que sea justamente la diferente disipación de energía  $\epsilon$  entre nubes lo que esté motivando esa diferencia en las pendientes. En particular uno esperaría que las nubes más pequeñas tuvieran una turbulencia menos desarrollada que las grandes y por lo tanto una disipación  $\epsilon$  menor. Esto haría que las velocidades turbulentas (ver Ec. IV.3.3) fueran menores para esas nubes e influir a que el coeficiente  $\alpha$  observacional  <sup>$\alpha$</sup>  incrementara con respecto al de la ley de Kolmogorov-Obukhov. Esto estaría apoyado por el hecho que los números de Reynolds en la muestra de la Tabla IV.1 varían desde  $10^5$  a  $10^8$ . Más recientemente Fleck (1983) basándose en la relación observacional  $\rho l = \text{cte}$  (Larson 1981) y teniendo en

cuenta efectos de compresibilidad llega a la relación  $\Delta V_{\text{turb}} \sim \ell^{2/3}$ . Esta relación se obtiene directamente de la expresión IV.3.3 imponiendo  $\dot{\epsilon}_\rho = \text{cte}$  y  $\rho \ell = \text{cte}$ . Sin embargo aparte que el índice  $\alpha = 2/3$  encontrado por Fleck (1983) difiere del observacional ( $\alpha = 1/2$ ) la imposición de  $\rho \ell = \text{cte}$  no se encuentra justificada teóricamente, sin que se conozca bien si es  $\rho \ell = \text{cte}$  el que motiva el comportamiento  $\Delta V_{\text{turb}} \sim \ell^{1/2}$  o bien si es éste el que induce la relación  $\rho \ell = \text{cte}$ .

Interesantemente, todas estas correlaciones observacionales pueden obtenerse suponiendo las siguientes cinco hipótesis en las nubes moleculares (esto ha sido tratado por Cantó, Franco, Rodríguez, y Torrelles 1983).

- i) Turbulencia completamente desarrollada en estado estacionario.
- ii) Equilibrio mecánico de Virial.
- iii) El calentamiento es debido fundamentalmente a turbulencia.
- iv) El enfriamiento radiativo se encuentra en el límite ópticamente grueso.
- v) Equilibrio térmico.

Estas suposiciones están apoyadas respectivamente por:

- i) Los grandes números de Reynolds en las nubes moleculares ( $\sim 10^7$ ) indican una turbulencia completamente desarrollada. Además, el corto tiempo de decaimiento de la turbulencia comparado con la vida media de las nubes moleculares sugiere la presencia de un mecanismo de inyección de energía suficiente para mantener un estado estacionario.
- ii) La Figura IV.2 muestra la relación  $\frac{\Delta V_{\text{tot}}}{n^{\frac{1}{2}}}$  contra  $\ell$  para las fuentes dadas en la Tabla IV.1. El mejor ajuste es  $\frac{\Delta V_{\text{tot}}}{n^{\frac{1}{2}}} \sim \ell^{0.86}$ , muy similar al que el Virial predice,  $\frac{\Delta V_{\text{tot}}}{n^{\frac{1}{2}}} \sim \ell$ . También, Larson (1981), Leung, Kutner y Mead (1982) y Myers y Benson (1983) concluyen que las regiones utilizadas para determinar las correlaciones dadas en la Tabla IV.2 se encuentran próximas a equilibrio Virial.
- iii) Goldsmith y Langer (1978) sugieren que el principal agente de calentamiento en las nubes moleculares es el debido a rayos cósmicos y está dado por

$$\Gamma_{\text{rc}} = 6.4 \times 10^{-28} \left[ \frac{n(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-3}} \right] \text{ ergs cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (\text{IV.3.5})$$

Este valor puede compararse con el calentamiento turbulento (Ec. IV.3.2)

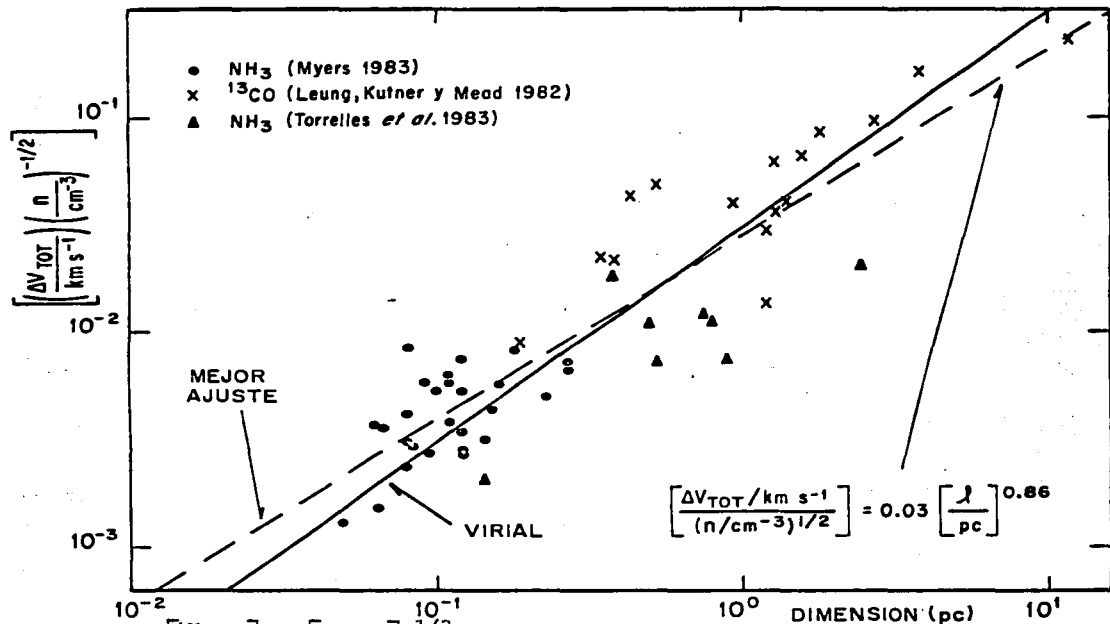


Figura IV.2.  $\left[ \frac{\Delta v_{tot}}{\text{km s}^{-1}} \right] \times \left[ \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right]^{-1/2}$  (eje vertical) contra la dimensión de la nube en pc (eje horizontal) para los datos dados en la Tabla IV.1. La línea discontinua representa el mejor ajuste por mínimos cuadrados con una ley de potencia. La línea continua es la ecuación (IV.3.10) (Virial) con  $\xi=5$ .

$$\Gamma_{\text{turb}} = \frac{1.5 \times 10^{-27} \left[ \frac{n(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-3}} \right] \left[ \frac{\Delta V_{\text{turb}}}{\text{km s}^{-1}} \right]^3 \left[ \frac{\ell}{\text{pc}} \right]^1}{R_{\text{cr}}} \text{ ergs cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (\text{IV.3.6})$$

lo cual implica

$$\frac{\Gamma_{\text{turb}}}{\Gamma_{\text{rc}}} = \frac{2.4}{R_{\text{cr}}} \left[ \frac{\Delta V_{\text{turb}}}{\text{km s}^{-1}} \right]^3 \left[ \frac{\ell}{\text{pc}} \right]^{-1} \quad (\text{IV.3.7})$$

por lo tanto para números  $R_{\text{cr}} \sim 1$ ,  $\Delta V_{\text{turb}} \sim 1 \text{ km s}^{-1}$ , y  $\ell = 1 \text{ pc}$  el calentamiento por turbulencia es tan importante como el de los rayos cósmicos. Por ello, y como primera aproximación, la tercera suposición es válida.

- iv) Goldsmith y Langer (1978) y Hollenbach y McKee (1979) demuestran que para regiones moleculares con densidades  $n(\text{H}_2) \lesssim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  y temperaturas cinéticas entre 10 y 40 K el principal agente enfriador es el CO; además para densidades columnares de  $\text{H}_2$  verificando

$$N(\text{H}_2) \lesssim 2 \times 10^{19} (1 + 6 \times 10^3 / n(\text{H}_2)) \quad (\text{IV.3.8})$$

la función de enfriamiento puede aproximarse al caso límite ópticamente grueso, la cual está dada por

$$\Lambda = \Lambda_0 T_K^3 \frac{dV}{dr} \quad (\text{IV.3.})$$

donde  $\frac{dV}{dr}$  es el gradiente de velocidad de la región y  $\Lambda_0 = 1.2 \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-3} \text{ K}^{-3}$ . Debido a que la muestra presentada en la Tabla IV.1 posee unas densidades columnares

$N(\text{H}_2) \sim 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , densidades  $n(\text{H}_2)$  entre  $10^2$  y  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , y unas temperaturas  $T_K \sim 10 \text{ K}$ , la aproximación dada en la Ec. (IV.3.9) es válida para la mayoría de las fuentes de esa muestra.

- v) Los tiempos característicos de enfriamiento o calentamiento ( $\sim 10^5 \text{ a}$ ) son mucho menores que los de la vida media de las nubes moleculares ( $10^8 - 10^9 \text{ a}$ ), por lo tanto es razonable suponer equilibrio térmico.

Ahora, combinando las expresiones (IV.3.2) y (IV.3.9) dentro de la condición de equilibrio térmico

$$\frac{1}{R_{\text{cr}}} \rho \frac{\Delta V_{\text{turb}}^3}{\ell} = \Lambda_0 T_K^3 \frac{\Delta V_{\text{tot}}}{\ell} \quad (\text{IV.3.10})$$

junto con la relación de Virial

$$\Delta V_{\text{tot}}^2 = \xi G \rho \ell^2 \quad (\text{IV.3.11})$$

llegamos a la siguiente expresión

$$\Delta V_{\text{tot}} \Delta V_{\text{turb}}^3 = (R_{\text{cr}} \xi G \Lambda_0 T_K^3) \ell^2 \quad (\text{IV.3.12})$$

donde se ha hecho la aproximación  $\frac{dV}{dr} \sim \frac{\Delta V_{\text{tot}}}{\ell}$ , y donde la constante  $\xi$  depende fundamentalmente de la geometría de la nube, de la distribución de densidad  $\rho$  dentro de ella, y de la definición de  $\Delta V_{\text{tot}}$ .

Esta última expresión predice un comportamiento  $(\Delta V_{\text{tot}} \Delta V_{\text{turb}}^3) \sim \ell^2$  para temperaturas  $T_K$  no muy diferentes de nube a nube. Esto es justamente lo que se observa en las fuentes de la Tabla IV.1, cuyo resultado gráfico mostramos en la



Figura IV.3. Con estos datos el mejor ajuste resulta ser

$$\left[ \frac{\Delta V_{\text{tot}}}{\text{km s}^{-1}} \right] \left[ \frac{\Delta V_{\text{turb}}}{\text{km s}^{-1}} \right]^3 = 0.8 \left[ \frac{\ell}{\text{pc}} \right]^2 \quad (\text{IV.3.13})$$

con un coeficiente de correlación  $c.c. = 0.90$ . Este ajuste predice también un comportamiento de los anchos  $\Delta V_{\text{tot}}$  y  $\Delta V_{\text{turb}}$  con respecto a  $\ell$  dados por la forma

$$\left[ \frac{\Delta V_{\text{tot}}}{\text{km s}^{-1}} \right] \left[ \left( \frac{\Delta V_{\text{tot}}}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 - \left( \frac{\Delta V_K}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \right]^{3/2} = 0.8 \left[ \frac{\ell}{\text{pc}} \right]^2 \quad (\text{IV.3.14})$$

y

$$\left[ \frac{\Delta V_{\text{turb}}}{\text{km s}^{-1}} \right] \left[ \left( \frac{\Delta V_{\text{turb}}}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta V_K}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \right]^{3/2} = 0.9 \left[ \frac{\ell}{\text{pc}} \right]^{2/3} \quad (\text{IV.3.15})$$

donde  $\Delta V_K = (8 \ln 2 \ k T_K / \mu)^{1/2}$ . En la Figura IV.4 mostramos nuevamente los datos  $\Delta V_{\text{turb}}$  y  $\Delta V_{\text{tot}}$  de la Tabla IV.1, contra el tamaño  $\ell$ , habiéndoles ahora superpuesto las relaciones (IV.3.14) y (IV.3.15) para  $T_K = 10 \text{ K}$ ; en ella vemos que esas relaciones se ajustan muy bien a los datos observacionales.

De los ajustes mostrados en las Figuras IV.1 y IV.3, y con ayuda de las ecuaciones (IV.3.11) y (IV.3.12) podemos estimar los valores  $\xi \approx 5$  y  $R_{\text{cr}} \approx 0.2$ . Dado que  $R_{\text{cr}}$  suele tomar valores entre  $1$  y  $10^4$  dependiendo del tipo particular de fluido (Landau y Lifshitz 1959), el  $R_{\text{cr}} = 0.2$  hallado en nues-

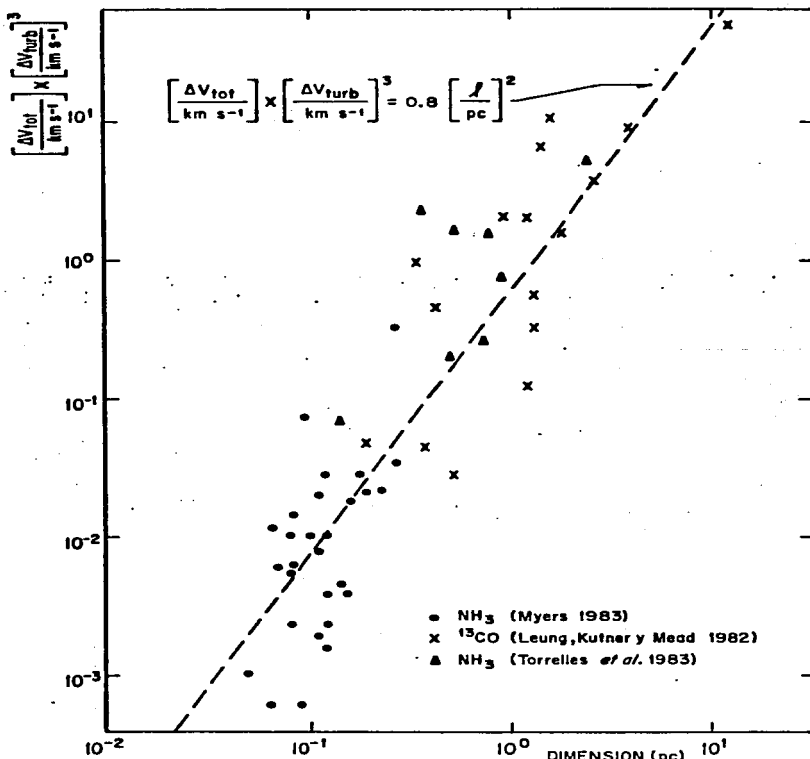


Figura IV.3. ...  $\left[ \frac{\Delta V_{tot}}{\text{km s}^{-1}} \right]^3 \times \left[ \frac{\Delta V_{turb}}{\text{km s}^{-1}} \right]^3$  (eje vertical) contra la di mension de la nube en pc (eje horizontal) para los datos dados en la Tabla IV.1. La línea discontinua representa el mejor ajuste por mínimos cuadrados con una ley de potencia.

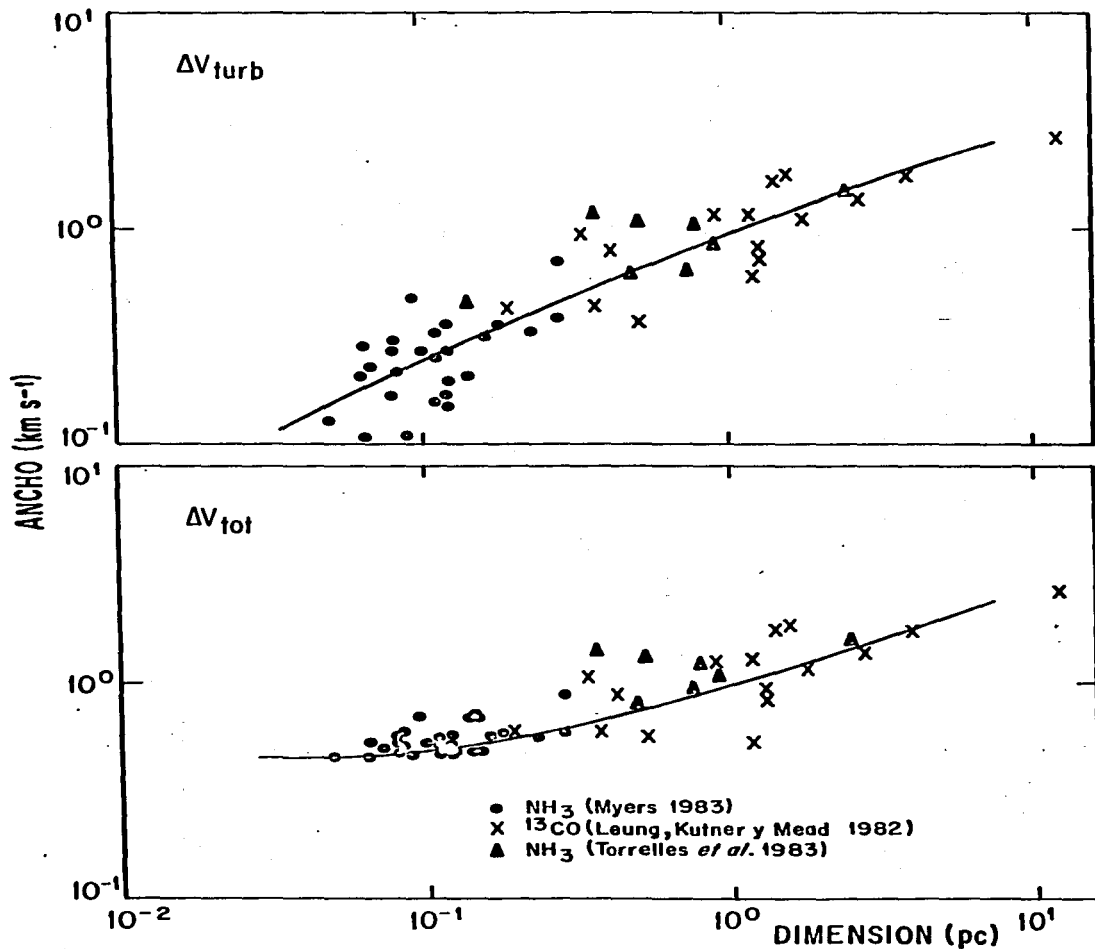


Figura IV.4. Comparación de las ecuaciones (IV.3.13) y (IV.3.14) con los datos dados en la Tabla IV.1. Se ha supuesto  $T_K = 10 \text{ K}$ .

tra muestra de nubes moleculares es razonable. Además este valor es consistente con la suposición iii) de que la turbulencia es el mecanismo más importante de calentamiento en las nubes moleculares (ver Ec. IV.3.7).

Pese a que las correlaciones observacionales de la Tabla IV.2 pueden obtenerse con las cinco hipótesis tratadas anteriormente, desgraciadamente esto no quiere decir que el origen de esas correlaciones esté motivado por ellas. En particular, para obtenerlas, fundamentalmente hemos impuesto equilibrio Virial (Ec. IV.3.12) y equilibrio térmico (Ec. IV.3.10). Sin embargo esta última condición lo que debe fijar es la temperatura cinética más que fijar los anchos de las líneas, el tamaño de la región o la densidad. Si por ejemplo a una nube molecular se la empieza a inyectar energía turbulenta, la nube en primer lugar variará sus parámetros ( $\Delta V$ ,  $\ell$ ,  $n$ ), y en función de ellos comenzará a incrementar la temperatura cinética hasta que el enfriamiento logre igualar el calentamiento. Con esto queremos decir que el cómo se comporten entre sí los parámetros  $\Delta V$ ,  $\ell$  y  $n$  probablemente dependa de la cantidad y forma de inyectar energía turbulenta, pero que después, en función de esos parámetros, y con la condición de equilibrio térmico, la nube molecular alcanzará una cierta temperatura cinética. Pese a ello, sí podemos decir, en base a los buenos ajustes realizados a los datos de la Tabla IV.1 por medio de la expresión (IV.3.12), que las corre

laciones observacionales (Tabla IV.2) aparentemente son consistentes con el hecho que las nubes moleculares estén en equilibrio Virial y equilibrio térmico siempre y cuando el principal agente de calentamiento sea la turbulencia y además éste esté dado por la expresión (IV.3.6).

## CONCLUSIONES

Con la antena de Haystack hemos observado en  $\text{NH}_3$  15 regiones con formación estelar reciente que presentan como característica peculiar flujos de gas a alta velocidad. En 10 de esas 15 fuentes el flujo es bipolar, en cuatro isotrópico y en una anisotrópico. También a través del  $\text{NH}_3$ , y con el VLA, observamos cuatro fuentes con flujo de gas bipolar y uno con flujo isotrópico. Nuestras principales conclusiones pueden agruparse en los siguientes cuatro temas.

1. Mecanismo de enfoque de los flujos bipolares.

- i) Detectamos y mapeamos emisión de amoníaco en siete de las 10 fuentes bipolares estudiadas con una antena, mientras que en sólo una de las cuatro fuentes isotrópicas detectamos emisión. Este resultado sugiere que los flujos bipolares están comunmente asociados con condensaciones de alta densidad ( $n(\text{H}_2) \approx 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ).
- ii) Nuestros datos, junto con otros recopilados de la literatura, indican que las condensaciones de alta densidad asociadas con los flujos bipolares están generalmente elongadas y centradas en la posición de la posible fuente excitadora.

iii) De nueve fuentes con orientación bien definida tanto en los flujos bipolares como en las condensaciones elongadas, siete poseen el eje del flujo aproximadamente perpendicular al eje mayor de la condensación. En las otras dos fuentes las orientaciones son paralelas. Este resultado y otras consideraciones observacionales-teóricas favorecen a los toroides interestelares como el mecanismo predominante en el enfoque de los flujos bipolares.

iv) El eje mayor de las condensaciones se encuentra alineado o bien perpendicular (caso dominante) o bien paralelo a la dirección del flujo bipolar, sin casos intermedios claros. Dado el bajo número de fuentes paralelas creemos que es necesario un estudio más exhaustivo para clarificar si esto es consecuencia de una distribución bimodal en las nubes moleculares.

## 2. Mapas de alta resolución.

i) De cinco fuentes estudiadas en  $\text{NH}_3$  con el VLA solamente en dos (L1551 y Cepheus A) detectamos emisión significativa ( $\lambda 5\sigma$ ) proviniendo de pequeñas condensaciones ( $\sim 0.1$  pc).

ii) De estos datos, junto con los de otros autores, concluimos

mos que las regiones HII compactas se forman en los bordes de las pequeñas condensaciones de gas molecular neutro. Esas pequeñas condensaciones están asociadas con máseres de  $H_2O$  muy intensos y con regiones en donde de la formación estelar reciente es muy masiva, sugiriendo que allí la fragmentación es muy importante.

### 3. Turbulencia.

- i) Las condensaciones que hemos detectado se encuentran aproximadamente en equilibrio Virial.
  
- ii) La dispersión de velocidad interna en esas condensaciones es mayor que la que presentan las nubes oscuras. Esto es debido a la diferencia que existe en la masa y el tamaño de las dos muestras. De hecho, combinando ambas muestras, encontramos una correlación de ley de potencia entre la velocidad de dispersión y los tamaños de las nubes similar a la que otros autores previamente habían reportado con datos de CO. Este resultado sugiere un comportamiento "jerárquico" para las nubes moleculares.
  
- iii) Esas correlaciones son consistentes con las condiciones de equilibrio Virial y equilibrio térmico, tomando como principal fuente de calentamiento a la turbulencia.



#### 4. Física molecular.

- i) Detectamos una asimetría en la velocidad de las líneas (1,1;Si) con respecto a la línea (1,1;P). Esta asimetría puede explicarse en términos de la propia estructura hiperfina magnética de los niveles de inversión del  $\text{NH}_3$ .

## Referencias

- Bally, J. 1982, Ap. J., 261, 558.
- Bally, J., y Lada, C.J. 1983, Ap. J., 265, 824.
- Bally, J., y Lane, A. 1982, Ap. J., 257, 612.
- Bally, J., y Predmore, R. 1983, Ap. J., 265, 778.
- Bally, J., y Scoville, N.Z. 1982, Ap. J., 255, 497.
- Bally, J., Snell, R.L., y Predmore, R. 1983, Ap. J., 272, en prensa.
- Barral, J.F., y Cantó, J. 1981, Rev. Mexicana Astron. Astrof. 5, 101.
- Barrett, A.H., Ho, P.T.P., y Myers, P.C. 1977, Ap. J. (Letters) 211, L39.
- Batchelor, G.K., 1953, The Theory of Homogeneous Turbulence. Cambridge: Cambridge University.
- Beichman, C.A., Becklin, E.E., y Wynn-Williams, C.G. 1979, Ap.J. (Letters), 232, L47.
- Beichman, C., y Harris, S. 1981, Ap. J., 245, 589.
- Blaauw, A., Hiltner, W.A., y Johnson, H.L. 1959, Ap. J., 130 69.
- Blitz, L., y Thaddeus, P. 1980, Ap. J., 241, 676.
- Boss, A.P. 1980, Ap. J., 237, 563.
- Brown, A.T., Little, L.T., Macdonald, G.H., Riley, P.W., y Matheson, D.N. 1981, M.N.R.A.S., 195, 607.
- Calamai, G., Felli, M., y Giardinelli, S. 1982, Astr. Ap., remitido.
- Calvet, N., Cantó, J., y Rodríguez, L.F. 1983, Ap. J., 268, 739.

- Calvet, N., y Cohen, M. 1978, M.N.R.A.S., 182, 687.
- Cantó, J., Franco, J., Rodríguez, L.F., y Torrelles, J.M. 1983, en preparación.
- Cantó, J., Rodríguez, L.F., Barral, J.F., y Carral, P. 1981, Ap. J., 244, 102.
- Cesarsky, C.J., Cesarsky, D.A., Churchwell, E., y Lequeux, J. 1978, Astr. Ap., 68, 33.
- Cohen, M. 1977, Ap. J., 215, 553.
- Cohen, M., Biegging, J.H., y Schwartz, P.R. 1982, Ap. J., 253 707.
- Cohen, M., y Schmidt, G.D. 198~~2~~<sup>3</sup>, <sup>preprint</sup> Ap. J., 259, 693.
- Cudworth, K.M., y Herbig G.H. 1979, A.J., 84, 548.
- Downes, D., Winnberg, A., Goss, W.M., y Johansson, L.E.B. 1975, Astr. Ap., 44, 243.
- Eiroa, C., Elsässer, H., y Lahulla, J.H. 1979, Astr. Ap., 74, 89.
- Erickson, N.R., Goldsmith, P.F., Snell, R.L., Berson, R.L., Huguenin, G.R., Ulich, B.J., y Lada, C.J. 1982, Ap. J. (Letters), 261, L103.
- Evans, N.J., Becklin, E.E., Beichman, C., Gatley, I., Hildebrand, R.H., Keen, J., Slovak, M.H., Werner, M.W., y Whitcomb, S.E., 1981, Ap. J., 244, 115.
- Fleck, R.C. 1983, Ap. J., (Letters), en prensa.
- Franco, J. 1983, en preparación.
- Gathier, R., Lamers, H., y Snow, T.P. 1982, Ap. J., 247, 173.
- Genzel, R., y Downes, D. 1979, Astr. Ap., 72, 234.
- Gilmore, W., Brown, R.L., y Zuckerman, B. 1975, Bull. AAS. 7, 260.
- Goldsmith, P.F., y Langer, W.D. 1978, Ap. J., 222, 881.

- Gottlieb, C.A., Gottlieb, E.W., Litvak, M.M., Ball, J.A.,  
y Penfield, H. 1978, Ap. J., 219, 77.
- Gyulbudaghian, A.L., Glushkov, Yu. I., y Denisyuk, E.K.  
1978, Ap. J. (Letters), 224, L137.
- Harris, A., Townes, C.H., Matsakis, D.N., y Palmer, P.,  
1983, Ap. J. (Letters), 265, L63.
- Hartmann, L., y MacGregor, K.B. 1982, Ap. J., 257<sup>9</sup>, 264<sup>180</sup>.
- Harvey, P.M., y Lada, C.J. 1980, Ap. J., 237, 61.
- Herbig, G.H. 1960, Ap. J. Suppl., 4, 337.  
———. 1966, Vistas in Astronomy, 8, 747.
- Herbig, G.H., y Kuhl, L.V. 1963, Ap. J., 137, 398.
- Herbst, E., y Klemperer, W. 1973, Ap. J., 185, 505.
- Hippelein, H., y Münch, G. 1981, Astr. Ap., 99, 248.
- Ho, P.T.P., 1977, Ph.D. thesis, M.I.T.
- Ho, P.T.P., y Barrett, A.H. 1980, Ap. J., 237, 38.
- Ho, P.T.P., Barrett, A.H., Myers, P.C., Matsakis, D.N.,  
Cheung, A.C., Chui, M.F., Townes, C.H., y Yngvesson, K.S.  
1979, Ap. J., 234, 912.
- Ho, P.T.P., Genzel, R., y Das, A. 1983, Ap. J., 266, 596.
- Ho, P.T.P., Martin, R.N., y Barrett, A.H. 1978, Ap. J.  
(Letters), 221, L117.
- Ho, P.T.P., Moran, J.M., y Rodríguez, L.F. 1982, Ap. J., 262  
619.
- Hollenback, D. y McKee, C.F. 1979, Ap. J. Suppl., 41, 555.
- Hughes, V.A., y Wouterloot, J.G.A., 1983, preprint.
- Israel, F.P., y Felli, M. 1978, Astr. Ap., 63, 325.
- Jones, B.F., y Herbig, G.H. 1982, A.J., 87, 1223.

- Kaplan, S.A., y Pilkener, S.B., 1970, The Interstellar Medium. Harvard University Press.
- Knapp, G.R., y Brown, R.L. 1976, Ap. J., 204, 21.
- Königl, A. 1982, Ap. J., 261, 115.
- Kopenaal, K., Sargent, A.I., Nordh, L., van Duinen, R.F., y Aalders, J.W.G., 1979, Astr. Ap., 75, L1.
- Kuhi, L.V. 1964, Ap. J., 140, 1409.
- Kutner, M.L., y Tucker, K.D. 1975, Ap. J., 199, 79.
- Kutner, M.L., Tucker, K. D., Chin, G., y Thaddeus, P. 1977, Ap. J., 215, 521.
- Kwan, J. 1979, Ap. J., 229, 567.
- Kwok, S. 1981, Pub. A.S.P., 93, 361.
- Lada, C.J., Blitz, L., Reid, M.J., y Moran, J.M. 1981, Ap. J., 243, 769.
- Lada, C.J., y Gautier, T.N., III. 1982, preprint.
- Landau, L.D., y Lifshitz, E.M., 1959, Fluid Mechanics. Pergamon Press Ltd.
- Larson, R.B. 1981, M.N.R.A.S., 194, 809.
- Leung, C.M., Kutner, M.L., y Mead, K.N. 1982, Ap. J., 262, 583.
- Lichten, S.L. 1982, Ap. J., 253, 593.
- Little, L.T., MacDonald, G.H., Riley, P.W., y Matheson, D.N. 1979, M.N.R.A.S., 188, 429.
- Loren, R.B. 1977a, Ap. J., 215, 129.
- . 1977b, Ap. J., 218, 716.
- . 1981, Ap. J., 249, 550.

- Loren, R.B., Evans, N.J., y Knapp, G.R. 1979, Ap. J., 234, 932.
- Loren, R.B., Peters, W.L., y Vanden Bout, P. 1979, Ap. J. (Letters), 194, L103.
- Lucas, R., Le Squéren, A.M., Kazés, I., y Encrenaz, P.J. 1978, Astr. Ap., 66, 155.
- Maucherat, A.J. 1975, Astr. Ap., 45, 193.
- Minkowski, R. 1946, Pub. A.S.P., 58, 305.
- Myers, P.C. 1983, comunicación privada.
- Myers, P.C., y Benson, P.J. 1983, Ap. J., 270, 105.
- Norris, R.P., 1980, M.N.R.A.S., 193, 39p
- Panagia, N. 1973, Ap. J., 78, 929.
- Panagia, N., y Felli, M. 1975, Astr. and Ap., 39, 1.
- Pankonin, V., Winnberg, A., y Booth, R.S. 1977, Astr. Ap. (Letters), 58, L25.
- Persson, S.E., Geballe, T.R., Simon, T., Lonsdale, C.J., y Baas, F. 1982, preprint.
- Pipher, J.L., Sharpless, S., Savedoff, M.P., Keridge, S.J., Krassner, J., Schurmann, S., Soifer, B.J., y Pottasch, S. 1976, Astr. Ap., 51, 255.
- Pişmiş, P., y Hasse, I. 1982, Rev. Mexicana Astron. Astrof. 5, 79.
- Plambeck, R.L., Wright, M.C.H., Welch, W.J., Biegging, J.H., Baud, B., Ho, P.T.P., y Vogel, S.N. 1982, Ap. J., 259, 617.
- Racine, R. 1968, A.J., 73, 233.
- Racine, R. y van den Bergh, S. 1970, en The Spiral Structure of Our Galaxy, ed. W. Becker y G. Contopoulos (Dordrecht: Reidel).

- Rodríguez, L.F., y Cantó, J. 1983, aparecerán en Rev. Mexicana Astron. Astrof., 8, XXX.
- Rodríguez, L.F., Carral, P., Ho, P.T.P., y Moran, J.M. 1982, Ap. J., 260, 635.
- Rodríguez, L.F., y Chaisson, E.J. 1979, Ap. J., 221, 816.
- Rodríguez, L.F., y Chaisson, E.J. 1980, M.N.R.A.S., 192, 651.
- Rodríguez, L.F., Ho, P.T.P., y Moran, J.M. 1980, Ap. J. (Letters), 240, L149.
- Rodríguez, L.F., Moran, J.M., Dickinson, D.F., y Gyulbudaghian, A.L., 1978, Ap. J., 226, 115.
- Rodríguez, L.F., Moran, J.M., Ho, P.T.P., y Gottlieb, E.W. 1980, Ap. J., 235, 845.
- Rodríguez, L.F., Torrelles, J.M., y Moran, J.M. 1981, A.J., 86, 1245.
- Roth, M., y Tapia, M. 1983, remitido para su publicación a Rev. Mexicana Astron. Astrof.
- Roth, M., y Torrelles, J.M. 1983, comunicación privada.
- Sargent, A.I. 1977, Ap. J., 218, 736.
- Sargent, D.G. 1979, Master's thesis, M.I.T.
- Schraml, J.P., y Mezger, P.G. 1969, Ap. J., 156, 269.
- Scoville, N.Z., y Hersh, K. 1979, Ap. J., 229, 578.
- Schwartz, P.R., y Buhl, D. 1975, Ap. J. (Letters), 201, L27.
- Schwartz, P.R., Waak, J.A., y Smith, H.A. 1983, Ap. J. (Letters), 267, L109.
- Shih-I Pai. 1956, Viscous Flow Theory. D. Van Nostrand Company, Inc.
- Simon, M., Felli, M., Cassar, L., Fischer, J., y Massi, M. 1983, Ap. J., 266, 623.

- Simon, T., y Joyce, R.R. 1983, Ap. J., 265, 864.
- Snell, R.L., y Edwards, S. 1981, Ap. J., 251, 103.
- . 1982, Ap. J., 259, 668.
- Snell, R.L., Loren, R. B., y Plambeck, R.L., 1980, Ap. J. (Letters), 239, L17.
- Spitzer, L., 1978. Physical Processes in the Interstellar Medium. John Wiley & Sons, New York.
- Strom, K.M., Strom, S.E., y Vrba, F.J. 1976a, A.J., 81, 320.
- . 1976b, A.J., 81, 308.
- Strom, S.E., Grasdalen, G.L., y Strom, K.M. 1974, Ap. J., 191, 111.
- Strom, S.E., Strom, K.M., Yost, J., Carrasco, L., y Grasdalen, G.L., 1972, Ap. J., 173, 353.
- Stuzki, J., Ungerechts, H., y Winnewisser, G. 1982, Astr. Ap., 111, 201.
- Torrelles, J.M. 1981. Tesina de Maestría, UNAM.
- Torrelles, J.M., Rodríguez, L.F., Cantó, J., Carral, P., Marcaide, J., Moran, J.M., y Ho, P.T.P., Ap. J., 274, XXX.
- Torrelles, J.M., Rodríguez, L.F., Ho, P.T.P., y Cantó, J., 1983, en preparación.
- Townes, C.H., y Schawlow, A.L. 1955, Microwave Spectroscopy. (New York: McGraw Hill).
- Townsend, A.A. 1956, The Structure of Turbulent Shear Flow. Cambridge University Press.
- White, G.J., y Phillips, J.P. 1981, M.N.R.A.S., 194, 947.
- Wilson, R.F., y Folch-Pi, F.J. 1981, A.J., 86, 1084.



Zuckerman, B., Kuiper, T.B.H., y Rodríguez-Kuiper, E.H.  
1976, Ap. J. (Letters), 209, L137.

TABLA A.1<sup>a</sup>)

Estructura hiperfina cuadrupolar de los  
niveles de inversión del  $\text{NH}_3$

(J,K)	$\nu_0$ (kHz)	$F_1 \rightarrow F_1$	$\Delta\nu$ (MHz)	Intensidad relativa
(1,1)	23694495	2 $\rightarrow$ 2	0	0.417
		1 $\rightarrow$ 1	0	0.083
		1 $\nrightarrow$ 0	$\pm 1.531$	0.111
		1 $\nrightarrow$ 2	$\pm 0.613$	0.139
(2,2)	23722633	3 $\rightarrow$ 3	0	0.415
		2 $\rightarrow$ 2	0	0.231
		1 $\rightarrow$ 1	0	0.150
		2 $\nrightarrow$ 1	$\pm 2.04$	0.050
		2 $\nrightarrow$ 3	$\pm 1.31$	0.052
(3,3)	23870129	4 $\rightarrow$ 4	0	0.402
		3 $\rightarrow$ 3	0	0.280
		2 $\rightarrow$ 2	0	0.212
		3 $\nrightarrow$ 2	$\pm 2.30$	0.027
		3 $\nrightarrow$ 4	$\pm 1.71$	0.027
(4,4)	24139410	5 $\rightarrow$ 5	0	0.391
		4 $\rightarrow$ 4	0	0.301
		3 $\rightarrow$ 3	0	0.243
		4 $\nrightarrow$ 3	$\pm 2.45$	0.016
		4 $\nrightarrow$ 5	$\pm 1.95$	0.016

TABLA A.1 (continuación)

(J,K)	$\nu_0$ (kHz)	$F_1 \rightarrow F_1$	$\Delta\nu$ (MHz)	Intensidad relativa
(5,5)	24532940	6 $\rightarrow$ 6	0	0.383
		5 $\rightarrow$ 5	0	0.311
		4 $\rightarrow$ 4	0	0.262
		5 $\nleftrightarrow$ 4	$\pm 2.57$	0.011
		5 $\nleftrightarrow$ 6	$\pm 2.12$	0.011
(6,6)	25056040	7 $\rightarrow$ 7	0	0.377
		6 $\rightarrow$ 6	0	0.318
		5 $\rightarrow$ 5	0	0.274
		6 $\nleftrightarrow$ 5	$\pm 2.63$	0.008
		6 $\nleftrightarrow$ 7	$\pm 2.25$	0.008

a) Tabla tomada de Ho (1977)

TABLA A.2<sup>a)</sup>Estructura hiperfina magnética de los niveles de inversión del estado (J,K)=(1,1) del NH<sub>3</sub>

$F_i \rightarrow F_1$	Intensidad relativa	$F_i \rightarrow F_1$	Intensidad relativa	$\Delta\nu$ <sup>b)</sup> [kHz]	$a_j^c)$	$ \mu _j^2 +  \mu _j^2$ <sup>d)</sup>	
0 → 1	0.111	1/2→1/2	0.333	-1568.972	0.0370	0.333	
		1/2→3/2	0.667	-1526.658	0.0740	0.666	0.999
2 → 1	0.139	3/2→1/2	0.334	- 623.335	0.0464	0.209	
		5/2→3/2	0.600	- 590.375	0.0834	0.250	0.250
		3/2→3/2	0.066	- 581.021	0.0093	0.042	
1 → 1	0.083	1/2→1/2	0.222	- 36.389	0.0185	0.167	
		3/2→1/2	0.111	- 25.453	0.0093	0.042	
		1/2→3/2	0.111	5.941	0.0093	0.083	0.250
		3/2→3/2	0.556	16.835	0.0463	0.208	
2 → 2	0.417	5/2→3/2	0.040	- 24.583	0.0167	0.050	
		3/2→3/2	0.360	- 15.196	0.1501	0.675	
		5/2→5/2	0.560	10.463	0.2335	0.701	0.751
		3/2→5/2	0.040	19.832	0.0167	0.075	
1 → 2	0.139	1/2→3/2	0.334	571.708	0.0464	0.418	
		3/2→3/2	0.066	582.719	0.0093	0.042	0.417
		3/2→5/2	0.600	617.689	0.0834	0.375	
1 → 0	0.111	1/2→1/2	0.333	1534.232	0.0370	0.333	
		3/2→1/2	0.667	1545.159	0.0740	0.333	0.333

TABLA A.2 (continuación)

- a) Tabla tomada de Ho (1977)
- b) Separación en frecuencia de 23.694495487 GHz
- c) Intensidad relativa total
- d)  $|\mu|^2$  = cuadrado del momento dipolar para la inversión total ( $= 2.155 \times 10^{-36}$  (ues-cm)<sup>2</sup>)
- $|\mu|_j^2$  = componente al cuadrado del momento dipolar para la transición hiperfina j
- $$A_j = \frac{64\pi^4 \nu_j^3}{3hc^3} |\mu|_j^2$$
- $A_j$  = coeficiente de Einstein para la transición j
- $\nu_j$  = frecuencia de la transición j.

## APENDICE E

Derivación de la densidad columnar del NH<sub>3</sub> en el estado (J,K) = (1,1).

La densidad columnar en el estado rotacional (J,K) = (1,1) la podemos expresar como

$$N(1,1) = N_0(1,1) + N_1(1,1) \quad (\text{B.1})$$

donde los subíndices 1 y 0 indican los estados superior e inferior de los niveles de inversión. Suponiendo ETL, con

$\frac{h\nu_{1 \rightarrow 0}}{k} = 1.14$  (Tabla A.1) y la ecuación (B.1) tenemos

$$N(1,1) = N_1(1,1) \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{1.14}{T_{\text{ex}}} \right] \right\} \quad (\text{B.2})$$

Además

$$N_1(1,1) = N_{11}(1,1) + N_{12}(1,1) + N_{20}(1,1) \quad (\text{B.3})$$

con los segundos subíndices indicando los estados F<sub>1</sub> cuadrupolares. Considerando nuevamente ETL, y dado que la separación entre los niveles hiperfinos cuadrupolares es del orden de 10<sup>-5</sup> K la ecuación (B.3) se reduce a

$$N_1(1,1) = \frac{9}{5} N_{12}(1,1) \quad (\text{B.4})$$

que al combinarla con (B.2) da como resultado

$$N(1,1) = \frac{9}{5} N_{12} \left\{ \exp \left( \frac{1.14}{T_{ex}} \right) + 1 \right\} \quad (B.5)$$

Por otro lado, el espesor óptico de una línea está dado por (Spitzer 1978)

$$\tau_{\nu} = \frac{c^2 h A_{j \rightarrow i} N_j \phi(\nu)}{8 \pi \nu k J_{\nu} (T_{ex})} \quad (B.6)$$

donde  $A_{j \rightarrow i}$  es el coeficiente de Einstein para la transición  $j \rightarrow i$ ,  $N_j$  es la densidad columnar del estado superior y  $\phi(\nu)$  es el perfil de la línea. Tomando un perfil gaussiano para  $\phi(\nu)$  y debido a que la línea principal (1,1;P) está constituida por las transiciones  $F'_1 \rightarrow F_1 = (2+2) + (1+1)$ , el espesor óptico en el centro de la línea resulta ser

$$\tau(1,1;P) = \frac{c^3}{8 \pi \nu^2 \Delta \nu} N_{12}(1,1) \times (A_{2 \rightarrow 2} + \frac{3}{5} A_{1 \rightarrow 1}) \times \left\{ \exp \left( \frac{1.14}{T_{ex}} \right) - 1 \right\} \quad (B.7)$$

con  $\Delta \nu$ , el ancho a potencia media de la línea y  $A_{2 \rightarrow 2}$  y  $A_{1 \rightarrow 1}$  los coeficientes de Einstein para la transición  $F'_1 \rightarrow F_1$ . Evaluando esos coeficientes con ayuda de la Tabla (A.2), la expresión (B.7) se reduce a

$$\tau(1,1;P) = 2.4 \times 10^{-13} \times \frac{[N_{12}(1,1)/\text{cm}^{-2}]}{[\Delta \nu/\text{km s}^{-1}]} \times \left\{ \exp \left\{ \frac{1.14}{T_{ex}} \right\} - 1 \right\} \quad (B.8)$$

Ahora, combinando (B.8) con (B.5) concluimos que

$$\left[ \frac{N(1,1)}{\text{cm}^{-2}} \right] \approx 7 \times 10^{12} \left\{ \exp \left( \frac{1.14}{T_{\text{ex}}} \right) + 1 \right\} \left\{ \exp \left( \frac{1.14}{T_{\text{ex}}} \right) - 1 \right\}^{-1} \left[ \frac{\Delta V}{\text{km s}^{-1}} \right] \tau(1,1;P)$$

(B.9)



José María Torrelles Arnedo durante la realización de su Doctorado en la UNAM (1979-1983) estuvo becado por el Convencio Cultural entre México (CONACYT) y España (CSIC) (1980-1982), por la Secretaría de Relaciones Exteriores de México (1982-1983) y por la Coordinación de la Investigación Científica de la UNAM (1981-1983).