

207
12



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

““ CONFINAMIENTO DE NUBES
DE ALTA VELOCIDAD
EN EL HALO GALACTICO ””

T E S I S

Que para obtener el Título de

F I S I C O

p r e s e n t a :

JULIA ESPRESATE EIBENSCHUTZ

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

México, D.F.

1989



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está 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.

CONTENIDO

| | |
|---------------|---|
| Resumen | 6 |
|---------------|---|

CAPITULO I

| | |
|--|----|
| 1.1 Introducción | 7 |
| 1.2 Distribución espacial de las NAV | 11 |
| 1.3 Anchos de línea, densidades y temperaturas | 12 |
| 1.4 Composición química y grado de ionización | 15 |
| 1.5 Gradientes de Velocidad | 15 |
| 1.6 Velocidades radiales y flujo de gas hacia la Galaxia | 17 |
| 1.7 origen de las NAV | 22 |
| 1.8 Interacción entre las NAV y el disco gaseoso | 27 |

CAPITULO II

| | |
|---|----|
| 2.1 El Grupo Local y La Vía Láctea | 29 |
| 2.2 El disco gaseoso | 31 |
| 2.3 Regiones de Hidrógeno molecular | 31 |
| 2.4 Hidrógeno neutro | 32 |
| 2.5 Regiones HII | 34 |
| 2.6 El gas coronal | 35 |

CAPITULO III

| | |
|--|----|
| 3.1 Equilibrio Hidrostático | 37 |
| 3.2 Modelo isotérmico para el gas coronal | 41 |
| 3.3 Una expresión realista para el potencial gravitacional | 47 |

CAPITULO IV

| | |
|---|----|
| 4.1 Determinación observacional de la distancia a algunas NAV | 52 |
| 4.2 Presión externa | 53 |
| 4.3 Presion interna como función de la distancia | 57 |
| 4.4 Equilibrio de las NAV | 64 |

CAPITULO V

| | |
|--|-----|
| 5.1 Descripción de los cálculos | 67 |
| 5.2 Resultados | 71 |
| 5.3 Conclusiones | 95 |
| Apéndice A | 97 |
| A.1 El potencial gravitacional | 97 |
| A.2 Modelo de Presión para dos componentes del gas interestelar | 102 |
| Apéndice B | 106 |
| Referencias | 108 |

RESUMEN

En este trabajo hemos desarrollado un modelo que permite determinar la distancia a las nubes de alta velocidad mediante la suposición de que se encuentran en equilibrio de presión con el medio que las rodea (gas coronal). Para ello hubo que encontrar la distribución de la presión y la densidad del gas coronal como función de la posición galáctica. Se supuso como una primera aproximación, que el gas coronal es isotérmico, no rota y se encuentra en equilibrio hidrostático en presencia del campo gravitacional de la Galaxia.

A partir de este modelo hemos podido establecer cuál es el valor de la presión térmica que este gas ejerce sobre las nubes y también, cuál es el valor de la presión hidrodinámica producida por el barrido del material que la nube encuentra a su paso. Ambas presiones como función de la distancia a la nube. Por otro lado, a partir de los anchos de línea, densidades de columna, tamaños angulares, velocidades observadas respecto al estándar galáctico de reposo y posición galáctica, hemos podido establecer la presión interna de cada nube como función de la distancia.

Todo el método consiste en encontrar la distancia en la cual para cada nube en particular, la suma de la presión térmica y de la presión hidrodinámica, iguala el valor de la presión interna.

El modelo se aplicó a una muestra de 18 nubes de alta velocidad localizadas en el hemisferio Sur galáctico. Los resultados muestran que las once nubes con densidad de columna menor, tienen dos soluciones. Esto significa dos distancias en las cuales pueden estar en equilibrio de presión con el medio externo. Hemos utilizado algunos criterios que nos permiten garantizar de alguna manera, que si estas once nubes se encuentran en efecto a alguna de las distancias solución obtenidas, podrán continuar en equilibrio de presión a lo largo de su trayectoria. Lo que debe quedar claro es que las distancias obtenidas dependen de los parámetros observados en la nube en este momento. A medida que la nube se desplaza y se ve sometida a una presión externa distinta, reajustará su presión interna y ésto se traduce en cambios en los parámetros observados. Es decir, estamos encontrando cuál es la distancia en la que pueden estar en equilibrio de presión en este momento. La primera de estas distancias es consistente con las distancias predichas por los modelos de origen galáctico y la segunda es consistente con los modelos de origen extragaláctico. Las siete nubes restantes tienen distancias solución que implican que se encuentran fuera del Grupo Local, lo cual no es consistente con las velocidades observadas.

Todos los resultados son muy sensibles al valor de la temperatura que se asigne al gas coronal y al valor de la presión en la vecindad solar del mismo. Los mejores resultados se obtienen si la temperatura es de 1.26×10^6 K y la presión es de 2.76×10^{-12} din cm^{-2} .

CAPITULO I

LAS NUBES DE ALTA VELOCIDAD

1.1 INTRODUCCION

La mayor parte del hidrógeno neutro (HI) observado en el disco gaseoso de nuestra Galaxia se ajusta, en posiciones y velocidades, al modelo de rotación galáctica propuesto por Schmidt. En este modelo, cada elemento de volumen del disco rota en órbitas circulares alrededor del centro galáctico, en equilibrio con el campo gravitacional. Sin embargo, se han observado concentraciones de HI (nubes) con velocidades y en latitudes galácticas que no se ajustan a las esperadas por dicho modelo. Por consiguiente, estas concentraciones no pueden ser consideradas parte del disco gaseoso galáctico sin que se hagan modificaciones importantes al modelo de rotación de Schmidt. Lo cual, dado el éxito del modelo en la descripción de las propiedades globales de la Galaxia, no parece ser adecuado. Por estas razones, estas concentraciones, denominadas nubes de alta velocidad (NAV) desde su descubrimiento hasta la fecha, han sido estudiadas como un fenómeno distinto del HI del disco galáctico.

En este capítulo daremos un breve resumen de las propiedades observadas de las NAV, así como de las principales ideas sobre su origen y sobre sus efectos en el disco galáctico. Una descripción más detallada de todos estos aspectos y la bibliografía correspondiente puede encontrarse en la tesis de licenciatura de Colomé (1987), de donde hemos sacado la mayor parte de la información.

La nomenclatura utilizada es la siguiente; NAV 115 + 45 - 135, significa una nube de alta velocidad centrada en coordenadas galácticas $l = 115^\circ$ y $b = 45^\circ$, con una velocidad radial respecto al estándar local de reposo $V_{elr} = -135 \text{ km s}^{-1}$ (ver sección 1.6). La clasificación usual de las NAV es la siguiente (Colomé 1987):

| | |
|-------------------------------------|---|
| Nubes de Baja Velocidad (NBV) | $ V_{elr} \leq 40 \text{ km s}^{-1}$. |
| Nubes de Velocidad Intermedia (NVI) | $40 \text{ km s}^{-1} < V_{elr} \leq 80 \text{ km s}^{-1}$. |
| Nubes de Alta Velocidad (NAV) | $80 \text{ km s}^{-1} < V_{elr} \leq 250 \text{ km s}^{-1}$. |
| Nubes de Muy Alta Velocidad (NMAV) | $ V_{elr} > 250 \text{ km s}^{-1}$. |

Cabe señalar que el nombre genérico que se le ha dado a todas estas concentraciones cuyas velocidades o latitudes son anómalas respecto al modelo de rotación,

es Nubes de Alta Velocidad (NAV). El hecho de que en la clasificación exista un grupo con el mismo nombre (NAV) no produce ninguna confusión ya que en todos los trabajos se especifica el intervalo de velocidades al que se refieren. De hecho en este trabajo en particular, cuando se habla de NAV, nos referimos al conjunto total de las concentraciones y sólo en el último capítulo nos referimos a un cierto grupo de NAV que, dentro de la clasificación presentada quedan incluídas en el subgrupo con el mismo nombre.

En las próximas secciones de este capítulo daremos una descripción general de las principales características de las NAV, de los modelos más importantes que tratan de explicar sus orígenes (sec.1.7) y también acerca de la posibilidad de que las NAV sean una fuente importante de perturbaciones para el disco gaseoso (sec 1.8).

Uno de los problemas claves para poder avanzar en el estudio de las NAV, es el poder estimar su distancia, ya que de ésto dependen su tamaño lineal y su masa, a partir de lo cual podría estimarse cuál es el flujo de masa "hacia" la Galaxia (velocidades negativas) o "desde" la Galaxia (velocidades positivas), cuál sería la energía depositada en el disco en caso de colisión y con qué frecuencia ocurriría este fenómeno, además de poder establecer de manera convincente, cuáles de estas NAV son de origen extragaláctico, cuáles se pueden asociar con material del disco gaseoso o con material del halo etc.

Independientemente de cuál sea su origen, las NAV son un fenómeno interesante, ya que si se trata de material intergaláctico que está siendo atraído por nuestra Galaxia (Oort 1970) deberán tomarse en cuenta para el análisis de la evolución química. Si por otro lado, son gas neutro del halo (Shapiro y Field 1976, Bregman 1980), entonces nos pueden dar información sobre la dinámica del halo de la Galaxia.

Otro aspecto muy relacionado con el problema de la distancia, es el que se refiere al mecanismo de confinamiento de las NAV. Para ilustrar la importancia de este punto, tomemos como ejemplo a la Corriente de Magallanes (CM) que es una banda de material gaseoso que se extiende desde las Nubes de Magallanes hasta nuestra galaxia pasando por el Polo Sur Galáctico donde se han detectado numerosas concentraciones de gas de alta velocidad. Si la masa de las NAV de la CM es únicamente la masa observada en HI, los anchos de las líneas implican una energía interna total positiva, ésto es, no serían autogravitantes. Por ejemplo, a una distancia D (en Kpc), una nube típica con una temperatura de brillo de $0^{\circ}.5$ K y un diámetro angular de $0^{\circ}.5$ tendría una masa de HI de $13 D^2 M_{\odot}$, una energía gravitacional de $-3 \times 10^{42} D^3$ ergs y una energía térmica interna de $2 \times 10^{46} D^2$ ergs, (Mirabel, Cohen, Davies 1979). Si consideramos que la nube se encuentra en equilibrio Virial, con energía gravitacional W y energía interna T , entonces:

$$-W = 2T \quad (1.7)$$

Sustituyendo los valores anteriores en la ecuación 1.7 y despejando la distancia D se obtiene:

$D \sim 13$ Mpc

Esta distancia resulta ser excesivamente grande incluso para los modelos de origen extragaláctico.

Alternativamente, si suponemos que la nube se encuentra a la misma distancia que las Nubes de Magallanes, es decir ~ 50 Kpc entonces, para mantener el equilibrio gravitacional se necesita una masa 200 veces mayor que la masa inferida para una distancia de 50 Kpc, a partir de la densidad de columna observada en HI (Mirabel *et al.* 1979).

Las distancias desde el Sol estimadas para la punta norte de la Corriente, están entre 10 y 20 Kpc. A esta distancia, una de estas nubes tendría una masa de HI de $3 \times 10^8 M_{\odot}$, un tamaño de 100 pc y una densidad media de 0.3 cm^{-3} (Cohen 1982). La autogravedad de un objeto con estas características es despreciable en comparación con su energía cinética interna. Si no hay una presión externa que la confine, a una velocidad de expansión de 15 km s^{-1} , la vida de las nubes sería de aproximadamente 6×10^6 años, antes de quedar diluidas por debajo del límite de detección. La edad obtenida de los modelos de fuerzas de marea para la Corriente, es de 2×10^8 años, es decir, al menos un orden de magnitud mayor que el tiempo deducido para la expansión de la nube. Esto hace suponer que las nubes o son de formación reciente, o están confinadas por algún mecanismo de presión externa que impide su expansión. Se ha sugerido que la presión externa puede ser la producida por un Halo galáctico de gas muy caliente (Cohen 1982); dado que la CM se extiende a una distancia de 50 Kpc del Sol, se necesitaría un plasma que se extendiera al menos hasta esa distancia. Para lograr ésto, compensando la atracción gravitacional de la Galaxia, su temperatura cinética debe ser del orden de 10^6 K. Sin embargo, la temperatura de dicho plasma tiene también una cota superior tal que le impida escaparse del campo gravitacional de la Galaxia o del Grupo Local.

Se ha propuesto también que las NAV estén en el medio intergaláctico confinadas por un plasma con temperaturas del orden de 3×10^8 K (Field y Perrenod 1977), en este caso, el calentamiento que dicho plasma produciría en las nubes haría que se evaporaran en tiempos de 10^3 o 10^4 años (Mckee y Cowie 1977).

A partir de la discusión anterior, pueden establecerse cuatro problemas fundamentales que de hecho están íntimamente relacionados y son: 1) El origen de la NAV, 2) El que se refiere a la distancia 3) El mecanismo de confinamiento y 4) El poder establecer de alguna manera si es posible suponer que están en equilibrio o no. De estos cuatro problemas, en este trabajo, nos dedicaremos a los tres últimos.

De alguna manera, el establecer un mecanismo de confinamiento implica una distancia en la cual el confinamiento sea efectivo; si por otro lado se lograra obtener la distancia observacionalmente, ésto permitiría elegir el mecanismo de confinamiento y establecer las posibilidades de equilibrio.

A grandes rasgos lo que haremos será explorar un mecanismo de confinamiento

para las NAV y suponerlas en equilibrio es decir, no están en expansión ni en contracción. Supondremos también que el confinamiento es el producido por dos tipos de presión externa: la presión térmica producida por un halo galáctico de gas caliente y la hidrodinámica que aparece por el hecho de que las nubes se están desplazando en un medio que tiene cierta densidad. Así, la presión externa sobre las NAV es la suma de la presión térmica del gas del halo y de la presión hidrodinámica que depende de la velocidad de la nube (ver secc.4.2). Lo que haremos entonces es, dados los parámetros observados en cada nube expresar la presión interna como función de la distancia (sec.4.3), con el propósito de encontrar la distancia a la que la presión interna y la externa se igualen.

Para poder realizar estos cálculos es necesario proponer un modelo para la distribución de presión y densidad del gas del halo en presencia de un campo gravitacional (Capítulo III). Empezaremos entonces haciendo un breve resumen de la información observacional de las características de las nubes de alta velocidad.

1.2 DISTRIBUCION ESPACIAL DE LAS NAV

Existen NAV en casi cualquier dirección del cielo, pero su distribución espacial no es uniforme. Generalmente se encuentran formando grupos de concentraciones individuales que parecen estar conectadas por gas de baja emisividad cuya velocidad es similar a la de las concentraciones individuales. A los conjuntos de nubes individuales y al gas de baja emisividad que las une se les suele llamar "Complejo".

Es difícil establecer un tamaño típico para los complejos. En la fig.1.1 se muestran los principales complejos de NAV junto con sus designaciones. Como puede observarse, la mayoría son elongados y cubren un extenso rango de tamaños angulares. Veamos algunos ejemplos; el complejo "A" se extiende 26° en longitud galáctica y aproximadamente 28° en latitud. El complejo "C" se extiende unos 70° en longitud galáctica y unos 25° en latitud. Finalmente, la Corriente de Magallanes se extiende unos 210° en longitud y 50° en latitud.

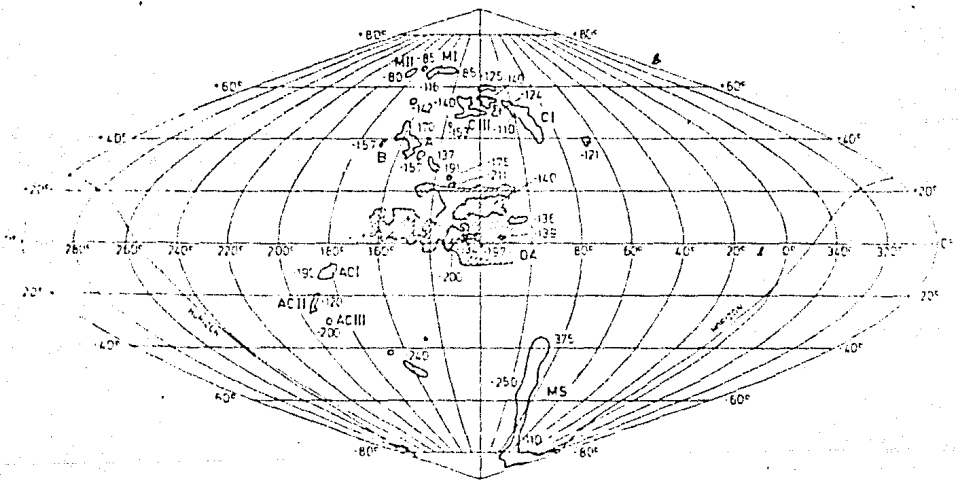


Figura 1.1 Principales grupos de NAV.

Se indican los nombres y las velocidades de los complejos de NAV más estudiados. Tomada de Hulsbosch (1975).

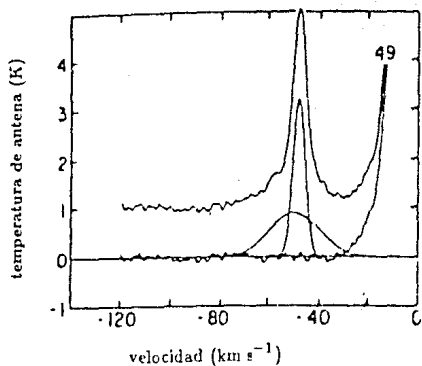
Por otro lado, los tamaños de las concentraciones individuales generalmente van desde unos 10 minutos de arco hasta 3° aproximadamente, aunque también se han reportado nubes cuyo tamaño excede los 5° (ver Colomé 1987). El área total del cielo cubierta por los principales grupos de NAV es de aproximadamente 1000 grados cuadrados, lo que significa que cerca del 2.5 % del cielo está cubierto por las NAV.

1.3 ANCHOS DE LINEA, TEMPERATURAS Y DENSIDADES DE COLUMNA

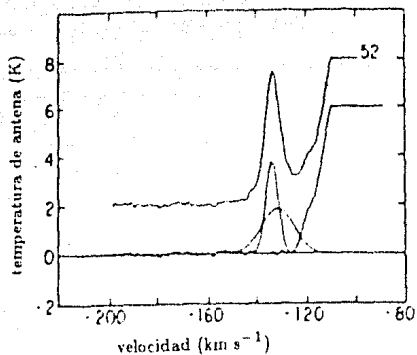
La mayor parte de la información que se tiene sobre las NAV proviene de las observaciones en la línea de 21 cm del hidrógeno neutro. Esta línea se produce por la transición entre los niveles hiperfinos $F=0$ y $F=1$ del estado base del átomo de hidrógeno (F es el momento angular total, incluyendo el espín del núcleo) y corresponden a las dos posibles orientaciones del espín del electrón con respecto al momento nuclear magnético (ver Colomé 1987).

A pesar de que la mayor parte del hidrógeno galáctico está neutro, el medio interestelar es transparente (ópticamente delgado) a la línea de 21 cm. Esto quiere decir que se pueden relacionar de una manera sencilla las intensidades (temperaturas de brillo) observadas con las densidades de columna del objeto.

La estructura de densidad al interior de las concentraciones individuales que forman los complejos, es muy complicada aunque en general parecieran estar formadas de núcleos densos (brillantes) sumergidos en envolventes más difusas y más extendidas. A continuación mostramos, (fig 1.2), algunos ejemplos de los perfiles de la línea de 21 cm obtenidos en algunas NAV que no pertenecen a la CM.



NAV 118.85-57.59-47.3



NAV 124.21+1.94-133.8

Fig. 1.2 Ejemplos de perfiles de la línea de 21 cm para algunas NAV. El eje vertical es la temperatura de antena y el horizontal es la velocidad respecto al estándar local de reposo en km s^{-1} . La línea en la parte superior es la línea observada y se muestran las dos componentes gaussianas que mejor ajustan la línea observada; una delgada y brillante y la otra ancha y menos intensa. La línea continua en la parte de abajo representa el residuo del ajuste. Tomada de Cram y Giovanelli (1976)

Como se observa claramente en la figura, existen dos componentes con anchos diferentes; una componente delgada con $\langle \Delta V \rangle \approx 10 \text{ km s}^{-1}$ y una ancha con $\langle \Delta V \rangle \approx 25 \text{ km s}^{-1}$. Estos perfiles son muy comunes en las NAV. Aunque los anchos de las dos componentes no son siempre de 10 y 25 km s^{-1} , todos los perfiles observados, excepto los de los complejos asociados a la Corriente de Magallanes, pueden ajustarse con dos componentes gaussianas; una delgada y brillante y la otra ancha y menos intensa. Los complejos asociados a la "Corriente de Magallanes" no presentan la componente delgada, sino solamente componentes anchas que van desde 17 km s^{-1} hasta 54 km s^{-1} (ver fig 1.3). Cabe señalar que las componentes delgadas sólo aparecen en las condensaciones que tienen mayor densidad de columna, mientras que las componentes anchas son características de las envolventes difusas que conectan a las condensaciones.

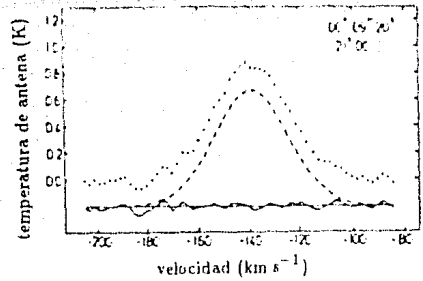
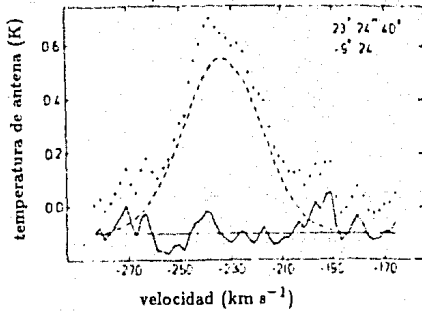


Fig. 1.3 Perfiles de la línea de 21 cm obtenidos en algunas concentraciones de la Corriente de Magallanes. El eje vertical es la temperatura de antena en $^{\circ}\text{K}$ y el horizontal es la velocidad respecto al estándar local de reposo en km s^{-1} . La línea punteada es el perfil obtenido y las líneas a trazos muestran el mejor ajuste gaussiano. La línea continua en la parte de abajo es el residuo del ajuste. A diferencia de la fig. 1.2 se puede observar la ausencia de componentes delgadas. Tomada de Mirabel, Cohen y Davies (1979).

A partir de los anchos de las líneas se pueden obtener límites superiores para las temperaturas de las NAV. Suponiendo que el ancho de las líneas es exclusivamente debido a ensanchamiento térmico se tiene (ver Colomé 1987):

$$T_{\text{cin}} = m_h (0.601 \Delta V)^2 / 2k \quad , \quad (1.1)$$

donde k es la constante de Boltzman, m_h es la masa del átomo de hidrógeno y ΔV es el ancho total a potencia media de la línea (FWHP). Si la temperatura se mide en $^{\circ}\text{K}$ y la velocidad en km s^{-1} entonces la ecuación queda como:

$$T_{\text{cin}} = 21.88(\Delta V^2) \quad \text{K} \quad . \quad (1.2)$$

Las temperaturas promedio inferidas son de $\sim 12500^{\circ}\text{K}$ para las envolventes y $\sim 1500^{\circ}\text{K}$ para los núcleos.

Estas temperaturas representan una cota superior para las temperaturas reales

del gas de alta velocidad, pues se piensa que el ensanchamiento de las líneas producido por movimientos macroscópicos (turbulencia), puede ser apreciable.

Las densidades de columna que se han observado van desde 10^{19} cm^{-2} hasta 10^{21} cm^{-2} . Parece existir una correlación entre la densidad de columna y la velocidad radial respecto al estándar local de reposo: a mayor densidad de columna, mayor velocidad radial (Giovanelli 1980). También se han observado diferencias importantes de densidad de columna, por ejemplo en el Complejo "C" donde $N_{\text{H I}}$ varía de 6×10^{19} cm^{-2} a 5×10^{20} cm^{-2} de una condensación a otra del mismo complejo (ver Colomé 1987).

1.4 COMPOSICION QUIMICA Y GRADO DE IONIZACION

Se ha detectado la presencia de CaII y NaI en absorción, coincidente en velocidad y dirección con algunas NAV (Zinn *et al.* 1960, West *et al.* 1985). Las abundancias químicas inferidas de estos trabajos son consistentes con las abundancias de Ca y Na en nubes dentro del disco galáctico. Esto parece indicar que, en algunos casos, las NAV son de origen galáctico, aunque en realidad en ningún caso los resultados observacionales son verdaderamente concluyentes. Por otro lado no se han encontrado correlaciones entre los mapas de emisión de $\text{H}\alpha$ y los mapas de HI, lo que indica que la mayor parte del gas de las NAV es neutro (Reynolds 1987). Esto impone un límite superior para la temperatura de las nubes, $T < 1.5 \times 10^4$ K que es un valor consistente con la temperatura inferida de los anchos de las líneas. Si T fuese mayor que este valor, la ionización colisional produciría una fracción detectable de hidrógeno ionizado.

La situación con respecto a los rayos X suaves es similar. No parece haber correlación entre las NAV y la emisión de rayos X suaves, excepto quizá para una NAV situada en la dirección de la Nebulosa de Draco, donde pareciera haber un pequeño aumento en la emisión de rayos X suaves (Hirth *et al.* 1985).

1.5 GRADIENTES DE VELOCIDAD

La estructura de velocidades dentro de los diferentes complejos de NAV es, en general, muy complicada. Cuando se observan nubes que presentan núcleo y envolvente, es común que los núcleos aparezcan con velocidades radiales mayores que las envolventes.

En general, no se observan gradientes de velocidad bien definidos dentro de los diversos grupos de NAV, salvo en algunos casos particulares como la Corriente de Magallanes. En este caso, si se traza una coordenada θ , a lo largo de la dirección de

la "Corriente" (ver fig.1.4) y otra coordenada ϕ perpendicular a θ , se obtiene que la velocidad como función de θ es de la forma (Wannier *et al.* 1972):

$$V_{clr}(\theta) = 429 \cos(\theta + 83.5) \quad \text{km s}^{-1}. \quad (1.3)$$

Los gradientes de la velocidad respecto a el estándar galáctico de reposo V_{egr} (ver sección 1.6), son (Cohen 1982):

$$\frac{\partial V_{egr}}{\partial \theta} = -2.2 \text{ km s}^{-1} \text{ grad}^{-1}, \quad (1.4)$$

y en la dirección perpendicular:

$$\frac{\partial V_{egr}}{\partial \phi} = 5.6 \text{ km s}^{-1} \text{ grad}^{-1}. \quad (1.5)$$

La velocidad de la "Corriente" varía desde 300 km s^{-1} , cerca de las Nubes de Magallanes, hasta 400 km s^{-1} cerca del extremo norte.

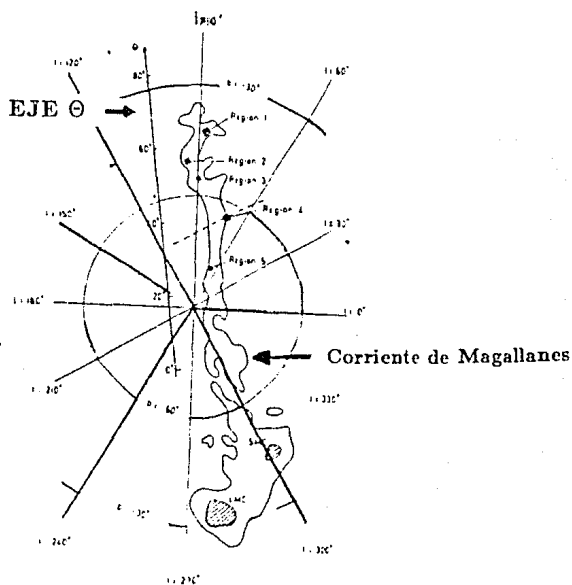


Fig. 1.4 La Corriente de Magallanes vista desde el Polo Sur galáctico. Se muestra la orientación del eje θ definido por Wannier y Wrixon (1972) a lo largo del cual parece existir un gradiente bien definido de la velocidad respecto al estándar galáctico de reposo. Tomada de Mirabel, Cohen y Davies (1979).

1.6 VELOCIDADES RADIALES Y FLUJO DE GAS HACIA LA GALAXIA

Hasta ahora hemos hablado indistintamente de las velocidades radiales V_{elr} y V_{egr} . Antes de continuar explicaremos con un poco más de detalle qué significado tiene cada una de ellas.

El centro de masa de nuestra galaxia se define como el estándar galáctico de reposo. La manera más conveniente de expresar la velocidad de cualquier estrella respecto a este sistema de referencia es en términos de las componentes (Π, Θ, Z) que se muestran en la figura 1.5; Π es la componente radial de la velocidad y se toma positiva en la dirección $l=180^\circ$ y $b=0^\circ$, es decir, para movimientos hacia afuera de la Galaxia; Z es la componente de la velocidad perpendicular al plano de la Galaxia y se toma positiva en la dirección $b=90^\circ$. Es decir en la dirección del Polo Norte galáctico. Finalmente Θ es la componente tangencial de la velocidad y es positiva en la dirección $l=90^\circ$ y $b=0^\circ$.

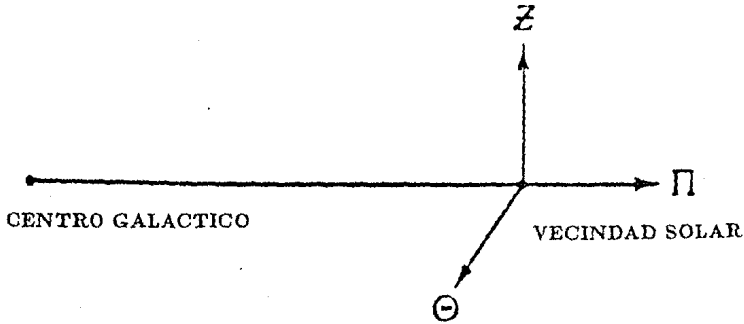


Fig. 1.5 Se muestran los tres ejes que definen las tres componentes de la velocidad con respecto al centro de la galaxia (estándar galáctico de reposo) para cualquier punto en el disco galáctico.

Si suponemos que la distribución de masa de nuestra galaxia es simétrica respecto a un eje que pasa por el centro y es perpendicular al plano, las fuerzas gravitacionales para cualquier posición en el plano galáctico estarán dirigidas radialmente hacia el centro. Entonces, para cualquier posición en el plano galáctico existirá un vector velocidad de coordenadas $(\Pi, \Theta, Z) = (0, \Theta_0, 0)$, tal que, un punto moviéndose con este vector velocidad seguirá una órbita perfectamente circular alrededor del centro de la

Galaxia. La velocidad circular Θ_0 estará determinada por las fuerzas gravitacionales que actúen en el punto en cuestión. Por tanto, la velocidad circular es una función de la distancia r al centro galáctico sobre el plano. El estándar local de reposo es justamente un punto que gira en una órbita circular cuyo radio es la distancia del Sol al centro galáctico (~ 8 Kpc) y cuya velocidad tangencial es $\Theta_0 = 225 \text{ km s}^{-1}$ (Allen y Martos 1986) en la dirección $l=90^\circ$ y $b=0^\circ$.

Por consiguiente, para pasar del estándar local de reposo al estándar galáctico de reposo hay que sustraer de la velocidad radial observada, el movimiento del estándar local. Se debe tener en cuenta también que al hacer esta transformación de un sistema a otro, la velocidad que se obtiene es siempre la componente de la velocidad en la línea de visión ya sea respecto al centro de la galaxia o respecto al estándar local. La expresión que se utiliza para la transformación es:

$$V_{egr} = V_{clr} + 225 \sin(l) \cos(b). \quad (1.6)$$

Donde V_{clr} es la velocidad observada corregida por el movimiento de la Tierra alrededor del Sol y por el movimiento del Sol respecto al estándar local de reposo. Se han observado nubes con velocidades (V_{egr}) positivas y negativas sin ninguna simetría espacial definida. Sin embargo cuando se analiza la V_{clr} (Giovanelli 1980), se encuentra una cierta predominancia de velocidades negativas para $0^\circ < l < 216^\circ$ y una predominancia de velocidades positivas para $216^\circ < l < 360^\circ$.

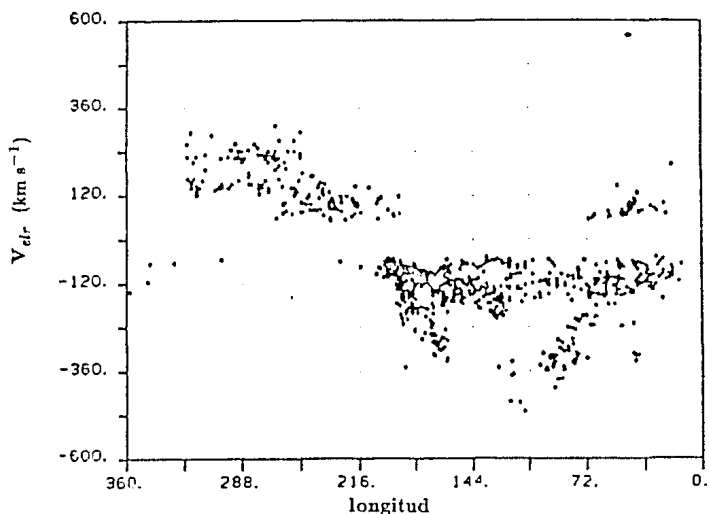


Fig. 1.6 Distribución de velocidades de las NAV respecto al estándar local de reposo. Puede observarse una fuerte dependencia de la distribución de velocidades positivas y negativas respecto a la longitud galáctica. Las positivas predominan del lado izquierdo de la figura y las negativas del lado derecho. Tomada de Giovanelli (1980).

Como se observa en la figura 1.6, existe una fuerte dependencia de la distribución de velocidades (V_{elr}) con respecto a la longitud galáctica: las velocidades negativas se observan predominantemente en los cuadrantes galácticos para los que la rotación del *elr* tiene componentes positivas y se encuentran velocidades positivas en los cuadrantes en los que el *elr* tiene componentes negativas. Es decir, el campo de velocidades radiales de las NAV depende de la posición galáctica y esto se ha interpretado (Giovanelli 1980) como que, al menos un gran grupo de NAV están fuera de la vecindad solar, quizá en la periferia de la Galaxia o en el Grupo Local. Sin embargo, en la figura 1.6 también puede observarse una banda de Nubes cuya velocidad promedio es independiente de la longitud galáctica y esto va en favor de que un subgrupo de NAV estén asociadas a la Galaxia.

Si ahora analizamos la distribución de velocidades V_{egr} (fig. 1.7), el aspecto más interesante que se encuentra es que parecen predominar las velocidades negativas sobre las positivas. Según la convención, las velocidades V_{egr} negativas significan que la nube se está "acercando" a la Galaxia, mientras que velocidades positivas significan que la nube se está "alejando". Esta predominancia de velocidades negativas se ha interpretado como un "flujo neto" de gas hacia la Galaxia, si suponemos que las masas son las mismas para $V > 0$ y $V < 0$.

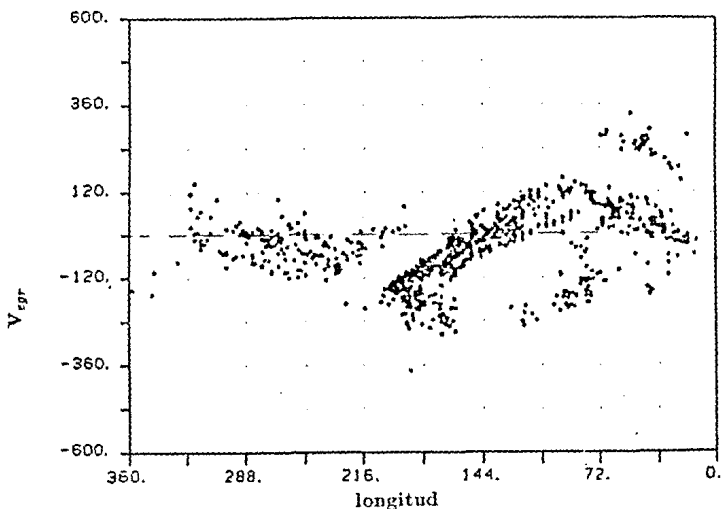


Fig. 1.7 Distribución de velocidades de las NAV respecto al estándar galáctico de reposo. Puede observarse la predominancia de velocidades negativas, en especial para $216^\circ < l < 360^\circ$. Tomada de Giovanelli (1980).

Del estudio de 799 concentraciones individuales observables desde el hemisferio norte hecho por Giovanelli (1980), nosotros obtenemos que el ~ 31% tienen velocidades positivas mientras que el 69% restante tiene velocidades negativas (ver fig. 1.8).

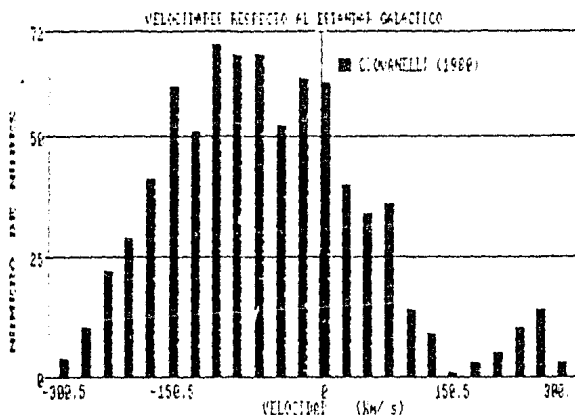


Fig 1.8 Distribución de velocidades respecto al estándar galáctico de reposo de 799 NAV (Giovanelli 1980) cuyas longitudes van de: $1^\circ < l < 188^\circ$. El 31 % tienen velocidades positivas y el 69 % velocidades negativas.

Esto es reforzado por el estudio de Bajaja *et al.* (1985) para 740 NAV observables desde el hemisferio sur para una zona del cielo que no se traslapa con la de Giovanelli, en el cual obtenemos que el 39% tienen velocidades positivas y el 61% restante tienen velocidades negativas (ver fig.1.9).

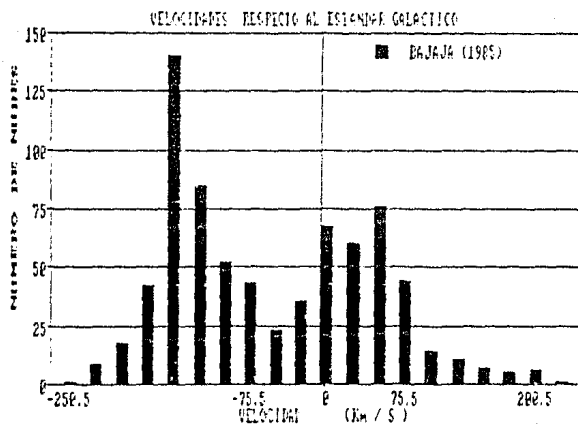


Fig.1.9 Distribución de velocidades respecto al estándar galáctico de reposo (Bajaja 1985) de 740 NAV cuyas longitudes son: $20^{\circ} < l < 200^{\circ}$. El 39 % tienen componentes positivas de la velocidad y el 61 % tienen componentes negativas de la velocidad en la dirección de la línea de visión.

Sumando ambos catalogos se obtiene; 35% con velocidades positivas y 65% con velocidades negativas (fig.1.10).

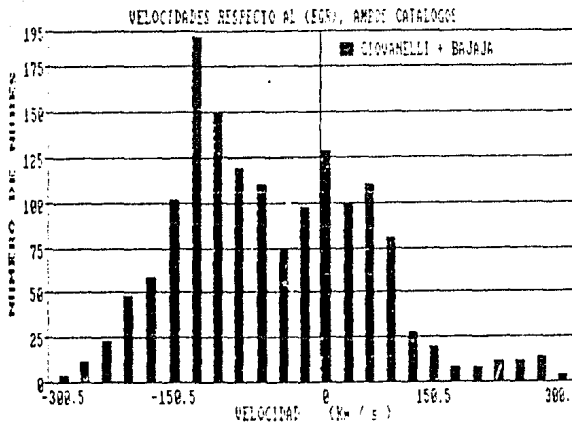


Fig. 1.10 Distribución de la suma de ambos catalogos: 1539 nubes en total. 35 % con $V_{egr} > 0$ y 65 % con $V_{egr} < 0$. Si la masa de las NAV es aproximadamente la misma, ésto significa un flujo neto de hidrógeno neutro hacia la Galaxia.

Esto quiere decir que si la masa de las NAV es aproximadamente la misma, el flujo de HI hacia la Galaxia es aproximadamente el doble del flujo de gas que se aleja de ella. Lo cual apunta en favor de que hay un flujo efectivo de gas hacia la Galaxia.

1.7 ORIGEN DE LAS NAV.

Existen varios modelos sobre el origen de las NAV y pueden dividirse en dos grupos principales: i) Los que les asocian un origen galáctico y ii) los que argumentan en favor de un origen extragaláctico. Sin embargo, para cada uno de los modelos se puede encontrar siempre un conjunto de nubes que se ajustan a las especificaciones del modelo y otro conjunto que no. La pregunta que debe plantearse entonces, es: ¿ Existe un origen único para todas las NAV observadas o debemos partir de la idea de que el gas de alta velocidad puede ser una consecuencia de varios mecanismos? En nuestra

opinión, la segunda opción es más razonable.

Una primera consecuencia de descartar un origen común para todas las NAV es que algunas pueden estar en el medio intergaláctico como ya ha sido sugerido (Colomé 1987) y otras pueden estar inmersas en el halo gaseoso de nuestra Galaxia.

A continuación se describirán algunos de los modelos más importantes que tratan de explicar el origen de las NAV.

a). ORIGEN GALACTICO

i) Las NAV como parte de los brazos más externos de la Galaxia.

Existen algunos grupos de NAV que coinciden en latitud ($|b| \leq 10^\circ$) y longitud con las posiciones esperadas para los brazos más externos de la Galaxia. Además, tienen velocidades radiales que coinciden con el intervalo de velocidades radiales observadas en HI para dichos brazos.

La masa de HI por unidad de longitud (kiloparsec) de los brazos, puede ser estimada utilizando las distancias derivadas del modelo de rotación galáctica e integrando en latitud a través del brazo (Davies 1972). Si suponemos que estos grupos de NAV están a la distancia de dichos brazos espirales, se obtienen masas muy parecidas a las obtenidas para una región del brazo cuyas dimensiones angulares sean similares a las del grupo de NAV (Davies 1972).

Este modelo puede ser adecuado para las nubes de velocidades bajas e intermedias ubicadas en latitudes $|b| \leq 10^\circ$ (Davies 1972), sin embargo tiene serias dificultades para englobar a las NAV con latitudes fuera de la franja $|b| \leq 15^\circ$ y con velocidades altas.

Algunos autores han propuesto que el plano galáctico tiene cierta inclinación en los brazos espirales más externos (Davies 1972). Las distorsiones ("alabeos") de la parte externa del disco parecen ser un fenómeno común en galaxias espirales y en galaxias elípticas que contienen gas. En nuestra galaxia esta inclinación es más apreciable en las longitudes $l = 40^\circ$ y $l = 140^\circ$. Existen algunas NAV que se localizan en esta región y se piensa que forman parte de dicha torsión (Davies 1972). Esto se ilustra en la figura 1.11.

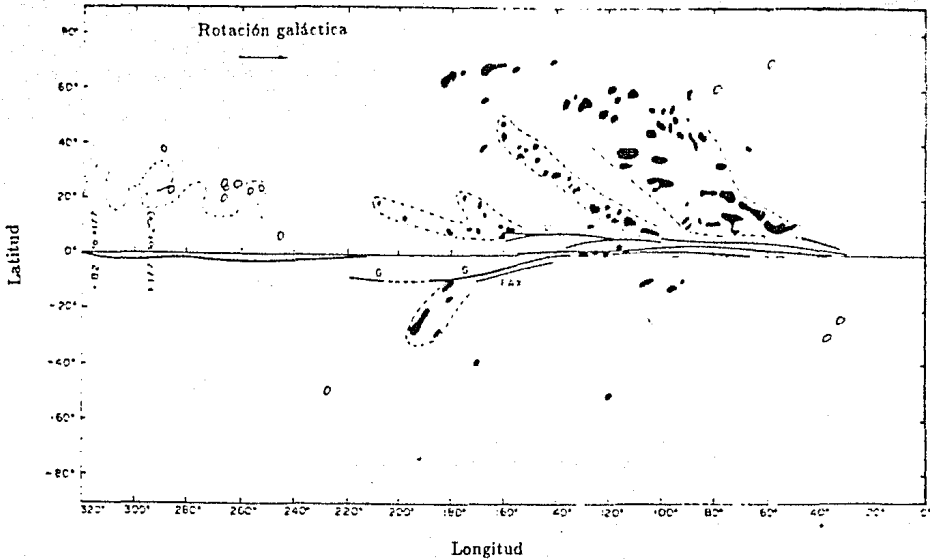


Fig. 1.11 Algunos grupos de NAV pueden ser asociados a la distorsión de los brazos más externos de la Galaxia. Las líneas punteadas señalan bandas de NAV, las áreas oscuras son velocidades negativas y las claras positivas. Tomada de Davies (1972).

2) Modelo de fuente.

La idea principal del modelo de fuente es que el gas calentado por vientos estelares y supernovas en el disco, sube a grandes distancias del plano galáctico y cuando se enfría, regresa atraído por la fuerza gravitacional del disco. Esto es, forma una "fuente" galáctica. De ser así, fuera del disco debe existir una corona galáctica de gas caliente ($\sim 10^6$ K) y en equilibrio dinámico con el gas del disco (Bregman 1980). Otra alternativa es que el gas no tenga tiempo de enfriarse y se escape de nuestra galaxia, formando así un viento galáctico.

En este modelo se supone que la corona no corrota con el disco, y que el gas de la fuente se mueve en órbitas balísticas (ver fig.1.12). Las velocidades anómalas de las NAV serían, entonces, los efectos combinados de la rotación diferencial galáctica y de la velocidad de caída de las nubes. Bregman (1980) calcula la altura que el gas expulsado debe viajar antes de condensarse en nubes y resulta ser de 2 a 5 Kpc medidos desde su

posición original.

Una fracción importante de NAV sigue el comportamiento predicho por el modelo de fuente. Sin embargo, existen dificultades para explicar casos de cadenas muy largas y su alta velocidad ($V \sim 200 - 300 \text{ km s}^{-1}$) como por ejemplo algunos complejos asociados a la corriente de Magallanes.

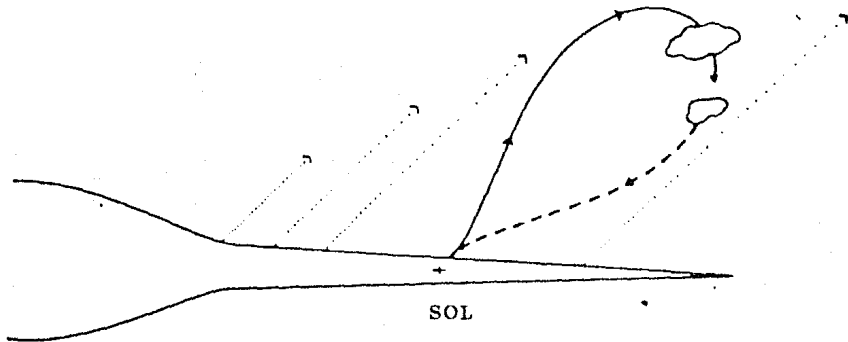


Fig. 1.12 MODELO DE FUENTE. El gas caliente inyectado en el disco por vientos estelares y explosiones de supernovas. Se desplaza hacia arriba (en la dirección z) y hacia afuera (en r) hasta que al enfriarse, se condensa y regresa al disco, siguiendo la trayectoria marcada por la línea sólida y la línea a trazos. Las flechas punteadas indican el desplazamiento del gas caliente que sale del disco. (Bregman 1980).

b) ORIGEN EXTRAGALACTICO:

1.- Fuerzas de marea entre Galaxias.

Se han hecho modelos detallados utilizando diferentes órbitas para las Nubes de Magallanes, que permitan simular la distribución espacial y algunas de las velocidades observadas en la Corriente de Magallanes (Fujimoto *et al.*1980). El resultado de las interacciones de marea entre la Vía Láctea y las Nubes de Magallanes es una banda estrecha de gas que emerge de la Nube Menor cubriendo una amplia región del cielo y pasando por el Polo Sur galáctico; esta distribución espacial es semejante a la de la Corriente (ver fig.1.13). Sin embargo, las velocidades predichas para la punta norte (220 km s^{-1}) quedan muy por debajo de las observadas en esa dirección (400 km s^{-1}).

Los autores del modelo sugieren que las diferencias pueden deberse quizá, a que la velocidad circular de la Galaxia (ésto es, su masa) en $r=r_{nube}$ sea en realidad mayor de lo que fue supuesto para el modelo. De cualquier manera, el modelo reproduce las principales propiedades de este complejo de NAV.

Las distancias que se derivan de estos modelos para la Corriente, están en el intervalo de 20 a 60 Kpc.

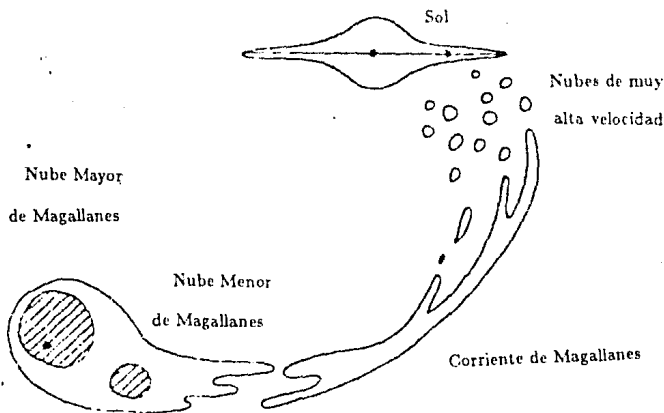


Fig. 1.13. Configuración propuesta para las nubes de muy alta velocidad que pertenecen a la Corriente de Magallanes. Las nubes estarían en la parte más cercana de la banda de material que se extiende desde las Nubes de Magallanes hasta nuestra galaxia.

2.- Las NAV como objetos extragalácticos situados en el grupo local.

Este modelo sugiere que las NAV pueden ser restos del gas primigenio a partir del cual se formaron galaxias como la nuestra (Oort 1966).

Oort apoya la idea de que tanto la Vía Láctea como la Nebulosa de Andrómeda están aún en proceso de condensación y lo que vemos en forma de NAV es gas cayendo desde distancias del orden de 10^6 pc.

Existen evidencias directas e indirectas que indican la presencia de material en el medio intergaláctico. Es un hecho conocido que, en varios grupos de Galaxias, la dispersión de velocidades es mayor que la que se deduce a partir de sus masas (Oort

1970); ésto sugiere, si los sistemas están en equilibrio, que existe una gran cantidad de materia invisible cercana a ellas y quizá una fracción de esta masa esté en forma gaseosa.

El Grupo Local al cual pertenece la Vía Láctea, contiene 27 miembros conocidos y existen cuando menos 32 (Voucouleurs 1965). Sin embargo, la mayor parte de la masa total observada está concentrada en M31 (Andrómeda), la Vía Láctea y sus galaxias satélites. La dispersión de velocidades observada es mayor que la que se deduce a partir de la suma de las masas de los miembros conocidos. Esta deficiencia en la masa observada del sistema también aparece en modelos dinámicos de otros grupos de galaxias (Colomé 1987). Oort propone que dicha deficiencia se resuelve justamente con la masa de las NAV. De ser así, las NAV serían miembros del Grupo Local, localizadas a distancias del orden de 1 Mpc, describiendo órbitas hiperbólicas. Una variante de este modelo es suponer órbitas elípticas, es decir material amarrado gravitacionalmente a la Galaxia (Kerr *et al* 1969). Visto así, las NAV serían satélites de nuestra galaxia y sus distancias serían del orden de 50-100 Kpc.

1.8 INTERACCION ENTRE LAS NAV Y EL DISCO GALACTICO

Más allá de cuál sea el origen de las NAV, si lo que se observa son condensaciones que se acercan a la galaxia cabe preguntarse acerca de los efectos que tendría sobre el disco, la posible colisión de una NAV.

Se ha reportado en la dirección del anticentro de la Galaxia, un complejo de nubes de alta velocidad denominado complejo "AC", el cual ha sido dividido en tres subcomplejos cuyos nombres son ACI, ACII y ACIII respectivamente (Mirabel 1982).

El subcomplejo ACI que contiene por lo menos tres concentraciones individuales, parece estar chocando con el material del disco. La supuesta colisión de "ACI" con el disco se está llevando a cabo a una distancia angular de 10° del plano. Dado que los brazos espirales de la galaxia alcanzan extensiones verticales de centenas de parsecs. Es probable que ACI esté chocando con material que se encuentra a una altura de entre 0.25 y 2 Kpc del plano. La masa total del subcomplejo ACI reportada por Hulsbosch (1972) es de $4800 M_{\odot} D$, donde D es la distancia en Kpc. La extensión angular del subcomplejo ACI es de $3^\circ \times 16^\circ$. Así, la masa y la energía depositadas en el plano sobre una región del tamaño del subcomplejo van de $10^4 M_{\odot}$ a $6.4 \times 10^5 M_{\odot}$ para las dos distancias mencionadas anteriormente; mientras que las energías van de 4.4×10^{51} ergs hasta 2.9×10^{53} ergs, para el mismo intervalo de distancias, si se asume una velocidad respecto al estándar galáctico de reposo de -210 km s^{-1} .

Si el subcomplejo ACI es capaz de depositar alrededor de 10^{53} ergs, el complejo "AC" completo podría llegar a depositar una energía de hasta 10^{54} ergs. Es decir, varias veces la energía involucrada en una explosión de supernova.

En la dirección de la "Nebulosa de Draco" ($l=90^\circ$, $b \approx 40^\circ$) también se ha detectado una NAV perteneciente al complejo "C" que parece desacelerarse bruscamente (Sandage 1976). A diferencia de la del anticentro que está aparentemente "sola", esta nube parece estar asociada a una nebulosa de emisión y a una pequeña nube molecular (Mebold *et al* 1984).

Al sobreponer mapas de rayos X suaves a esta región, se observa que hay un incremento ligero en la emisividad, que puede interpretarse como la emisión del gas caliente producido por la colisión de la NAV.

De los modelos que se han hecho (Tenorio-Tagle *et al.* 1980,1986) sobre la evolución de este tipo de choques (NAV-disco galáctico), se puede inferir que las colisiones pueden causar importantes perturbaciones en el disco gaseoso, incluso pueden estimular la formación estelar y la formación de nubes moleculares. Por ejemplo el complejo molecular de Orión, que es una región activa de formación estelar, se encuentra a 150 pc del plano que es una distancia relativamente grande en comparación con la de otros complejos de este tipo. Se ha propuesto (Franco 1986, Franco *et al.* 1987) como un posible origen para su formación, la colisión de una NAV con el disco; como mencionamos, la inyección de energía en este tipo de colisión es similar a la inyectada por explosiones de supernovas, o por vientos de estrellas masivas, pero la inyección de momento es diferente, puesto que, en una colisión NAV-disco gaseoso, la inyección de momento está dirigida en una sola dirección, y en los otros casos no.

En el siguiente capítulo haremos una breve descripción de las propiedades del medio interestelar con el objeto de sentar las bases que nos permitan construir un modelo de la distribución de presiones del gas de la galaxia como función de la posición.

CAPITULO II

EL GAS INTERESTELAR

2.1 EL GRUPO LOCAL Y LA VIA LACTEA

La materia que forma el Universo que conocemos no se encuentra distribuida uniformemente en el espacio, sino que se encuentra formando galaxias, que son conglomerados aislados que contienen gran cantidad de estrellas, gas y polvo. A su vez, las galaxias se agrupan formando los llamados cúmulos de galaxias y actualmente se tiene suficiente evidencia observacional para aceptar que los cúmulos de galaxias también se encuentran formando grupos: los supercúmulos.

Como ya se mencionó en el capítulo anterior, nuestra Galaxia (la Vía Láctea), pertenece a un cúmulo de galaxias denominado el Grupo Local, el cual contiene más de 30 miembros conocidos. La mayor parte de la masa observada del Grupo Local, se encuentra concentrada en M31 (Andrómeda) y la Vía Láctea. El resto de los miembros conocidos constituyen aproximadamente la milésima parte de la masa combinada de M31 y la Vía Láctea. En consecuencia, el Grupo Local puede ser considerado un sistema binario (Oort 1970).

Nuestra Galaxia está clasificada como una espiral gigante del tipo Sb. Se formó hace unos quince mil millones de años y está compuesta de estrellas, gas y polvo. El gas, el polvo y la mayor parte de la materia visible están concentrados en el disco galáctico. El espesor del disco gaseoso varía desde 150 pc en la parte interna hasta 10^3 pc en la parte externa (ver fig.2.14).

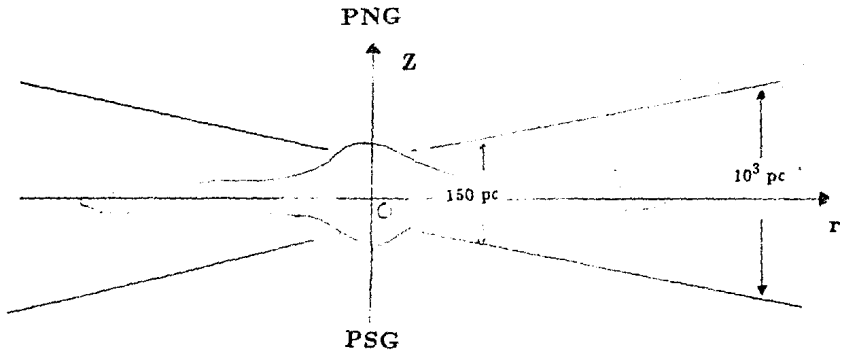


Fig.2.14. Se muestra la variación del espesor del disco gaseoso de la Galaxia, que va de 150 pc en la parte interna a 10^3 pc en la parte externa aproximadamente. Se muestran también los ejes r y z de coordenadas cilíndricas que son los que utilizaremos para referirnos a altura sobre el plano (z) y distancia galactocéntrica (r). El origen de este sistema de coordenadas se encuentra ubicado en el centro de la Galaxia.

El disco tiene una masa visible de aproximadamente $10^{11} M_{\odot}$. Prácticamente toda esta masa se encuentra en forma de estrellas y el gas y el polvo representan sólo una pequeña fracción ($\sim 7 \times 10^9 M_{\odot}$). Actualmente, a partir del análisis dinámico de la rotación galáctica, se estima que la fracción de materia invisible puede ser del mismo orden de magnitud que la cantidad total de materia visible.

El disco de nuestra Galaxia tiene un movimiento de rotación alrededor de un eje que pasa por el núcleo y es perpendicular al plano. El modelo de rotación galáctica propuesto por Schmidt, supone órbitas circulares en las cuales la velocidad de rotación depende solamente de la distancia al centro. A partir de numerosos trabajos observacionales se ha podido establecer el comportamiento de la velocidad de rotación como función de la distancia galactocéntrica (curva de rotación) para galaxias externas. En general lo que se observa es que la parte central rota como cuerpo rígido, ésto es, la velocidad de rotación aumenta linealmente con la distancia galactocéntrica hasta llegar a un máximo en la velocidad, entre 200 y 300 km s^{-1} a una distancia de ~ 5 Kpc. A radios mayores, la velocidad se mantiene constante, es decir, rotación diferencial (ver fig.2.15) y se espera que a radios todavía mayores la curva de rotación comience a disminuir en forma kepleriana $V_{rot} \sim r^{-1/2}$, lo cual, de hecho, no se observa. Lo que se encuentra es que V_{rot} decae mucho más lentamente con la distancia o incluso se mantiene constante (ver Serrano 1984).

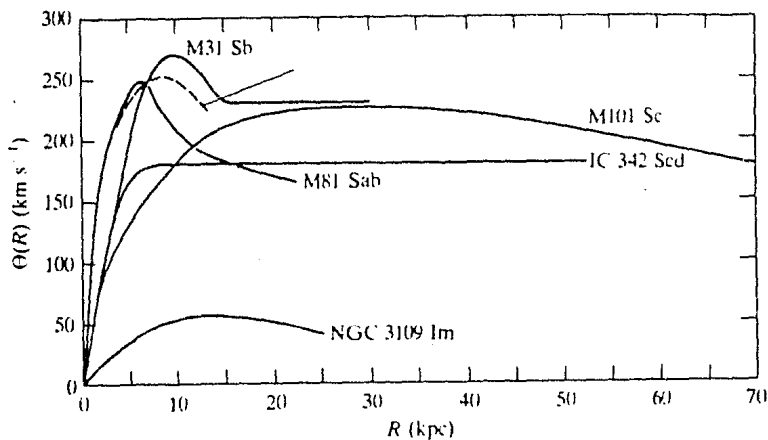


Fig.2.15. Curvas de rotación para galaxias espirales (se incluye nuestra Galaxia) inferidas a partir de las observaciones en la línea de 21 cm. Nótese que las curvas de M31 y de IC342 no muestran ninguna disminución de la velocidad de rotación a medida que el radio galactocéntrico aumenta. La curva de nuestra galaxia está incompleta pues no se tiene información confiable para radios mayores que el radio solar.

2.2 EL DISCO GASEOSO

El medio interestelar, MI, es todo aquello que se encuentra en el espacio entre una estrella y otra. Este medio está constituido, además de el gas y el polvo ya mencionados, por campos magnéticos, radiación electromagnética y rayos cósmicos. El campo magnético promedio en la Galaxia es de aproximadamente 3×10^{-6} gauss y parece tener una orientación paralela al disco; sin embargo desconocemos su estructura detallada (Franco 1984). Los rayos cósmicos son partículas relativistas que parecen estar confinadas al sistema galáctico por el acoplamiento con las líneas del campo magnético. La radiación electromagnética está compuesta principalmente por la radiación estelar y por la radiación de fondo de 2.7 K, que en realidad no es una propiedad del MI sino de todo el universo.

En esta sección presentamos las propiedades de la componente gaseosa del medio interestelar, es decir, el gas interestelar (GI).

Las abundancias químicas inferidas a partir de los trabajos observacionales para la vecindad solar (distancias de ~ 1000 pc desde el Sol), son: 90 % partículas de hidrógeno, 9.9 % partículas de helio y 0.1 % del resto de los elementos (C,N,O,...etc.) con una densidad media de 1 cm^{-3} . Estas abundancias se consideran representativas del promedio y se les suele llamar "abundancias cósmicas" (Franco 1984). Como puede observarse, el elemento más abundante es el hidrógeno y en el MI se le ha detectado en todas sus formas: ionizado (denominado HII), atómico neutro (HI), molecular (H_2) y también en su forma deuterada (HD). Es evidente entonces que el GI presenta varias fases, cada una con diferentes características. A *grosso modo* suele hablarse de cinco componentes principales que serían, en orden creciente de temperatura: i) regiones frías de hidrógeno molecular, ii) regiones de baja temperatura de hidrógeno neutro, iii) regiones de hidrógeno atómico neutro pero con temperaturas relativamente altas, iv) regiones constituidas por gas excitado por la radiación estelar y finalmente v) regiones muy calientes donde prácticamente todo el hidrógeno está ionizado (Dyson 1980).

A continuación analizaremos las principales características de cada una de estas fases.

2.3 REGIONES DE HIDROGENO MOLECULAR

Las regiones más prominentes de hidrógeno molecular, son las nubes moleculares donde además de moléculas de H_2 y muchísimas otras más, se han detectado moléculas de CO (monóxido de carbono). De hecho, generalmente se identifica a dichas regiones a través de ciertas líneas de emisión producidas por transiciones entre los niveles rotacionales de la molécula de CO.

Es frecuente encontrar nubes moleculares asociadas a nebulosas en emisión

que son producidas por estrellas jóvenes muy calientes. Esto sugiere que las nubes moleculares son regiones de formación estelar.

Las temperaturas inferidas para estas nubes están entre 10 K y 30 K mientras que sus densidades están entre 10^2 y 10^4 partículas por cm^3 . De todas las fases del GI antes mencionadas, las nubes moleculares son las de mayor densidad. Tienen un tamaño típico de 5 pc lo cual implica que sus masas son mayores a $10^3 M_\odot$ (Dyson 1980).

La mayor parte de las nubes moleculares se encuentran en el disco de la Galaxia. Hasta una distancia galactocéntrica de 16 Kpc la masa total de H_2 observada es de $3.5 \times 10^9 M_\odot$, que es similar a la masa de HI ($3 \times 10^9 M_\odot$); sin embargo, dentro del círculo solar se encuentra del 80 % al 90 % de la masa de H_2 y solamente del 20 % al 30 % de la masa de HI (Sanders, Solomon, Scoville 1984).

La altura media ($z_{1/2}$) sobre el plano de la capa molecular, aumenta de 40 pc en $r = 3$ Kpc a 75 pc para $r = 9.5$ Kpc siguiendo un comportamiento que va como $r^{1/2}$, donde r es la distancia galactocéntrica y z es la altura sobre el plano, ver figura 2.14 (Sanders *et. al* 1984).

Así pues, la mayor parte del hidrógeno molecular de la Galaxia se encuentra en la parte más interna del disco y no alcanza grandes alturas sobre el plano.

2.4 HIDROGENO NEUTRO

Las observaciones en la línea de 21 cm (ver sec.1.3), han proporcionado una extensa información sobre la distribución del hidrógeno neutro en el MI. Todas estas observaciones indican que las propiedades físicas (densidad, temperatura, tamaño, campo de velocidades etc.) de las regiones de HI cubren extensos intervalos, lo cual hace difícil su clasificación. Sin embargo, actualmente se acepta que el HI presenta dos fases principales: una fría ($T \sim 80$ K) y otra con $T \sim 5000$ K que suele llamarse "tibia".

Evidencias observacionales muestran que el hidrógeno frío tiende a aparecer aglomerado, es decir, no es una gas disperso sino que aparece formando nubes comúnmente denominadas nubes difusas (ND). El tamaño típico de las ND es de 5 pc a 10 pc (Spitzer 1978). Las temperaturas inferidas a partir de los anchos de línea para estas regiones están entre 50 K y 150 K con un promedio de 80 K.

Por otro lado, la densidad promedio en el interior de las ND es de 20 cm^{-3} (Spitzer 1978). La dispersión de velocidades entre una nube y otra está entre 6 km s^{-1} y 10 km s^{-1} . A una temperatura de 80 K, la velocidad del sonido en el interior de las nubes es de $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$. Por tanto, la colisión entre dos nubes de HI, significaría una considerable disipación de energía cinética en calor, vía ondas de choque (Dyson 1980). Finalmente, las velocidades más altas, medidas respecto al estándar local de reposo, son de hasta 50 km s^{-1} (Spitzer 1978) que son considerablemente menores que

las obtenidas para las nubes de alta velocidad (200 km s^{-1}). Esto implica que es difícil identificar a las NAV con las nubes de HI del disco y hay que considerarlas como un fenómeno distinto.

También para esta componente del GI existe un gradiente de densidad que es función no sólo de la distancia al centro de la Galaxia sino también de la altura al plano. A diferencia del gas molecular, las nubes difusas llegan a distancias de 135 pc sobre el plano (Bloemen 1987); de hecho, este valor es la escala de altura para la Gaussiana que mejor se ajusta a las observaciones en la vecindad solar (Bloemen 1987):

$$n(z) = n(0)e^{(-1/2)(z/h)^2} \quad (2.1)$$

Donde $n(0)$ es la densidad de las ND en el plano corregida por el volumen que ocupan en el disco y tiene un valor de 0.3 cm^{-3} ; $h=135 \text{ pc}$ es la escala de altura ya mencionada. Cabe señalar que estos valores son consistentes con observaciones realizadas en la vecindad solar, pero se tiene poca información del comportamiento de esta fase para radios mayores que el del círculo solar. Sin embargo existen algunas aproximaciones para la variación de la escala de altura h como función del radio galactocéntrico (Kulkarni, Blitz y Heiles 1982) y es de esperarse también que $n(0)$ sea una función de la distancia galactocéntrica. La escala de altura h aumenta con la distancia galactocéntrica mientras que $n(0)$ debe disminuir.

La componente de HI que hemos llamado "tibia" parece tener a su vez, dos componentes cuya diferencia radica más que en sus propiedades físicas en su distribución espacial (Bloemen 1987). Una de estas componentes aparece directamente asociada a las nubes difusas antes descritas y por tanto, su escala de altura es también de $h=135 \text{ pc}$ y también en este caso, la distribución observada se ajusta a una gaussiana pero con la diferencia de que la densidad en el plano es $n(0)=0.07 \text{ cm}^{-3}$.

La otra componente tibia denominada gas "internube" se ha detectado a alturas mayores que 135 pc sobre el plano. Las observaciones en la vecindad solar para esta componente pueden ajustarse, a diferencia de las anteriores, por una curva exponencial cuya escala de altura es $h=400 \text{ pc}$ y con una densidad en el plano $n(0)=0.1 \text{ cm}^{-3}$ (Bloemen 1987).

Las observaciones muestran que para $5 \text{ Kpc} \leq r \leq r_{\odot}$, la densidad en el plano y la escala de altura se mantienen constantes pero para $r \geq r_{\odot}$ la variación de la escala de altura está dada por:

$$h(r) = h_{r_{\odot}} + 875 \frac{r}{r_{\odot}} - 875 \text{ pc}, \quad (2.2)$$

donde $h_{r_{\odot}}$ es la escala de altura de esta componente en la vecindad solar. La ecuación 2.2 es una aproximación a la curva obtenida por Kulkarni *et al.* (1982)

Por otro lado, una manera de aproximar la variación de la densidad en el plano

$n(0)_r$, como función del radio galactocéntrico, es suponer que la densidad de columna se mantiene constante para radios mayores que el radio solar:

$$n(0)_r = n(0)_{r_\odot} \frac{h_{r_\odot}}{h(r)} . \quad (2.3)$$

La ecuación (2.2) indica que para $r \geq r_\odot$ la escala de altura aumenta linealmente con el radio galactocéntrico y la ecuación (2.3) indica que la densidad en el plano disminuye a medida que r aumenta.

En resumen podemos decir que la distribución del gas internube puede ser descrita por la siguiente ecuación:

$$n(r, z) = n(0)_r \exp\left(\frac{-z}{h(r)}\right), \quad (2.4)$$

donde $n(0)_r$ y $h(r)$ están dadas por las ecuaciones (2.2) y (2.3).

2.5 REGIONES HII.

El hidrógeno contenido en las nubes difusas y en el gas internube, se encuentra fundamentalmente neutro, aún en la componente tibia cuya temperatura promedio es de ≈ 8000 K. Existen en la Galaxia otras regiones denominadas regiones HII cuya principal característica es que el hidrógeno que contienen está en su mayor parte ionizado. Estas regiones siempre aparecen asociadas a estrellas tempranas (tipo espectral OB) las cuales emiten una gran parte de su energía en frecuencias lo suficientemente altas para producir fotoionizaciones en el material que las rodea. Así pues, en estas regiones la energía es inyectada constantemente en el gas por medio de la fotoionización de los átomos. Esta energía es inyectada en forma de energía cinética de los electrones emitidos como resultado de la fotoionización.

Las líneas de emisión más prominentes de estas regiones, se encuentran en la parte visible del espectro electromagnético y son: la serie de Balmer del hidrógeno, y algunas transiciones prohibidas de iones como el O^+ , O^{++} , S^+ etc. (Dyson 1980). Estas regiones pueden alcanzar temperaturas de hasta 10^4 K o más.

2.6 EL GAS CORONAL

Finalmente hablaremos del llamado gas coronal que es la fase con mayor temperatura del gas interestelar.

Las primeras sugerencias que se hicieron sobre la posible existencia de una corona galáctica, surgieron de observaciones que mostraban la existencia de nubes difusas a grandes alturas del plano galáctico (~ 500 pc a 1500 pc) (Munch 1956). Los análisis partían de considerar condiciones de equilibrio para dichas nubes que no podían ser autogravitantes.

Se consideraba que si la velocidad (v_{rms}) de los átomos de hidrógeno en la dirección perpendicular al plano era de 10 km s^{-1} consistente con una temperatura de 10^4 K para el medio interestelar, entonces a 500 pc de altura, el gas tendría una densidad del 5 % de su densidad en el plano. Si las nubes difusas del plano se encuentran en equilibrio de presión con sus alrededores, entonces a esta altura una nube difusa se expandiría a la velocidad del sonido (1 km s^{-1}) correspondiente a una temperatura de 100 K . Esta nube duplicaría su tamaño en $\sim 5 \times 10^6$ años y su presión interna se igualaría con la del medio que la rodea en un tiempo de $\sim 10^7$ años (Spitzer 1956). En realidad, no habría ningún problema en considerar que las nubes están en expansión si no fuera por las líneas de absorción de Calcio una vez ionizado o dos veces ionizado que se observan. Cuando la nube se expande su densidad disminuye. Entonces, además de disminuir el número de átomos de Calcio en la línea de visión, también la densidad electrónica disminuiría y la fracción de átomos de Calcio una o dos veces ionizados se reduciría. Es decir, el poder de absorción en una nube tan rarefada tendría un valor pequeño (Spitzer 1956).

Las observaciones de Munch sugerían entonces que estas nubes se estaban moviendo en un medio gaseoso cuya presión era comparable con la presión en el disco galáctico. Un gas tenue con una temperatura entre 10^5 y $3 \times 10^6 \text{ K}$ produciría la presión requerida (Spitzer 1956).

La existencia de una corona galáctica con estas características, también proporcionaba un mecanismo para el equilibrio del gas en los brazos espirales de la Galaxia (Spitzer 1956).

Actualmente se cuenta con mayor número de evidencias observacionales que refuerzan la hipótesis de la existencia de un halo de gas muy caliente. Por ejemplo la radiación de fondo de rayos X suaves (0.25 Kev) y las líneas de absorción del O VI observadas con el satélite Copérnico. Se ha sugerido que ambos fenómenos son producidos por un gas de baja densidad y con temperaturas del orden de 10^6 K y que ocupa aproximadamente la mitad del volumen del disco galáctico (Kraushaar 1973; Cox y Smith 1974; Williamson *et. al* 1974; Bunner 1974).

Hasta la fecha no se tienen observaciones concluyentes sobre la densidad, la temperatura y la distribución del gas coronal de la Galaxia. Sin embargo se han tratado de poner restricciones a sus propiedades físicas a través de diferentes modelos

para el gas interestelar.

La mayoría de los trabajos que se han hecho son para modelar el equilibrio vertical del gas interestelar. Es decir, el equilibrio en la dirección perpendicular al plano de la Galaxia.

Uno de los primeros trabajos en esta dirección, fue el de Parker (1966,1969) en el cual se demostraba que los campos magnéticos y las partículas de los rayos cósmicos son esenciales para el equilibrio hidrostático del GI. Parker hizo dos suposiciones fundamentales: a) el gas es isotérmico, b) la presión magnética y la presión de rayos cósmicos disminuyen en la misma forma que la presión térmica con la distancia al plano. A partir de aquí, demostró que en una escala de tiempo $\sim 10^7$ años el equilibrio es perturbado por una inestabilidad debida a la compresión de las líneas de campo magnético en alguna región. Esto provoca que el material se deslice y se concentre en nubes en el punto de depresión, haciendo más pronunciada la depresión y más pronunciada la separación entre las líneas del campo alejadas de la región de compresión.

Las suposiciones de Parker han sido utilizadas en otra serie de modelos cuyos resultados al parecer no coinciden con las observaciones o presentan algún tipo de inestabilidad.

Quizá un ingrediente esencial para reconciliar las observaciones con los modelos de equilibrio hidrostático sea la presencia de un halo de gas caliente (Bloemen 1987).

En el siguiente capítulo desarrollaremos un modelo hidrostático para el gas coronal de la Galaxia. Como se mencionó en la sección 1.10, para hablar de la presión térmica externa que actúa sobre las NAV, es necesario construir un modelo para la distribución del gas en la Galaxia.

CAPITULO III

UN MODELO PARA LA DISTRIBUCION DEL GAS CORONAL EN LA GALAXIA

3.1 EQUILIBRIO HIDROSTATICO

En esta sección expondremos las ecuaciones de la dinámica de fluidos cuyo objetivo es describir la distribución de velocidades y las variables termodinámicas del fluido en el espacio y en el tiempo. Existen seis variables desconocidas que son: las tres componentes de la velocidad (u, v, w), la temperatura T , la presión P , y la densidad del fluido ρ , todas ellas funciones de la posición y del tiempo. Para poder encontrar las soluciones se necesitan seis ecuaciones que relacionen a dichas variables y ciertas condiciones a la frontera; las ecuaciones que utilizaremos son:

a) La ecuación de estado, que relaciona a la temperatura, la presión y la densidad del fluido.

b) La ecuación de continuidad que representa la conservación de masa del fluido.

c) La ecuación de energía que representa la conservación de energía en el fluido.

d) La ecuación de movimiento que en general, son tres ecuaciones que representan la conservación de momento del fluido en la dirección de cada una de las coordenadas espaciales.

La ecuación de estado que utilizaremos será la ecuación de estado de un gas perfecto o sea:

$$P = nkT, \quad (3.1)$$

donde n es la densidad volumétrica total de partículas en el gas, k es la constante de Boltzman y T es la temperatura.

La ecuación de conservación de la masa puede escribirse en notación vectorial como:

$$\partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho\mathbf{V}) = 0, \quad (3.2)$$

donde el término $\rho\mathbf{V}$ representa el flujo de masa y \mathbf{V} es el vector velocidad.

En general en los problemas de astrofísica, la ecuación de conservación de la energía resulta ser muy complicada. Existen diversos mecanismos que contribuyen al

calentamiento del gas, como por ejemplo, los campos de radiación estelar, supernovas, vientos estelares, choques, etc. De la misma manera, existen diversos mecanismos de enfriamiento, por ejemplo, el enfriamiento radiativo, la conducción, la convección, etc.

La ecuación de la conservación de la energía puede ser sustituida por la suposición de que el gas coronal inyectado en el disco por explosiones de supernovas o vientos estelares, se aleja del disco en un proceso de expansión isotérmico o adiabático. En el primer caso (ver sec 3.2), dado que estamos suponiendo que se trata de un gas perfecto, la energía interna del gas y por tanto, la temperatura, permanecen constantes durante todo el proceso y además la temperatura es la misma en todos los puntos del volumen ocupado por el gas. En el segundo caso, no habiendo intercambios de calor con el exterior, la energía interna disminuiría a medida que el gas se expande y por tanto, la temperatura disminuye. Este tipo de consideraciones nos permitirán resolver el problema de una forma más sencilla.

La ecuación de movimiento establece que la fuerza total que actúa sobre una masa de fluido contenida en un volumen fijo en el espacio, es igual a la razón de cambio del momento lineal en el tiempo. Esta ecuación, escrita en coordenadas cartesianas es:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \left(\frac{-1}{\rho} \right) \nabla P + \mathbf{F}, \quad (3.3)$$

donde ρ es la densidad, ∇P es el gradiente de presión, \mathbf{V} es el vector velocidad, \mathbf{F} es la fuerza externa por unidad de masa en el fluido y $\partial \mathbf{V} / \partial t$ es la derivada del vector velocidad en el tiempo.

Esta misma ecuación expresada en coordenadas cilíndricas (r, θ, z) y suponiendo que el fluido se encuentra en estado estacionario ($\partial \mathbf{V} / \partial t = 0$) es:

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} - \frac{V_\theta^2}{r} \right] = -\frac{\partial P}{\partial r} + F_r, \quad (3.4)$$

para la parte radial.

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial V_\theta}{\partial z} + V_r \frac{V_\theta}{r} \right] = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + F_\theta, \quad (3.5)$$

para la parte angular y

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] = -\frac{\partial P}{\partial z} + F_z, \quad (3.6)$$

en la dirección perpendicular al plano.

La razón para utilizar coordenadas cilíndricas, es que estamos suponiendo que la distribución del gas en la Galaxia es simétrica respecto de un eje que pasa por el núcleo y es perpendicular al plano. Además de acuerdo al modelo de rotación de Schmidt el gas del disco rota en órbitas circulares, lo cual quiere decir que las componentes V_r y V_z de la velocidad del material que pertenece al disco ($z \leq 300$ pc) son cero. Únicamente

la componente angular de la velocidad es distinta de cero y su valor sólo depende de la distancia al centro galáctico (r) ver sección 2.1.

Considerando lo anterior y si definimos Φ como el potencial gravitacional tal que, $F = -\nabla\Phi$ las ecuaciones (3.4), (3.5) y (3.6) pueden reescribirse como :

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \rho \frac{V_\theta^2}{r}, \quad (3.7)$$

para la parte radial.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}, \quad (3.8)$$

para la parte angular y

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (3.9)$$

en la dirección perpendicular al plano.

La ecuación para la parte radial (ec 3.7) significa que el gradiente de presión y la fuerza centrífuga debida al movimiento de rotación, deben igualar a la fuerza gravitacional que actúa en el punto en cuestión.

En la parte angular, la ecuación 3.8 se convierte en :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} = 0, \quad (3.10)$$

dado que estamos suponiendo que el campo gravitacional no depende de la coordenada θ .

Analicemos ahora el comportamiento en la dirección perpendicular al plano. La ecuación (3.9) puede escribirse tomando en cuenta los diferentes tipos de presión (ver secc. 2.6) que contribuyen al equilibrio hidrostático del gas (Bloemen 1987), como:

$$\frac{\partial}{\partial z} [P_G(z) + P_{RC}(z) + P_{CM}(z)] = -\rho(z)g(z), \quad (3.11)$$

donde P_G es la presión total del gas constituida por la presión térmica y la presión debida a los movimientos macroscópicos del mismo; P_{RC} es la presión de rayos cósmicos, debida principalmente a protones con energías entre 1 y 10 Gev y P_{CM} es la presión de la componente plano paralela del campo magnético galáctico ($B^2/8\pi$). Del lado derecho de la ecuación (3.11), ρ representa la densidad media del gas y g es la componente en la dirección z (perpendicular al plano) de la aceleración gravitacional.

La ecuación (3.11) nos dice de manera explícita que la fuerza resultante de sumar todos los gradientes de presión que actúan sobre un elemento de fluido, debe ser igual al peso del elemento de fluido.

Si estamos considerando equilibrio hidrostático en la dirección vertical ésto puede escribirse también (Bloemen 1987) como :

$$P_{\text{tot}} = \int_{z_0}^{\infty} \rho(z)g(z)dz . \quad (3.12)$$

Es decir, la presión a cualquier altura z_0 estará dada por el peso de la columna de gas que se extiende desde z_0 hasta infinito. Esta ecuación tiene la ventaja sobre la ecuación (3.11), de que no es necesario conocer la forma explícita de la distribución en z de las diferentes presiones, sino que solamente basta con saber cuál es la distribución de la densidad y tener una expresión para $g(z)$.

En la literatura, la mayor parte de las veces que se trata de resolver el problema del equilibrio hidrostático del gas interestelar, se hace la suposición de que todas las variables involucradas dependen únicamente de la distancia perpendicular al plano, ésto es, de la coordenada z . Es decir, resuelven únicamente la parte vertical (ec.3.9) del equilibrio hidrostático (Parker 1966,1969, Sanford A. Kellman 1972, R. Schlickeiser y I. Lerche 1985, Bloemen 1987).

El primer intento que se hizo durante el trabajo de tesis para modelar la distribución de presiones del gas interestelar, fue realizado en esta misma dirección, resolver únicamente la parte vertical del equilibrio. Lo que se hizo fue utilizar la ecuación 3.11 y encontrar una expresión para la densidad media del GI como función de la altura z al plano y una expresión para la componente de la aceleración gravitacional en la misma dirección. El desarrollo detallado de este modelo, se encuentra en el apéndice A. Sin embargo, expondremos a grandes rasgos en qué consiste dicho modelo.

Lo que se hizo fue ajustar una expresión analítica a la curva para $g(z)$ presentada por Oort (1960) y asociarle cierta dependencia también en la coordenada r , con el objeto de obtener una expresión más realista para el campo gravitacional galáctico (ver ec. 4.A). La densidad media del gas para $z > 200$ pc se tomó como la suma de las densidades del gas internube y del gas coronal, corregidas ambas por el volumen que ocupan respectivamente en el disco galáctico.

La distribución de densidad del gas internube es una exponencial cuya escala de altura y amplitud (densidad en el plano), dependen de la coordenada r (ec. 2.4). La distribución para el gas coronal, siguiendo las sugerencias de Bloemen (1987), es también una exponencial con una escala de altura y una densidad en el plano, que a diferencia de las del gas internube, no dependen de la coordenada r .

La razón por la cual ignoramos la presencia de las demás fases del GI, es porque no alcanzan grandes alturas sobre el plano ($z \leq 135$ pc) y por tanto, su contribución a la densidad es despreciable para $z > 200$ pc (ver Tabla A.I). En el capítulo IV se analizan algunos resultados observacionales para las distancias a las NAV y hasta ahora, no se ha reportado ninguna a distancias menores que ~ 300 pc.

La razón principal que nos hizo abandonar este modelo, fue que a una altura de 6 Kpc sobre el plano, donde la contribución a la densidad del gas internube es despreciable, la temperatura del gas coronal es del orden de 10^5 K. Un gas a esta temperatura

es térmicamente muy inestable, su tasa de enfriamiento es alta y a medida que T disminuye, la tasa de enfriamiento aumenta de modo que el gas no podría mantenerse a esta altura y rápidamente caería hacia el plano galáctico; por lo tanto, parece difícil mantener en equilibrio hidrostático una corona galáctica con estas características.

La tasa de enfriamiento para un gas a una temperatura entre 10^6 y 10^7 K es mucho menor, de modo que si el gas coronal tuviese esta temperatura podría mantenerse a grandes alturas en contra del campo gravitacional durante un tiempo lo suficientemente largo, (10^7 años) y entonces podría hablarse de una corona galáctica, cuya principal fuente de alimentación serían las explosiones de supernova y los vientos producidos en estrellas muy calientes.

En la siguiente sección discutiremos un modelo isotérmico para el gas coronal en equilibrio hidrostático y a continuación, una expresión para el potencial gravitacional que difiere de la expresión obtenida en el apéndice A.

3.2 MODELO ISOTERMICO PARA EL GAS CORONAL

Si se hace la suposición de que el gas coronal es isotérmico entonces, la distribución de la densidad se convierte en una función desconocida, ya que según el resultado obtenido en el apéndice A, para que el gas esté en equilibrio hidrostático y tenga una distribución exponencial de densidad, la temperatura debe disminuir con la altura debido a que la atracción gravitacional disminuye con la altura.

A cambio de conocer la distribución de densidades, ahora tenemos una nueva condición que imponer y se trata de que la velocidad del sonido en el gas debe ser una constante a cualquier altura z . Es decir:

$$\left(\frac{\partial P(r, z)}{\partial \rho} \right)_s = cte, \quad (3.13)$$

Ya hemos dicho que a grandes alturas sobre el plano, la única componente del GI que puede estar presente es el gas coronal y supondremos además que la presión producida por los rayos cósmicos y el campo magnético para $z > 3$ Kpc es irrelevante en comparación con la presión térmica de un gas con una temperatura entre 10^5 K y 10^6 K (Bloemen 1987). Por lo tanto, para poder estar en equilibrio hidrostático, un gas que esté a una altura mayor que 3 Kpc debe contrarrestar su peso con su propio gradiente de presión. Como estamos suponiendo que la temperatura del gas no es una función de la posición sino que es constante, entonces el gradiente de presión estará determinado únicamente por el gradiente de la densidad.

La manera como se resolvió el problema en el apéndice A, es incompleta en el sentido de que ignoramos la parte radial (ec. 3.7) de la ecuación de equilibrio

Integrando y considerando se encuentra una solución para la ecuación (3.13), dando la distribución de presión dinámica, en función de r y z , como sigue:

En que $\ln p(r, z)$ a continuación será tratado de resolver en coordenadas cartesianas en función de las ecuaciones (3.17) y (3.18).

En primer lugar introduzcamos la presión dinámica del gas coronal como:

$$P = \rho v^2 = A \rho v^2 \quad (3.14)$$

donde v es la velocidad del sonido en el gas coronal y es una constante. Al introducir la ecuación (3.14) en la ecuación (3.1) se obtiene lo siguiente:

$$\frac{\partial \ln p(r, z)}{\partial r} = -\frac{2\Phi(r, z)}{r^2} - \frac{\partial \Phi(r, z)}{\partial r} \quad (3.15)$$

de donde:

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \ln p(r, z) - \Phi(r, z)) = 0 \quad (3.16)$$

Esta ecuación implica que lo que se encuentra dentro del paréntesis es una función de r únicamente.

$$r^2 \ln p(r, z) - \Phi(r, z) = f(r) \quad (3.17)$$

Si ahora tomamos la derivada con respecto a r de la ecuación (3.17) obtenemos que:

$$r^2 \frac{\partial \ln p(r, z)}{\partial r} = \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{df(r)}{dr} \quad (3.18)$$

Esta expresión resulta ser exactamente igual a la ecuación (3.7), si $df(r)$ de fuera el término de la aceleración centrífuga (V_p^2/r) entonces integrando:

$$f(r) = V_p^2 \ln(r) + a \quad (3.19)$$

donde a es una constante de integración. Antes de continuar cabe señalar que la velocidad de rotación se ha tomado como una constante, lo cual es válido para radios mayores que el radio de la órbita galáctica del sol (ver Serrano 1984), donde la curva de rotación se aplana. Más adelante se analizarán las consecuencias de esta suposición.

Volviendo a la ecuación (3.17) y sustituyendo el valor de $f(r)$ se tiene:

$$r^2 \ln p(r, z) + \Phi(r, z) = V_p^2 \ln r + a \quad (3.20)$$

Para conocer el valor de a , necesitamos poner condiciones a la frontera que serán los valores de las diferentes variables evaluadas en la vecindad solar, ésto es :

$$a = C^2 \ln \rho_{\odot} + \Phi_{\odot} - V_{\theta}^2 \ln r_{\odot} . \quad (3.21)$$

La solución final sustituyendo este valor en la ecuación 3.20 es:

$$\rho(r, z) = \rho_{\odot} \left(\frac{r}{r_{\odot}} \right)^{V_{\theta}^2/C^2} e^{\Phi_{\odot}/C^2} e^{-\Phi(r, z)/C^2} . \quad (3.22)$$

Esta solución satisface las ecuaciones tanto en la parte vertical como en la horizontal. Se puede ver que si $r \rightarrow \infty$, la densidad $\rightarrow \infty$. Esta ecuación planteada así nos conduce entonces, a una inconsistencia que proviene del hecho de haber supuesto que la velocidad de rotación es constante. Sin embargo, sabemos que V_{θ} no es una constante sino que tarde o temprano debe empezar a decrecer. Por otro lado, V_{θ} es la velocidad de rotación del gas en el disco, y nada nos dice sobre el comportamiento del gas para alturas $z \neq 0$ del plano. A este respecto, los diferentes modelos para la dinámica del gas del halo suponen distintas situaciones.

Bregman (1980) en su modelo de fuente (ver sección 1.7), sostiene que el gas coronal que es inyectado continuamente al halo desde el disco, se mueve hacia arriba (en z) y hacia afuera (en r), tratando de alcanzar el equilibrio de presión con la corona. Si el gas conserva su momento angular inicial, al desplazarse hacia afuera (en r), su velocidad de rotación debe cambiar, de modo que el resultado es que la corona y el disco no corrotan (modelo "a" Bregman 1980). Alternativamente, el movimiento del gas puede ser solamente en la dirección z , y en este caso, la corona y el disco corrotarían (modelo "b" Bregman 1980).

Bregman concluye que la corona y el disco no corrotan y que la velocidad angular de la corona es función tanto de la altura al plano, como del radio galactocéntrico. De Boer y Savage (1983), a partir de la observación de líneas de absorción en la dirección del cúmulo globular M13, que coinciden en posición y velocidad con la emisión en 21 cm de una nube de alta velocidad (-80 Km s^{-1}), apuntan que el movimiento de la nube es incompatible con la suposición de que el gas neutro del halo corrota con el gas del disco. Sugieren que el movimiento de la nube puede ser explicado si el gas neutro del halo rota más lentamente que el gas del disco y además la velocidad disminuye con la altura al plano.

Se ha propuesto también rotación de cuerpo rígido para todo el halo, independientemente del disco (Sawa, Fujimoto 1980, Fujimoto, Sawa 1981).

De cualquier manera, no se tiene evidencia observacional suficiente para modelar la velocidad de rotación del halo, y tampoco puede afirmarse que la velocidad de rotación en el disco tenga una forma Kepleriana. Por estas razones y sobre todo, por razones de consistencia, consideraremos que la velocidad de rotación del gas coronal es cero, de manera que la ecuación para la distribución de densidad queda como:

$$\rho(r, z) = \rho_{\odot} e^{\Phi_{\odot}/C^2} e^{-\Phi(r,z)/C^2} . \quad (3.23)$$

Ahora, como hemos supuesto que el gas coronal es isotérmico, esta ecuación puede convertirse en la ecuación para la distribución de la presión, únicamente multiplicándola por el cuadrado de la velocidad del sonido en el gas (ver ec. 3.14). Entonces:

$$P(r, z) = P_{\odot} e^{\Phi_{\odot}/C^2} e^{-\Phi(r,z)/C^2} . \quad (3.24)$$

La ecuación 3.24 es la solución general para un gas isotérmico en equilibrio hidrostático, en presencia de un campo gravitacional y suponiendo que no rota. De esta ecuación se puede ver que la presión en cualquier punto y por lo tanto, la densidad, además de depender del modelo para el potencial gravitacional que se utilice, depende de los valores que se tomen para la presión en la vecindad solar y para la temperatura del gas, ya que, la velocidad del sonido en el gas es:

$$C^2 = \frac{k T}{m} , \quad (3.25)$$

donde k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura del gas en grados Kelvin y m es la masa promedio por partícula en el gas coronal.

Es muy importante observar que la ec 3.24 implica que la presión en infinito es distinta de cero, ya que si la función $\Phi(r, z)$ es una buena representación del potencial gravitacional entonces debe anularse en el infinito y el valor de la presión queda como :

$$P(\infty) = P_{\odot} e^{\Phi_{\odot}/C^2} . \quad (3.26)$$

Es claro que el valor de esta presión depende críticamente del valor para la temperatura del gas coronal. Así pues, es de esperarse que el valor de la presión en infinito sea menor o igual que la presión intergaláctica, ya que si es mayor, se tendría una solución no-estática, en la cual la expansión del gas no podría detenerse, produciendo un viento galáctico. En cambio, si es menor o igual, entonces habrá una solución estática porque el gas se expandirá hasta que su presión iguale la presión intergaláctica. En la figura 3.16 se ilustra esta situación. Cabe hacer notar que para diferentes temperaturas, las curvas de presión inician en el mismo punto; ésto se debe a que hemos obligado al gas a cumplir con el valor impuesto para la presión en la vecindad solar, no importando la temperatura.

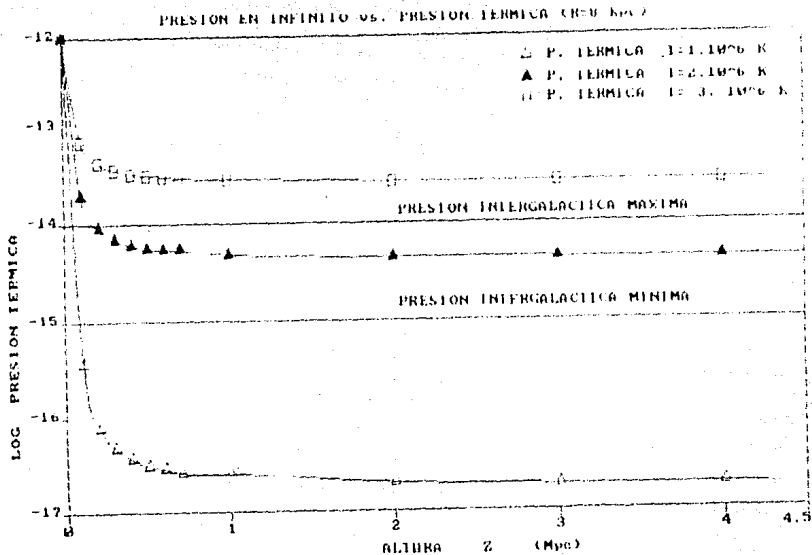


Fig. 3.16. Se muestran las curvas para la presión del gas coronal como función de la altura z , para tres temperaturas diferentes y el mismo valor para la presión en el disco (1×10^{-12} dinas/cm²). Puede observarse el comportamiento asintótico de la presión. Las dos líneas horizontales muestran dos valores para la presión del medio intergaláctico que se discuten en la sección 5.3. Para $T=1 \times 10^6$ K hay solución estática para cualquiera de los dos valores de la presión intergaláctica. Para $T=3.5 \times 10^6$ K no hay solución estática (viento galáctico) y para $T=2 \times 10^6$ K sólo hay solución estática si la presión intergaláctica es la máxima

En principio, ya tenemos la distribución de presiones y densidades para el gas coronal en cualquier punto. Si utilizamos el potencial deducido en el apéndice A, podríamos tener la descripción completa de la distribución. Sin embargo, como ya se dijo, ese potencial es únicamente una aproximación a partir de la curva de aceleración gravitacional y, de hecho, para reproducir el valor del potencial gravitacional en la vecindad solar obtenido por Allen y Martos (1986), se necesita sumarle una constante y al hacer ésto, deja de ser un potencial adecuado porque entonces no cumple con la condición de anularse en infinito (ver ec. 6.A). Sin embargo, la aproximación expresada en la ecuación 6.A aproxima bastante bien el potencial de Allen y Martos (1986) para

alturas desde el plano hasta 15 Kpc y para radios entre 8 Kpc y 12 Kpc (ver fig 3.17).

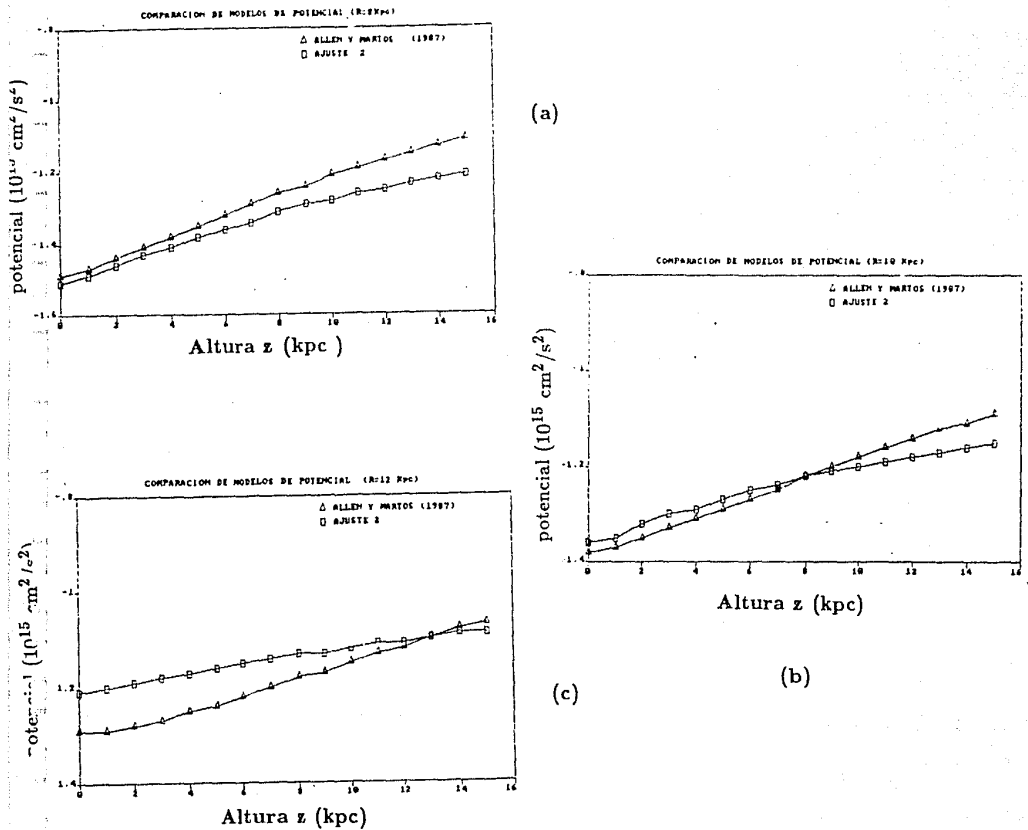


Fig.3.17. Comparación entre el mejor ajuste para el potencial gravitacional galáctico desarrollado en el apéndice A y el potencial de Allen y Martos (1986) para tres radios galácticos distintos. a) $r=8$ Kpc, b) $r=10$ Kpc, c) $r=12$ Kpc, hasta $z=15$ Kpc en cada caso. La mayor discrepancia es de un 8 % en $z=0$ y $r=12$ Kpc.

En la siguiente sección describiremos el potencial galáctico propuesto por C. Allen y M.A.Martos (1986), que será el que utilizaremos en la ecuación 3.24.

3.3 UNA EXPRESION REALISTA PARA EL POTENCIAL GRAVITACIONAL.

Para poder construir una expresión para el potencial gravitacional, primero es necesario definir una distribución de masa para la Galaxia. Allen y Martos definen tres componentes para la masa que son, un Núcleo representado por un punto masa (con una masa de $0.7655 \times 10^{10} M_{\odot}$), un Disco elipsoidal y un Halo masivo esférico. Así pues el potencial en cualquier punto de coordenadas (r, θ, z) estará determinado por la contribución de estas tres componentes. El modelo implica una masa total para la Galaxia de unas $10^{12} M_{\odot}$. Además de tener una expresión relativamente sencilla, es continuo en todo punto y tiene derivadas continuas. Cabe señalar que ninguna de las componentes del potencial depende del ángulo θ . Además este potencial ajusta de manera adecuada la curva de rotación (ver fig 3.18) para la Galaxia y los valores de la aceleración gravitacional en la dirección z obtenidos por Oort (1960).

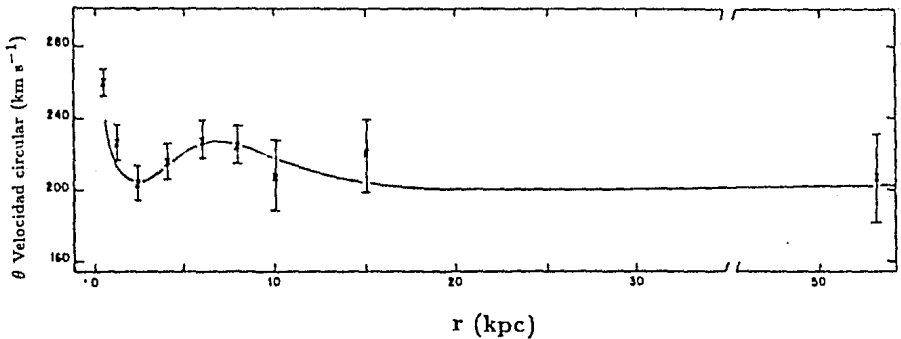


Fig.3.18 Curva de rotación deducida a partir del potencial de Allen y Martos (1986). Las cruces representan los datos observacionales y las barras son los errores estimados para los datos observacionales.

a). Potencial del Núcleo.

Como ya se dijo anteriormente, la masa de la región central de la Galaxia, será representada por un punto cuya masa es de 330 unidades galácticas de masa (1 ugm = $2.32 \times 10^7 M_{\odot}$). El potencial producido por esta componente es :

$$\Phi_c = -M_c/R = -330/R . \quad (3.27)$$

Si M_c está un ugm y $R = r^2 + z^2$ es la distancia en Kpc medida desde el origen de coordenadas ubicado en el centro de la Galaxia . Entonces las unidades de Φ_c son $100 \text{ Km}^2 \text{ s}^{-2}$.

Esta aproximación para la parte central de la Galaxia es buena para distancias mayores que 1 Kpc del centro (Allen y Martos 1986).

b). Potencial del Disco.

La expresión para esta componente está basada en la formula de Ollongren (1962) la cual fue paulatinamente abandonada porque no reproducía bien la curva de rotación para distancias de 15 Kpc o más. Basados en esta fórmula y reescalando las variables de posición, Allen y Martos proponen la siguiente expresión para el potencial producido por un disco elipsoidal:

$$\Phi_d(r, z) = A \Phi_{IF}(Br, Cz) , \quad (3.28)$$

donde A, B y C son constantes cuyos valores aparecen en la tabla 3.I y Φ_{IF} es:

$$\Phi_{IF}(r, z) = -1000/(Q_{IF})^{1/4} , \quad (3.29)$$

Q_{IF} es una función de los siete polinomios en r y en z que presentamos a continuación.

$$Q_{IF}(r, z) = P_n + (P_a/P_b) - (P_c/P_k) + [P_c/(P_k + z^2)] + P_m , \quad (3.30)$$

y los polinomios son:

$$P_n = n_4 r^4 + n_2 r^2 + n_0 ,$$

$$P_a = a_8 r^8 ,$$

$$P_b = r^4 + B_2 r^2 + b_0 ,$$

$$P_c = c_8 r^6 + c_4 r^4 + c_0 ,$$

$$P_k = k_{10} r^{10} + k_2 r^2 + k_0 ,$$

$$P_m = m_4 z^4 + 2m_4 r^2 z^2 + m_2 z^2 . \quad (3.31)$$

Los valores de todas las constantes aparecen en la Tabla 3.I

c). Potencial del Halo.

La distribución de masa que constituye el halo de la Galaxia, tiene la forma:

$$M(R) = \frac{\alpha(R/\beta)^\gamma}{(1 + R/\beta)^{\gamma-1}} \quad (3.32)$$

Si R está en Kpc, las unidades de M(R) son unidades galácticas de masa (ugm). La masa total del halo contenida hasta un radio de 100 Kpc es de $9.4 \times 10^{11} M_\odot$ (Allen y Martos 1986). El halo contribuye con $0.009 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ a la densidad local de masa cuyo valor es de $0.18 M_\odot \text{ pc}^{-3}$. La contribución de esta componente al potencial es la siguiente :

$$\Phi(R_0) = \frac{-M(R_0)}{R_0} - \int_{R_0}^{100} \frac{1}{R} \frac{\partial M(R)}{\partial R} dR \quad (3.33)$$

El resultado de la integral es:

$$\Phi_h(R_0) = \left[\frac{-M(R)}{R} - \left(\frac{\alpha}{\beta(\gamma-1)} - \frac{1.02}{(1 + (R/\beta)^{\gamma-1})} \right) + \ln(1 + R/\beta^{\gamma-1}) \right]_{R_0}^{100} \quad (3.34)$$

las unidades son nuevamente $100 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ si R está en Kpc y M en ugm y los valores de α , β , γ aparecen también en la tabla 3.I

TABLA 3.I

CONSTANTES PARA EL CALCULO DEL POTENCIAL

| | | |
|-----------------------------------|-------------------------------|------------------------------------|
| $M_c = 7.656 \times 10^9 M_\odot$ | $n_0 = 0.34178$ | $c_4 = 0.6607 \times 10^{-3}$ |
| $A = 0.5748$ | $n_2 = 0.14023$ | $c_6 = -0.9516 \times 10^{-5}$ |
| $B = 1.025$ | $n_4 = 0.1184 \times 10^{-2}$ | $K_0 = 0.2$ |
| $C = 1.742$ | $a_8 = 0.139 \times 10^{-1}$ | $K_2 = 0.1045 \times 10^{-1}$ |
| $\beta = 10 \text{ Kpc}$ | $b_0 = 4219.37$ | $K_{10} = 0.12464 \times 10^{-10}$ |
| $\alpha = 4442.024$ | $b_2 = 78.57$ | $m_2 = 0.59$ |
| $\gamma = 2.02$ | $c_0 = -0.04$ | $m_4 = 0.014084$ |

Tabla 3.I. Valores de todas las constantes que aparecen en las ecuaciones de las tres componentes del potencial gravitacional de Allen y Martos (1986).

Cada una de las componentes de la masa referidas anteriormente, no debe interpretarse como la masa en estrellas o en gas, sino como la distribución de masa visible o invisible de la Galaxia. Por ejemplo, la masa del halo no debe identificarse con la masa de la corona galáctica, sino que esta componente incluye toda aquella materia de la Galaxia que tenga una distribución esférica. Lo mismo es válido para las otras dos componentes del potencial.

Ahora tenemos ya un modelo para el potencial Φ en cualquier punto de la Galaxia que estará dado por :

$$\Phi(r, z) = \Phi_c + \Phi_d + \Phi_h, \quad (3.35)$$

El valor de esta suma es lo que hay que sustituir en la ecuación 3.24 para poder conocer la presión térmica del gas coronal (o la densidad) en cualquier punto de coordenadas (r, z) . Es así que ya tenemos un modelo completo para la distribución del gas coronal en la Galaxia como función de la posición que nos permitirá junto con una expresión para la presión interna de las NAV como función de la distancia, encontrar la distancia en la cual se igualan, la suma de las presiones externas con la presión interna de la nube.

A continuación presentamos una gráfica de la distribución de la presión térmica del gas coronal como función de la altura z al plano, utilizando el potencial descrito en esta sección y el potencial descrito en el apéndice A para $r=8 \text{ Kpc}$.

COMPARACION DE PRESIONES (MODELO ISOTERMICO)

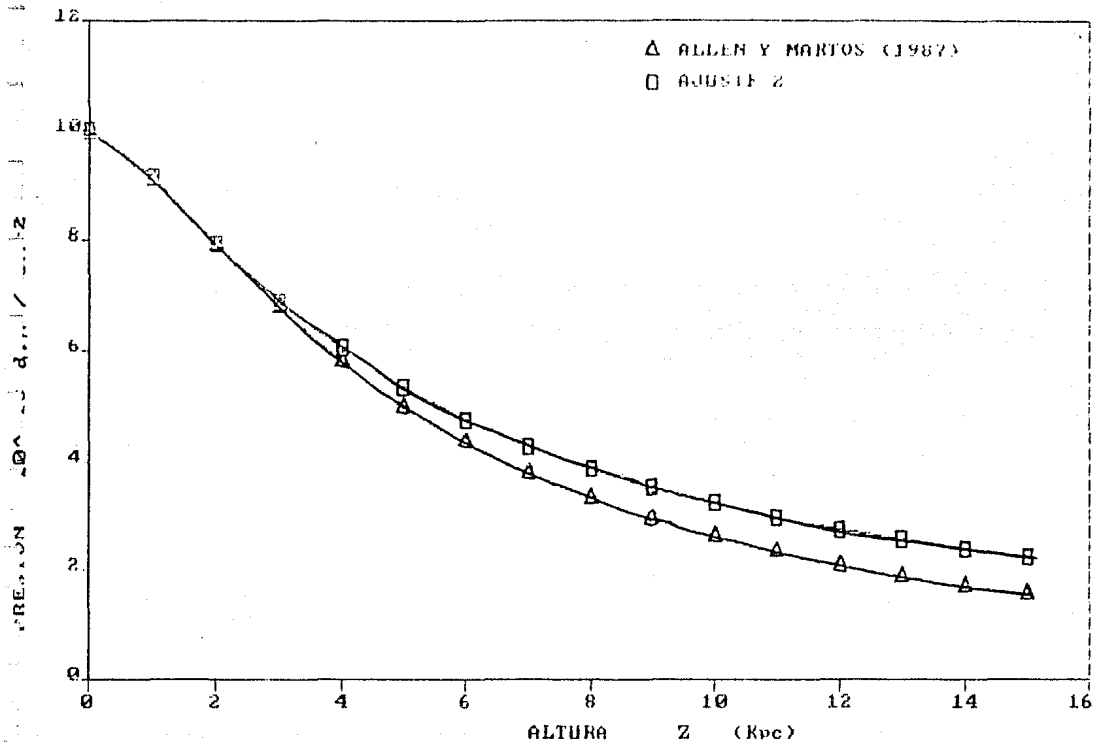


Fig.3.19. Gráfica de la presión térmica del gas coronal como función de la altura z al plano para $r=8$ Kpc. Es notable el parecido de la distribución utilizando el ajuste del apéndice A y el potencial de Allen y Martos.

CAPITULO IV.

MODELO DE CONFINAMIENTO PARA LAS NAV

4.1 DETERMINACION OBSERVACIONAL DE DISTANCIAS PARA ALGUNAS NAV.

La mejor manera de acotar observacionalmente la distancia a una NAV, es encontrar líneas de absorción contra un objeto de fondo cuya distancia se conozca, y que dicha absorción coincida, en posición y velocidad con la emisión de HI de alta velocidad. Esto se ha logrado en muy contados casos. Uno de los primeros trabajos para encontrar líneas de absorción de alta velocidad en la región visible del espectro, (CaII, NaI) fue el de Zinn *et al* (1960) que se realizó con seis estrellas de fondo de diferente tipo espectral. Solamente en tres de estas estrellas, se encontraron líneas de CaII en el mismo intervalo de velocidades que el de la emisión de HI en esa dirección. En estos tres casos, las distancias z al plano inferidas, son de 1300, 1800, y 2700 pc. La primera en el hemisferio sur galáctico y las otras dos en el hemisferio norte. En las tres estrellas restantes no se observaron líneas de absorción.

Se han hecho otros trabajos en esta misma dirección, donde se han reportado líneas ópticas en absorción en el gas de la Corriente de Magallanes (Songaila 1981). Los objetos de fondo en este caso, fueron tres cúmulos globulares cuyas distancias desde el plano son -7 Kpc, -3.5 Kpc y 5 Kpc respectivamente, además de una galaxia Seyfert : Fairall-9. Únicamente en la dirección de la galaxia Fairall-9 puede afirmarse con certeza que el gas de la Corriente se encuentra en absorción. Desde luego, este objeto de fondo no es adecuado porque implica un intervalo muy grande para acotar la distancia a la Corriente.

Otro trabajo importante en esta dirección es el de Songaila, York, Cowie y Blades (1985), donde reportan líneas de absorción en la dirección de la estrella RR Lyrae BT Draconis, para el complejo C de nubes de alta velocidad. El límite superior para la distancia es de 2.1 Kpc. En un trabajo posterior (Songaila, Lennox, Weaver 1988) reportan líneas de absorción en el mismo complejo contra varias estrellas de fondo; concluyen que las distancias están entre 1 y 2 Kpc. A estas distancias, el complejo C tendría una masa entre 10^4 y $10^5 M_{\odot}$. También afirman no haber detectado absorción para estrellas cercanas (~ 300 pc), ésto significa una cota mínima para la distancia a las NAV del complejo C.

A continuación expondremos el modelo de confinamiento, empezando por describir la presión externa a la que están sujetas las NAV.

4.2 PRESION EXTERNA.

En el capítulo III, fue descrito el modelo para la distribución de la presión térmica del gas coronal en cualquier punto de la Galaxia (ec 3.24). Supondremos que las nubes de alta velocidad están inmersas dentro del gas coronal y por tanto, sometidas a la presión térmica descrita por la ec 3.24.

Dadas las coordenadas galácticas (l,b) de longitud y latitud para cada nube, puede calcularse el valor de la presión para diferentes distancias en la dirección (l,b). Estas distancias pueden ser medidas desde el Sol o desde el centro de la Galaxia; de cualquier modo, de aquí en adelante las distancias serán siempre medidas desde el Sol a menos que se especifique de otra manera. La forma como hemos calculado las distancias a partir de las coordenadas (l,b) de cada nube, se encuentra descrita en el Apéndice B.

Como se mencionó en la sección 1.10, supondremos que además de la presión térmica del gas, las nubes están sujetas a una presión dinámica, producto de su desplazamiento en un medio con una densidad distinta de cero. La presión que resulta del barrido del material que la nube encuentra a su paso, es proporcional a la densidad del medio externo y al cuadrado de la velocidad de la nube respecto al *estándar galáctico de reposo*, suponiendo que el medio externo no rota. Lo primero que hay que señalar es que esta presión, a diferencia de la presión térmica, no es uniforme sobre la superficie de la nube, es decir, en cada punto de la superficie, la presión hidrodinámica será el cuadrado de la *componente* del vector velocidad *en la dirección de la normal a la superficie*, multiplicada por la densidad externa.

$$P_h = \rho_{ext}(r, z) V_n^2 \cos^2(\phi), \quad (4.1)$$

donde hemos puesto la dependencia explícita de la densidad externa en la posición; P_h es la presión hidrodinámica; V_n es la velocidad de la nube respecto al *estándar galáctico de reposo* y ϕ es el ángulo formado entre el vector velocidad y la normal a la superficie (ver figura 4.19).

El barrido del material produce una desaceleración en la nube que, colocados en un marco de referencia que se mueva con la nube, se traduce en una aceleración inercial en la dirección del movimiento (De Young y Axford 1967) que puede simular un campo gravitacional efectivo. Si suponemos que el valor de la aceleración es constante a lo largo de la nube y que la energía interna por unidad de masa es también una constante, entonces, si la nube está en equilibrio, la distribución de presiones en el interior de la nube, corresponderá a la de equilibrio hidrostático, en presencia de un campo gravitacional constante:

$$P(x) = P_0 e^{-x/h}, \quad (4.2)$$

donde x es una coordenada a lo largo de la nube cuyo eje positivo apunta en la dirección

opuesta al movimiento (ver Fig. 4.19). P_0 es la presión en el punto más bajo de la nube (vértice), es decir, donde $\phi = 0$, h es la escala de altura dada por el cociente entre la energía por unidad de masa y el valor de la aceleración (De Young y Axford 1967). La ecuación 4.2 indica una estratificación de presión dentro de la nube.

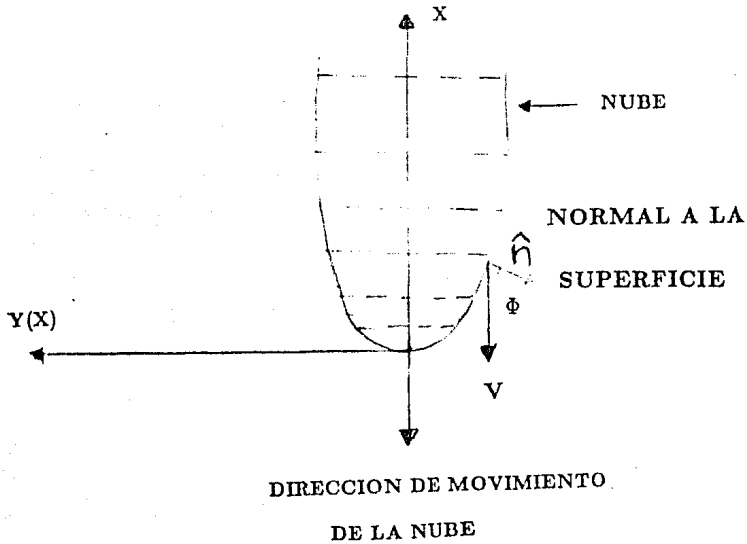


Fig.4.19. El barrido del material que la nube encuentra a su paso, produce una estratificación de la presión interna de la nube en la dirección perpendicular a su movimiento. En la figura puede verse también que la presión hidrodinámica no es la misma en todos los puntos de la superficie de la nube.

Si la nube además está en equilibrio de presión con el medio externo, la presión interna en cualquier punto de la superficie debe igualar a la suma de la presión térmica externa y la presión hidrodinámica en ese punto:

$$P_0 e^{-x/h} = P_{ter}(r, z) + \rho_{ext}(r, z) V_n^2 \cos^2(\phi) , \quad (4.3)$$

el ángulo ϕ depende de la coordenada x de la nube, ya que la dirección de la normal a la superficie es función de la posición. La dirección del vector velocidad en cambio, es la misma en cualquier punto de la superficie.

Lo que tenemos entonces es una nube estratificada que debe igualar su presión interna (estratificada) con la del medio externo. Si en algún punto de la superficie la presión externa es mayor que la interna, la nube se va a deformar con el objeto de disminuir la componente hidrodinámica de la presión externa total ya que la componente térmica es una constante y no depende del movimiento, ni de la forma de la nube.

A continuación desarrollaremos los cálculos que nos permitirán encontrar la forma de la nube a partir de la ecuación (4.3).

Cabe aclarar que la estratificación de la nube es únicamente resultado del frenamiento y es esta estratificación la que determina la no-uniformidad de la presión hidrodinámica. Lo que estamos resolviendo ahora es la nube *en equilibrio* de presión y si suponemos que la presión térmica no contribuye de manera importante en la presión externa, que más adelante veremos que es el caso, podemos decir que :

$$\cos^2(\phi) = e^{-x/h} . \quad (4.4)$$

El resolver esta ecuación equivale a responder la pregunta de cómo debe deformarse la nube para que la variación en la presión interna corresponda a la variación de la componente de la presión hidrodinámica en la dirección normal a la superficie de la nube. Queremos encontrar ϕ como función de x .

Si restamos uno de ambos lados de la ecuación (4.4), tenemos que :

$$\tan(\phi) = (e^{x/h} - 1)^{1/2} . \quad (4.5)$$

Sea $y(x)$ la curva que representa la intersección de la superficie de la nube con un plano transversal que contiene a los ejes x y y (ver figura 4.20).

La pendiente m_1 de la tangente a la superficie de la nube, estará dada por :

$$m_1 = \partial y(x) / \partial x , \quad (4.6)$$

y sabemos que la pendiente m_2 de la normal a la superficie debe ser tal que:

$$m_2 \cdot m_1 = -1 , \quad (4.7)$$

⇒

$$\partial y(x) / \partial x = 1 / \tan(\phi) \quad (4.8)$$

⇒

$$\partial y(x) / \partial x = (e^{x/h} - 1)^{1/2} . \quad (4.9)$$

La solución de esta ecuación diferencial es :

$$y(x) = 2h \tan^{-1} (e^{x/h} - 1)^{1/2} . \quad (4.10)$$

La forma de la gráfica se muestra en la fig.4.20. La amplitud máxima para $y(x)$ es πh y ocurre en $x=\infty$, es decir, se trata de una asíntota (De Young y Axford 1967).

Esta solución refleja cómo debe deformarse la nube para que su estratificación esté compensada por la variación de la presión externa. De la figura puede verse que la presión hidrodinámica vale cero para $\phi = 90^\circ$. Sin embargo recuerdese que la presión térmica sigue existiendo como elemento confinador, por tanto, la nube debe cerrarse para alguna x , donde la presión interna iguale el valor de la presión térmica externa que también es una función de x .

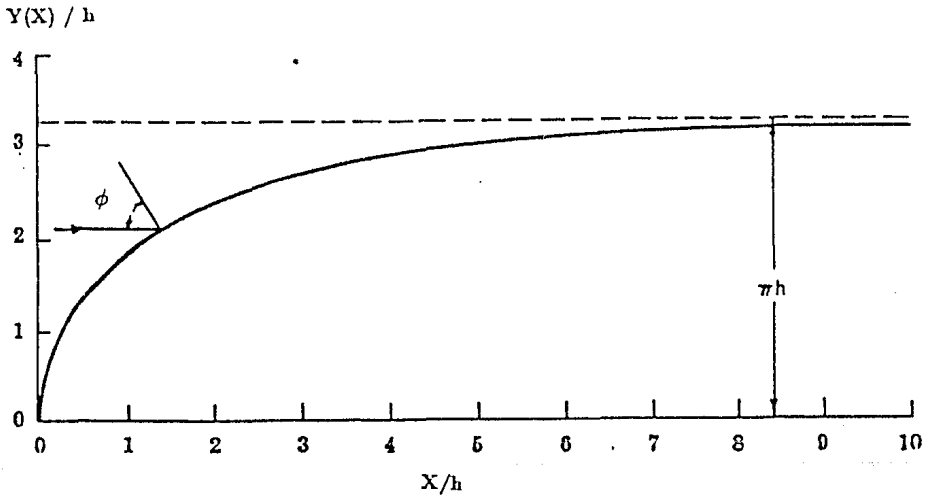


Fig.4.20. Gráfica de la función $y(x)$ que representa la forma de la nube en equilibrio de presión con el medio externo.

Todo este análisis ha sido basado en el modelo para las fuentes extendidas de radio, propuesto por De Young y Axford (1967). Una de las diferencias que hay entre su planteamiento y el aquí presentado, es que ellos consideran que la densidad del medio externo es una constante, mientras que nosotros suponemos una cierta distribución que cambia a medida que la nube se desplaza. Esto implica que la presión hidrodinámica y por lo tanto la aceleración efectiva dentro de la nube, cambian, no sólo debido al cambio

en la velocidad (por el frenamiento) sino también a un cambio real en la densidad externa. Esto conduciría a una nueva estratificación con una escala de altura distinta. Además, debido al barrido del material y a la fuerza de atracción gravitacional de la Galaxia, la velocidad de la nube es una función del tiempo o de la distancia recorrida. Lo anterior sugiere la pregunta de si a la nube le da tiempo de re-estratificarse para mantenerse siempre en equilibrio y cuál sería la velocidad terminal.

Las consideraciones anteriores, tendrían que ser tomadas en cuenta, si nuestro objetivo fuera modelar el movimiento de las NAV a través del gas coronal, en presencia del campo gravitacional galáctico. Sin embargo, nuestro objetivo es determinar la distancia a las nubes partiendo de los *parámetros observados* para las NAV, e imponiendo la condición de que están en equilibrio de presión con el medio externo.

En la siguiente sección discutiremos el procedimiento para asociar una presión interna a las NAV a partir de los parámetros observados en ellas como son, anchos de línea, densidades columnares, etc. El propósito es ahora encontrar una expresión para P_0 como función de la distancia para sustituirlo en la ecuación 4.3 y si es posible, despejar el valor de la distancia donde se satisface la igualdad.

4.3 PRESION INTERNA COMO FUNCION DE LA DISTANCIA

La información observacional a partir de la cual se han podido inferir algunas de las características físicas de las NAV, consiste fundamentalmente en lo siguiente:

- a) Longitud galáctica (l)
- b) Latitud galáctica (b)
- c) Anchos de línea en velocidad, a potencia media (ΔV)
- d) Densidad columnar (N)
- e) Tamaño angular (Θ)
- f) Velocidad radial respecto del E.l.r.
- g) Velocidad radial respecto al E.g.r.

Antes de continuar, es conveniente dejar claro que los incisos f) y g), se refieren a la componente de la velocidad *en la línea de visión* y que, en el caso g), la velocidad total de la nube es siempre mayor o igual a esta cantidad.

En la sección anterior se obtuvo una expresión para el equilibrio de presión en el cual, la presión interna de la nube era:

$$P(x) = P_0 e^{-x/h} \quad (4.11)$$

Nuestro problema ahora es expresar el valor de P_0 como función de la distancia

a la nube a partir de los parámetros observados.

La razón por la cual la presión interna de la nube, puede expresarse como una función de la distancia, es que la presión depende de la densidad volumétrica. Entonces, aunque la densidad de columna es una cantidad fija para cada nube, el tamaño de la nube depende totalmente de la distancia (el tamaño angular también es fijo) y como la densidad volumétrica se obtiene de relacionar el tamaño de la nube, con la densidad de columna; la presión interna es una función de la distancia.

La presión interna de la nube puede escribirse también como:

$$P(x) = \rho(x)c^2, \quad (4.12)$$

donde como hemos supuesto que la nube es isotérmica (ver sec 4.2), la velocidad del sonido en su interior c , es una constante y ρ es la densidad total de masa en el interior de la nube.

Ahora, en el punto ($x=0, y=0$), el valor de la presión P_0 está dada por:

$$P_0 = \rho(0)c^2. \quad (4.13)$$

donde $\rho(0)$ es la densidad total de masa en el punto $x=0$. Supongamos ahora que el observador se encuentra en la dirección que muestra la figura 4.21. Entonces, la densidad de columna observada N en HI, corresponderá a la integral sobre la nube de la columna :

$$N = \int_0^{\infty} n_h(0)e^{-x/h} dx, \quad (4.14)$$

donde $n_h(0)$ es la densidad de átomos de hidrógeno en el punto ($x=0, y=0$) y la función exponencial es la distribución de la densidad al interior de la nube, discutida en la sección anterior.

De lo anterior resulta que :

$$\rho_h(0) = N m_h / h, \quad (4.15)$$

donde m_h es la masa del átomo de hidrógeno y h es la escala de altura de la estratificación.

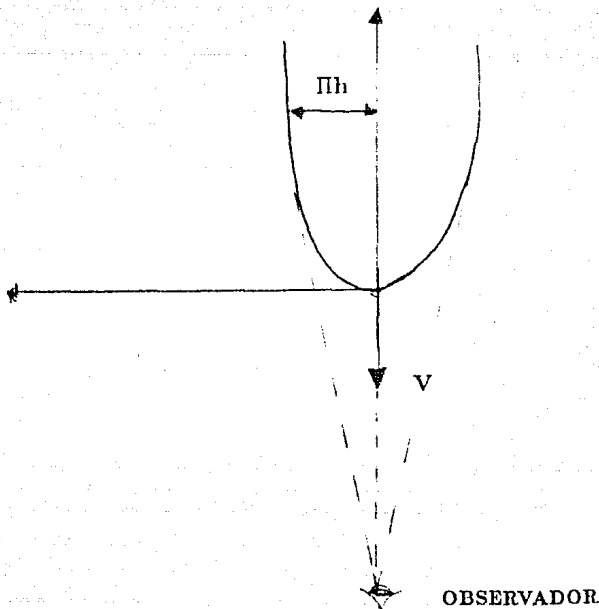


Fig.4.21. Línea de visión del observador respecto a la nube. Esta suposición implica que la velocidad observada (*standard galáctico de reposo*) es la velocidad total de la nube y que la intensidad observada en la línea de 21 cm corresponde al número de átomos de hidrógeno contenidos en la columna central de la figura.

La única incógnita de la ecuación anterior es el valor de h , pero en la sección anterior vimos que h está relacionada con el tamaño de la nube Θ . A saber:

$$\pi h = \frac{D\Theta}{2}, \quad (4.16)$$

donde Θ es el tamaño angular total observado, (en radianes) y D es la distancia medida desde el Sol (ver fig 4.21). Despejando h de la ecuación 4.16 y sustituyendola en la ecuación 4.15 ya tenemos, en principio, la expresión para la presión en el punto ($x=0$, $y=0$) a partir de los parámetros observados para cualquier distancia.

$$P_0 = \frac{2\pi N m_h c^2}{D\Theta}, \quad (4.17)$$

con Θ en radianes. Lo que falta ahora es asociar la velocidad del sonido c , con el ancho de línea observado ΔV y corregir la densidad $\rho_h(0)$ de hidrógeno por la densidad total

de masa, es decir incluir la masa en helio.

La línea de 21 cm es producida única y exclusivamente, por los átomos de Hidrógeno de la nube. La gaussiana que se ajusta a la línea de emisión, tiene la siguiente forma, suponiendo una distribución maxwelliana de velocidades y una amplitud máxima A .

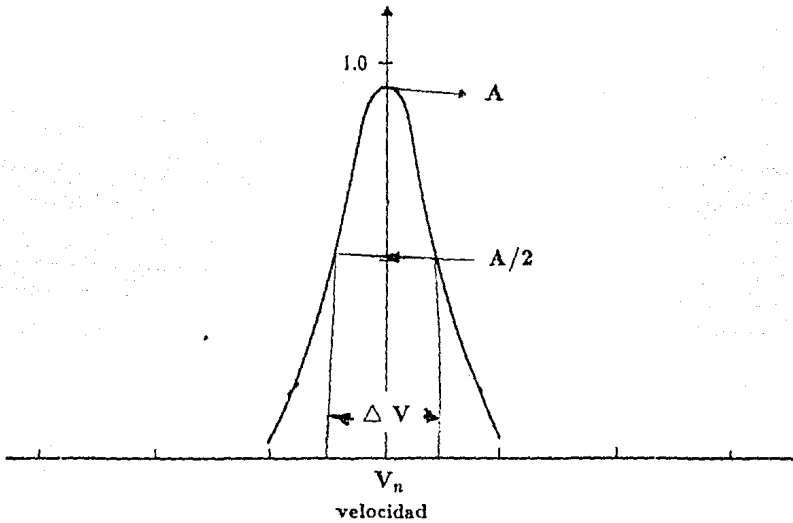


Fig.4.22. Distribución Gaussiana que se ajusta a la línea de emisión. El eje vertical es la intensidad y el horizontal es la velocidad. La curva es una gaussiana centrada en $V=V_n$, es decir, la velocidad de la nube respecto al estandar galáctico de reposo.

$$Ae^{-(1/2)(m_h/kT)\Delta V^2} = \frac{A}{2}, \quad (4.18)$$

⇒

$$kT/m_h = 0.181 \Delta V^2. \quad (4.19)$$

La velocidad del sonido en un gas ideal, se define como:

$$c^2 = kT/m, \quad (4.20)$$

donde k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura y m es la masa

por partícula. Si suponemos que por cada diez átomos de Hidrógeno en la nube, hay 1 átomo de Helio y que la masa de este último es cuatro veces la masa del Hidrógeno, entonces la masa promedio por partícula es :

$$m = 1.27m_h , \quad (4.21)$$

y por tanto, la velocidad del sonido al interior de la nube, es:

$$c^2 = kT/(1.27)m_h , \quad (4.22)$$

$$c^2 = 0.1419 \Delta V^2 ,$$

y finalmente la ecuación de equilibrio para el punto ($x=0, y=0$) es:

$$\frac{2\pi Nm(0.1419) \Delta V^2}{D\Theta} = \rho_{ext}(r, z)V_{egr}^2 + \rho_{ext}(r, z)C_{gc}^2 . \quad (4.23)$$

En esta ecuación D es la distancia medida desde el Sol, mientras que r y z son coordenadas medidas a partir de centro galáctico. En el apéndice B se explica el modo de transformar D a las coordenadas r y z , en función de la latitud y la longitud galácticas. Los subíndices gc significan gas coronal y Θ está en radianes.

Los resultados anteriores están sujetos a la suposición de que la línea de visión del observador es paralela a la dirección de movimiento de la nube, lo cual significaría que la velocidad de desplazamiento observada, es la velocidad total.

Es interesante hacer notar que a medida que la nube se desplaza, su "tamaño" va cambiando, porque h depende del valor de la aceleración de barrido, es decir, la nube es un cuerpo "deformable", no sólo en el sentido de que se reestratifica al haber cambios en la presión externa, sino que además se "contrae" o se "ensancha", dependiendo de si la aceleración de barrido, aumenta o disminuye.

La distancia solución de la ecuación 4.23, depende del valor para la velocidad del sonido del gas coronal. Entonces, para cada temperatura T del gas, existe una solución distinta. Más adelante se muestra que la distancia solución es altamente sensible al valor de la temperatura hasta cierto límite a partir del cual, aunque se aumente la temperatura, la distancia no cambia apreciablemente.

A manera de ilustración presentamos una gráfica de presión interna y presión externa para una nube cuyos parámetros son: $l=160.7$, $b=-48.2$, $V_{egr} = -253$ Km/s, $\Delta V=28$ Km/s, $N=1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ y su tamaño angular es de 0.7° .

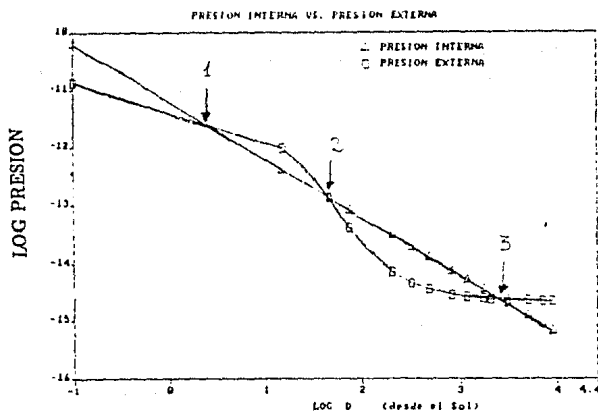
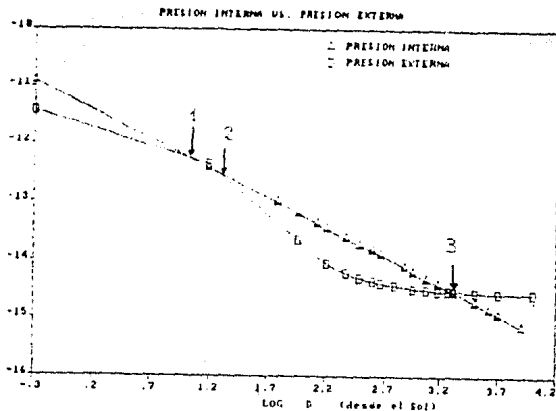


Fig 4.23. En ambas gráficas se representan las curvas de presión interna y presión externa para la NAV 160.7-48.2-308. El eje vertical es el logaritmo de la presión y el eje horizontal es el logaritmo de la distancia (medida desde el Sol). Puede apreciarse la existencia de tres soluciones que aparecen señaladas con flechas. En la primera gráfica, $P_{\odot} = 1 \times 10^{-12}$ dinas/cm² y la temperatura es 1.5×10^6 K. Mientras que en la segunda $P_{\odot} = 2.76 \times 10^{-12}$ dinas/cm² y la temperatura es 1.26×10^6 K.

De la figura se puede ver que existen tres puntos de cruce para ambas curvas (ver fig. 4.23). Eso significa que tenemos tres soluciones de equilibrio. Es decir hay tres distancias en las cuales la NAV puede estar en equilibrio. Más adelante se verá que no todas las NAV de la muestra presentan tres soluciones (ver sec. 5.3). De la

misma figura puede verse también que si por alguna razón, la presión interna de las NAV fuese demasiado alta, el primer y el segundo cruce desaparecerían porque en esta región la curva de P_{int} estaría muy por encima de la curva P_{ext} y el único cruce que existiría sería el tercero. La razón de esto es que la curva de la presión interna tiende asintóticamente a cero, mientras que, como ya mencionamos la curva de presión externa tiende (también asintóticamente) a un valor distinto de cero.

En la figura 4.24 presentamos la curva de presión interna y varias curvas de presión externa cuya única diferencia radica en la temperatura del gas coronal.

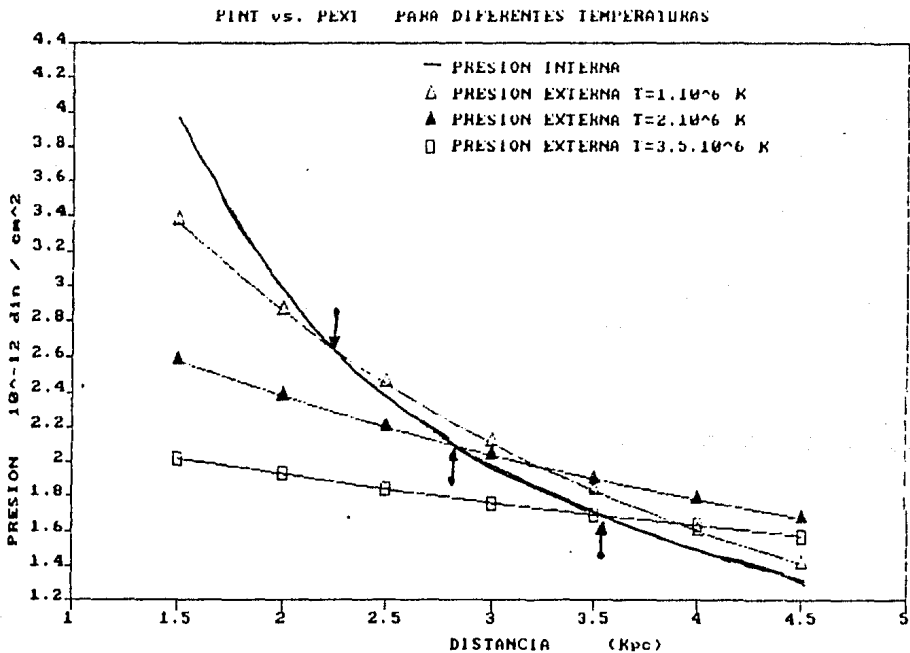


Fig 4.24. Curvas de presión externa ($P_{ext} = P_{ter} + P_{hid}$) para tres temperaturas distintas y el mismo valor para la presión térmica en la vecindad solar. Al aumentar la temperatura P_{ext} disminuye, debido a una disminución en la densidad externa y por tanto en la presión hidrodinámica. En estas gráficas, sólo aparece la primera solución.

En la gráfica, (fig. 4.24) la cantidad expresada como P_{ext} , es la "suma" de la presión hidrodinámica y la presión térmica. Es interesante notar que para distancias menores que 3 Kpc, a medida que la temperatura aumenta, la presión externa es menor para una misma distancia. La causa de ésto, es que hemos puesto como condición a la frontera que el valor de la presión térmica en la vecindad solar sea fijo, sin importar el valor de la densidad o la temperatura. Por tanto, si la temperatura aumenta, la densidad debe disminuir y en consecuencia, el término de la presión hidrodinámica disminuye y la presión externa total disminuye (recordar que la velocidad es un parámetro observado y fijo). Para distancias mayores que 3 Kpc este comportamiento no se mantiene ya que las pendientes de las tres curvas de presión externa son diferentes.

En la siguiente sección discutiremos dos criterios que nos permitirán establecer, de alguna forma, cuál o cuáles de las tres soluciones obtenidas, son factibles.

4.4 EQUILIBRIO

Analizaremos primero, los tiempos de relajamiento; ésto consiste en analizar si a la nube le da tiempo de reajustar su presión interna (su estratificación), a medida que se desplaza. Lo que necesitamos calcular es en cuánto tiempo recorre una distancia que implique un cambio apreciable en la presión externa, y compararlo con el tiempo que le toma a una perturbación hecha en la frontera de la nube, recorrer el interior de la nube. Para poder garantizar que la nube puede estar en equilibrio, es necesario que el tiempo que le toma a una perturbación recorrer el tamaño de la nube, sea menor que el tiempo que le toma desplazarse una distancia en la cual haya un cambio apreciable en la presión externa.

Definiremos la escala de altura H de la presión externa, como la distancia que tiene que recorrer la nube para que el cambio de esta presión sea del orden del valor de la presión en el punto "inicial", donde por punto inicial se entiende, cualquiera de las soluciones de equilibrio :

$$H = \frac{P_{ext}(D)}{\partial P_{ext}/\partial D} \quad (4.24)$$

Donde la derivada se evalúa en el punto solución y ∂D es el incremento de la distancia en la dirección de la línea de visión. La razón de ésto, es que sólo conocemos la componente de la velocidad (*estándard galáctico de reposo*) en la dirección de la línea de visión.

Así, el tiempo (t_{ext}) que le toma a la nube recorrer H es:

$$t_{ext} = H/V_{egr} \quad (4.25)$$

Nótese que estamos suponiendo que durante este desplazamiento, la velocidad de la nube se mantiene constante, o que el cambio en la velocidad es despreciable.

Con las distancias solución y el tamaño angular podemos obtener el tamaño de la nube:

$$\pi h = D\Theta/2, \quad (4.16)$$

con Θ en radianes. El tiempo que le tomará a una perturbación atravesar la mitad del tamaño de la nube será:

$$t_{int} = D\Theta/(2c), \quad (4.26)$$

donde c es la velocidad del sonido dentro de la nube.

En el siguiente capítulo se muestran los resultados de la comparación entre t_{ext} y t_{int} para cada distancia solución. Como es de esperarse, para la solución más distante (tercer cruce), el tamaño de la nube es muy grande y en la mayoría de los casos el resultado es $t_{ext} < t_{int}$.

Otro criterio que tomaremos en cuenta para establecer la factibilidad de los resultados obtenidos, es el cálculo de la velocidad de caída libre en las distancias solución. El hecho de tener una expresión para el potencial gravitacional de la Galaxia, nos permite calcular dicha velocidad en cualquier punto de coordenadas (r, z) :

$$V_{esc} = (-2\Phi(r, z))^{1/2}. \quad (4.27)$$

Lo que se espera, es que al menos para la solución más cercana (primer cruce), la velocidad de la nube sea menor que la velocidad de caída libre en ese punto.

Hemos dicho anteriormente, que para cada temperatura del gas coronal, se obtienen soluciones distintas y para cada una de ellas existe un valor diferente de la velocidad de caída libre. El criterio anterior nos permite, en principio, poner restricciones al valor de la temperatura del gas coronal. Es decir, cuánto tiene que valer T_{gc} para que a la distancia solución obtenida, la velocidad de la nube sea menor que la velocidad de caída libre.

Si las nubes vienen en caída libre, tomando en cuenta que sólo vemos la componente en la línea de visión de la velocidad de la nube (*estándar galáctico de reposo*), y que hay un medio que opone resistencia a su movimiento, la velocidad observada de la nube, debe ser *estrictamente* menor que la velocidad de caída libre.

Antes de pasar al capítulo de resultados y conclusiones, conviene puntualizar los siguientes aspectos. Hasta aquí hemos desarrollado un modelo para la distribución del gas coronal de la Galaxia, suponiendo que se trata de un gas isotérmico y en equilibrio hidrostático. Este modelo y el análisis de la presión hidrodinámica que actúa sobre las NAV, nos ha permitido construir un modelo para la presión externa a la que están sometidas las NAV. Por otro lado, a partir de los datos observacionales que se tienen

de las nubes, hemos podido establecer un modelo para la presión interna de las mismas como función de la distancia y suponiendo que están en equilibrio de presión, queremos encontrar las soluciones de la ecuación 4.23. Esto determina, la o las distancias en las cuales las NAV pueden estar en equilibrio de presión. Finalmente hemos descrito dos criterios que nos permitirán establecer de alguna manera la plausibilidad de los resultados obtenidos. En este momento, y a partir de la ecuación de equilibrio (ec. 4.23), podemos decir que nuestros parámetros *libres* son: la temperatura del gas coronal y la presión térmica en la vecindad solar. De estos valores dependerán, no sólo las distancias solución obtenidas sino también la congruencia del modelo hidrostático para la distribución del gas coronal (ver sec.3.3).

CAPITULO V

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

5.1 DESCRIPCION DE LOS CALCULOS

En esta sección, describiremos la manera como se han calculado en primer lugar, los cruces de las curvas de presión interna y presión externa para cada nube, y a partir de ahí, las masas, los tiempos de relajamiento (ver sec. 4.4), la velocidad de caída libre en cada distancia solución, la escala de altura de la distribución de presión al interior de la nube, la escala de altura que llamaremos externa, que fue discutida en la sección 4.4 y que nos dice qué distancia ha de recorrer la nube, en la dirección de la visual, para que la presión externa cambie apreciablemente. También calcularemos los cocientes de presión térmica externa a presión hidrodinámica y finalmente, sólo para comparar, calcularemos las distancias a las cuales estas NAV podrían ser objetos autogravitantes y en equilibrio.

Todos los cálculos se realizaron mediante un programa de computación el cual busca primero la o las distancias solución de la ecuación de equilibrio 4.23 (ver sec 4.3).

$$\frac{2\pi Nm(0.1419) \Delta V^2}{D\Theta} = \rho_{ext}(r, z)V_{egr}^2 + \rho_{ext}(r, z)C_{gc}^2, \quad (4.23)$$

donde, y a partir de aquí, N es la densidad de columna de átomos de hidrogeno inferida a partir de la línea de 21 cm, m es la masa por partícula en el interior de la nube ($m = 1.27m_h$), ΔV es el ancho total a potencia media de la línea de 21 cm dentro de la nube y Θ es el tamaño angular total observado en radianes a menos que se especifique de otra manera. Todos estos valores aparecen en la tabla 5.I para cada nube y $\rho_{ext}(r, z)$ está calculada con la ecuación 3.23.

La forma como hemos asociado coordenadas (r, z) para cada distancia D (desde el Sol) a partir de las coordenadas (l, b) de cada nube, se encuentra descrita con detalle en el apéndice B.

Una vez obtenida la distancia solución, y por tanto, el valor de la presión externa y el valor de la presión interna (en la base de la nube) a esa distancia, el programa procede a calcular la derivada de la presión externa en la dirección de la línea que une a la nube con el Sol es decir en la dirección D y que nos permitirá calcular la escala de altura H descrita en la sec 4.4 y con ésto estimar t_{ext} (ec.4.24 y 4.25).

Para ésto se utilizó la definición de derivada de la siguiente manera:

$$\frac{\partial P(D)}{\partial D} = \frac{P(D + \Delta D) - P(D)}{\Delta D}, \quad (5.1)$$

utilizando $\Delta D = 5\text{pc}$. Así, el tiempo t_{ext} que le toma a la nube recibir un cambio apreciable en la presión externa es:

$$\frac{P(D)}{\partial P(D)/\partial(D)} = H, \quad (4.24)$$

$$t_{ext} = \frac{H}{V_{cgr}}. \quad (4.25)$$

El tamaño total L de la nube (ver sec 4.3 y fig. 4.22) es:

$$D\Theta = L = 2\pi h \quad (5.2)$$

con Θ en radianes. A partir de aquí, podemos calcular la escala de altura de la estratificación dentro de la nube, despejando h de esta misma ecuación. El tiempo que tarda una perturbación en recorrer la mitad del tamaño de la nube es entonces:

$$t_{int} = \frac{D\Theta}{2(0.1419 \Delta V^2)^{1/2}}. \quad (5.3)$$

Hasta aquí tenemos la distancia solución, el tamaño de la nube y los tiempos de relajamiento que hemos de comparar para darnos una idea de la factibilidad del equilibrio, además de la escala de altura de la estratificación.

Ahora, la masa de las nubes será, en principio, el volúmen del sólido de revolución generado por la curva $y(x)$ descrita en la sección 4.2, (ec.4.10) rotada alrededor del eje x (ver fig. 4.20) multiplicado por la densidad. Antes de continuar con el cálculo de la masa hay que señalar que la manera como se asoció el valor de la densidad en la base de la nube ρ_0 a partir de la densidad de columna observada, lleva dos suposiciones implícitas: una es que la línea de visión es la que se muestra en la figura 4.21 y la otra es que la nube se extiende hasta infinito a lo largo de la coordenada x , lo cual no es cierto dado que aunque la presión hidrodinámica disminuye cuando x aumenta, existe de todos modos, la presión térmica como elemento confinador. Lo que se hará entonces, es realizar la integral del sólido de revolución, desde $x=0$ hasta $x=10h$. Cabe señalar que el valor de la masa de las nubes prácticamente es el mismo cuando el límite superior de la integral es ∞ ó $10h$. Esto significa que prácticamente toda la masa de las nubes se encuentra contenida en el volúmen del sólido de revolución limitado por $x=0$ y $x=10h$. El volúmen del sólido de revolución será entonces:

$$V = \int_0^{10h} \pi y^2(x) dx, \quad (5.4)$$

y la masa será:

$$M_n = \pi \int_0^{10h} y^2(x) \cdot \rho(x) dx \quad (5.5)$$

$$M = 4h^2 \pi \rho_0 \int_0^{10h} e^{-x/h} \tan^{-1}(e^{x/h} - 1)^{1/2} dx . \quad (5.6)$$

A continuación el programa calcula la distancia en la cual la nube sería un objeto autogravitante en equilibrio (ver sec 1.1). Esta distancia está dada por:

$$D_a = \frac{15(0.1419) \Delta V^2}{\pi G N m \Theta} , \quad (5.7)$$

con Θ en radianes y G es la constante de gravitación universal.

Finalmente el programa calcula el cociente de presión térmica a presión hidrodinámica, el valor de la densidad externa y el valor de la velocidad de caída libre para cada distancia solución. Además, una vez fijados los valores para la presión en la vecindad solar y para la temperatura del gas, el programa calcula el valor de la presión del gas coronal en infinito para poder compararla con alguna estimación de la presión intergaláctica y establecer la factibilidad de la suposición de que el gas coronal está en equilibrio hidrostático.

Los primeros resultados obtenidos, son para una presión en la vecindad solar de $P_{\odot} = 1 \times 10^{-12}$ dn cm^{-2} (Spitzer 1978). Obviamente, para cada temperatura del gas coronal, el valor de la densidad en la vecindad solar será distinto y por tanto, el valor de la presión hidrodinámica también:

$$\rho_{\odot} = \frac{P_{\odot}}{C^2} \quad (5.8)$$

donde C representa la velocidad del sonido en el gas coronal suponiendo una masa por partícula de:

$$m_{gc} = 0.608 m_h$$

que resulta de suponer una abundancia de diez átomos de Hidrógeno por cada átomo de Helio y suponer que ambos elementos están completamente ionizados.

Con el valor para la presión antes mencionado, se hizo variar la temperatura tomando los siguientes valores: $T = 1.5 \times 10^6$ K , $T = 2.5 \times 10^6$ K y $T = 3.5 \times 10^6$ K .

También se utilizaron los valores para P_{\odot} y T sugeridos por Shapiro y Field (1976), en base a su modelo de fuente:

$$P_{\odot} = 2.76 \times 10^{-12} \quad \text{din cm}^2$$

$$T = 1.26 \times 10^6 \quad K$$

Shapiro y Field concluyen que el gas coronal puede ser el responsable de la radiación de fondo de rayos X suaves (0.25 Kev) y de las líneas anchas de absorción del Oxígeno VI, si los valores de la presión y la temperatura son los mencionados anteriormente y si el mecanismo de enfriamiento del gas coronal consiste en un proceso convectivo.

Algunos de los resultados que esperamos son los siguientes:

1) Que las distancias solución sean parecidas para todas las NAV de la muestra, ya que al menos en proyección parecen estar conectadas formando un complejo. Aunque el hecho de que la densidad de columna varíe hasta por un factor de diez entre el valor mínimo y el máximo, hace suponer que las condiciones físicas al interior de las nubes no son muy parecidas.

2) Que el tiempo $t_{int} < t_{ezl}$ (ver sec.4.4) y que la velocidad de las nubes respecto al estándar galáctico de reposo sea, al menos para alguna de las distancias solución, menor que la velocidad de caída libre en ese punto.

3) Que el valor de la presión en infinito sea menor que el valor de la presión intergaláctica, para que el modelo sea congruente con la suposición de que el gas coronal se encuentra en equilibrio hidrostático.

5.2 RESULTADOS

En esta sección describiremos la muestra utilizada para probar el modelo y los resultados obtenidos para las diferentes temperaturas y presiones (en la vecindad solar) asignadas al gas coronal.

Del total de 34 nubes reportadas en el trabajo de R.J. Cohen (1982), se eligieron las 18 nubes mejor observadas y con un índice de confiabilidad alto. En realidad no hay ninguna razón especial para haber elegido esta muestra, excepto que es el único reporte que contiene todos los datos de cada nube, necesarios para realizar los cálculos (ver sec.4.3).

En la tabla 5.I presentamos todos los datos observacionales de cada una de las NAV de la muestra, en orden creciente de densidad de columna.

TABLA 5.I

DATOS OBSERVACIONALES DE LAS NAV

| NAV | l (°) | b (°) | V_{ctr} km s ⁻¹ | V_{egr} km s ⁻¹ | $\Delta V_{1/2}$ km s ⁻¹ | N 10 ¹⁹ cm ⁻² | $\Delta\theta_{1/2}$ (°) |
|-----|----------|----------|---------------------------------|---------------------------------|--|--|-----------------------------|
| 1 | 165.3 | -42.5 | -303 | -261 | 37 | 1.2 | 0.8 |
| 2 | 170.4 | -38.7 | -225 | -195.7 | 34 | 1.3 | 1.1 |
| 3 | 160.7 | -48.2 | -308 | -258.4 | 28 | 1.5 | 0.7 |
| 4 | 157.9 | -46.6 | -321 | -262.8 | 36 | 1.6 | 0.7 |
| 5 | 168.8 | -48.8 | -289 | -260.2 | 27 | 1.6 | 1.1 |
| 6 | 173.5 | -41.2 | -235 | -215.8 | 39 | 1.8 | 1.0 |
| 7 | 156.2 | -45 | -303 | -238.8 | 31 | 2.4 | 0.6 |
| 8 | 166.3 | -41.9 | -275 | -235.3 | 18 | 2.5 | 0.6 |
| 9 | 168.7 | -46.3 | -274 | -243.5 | 24 | 2.6 | 0.8 |
| 10 | 169.8 | -39.7 | -277 | -246.3 | 35 | 3.1 | 1.1 |
| 11 | 162.9 | -46.5 | -302 | -256.5 | 32 | 4.2 | 1.2 |
| 12 | 162.7 | -43.3 | -336 | -287.3 | 25 | 7 | 0.6 |
| 13 | 160.9 | -44.8 | -331 | -278.8 | 30 | 7.3 | 1.0 |
| 14 | 161.6 | -43.8 | -337 | -285.7 | 32 | 7.4 | 0.8 |
| 15 | 164.5 | -44.2 | -282 | -239.0 | 33 | 9.9 | 1.0 |
| 16 | 160.1 | -45.7 | -332 | -278.5 | 36 | 10.5 | 0.8 |
| 17 | 166.5 | -43.7 | -281 | -243.0 | 45 | 13.1 | 1.0 |
| 18 | 168.4 | -42.6 | -258 | -224.7 | 29 | 14.1 | 1.0 |

Tabla 5.I. La primera columna es el número de cada NAV que utilizaremos para identificarlas en la discusión que sigue. La segunda y tercera columnas son la longitud y la latitud galácticas respectivamente. La cuarta y quinta columnas son las velocidades observadas respecto al estándar local y al estándar galáctico de reposo respectivamente. La sexta columna es el ancho total en velocidad a potencia media de la línea de 21 cm. La séptima columna es la densidad columnar de partículas y la octava columna es el tamaño angular de cada nube.

En la tabla puede verse que la muestra está acotada en longitud galáctica por $156^\circ \leq l \leq 170^\circ$ y en latitud galáctica por $-48^\circ.8 \leq b \leq -39^\circ.7$. Los tamaños angulares van desde $0^\circ.6$ hasta $1^\circ.1$. El ancho total a potencia media (FWHP), va desde 18 kms^{-1} hasta 45 km s^{-1} . Las densidades de columna están en el intervalo entre $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ y $14.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

En la tabla 5.II presentamos los resultados obtenidos de hacer los cálculos presentados en la sección anterior, para cuatro temperaturas distintas del gas coronal y dos valores distintos de la presión en la vecindad solar.

Antes de presentar la primera tabla de resultados, conviene hacer una breve discusión acerca de las distancias solución.

De la figura 4.24 se puede ver que si la temperatura aumenta, la pendiente de la curva de presión externa disminuye, de manera que lo que se espera es que las soluciones cambien al cambiar la temperatura. El punto importante es que no siempre habrá las tres soluciones que aparecen en la figura 4.23. De lo único que podemos estar seguros es de que al menos un cruce de ambas curvas debe existir. Sin embargo, es claro que el primero y el segundo no siempre existirán. Donde por primero y segundo nos referimos al más cercano y al intermedio de la figura 4.23. Si la presión interna es muy alta, la curva de presión externa estará siempre por debajo de la curva de presión interna y por tanto, no existirán las dos primeras soluciones (ver fig.4.23).

Lo que queremos dejar claro, es que los resultados que aparecen en las columnas de las distancias solución (Tabla 5.II (a) y (b)) no deben interpretarse necesariamente como primero, segundo o tercer cruce en orden de distancia ya que, como hemos dicho anteriormente las soluciones pueden ser una, dos o tres, dependiendo de las características de cada nube.

Como ya fue discutido en el capítulo IV, la presión interna de las nubes es muy sensible al valor de la densidad de columna, al tamaño angular y al ancho de la línea. Por ejemplo, la nube 157.9-46.6-321 (número 4 de la tabla 5.I), tiene una densidad de columna pequeña ($1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$), sin embargo su tamaño angular es pequeño también ($0^\circ.7$), lo cual implica una densidad volumétrica grande. Además el ancho de la línea es relativamente grande (36 Km/s). Si comparamos esta nube con la 168.8-48.8-289 (número 5 de la misma tabla) que tiene el mismo valor para la densidad de columna; el tamaño angular de esta última es mayor ($1^\circ.1$); por tanto, la densidad volumétrica es menor y como el ancho de la línea es mucho menor (27 Km/s), el resultado es que la curva de presión interna de la primera sólo cruza una vez la curva de la presión externa, mientras que para la segunda, las curvas se cruzan tres veces. Ambas tienen velocidades (*egr*) y latitudes parecidas, lo cual nos permite hacer la comparación.

TABLA 5.II^a

DISTANCIAS SOLUCION OBTENIDAS

| NAV | $P_{\odot}=1. \times 10^{-12} \text{ din cm}^{-2}$ $T=1.5 \times 10^6 \text{ K}$ | | | $P_{\odot}=1. \times 10^{-12} \text{ din cm}^{-2}$ $T=2.5 \times 10^6 \text{ K}$ | | |
|-----|---|------|--------|---|------|-------|
| | DISTANCIAS SOLUCION (kpc) | | | DISTANCIAS SOLUCION (kpc) | | |
| 1 | 4.1 | 14.5 | 2370 | 4.2 | ... | ... |
| 2 | 4.5 | 13.3 | 2380 | 3.8 | ... | ... |
| 3 | 2.4 | 24.3 | 1930 | 3.0 | ... | ... |
| 4 | 3470 | ... | ... | 8.5 | ... | ... |
| 5 | 1.1 | 49.0 | 1120 | 1.6 | ... | ... |
| 6 | 4340 | ... | ... | 17.4 | 79.5 | 153.0 |
| 7 | 5320 | ... | ... | 260.3 | ... | ... |
| 8 | 2.2 | 26.8 | 1770.0 | 2.6 | ... | ... |
| 9 | 4.1 | 14.4 | 2400 | 4.1 | ... | ... |
| 10 | 4530 | ... | ... | 190.6 | ... | ... |
| 11 | 4420 | ... | ... | 23.0 | 53.7 | 182.4 |
| 12 | 7670 | ... | ... | 475.3 | ... | ... |
| 13 | 7240 | ... | ... | 437.0 | ... | ... |
| 14 | 10120 | ... | ... | 670.5 | ... | ... |
| 15 | 15280 | ... | ... | 1040 | ... | ... |
| 16 | 19110 | ... | ... | 1380 | ... | ... |
| 17 | 36940 | ... | ... | 2680 | ... | ... |
| 18 | 18410 | ... | ... | 1260 | ... | ... |
| | $P_{\infty}=6.48 \times 10^{-16} \text{ dn cm}^{-2}$ $n_{\odot}=4.83 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ | | | $P_{\infty}=1.22 \times 10^{-14} \text{ dn cm}^{-2}$ $n_{\odot}=2.89 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ | | |

Tabla 5.II^a. Contiene los resultados para dos temperaturas distintas con el mismo valor para la presión del gas coronal en la vecindad solar. En la parte inferior aparece el valor de la presión del gas coronal en infinito y el valor de la densidad de partículas del gas coronal en la vecindad solar.

TABLA 5II^b

DISTANCIAS SOLUCION OBTENIDAS

| NAV | $P_{\odot}=1. \times 10^{-12} \text{ dn cm}^{-2}$ $T=3.5 \times 10^6 \text{ K}$ | | | $P_{\odot}=2.76 \times 10^{-12} \text{ dn cm}^{-2}$ $T=1.26 \times 10^6 \text{ K}$ | | |
|-----|---|-----|-----|---|-------|------|
| | DISTANCIAS SOLUCION (kpc) | | | DISTANCIAS SOLUCION (kpc) | | |
| 1 | 4.5 | ... | ... | 0.650 | 37.4 | 3050 |
| 2 | 4.0 | ... | ... | 0.670 | 36.0 | 3130 |
| 3 | 3.4 | ... | ... | 0.511 | 45.5 | 2490 |
| 4 | 7.8 | ... | ... | 1.0 | 26.3 | 4460 |
| 5 | 1.8 | ... | ... | 0.301 | 67.71 | 1450 |
| 6 | 10.5 | ... | ... | 1.5 | 18.5 | 5640 |
| 7 | 16.7 | ... | ... | 1.9 | 14.7 | 6860 |
| 8 | 3.0 | ... | ... | 0.481 | 47.6 | 2300 |
| 9 | 4.4 | ... | ... | 0.660 | 37.1 | 3110 |
| 10 | 12.7 | ... | ... | 1.6 | 17.6 | 5830 |
| 11 | 12.1 | ... | ... | 1.4 | 19.3 | 5680 |
| 12 | 73.2 | ... | ... | 9780 | ... | ... |
| 13 | 52.6 | ... | ... | 9250 | ... | ... |
| 14 | 175.8 | ... | ... | 12890 | ... | ... |
| 15 | 302.3 | ... | ... | 19670 | ... | ... |
| 16 | 434.9 | ... | ... | 24370 | ... | ... |
| 17 | 881.2 | ... | ... | 47470 | ... | ... |
| 18 | 375.0 | ... | ... | 23790 | ... | ... |
| | $P_{\infty}=4.30 \times 10^{-14} \text{ dn cm}^{-2}$ $n_{\odot}=2.07 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ | | | $P_{\infty}=4.42 \times 10^{-16} \text{ dn cm}^{-2}$ $n_{\odot}=1.59 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ | | |

Tabla 5II^b. Contiene los resultados para las temperaturas $3.5 \times 10^6 \text{ K}$ y $1.26 \times 10^6 \text{ K}$. La primera con una presión en la vecindad solar de $1. \times 10^{-12} \text{ dn cm}^{-2}$ y la segunda para una presión de $2.76 \times 10^{-12} \text{ dn cm}^{-2}$ en la vecindad solar. En la parte inferior aparecen los valores para la presión en infinito del gas coronal y para la densidad de partículas del gas coronal en la vecindad solar.

El punto importante es que el hecho de que existan una, dos o tres soluciones depende única y exclusivamente de la combinación de los parámetros antes mencionados. Otro ejemplo es la nube 168.4-42.6-258 (número 18 de la tabla 5.1) que tiene la mayor densidad de columna de toda la muestra ($14.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$); sin embargo su tamaño angular no es el menor ($1^\circ.1$) y tiene un ancho de línea relativamente pequeño (29 Km/s). Todo esto produce una distancia solución mucho menor que la que se obtiene para la nube 160.1-45.7-332 (número 16 de la tabla 5.1) que tiene una densidad columnar de $10.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, pero un tamaño angular menor ($0^\circ.8$) o sea densidad volumétrica mayor y un ancho de línea también mayor (36 Km/s). Sin embargo la nube 16 tiene una velocidad (*vgr*) mayor que la 18 lo cual implica *en principio* una presión hidrodinámica mayor. Decimos *en principio* porque la nube 16 se encuentra a una mayor altura sobre el plano entonces el medio externo es menos denso que para la nube 18. Todo lo anterior significa que los resultados están sujetos a todas las combinaciones existentes entre los parámetros observados. Sin embargo, si partimos de la suposición de que este conjunto de 18 concentraciones individuales son parte de un mismo complejo de NAV, lo que esperamos es que las combinaciones existentes sean las adecuadas para obtener distancias parecidas.

En la Tabla 5.II^a, de las tres primeras columnas ($T=1.5 \times 10^6 \text{ K}$) se puede ver que las nubes que tienen distancias solución parecidas, son aquellas seis nubes para las que aparecen tres soluciones, esto las coloca:

$$1.1 \text{ Kpc} \leq D \leq 4.5 \text{ Kpc}$$

tomando para todas la primera solución. Si tomamos de este mismo grupo el segundo conjunto de soluciones:

$$13.3 \text{ Kpc} \leq D \leq 49.0 \text{ Kpc}$$

y si finalmente tomamos el tercer conjunto de soluciones en el mismo grupo, entonces:

$$1120 \text{ Kpc} \leq D \leq 2400 \text{ Kpc}$$

Las doce nubes restantes se pueden dividir en tres subgrupos:

a) las que se encuentran entre:

$$3.4 \text{ Mpc} \leq D \leq 5.3 \text{ Mpc}$$

(5 nubes)

b) las que estarían entre:

$$7.2 \text{ Mpc} \leq D \leq 10.1 \text{ Mpc}$$

(3 nubes)

c) y finalmente las que estarían entre

$$15.2 \text{ Mpc} \leq D \leq 36.94 \text{ Mpc}$$

(4 nubes).

En resumen las soluciones de equilibrio de toda la muestra estarían en el intervalo $1.1 \text{ Kpc} \leq D \leq 36.94 \text{ Mpc}$, que resulta ser demasiado extenso.

Para la siguiente temperatura ($T=2.5 \times 10^6 \text{ K}$), sólo hay dos nubes (número 6 y 11 de la tabla 5.1) para las cuales existen tres soluciones y que para la temperatura anterior sólo tenían una.

Lo que ocurre en este caso, (nube 6) es que para $T=1.5 \times 10^6 \text{ K}$ la pendiente de la presión externa es mayor que para la siguiente temperatura, de manera que para distancias cercanas, la curva de presión externa (que inicia por debajo de la de presión interna) decae más rápido que la de presión interna y no se cruzan. Para distancias mayores, el comportamiento de las pendientes cambia. La curva de presión externa se aplana y la curva de presión interna cruza la de presión externa en $D=4400 \text{ Kpc}$.

La razón de esto es que la pendiente de la presión térmica externa o de la densidad externa (si hablamos de presión hidrodinámica) es proporcional al inverso de la velocidad del sonido en el gas coronal y a la derivada del potencial en la dirección de la visual. Esto quiere decir que al aumentar la temperatura la pendiente cambia. Veamos, la ecuación para la densidad es:

$$\rho(D) = \rho_{\odot} e^{\phi_{\odot}/C^2} e^{-\phi(D)/C^2}$$

y su derivada:

$$\frac{d\rho(D)}{dD} = \rho_{\odot} e^{\phi_{\odot}/C^2} (-1/C^2) \frac{d\phi(D)}{dD} e^{-\phi(D)/C^2}$$

Si la temperatura aumenta, C^2 aumenta, por lo tanto, la exponencial (que siempre es mayor que 1) decrece más lentamente, pero el factor $(-1/C^2)$ es menor. Es decir, hay una competencia entre estos dos factores de modo que el valor de la pendiente dependerá de cuál de ellos domine, porque además la derivada del potencial cambia al cambiar la distancia solución.

Quando se aumenta la temperatura ($2.5 \times 10^6 \text{ K}$), la pendiente de la curva de presión externa disminuye. De manera que para distancias cercanas, la presión externa no decae rápidamente y la curva de presión interna la encuentra para distancias relativamente cercanas. Esto se muestra en la figura 5.25 donde se ve la curva de presión interna y las curvas de presión externa para estas dos temperaturas.

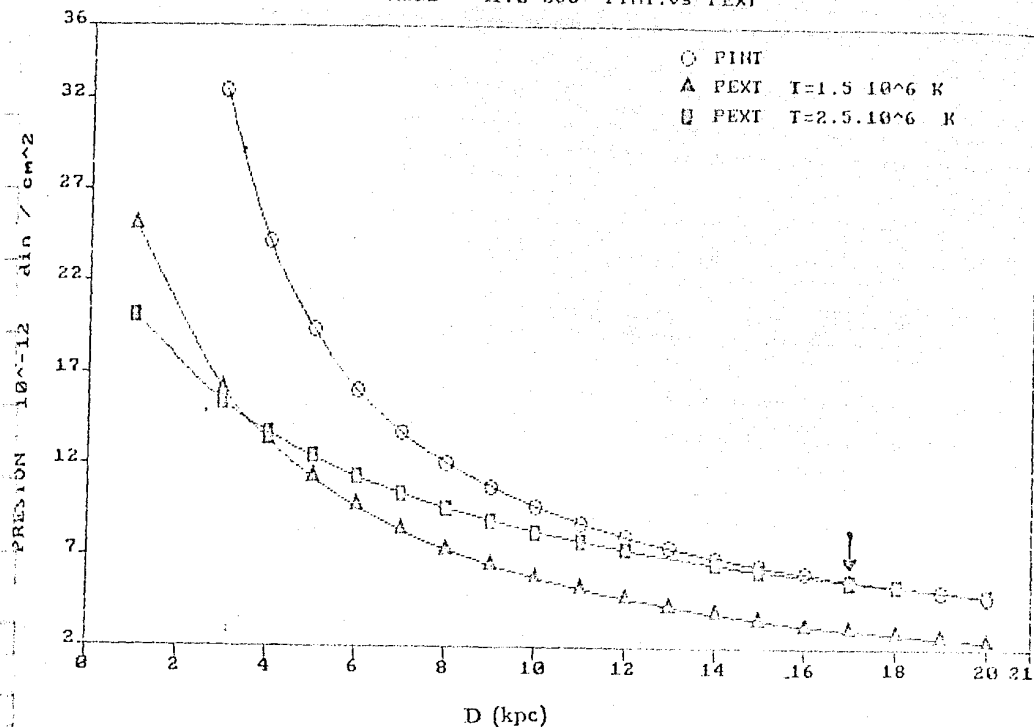


Fig.5.25. Gráfica de presión externa (para dos temperaturas) y presión interna para la NAV 173.5-41.2-235 (nube 6). Se puede ver que al aumentar la temperatura aunque la presión disminuye la pendiente disminuye y alcanza a cruzar la curva de presión interna en distancias cercanas. En cambio para $T=1.5 \cdot 10^6 \text{ K}$ la presión es mayor al principio, pero la pendiente también y no alcanza a cruzar la curva de P_{int} en distancias cercanas.

El hecho de que para esta misma temperatura ($2.5 \cdot 10^6 \text{ K}$) para las NAV 1, 2, 3, 4, 5, 8 y 9 aparezcan soluciones tan cercanas y no aparezca ninguna otra solución, puede indicar alguna de las siguientes tres posibilidades:

- La curva de P_{ext} toca tangencialmente a la de presión interna para esa

distancia solución, y en ese caso debemos esperar otra solución para distancias más lejanas.

b) La curva de P_{ext} cruza tres veces la de presión interna y lo que debe estar sucediendo es que la curva de presión externa en efecto cruza la de presión interna pero como su pendiente es menor, el segundo cruce se llevará a cabo mucho más lejos. La distancia máxima hasta donde se buscó un cruce fue de 75 Mpc. Hasta esta distancia no se encontró ninguna otra solución.

c) Existe solamente un cruce ya que puede suceder que la curva de P_{ext} cruce la de P_{int} y no vuelva a ocurrir otro cruce debido a que después del cruce, la curva de P_{int} decaiga más rápidamente a cero que la de P_{ext} a su valor límite.

Las tres posibilidades consideradas anteriormente, son válidas para todos aquellos casos en los que sólo aparezca una solución, en cualquiera de las columnas.

Para este segundo valor de la temperatura (2.5×10^6 K), el intervalo de soluciones se extiende:

$$1.6 \text{ Kpc} \leq D \leq 2.6 \text{ Mpc}$$

que sigue siendo demasiado extenso.

Para el siguiente valor de la temperatura (3.5×10^6 K) sólo aparece una solución para cada nube y las primeras 11 nubes (densidad de columna menor) se pueden asociar en el intervalo :

$$1.8 \text{ Kpc} \leq D \leq 12.7 \text{ Kpc}$$

Mientras que las siete nubes restantes se pueden quizá dividir en dos sub-grupos:

$$52 \text{ Kpc} \leq D \leq 176 \text{ Kpc} \quad (3 \text{ nubes})$$

y otro:

$$302.4 \text{ Kpc} \leq D \leq 881 \text{ Kpc} \quad (4 \text{ nubes})$$

Queremos hacer notar que para esta temperatura (3.5×10^6 K), las primeras once nubes podrían formar uno o dos complejos. Los tamaños obtenidos para estas once nubes a estas distancias solución aparecen en la Tabla 5.III.

TABLA 5.III

DISTANCIAS Y TAMAÑOS PARA LAS PRIMERAS 11 NAV

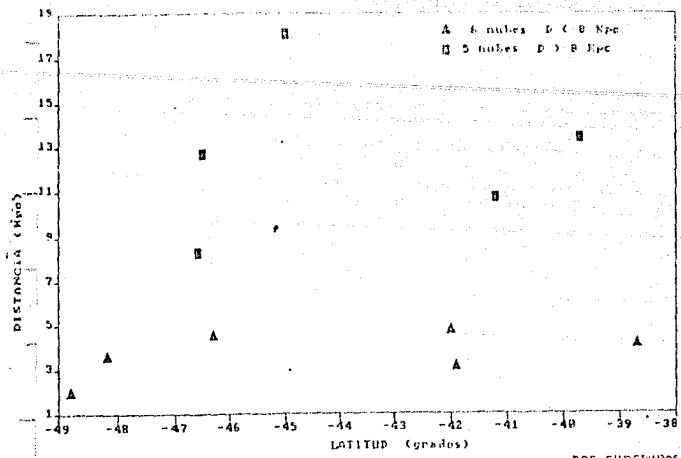
| NAV | IDENTIFICACION | D (kpc) | TAMAÑO (pc) |
|-----|----------------|---------|-------------|
| 1 | -42.5-303 | 4.5 | 63.2 |
| 2 | -38.7-225 | 4.0 | 75.0 |
| 3 | -48.2-308 | 3.4 | 41.5 |
| 4 | -46.6-321 | 7.8 | 96.3 |
| 5 | -48.8-289 | 1.8 | 36.1 |
| 6 | -41.2-235 | 10.5 | 183.6 |
| 7 | -45-303 | 16.7 | 175.0 |
| 8 | -41.9-275 | 3.0 | 31.1 |
| 9 | -46.3-274 | 4.4 | 61.6 |
| 10 | -39.7-277 | 12.7 | 243 |
| 11 | -46.5-302 | 12.1 | 253 |

Tabla 5.III. Los tamaños de las NAV (tercera columna) son de centenas de pc, mientras que las diferencias en distancias son de hasta decenas de Kpc. Esto significa que estarían muy separadas unas de otras.

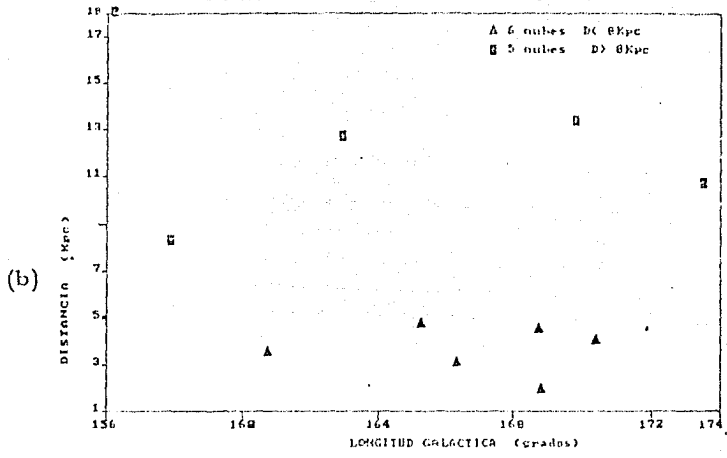
Como se observa, los tamaños son a lo más de centenas de parsecs, mientras que las distancias difieren hasta por decenas de kiloparsecs, es decir, estarían demasiado separadas unas de otras. Lo cual no es muy aceptable si de alguna manera se piensa en un origen común para todas ellas.

Si de entre estas mismas once nubes tomamos ahora las seis nubes cuya distancia es menor que 7 kpc y las alineamos entre 1.8 kpc y 4.5 kpc, la separación media entre una y otra sería de ~ 470 pc, que es bastante grande tomando en cuenta que los tamaños están entre 31 pc y 75 pc. Cabe preguntarse si estas seis nubes están muy dispersas en latitud y longitud galáctica o si por el contrario su posición galáctica es similar. En la figura 5.26, presentamos dos gráficas. Una de distancia vs. longitud y otra de distancia vs. latitud.

Las cinco nubes restantes estarían en el intervalo entre 7 Kpc y 17 Kpc. De las siete nubes restantes de la muestra completa hablaremos más adelante.



(a)



(b)

Fig. 5.26(a) Distancia obtenida vs. latitud galáctica para $T=3.5 \times 10^6$ K. Las 6 nubes más cercanas no están juntas en latitud. De hecho lo que se observa son dos grupos bien separados en latitud. (b) En esta figura se puede apreciar cierta aglomeración en longitud galáctica de al menos cinco de las nubes cuyas distancias son parecidas (abajo a la derecha).

Pasaremos ahora a analizar los resultados obtenidos de tomar los valores de Shapiro y Field (1976) para la presión y la temperatura.

Lo primero que se observa es que las primeras once nubes tienen tres soluciones cada una cuyos intervalos son:

Para el primer cruce:

$$0.301 \text{ Kpc} \leq D \leq 1.9 \text{ Kpc}$$

para el segundo:

$$14.7 \text{ Kpc} \leq D \leq 67.7 \text{ Kpc}$$

y para el tercer cruce:

$$1.45 \text{ Mpc} \leq D \leq 6.8 \text{ Mpc}$$

Estos resultados tienen una primera ventaja sobre los de la columna 3 y es que para las primeras 11 nubes, el intervalo de las primeras distancias solución se ve reducido por un factor de 9 en comparación con el obtenido para las mismas once nubes y con la temperatura de $3.5 \times 10^6 \text{ K}$.

Los tamaños de las nubes aparecen en la tabla 5.IV.

TABLA 5.IV

DISTANCIAS Y TAMAÑOS PARA LAS PRIMERAS 11 NAV

| NAV | IDENTIFICACION | D (kpc) | TAMAÑO (pc) |
|-----|----------------|---------|-------------|
| 1 | -42.5-303 | 0.650 | 9.1 |
| 2 | -38.7-225 | 0.670 | 12.8 |
| 3 | -48.2-308 | 0.511 | 6.2 |
| 4 | -46.6-321 | 1.0 | 12.3 |
| 5 | -48.8-289 | 0.301 | 5.8 |
| 6 | -41.2-235 | 1.5 | 25.8 |
| 7 | -45-303 | 1.9 | 20.5 |
| 8 | -41.9-275 | 0.481 | 5.0 |
| 9 | -46.3-274 | 0.660 | 9.2 |
| 10 | -39.7-277 | 1.6 | 30.1 |
| 11 | -46.5-302 | 1.4 | 30.0 |

Tabla 5.IV . Se muestra el primer conjunto de distancias solución y los tamaños de las nubes. El intervalo de distancias es menor que el obtenido para $T=3.5 \times 10^6$ K por un factor de 9 y el intervalo para los tamaños es casi nueve veces menor que el obtenido para la temperatura anterior.

Tomemos ahora las seis nubes cuya distancia solución más cercana es menor que 1 Kpc y las alineamos entre 0.301 kpc y 1 kpc, la separación promedio entre ellas sería de ~ 128 pc.

El intervalo de distancia para las cinco nubes restantes, se ha visto reducido por un factor de 10 respecto al obtenido para $T=3.5 \times 10^6$ K.

A continuación mostramos las gráficas de latitud y longitud vs. distancia para estos dos subgrupos de nubes con los valores obtenidos para $T=1.26 \times 10^6$ K y $P_{\odot}=1 \times 10^{-12}$ dn cm⁻² (fig. 5.27).

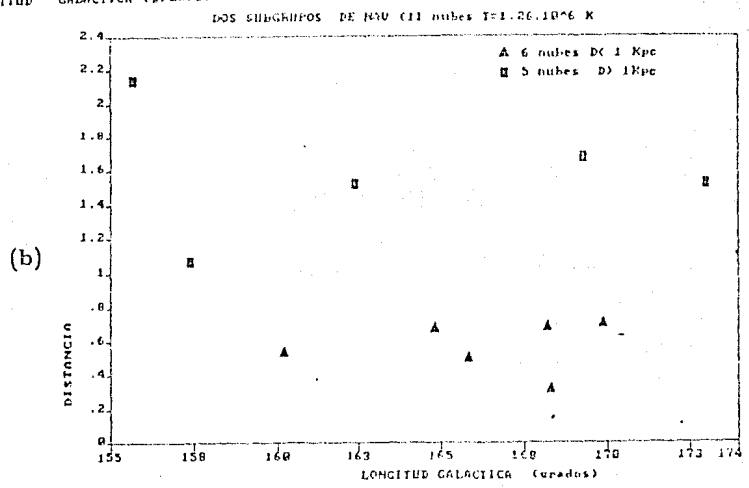
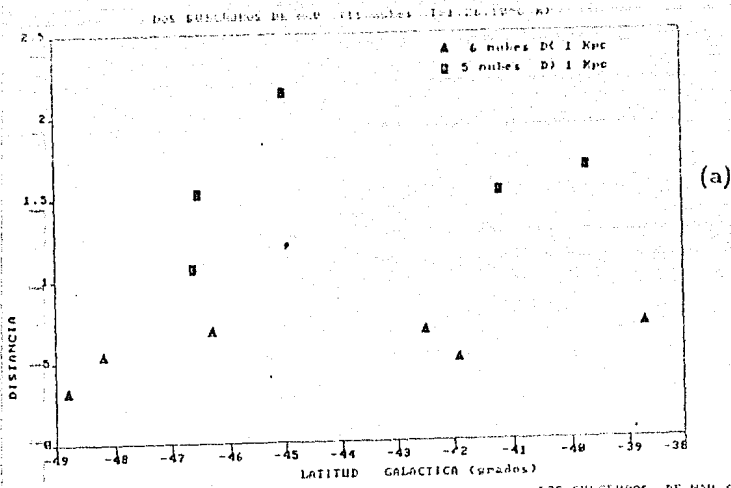


Fig.5.27. Latitud y longitud galácticas (a) y (b) contra la primera distancia solución obtenida con los valores de Shapiro y Field para las primeras 11 nubes de la muestra. Al igual que en el caso anterior, parece haber dos grupos muy bien diferenciados en latitud y nuevamente se observa que cinco de las seis nubes más cercanas están bastante juntas en longitud. Aunque en latitud estas mismas cinco nubes no parecen estar cerca.

Las primeras seis nubes están más juntas en latitud que en longitud, mientras que las últimas cinco cubren casi todo el intervalo de longitudes y latitudes. Esto quizá indica que el subgrupo de seis nubes estén en efecto asociadas formando un complejo.

El intervalo para la segunda distancia solución es:

$$14.7 \text{ Kpc} \leq D \leq 67.7 \text{ Kpc}$$

y para la tercera solución es:

$$1.45 \text{ Mpc} \leq D \leq 6.8 \text{ Mpc}$$

Es interesante hacer notar que la nube para la cual la primera distancia solución (núm. 5) es la menor en todo el intervalo, resulta ser la misma para la cual, la segunda distancia solución es la mayor en el intervalo de segundas soluciones. A la inversa, la nube 7 cuya primera distancia solución es la más lejana del primer intervalo resulta tener la menor distancia solución en el segundo intervalo.

Los resultados obtenidos en la cuarta columna, son los que mejor satisfacen nuestras expectativas y nos dedicaremos a analizarlos con más detalle antes de pasar a discutir los resultados obtenidos para las últimas siete nubes cuyas distancias solución son aproximadamente entre 2 y 4 órdenes de magnitud mayores que las de las primeras once nubes (primera y segunda solución).

Es en este momento cuando utilizaremos los criterios que fueron discutidos en la sección 4.4. En la siguiente tabla (5.V) presentamos para este conjunto de once nubes las tres distancias solución de cada una junto con el tamaño, la velocidad de caída libre en cada distancia solución para compararla con la velocidad observada, los tiempos de relajamiento t_{ext} y t_{int} (ver secc. 4.4), el cociente de presión hidrodinámica a presión térmica que es en realidad el cociente entre la velocidad de la nube (egr) y la velocidad del sonido en el gas coronal y que es una constante para cada nube no importa en qué distancia estemos interesados. Lo primero que se ve es que la velocidad de caída libre es al menos un factor de 2 mayor que la velocidad observada para las dos primeras distancias solución. En la tercera distancia solución la velocidad de caída libre es cuatro veces menor que la observada. Es decir, si vienen en caída libre tienen que haber tenido una velocidad inicial distinta de cero.

Respecto a los tiempos de relajamiento, lo que esperábamos era $t_{int} < t_{ext}$ de modo que la nube pudiese recuperar su estado de equilibrio ante una perturbación producida por un cambio en la presión externa.

Para la primera distancia solución, todas pueden estar en equilibrio bajo las condiciones de este criterio.

Ahora, para la segunda distancia solución, $t_{ext} < t_{int}$ para las once nubes, sin embargo la diferencia es a lo más (nube 10) por un factor de 1.5. Cabe recordar que t_{ext} ha sido calculado suponiendo que la velocidad de la nube es constante a lo largo del recorrido de la escala de altura externa (ec. 4.24 y 4.25), lo cual es una suposición fuerte

sobre todo si la escala de altura es grande porque, seguramente la nube se irá frenando y quizá alcance una velocidad terminal que no sabemos si es la velocidad observada. Además si la nube se frena, la presión hidrodinámica puede disminuir (depende de cuánto aumente la densidad externa, recordar que vienen acercándose) y por lo tanto, la pendiente disminuye y la escala de altura aumenta. Con lo cual t_{cat} aumenta y se vuelve mayor que t_{int} dado que a medida que la nube avanza su tamaño disminuye. Este es solamente un análisis cualitativo de lo que puede suceder porque en sentido estricto las pendientes y la escala de altura externa son funciones del tiempo.

Respecto a la tercera distancia solución, la única condición que se satisface es la que se refiere a los tiempos de relajamiento y esto se debe a que en esas distancias la curva de presión externa ya está muy aplanada y entonces la escala de altura H es muy grande. Así, podemos decir que únicamente para las dos primeras distancias solución se satisfacen las condiciones impuestas por los dos criterios discutidos en la sección 4.4.

Además el intervalo de las primeras distancias solución es consistente con los modelos de origen galáctico y el segundo intervalo con los modelos de origen extragaláctico (ver sec. 1.7).

Antes de pasar a analizar las siete nubes cuyas distancias solución son demasiado grandes, presentaremos la tabla 5.VI que contiene además de las tres distancias solución de las primeras 11 nubes, la distancia en la cual serían objetos autogravitantes (D_a), la masa a cada una de estas distancias y la densidad total de partículas por cm^3 . Rápidamente se ve que las distancias en las cuales serían objetos autogravitantes son mucho mayores incluso que la solución más lejana. También puede observarse que el cociente entre la presión hidrodinámica y la presión térmica reafirma nuestra suposición de que la presión importante, como mecanismo confinador es la presión hidrodinámica.

Ahora pasaremos a analizar las últimas siete nubes de la tabla 5.I. Lo primero que observamos es que son las nubes de más alta densidad y que el intervalo de distancias solución es de $9.2 \text{ Mpc} \leq D \leq 47.5 \text{ Mpc}$. Este intervalo cubre aproximadamente 33 Mpc que es un factor de 5 mayor que el intervalo de terceras soluciones para las primeras once nubes, lo cual nos hace descartar la posibilidad de que las 18 nubes formen un único complejo cuyas distancias irían de $1 \text{ Mpc} \leq D \leq 48 \text{ Mpc}$, por ser demasiado extenso.

TABLA 5.V

DATOS OBTENIDOS PARA LAS PRIMERAS 11 NAV DE LA MUESTRA

| NAV | D kpc | TAM. pc | V_{el} km s^{-1} | V_{egr} km s^{-1} | T_{ext} 10^6 años | T_{int} 10^6 años | P_{hid}/P_{ter} |
|-----|----------|------------|--------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|-------------------|
| 1 | 0.65 | 9.1 | 539 | 261 | 2.5 | 0.3 | 3.99 |
| 1 | 37.4 | 522 | 390 | ... | 14.6 | 19.2 | ... |
| 1 | 3050 | 42586 | 52 | ... | 7.6×10^4 | 1.5×10^5 | ... |
| 2 | 0.670 | 12.8 | 539 | 195.7 | 5.05 | 0.51 | 2.24 |
| 2 | 36.0 | 691 | 393 | ... | 29.3 | 27.6 | ... |
| 2 | 3130 | 60091 | 51 | ... | 1.18×10^5 | 2.4×10^5 | ... |
| 3 | 0.511 | 6.2 | 541 | 258.4 | 2.7 | 0.3 | 3.91 |
| 3 | 45.5 | 556 | 373 | ... | 17.4 | 27.0 | ... |
| 3 | 2490 | 36421 | 58 | ... | 3×10^4 | 1.5×10^5 | ... |
| 4 | 1.0 | 12.3 | 536 | 262.8 | 2.7 | 0.4 | 4.0 |
| 4 | 26.3 | 321 | 420 | ... | 10.9 | 12.1 | ... |
| 4 | 4460 | 54489 | 43 | ... | 1.8×10^4 | 2.0×10^5 | ... |
| 5 | 0.301 | 5.8 | 543 | 260.2 | 2.6 | 0.3 | 3.97 |
| 5 | 67.7 | 1300 | 331 | ... | 23.7 | 65.6 | ... |
| 5 | 1450 | 27838 | 76 | ... | 1×10^4 | 1.4×10^5 | ... |
| 6 | 1.5 | 25.8 | 531 | 215.8 | 4.5 | 0.9 | 2.73 |
| 6 | 18.5 | 323 | 443 | ... | 14.2 | 11.2 | ... |
| 6 | 5640 | 98436 | 38.6 | ... | 8.2×10^4 | 2.4×10^5 | ... |
| 7 | 1.9 | 20.5 | 526 | 238.8 | 3.9 | 0.9 | 3.34 |
| 7 | 14.7 | 153 | 459 | ... | 9.3 | 6.7 | ... |
| 7 | 6860 | 71837 | 35 | ... | 2.2×10^4 | 3.1×10^5 | ... |
| 8 | 0.481 | 5.0 | 541 | 235.3 | 3.2 | 0.3 | 3.24 |
| 8 | 47.6 | 498 | 368 | ... | 23.3 | 37.7 | ... |
| 8 | 2300 | 24085 | 60 | ... | 4.1×10^4 | 1.8×10^5 | ... |
| 9 | 0.66 | 9.2 | 539 | 243.5 | 3.1 | 0.5 | 3.47 |
| 9 | 37.1 | 518 | 391 | ... | 17.4 | 29.4 | ... |
| 9 | 3110 | 43423 | 52 | ... | 4×10^4 | 2.4×10^5 | ... |
| 10 | 1.6 | 30.1 | 530 | 246.3 | 3.3 | 1.18 | 3.55 |
| 10 | 17.6 | 337 | 446 | ... | 9.82 | 13.1 | ... |
| 10 | 5830 | 111928 | 38 | ... | 4.8×10^4 | 4.3×10^5 | ... |
| 11 | 1.4 | 30 | 532 | 256.5 | 3.0 | 1.27 | 3.85 |
| 11 | 19.3 | 405 | 441 | ... | 9.37 | 17.25 | ... |
| 11 | 5680 | 118962 | 38 | ... | 2×10^4 | 5×10^5 | ... |

Tabla 5.V. Para cada una de las tres distancias solución obtenidas con los valores de Shapiro y Field, se presentan los valores que permiten establecer la factibilidad del equilibrio mediante los dos criterios discutidos en la sección 4.A. Además se presenta el valor del cociente de presión hidrodinámica a presión térmica. Es interesante observar que para la mayor parte de estas NAV la P_{hid} es entre 3 y 4 veces mayor que la P_{ter} .

En la tabla (5.VII), presentamos estas siete nubes . En la primera columna aparece la distancia solución, y en la segunda, la distancia a la cual ya podrían ser objetos autogravitantes. De la tabla se observa que algunas de ellas podrían ser autogravitantes a distancias menores que si las suponemos en equilibrio de presión; en particular las nubes 15, 16, 17 y 18, lo que es de esperarse ya que tienen las mayores densidades de columna de toda la muestra y seguramente su energía gravitacional a estas distancias se vuelve más importante que su energía térmica interna. De cualquier manera, estas distancias implican que serían objetos, no solamente extragalácticos sino que estarían fuera del Grupo Local y en este caso, las velocidades observadas no son consistentes con las predichas por el flujo de Hubble para estas distancias (además de ser negativas son demasiado altas).

Hasta ahora, la única característica que comparten estas siete nubes, es su alta densidad columnar. En la siguiente figura (fig.5.28), se muestran la densidad columnar y la distribución en longitud y latitud para toda la muestra. Es interesante notar que estas siete nubes parecen estar muy juntas en latitud, lo cual puede interpretarse de dos maneras: a) Que están realmente conectadas espacialmente y las distancias entre ellas son pequeñas, lo cual implicaría que tendrían que estar a distancias parecidas y ésto contradice nuestros resultados. b) Que estén a distancias muy grandes de nosotros de manera que, aunque estén muy separadas entre sí, el resultado sería una variación angular muy pequeña. En ambos casos, las tendríamos agrupadas en latitud y en longitud donde también parecen estar agrupadas. Todo lo anterior aunado a su alta densidad columnar son características que las distinguen del resto de la muestra, cuya distribución en latitud y longitud no sugiere ningún tipo de acumulación significativo.

TABLA 5.VI

ALGUNAS CANTIDADES INTERESANTES PARA LAS PRIMERAS 11 NAV

| NAV | D kpc | D _a Mpc | MASA M _⊙ | ρ _{tot} cm ⁻³ |
|-----|----------|-----------------------|------------------------|--------------------------------------|
| i | 0.650 | 126 | 2.37 | 2.7 |
| 1 | 37.4 | ... | 7.7 × 10 ⁵ | 4.7 × 10 ⁻² |
| 1 | 3050 | ... | 5.1 × 10 ⁶ | 5.7 × 10 ⁻⁴ |
| 2 | 0.670 | 71 | 5.1 | 2.08 |
| 2 | 36 | ... | 14.7 × 10 ⁵ | 3.8 × 10 ⁻² |
| 2 | 3130 | ... | 1.1 × 10 ⁶ | 4.4 × 10 ⁻⁴ |
| 3 | 0.511 | 66 | 1.59 | 4.9 |
| 3 | 45.5 | ... | 11 × 10 ⁵ | 5.5 × 10 ⁻² |
| 3 | 2490 | ... | 3.3 × 10 ⁷ | 1 × 10 ⁻³ |
| 4 | 1 | 102 | 5.8 | 2.6 |
| 4 | 26.3 | ... | 3.9 × 10 ⁵ | 0.1 |
| 4 | 4460 | ... | 1.1 × 10 ⁶ | 6 × 10 ⁻⁴ |
| 5 | 0.301 | 36 | 1.27 | 5.7 |
| 5 | 67.7 | ... | 64 × 10 ⁵ | 2.5 × 10 ⁻² |
| 5 | 1450 | ... | 3 × 10 ⁷ | 1.2 × 10 ⁻³ |
| 6 | 1.5 | 74 | 28.5 | 1.42 |
| 6 | 18.5 | ... | 4.4 × 10 ⁵ | 0.1 |
| 6 | 5640 | ... | 4.1 × 10 ⁸ | 3.7 × 10 ⁻⁴ |
| 7 | 1.9 | 58 | 24 | 2.38 |
| 7 | 14.7 | ... | 1.3 × 10 ⁵ | 0.31 |
| 7 | 6860 | ... | 3 × 10 ⁶ | 6.8 × 10 ⁻⁴ |
| 8 | 0.481 | 19 | 1.52 | 10.3 |
| 8 | 47.6 | ... | 14.7 × 10 ⁵ | 0.1 |
| 8 | 2300 | ... | 3.4 × 10 ⁷ | 2.1 × 10 ⁻³ |
| 9 | 0.66 | 24.4 | 5.3 | 5.8 |
| 9 | 37.1 | ... | 16.5 × 10 ⁵ | 0.1 |
| 9 | 3110 | ... | 1.1 × 10 ⁵ | 1.2 × 10 ⁻³ |
| 10 | 1.6 | 31 | 66.0 | 2.09 |
| 10 | 17.6 | ... | 8.3 × 10 ⁵ | 0.2 |
| 10 | 5830 | ... | 9.2 × 10 ⁸ | 5.6 × 10 ⁻⁴ |
| 11 | 1.4 | 18 | 89.4 | 2.8 |
| 11 | 19.3 | ... | 16.3 × 10 ⁵ | 0.21 |
| 11 | 5680 | ... | 1.4 × 10 ⁹ | 7.2 × 10 ⁻⁴ |

Tabla 5.VI. Es notable que la densidad de partículas disminuye hasta 4 órdenes de magnitud entre la primera y la tercera solución. Puede observarse también que las distancias a las cuales estas NAV pueden ser objetos autogravitantes son en promedio un factor de 8 o hasta 30 veces mayores que la tercera solución suponiéndolas en equilibrio de presión.

TABLA 5.VII

DISTANCIAS SOLUCION Y DISTANCIAS PARA SER
OBJETOS AUTOGRAVITANTES DE LAS ULTIMAS 7 NAV

| NAV | D Mpc | D _a Mpc |
|-----|----------|-----------------------|
| 12 | 9.8 | 13.1 |
| 13 | 9.2 | 10.8 |
| 14 | 12.9 | 15.2 |
| 15 | 19.7 | 9.7 |
| 16 | 24.4 | 13.6 |
| 17 | 47.5 | 13.6 |
| 18 | 23.8 | 5.2 |

Tabla 5.VII . Se muestran las distancias solución (segunda columna) y las distancias en las cuales estas NAV pueden ser objetos autogravitantes. Hay cuatro casos (nubes 15, 16, 17 y 18) en los cuales es más factible que sean autogravitantes que confinadas por presión externa. En los tres casos restantes, la situación es a la inversa. En cualquier caso ambas distancias son demasiado grandes para las velocidades de acercamiento observadas.

A continuación mostramos una gráfica de densidad columnar contra ancho de la línea. Lo que se esperaría es que las nubes con mayor densidad de columna, tuviesen anchos no muy grandes, sin embargo lo que se observa es que no hay ninguna correlación.

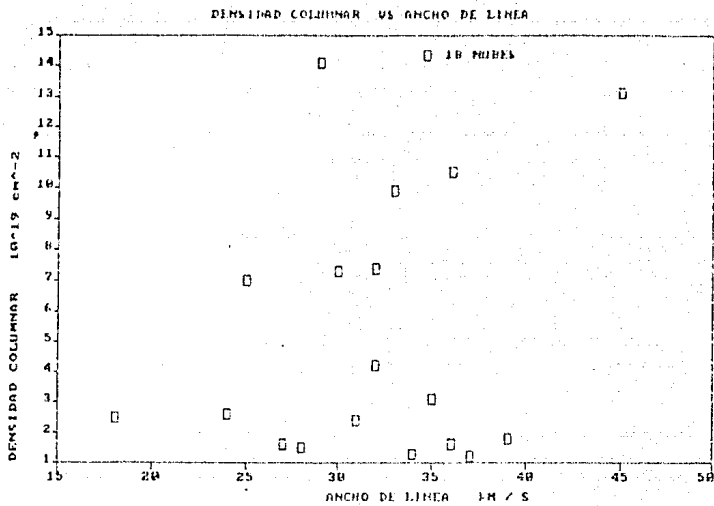


Fig 5.29. Ancho de línea contra densidad columnar de toda la muestra. No se observa ninguna correlación significativa.

En la siguiente gráfica (fig.5.30) mostramos la distribución de la densidad columnar respecto a la longitud y latitud galáctica.

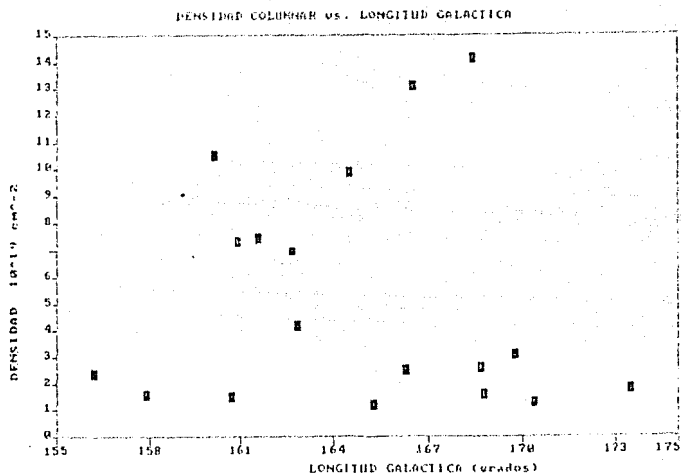
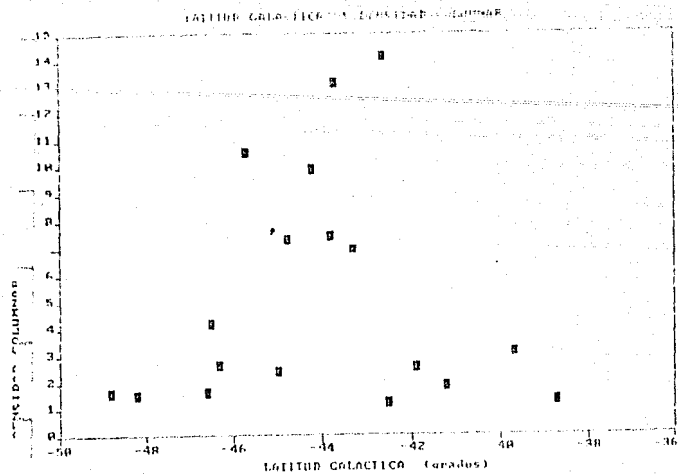


Fig 5.30.(a) Densidad columna contra latitud galáctica. Se puede apreciar que las siete nubes de mayor densidad aparecen muy juntas en latitud. Las nubes de menor densidad de columna parecen estar agrupadas en dos grupos.(b) Longitud contra densidad columna. Las siete nubes de mayor densidad columna tienen una dispersión angular mayor que la que tienen en latitud aunque están menos extendidas que el resto de la muestra.

Finalmente mostraremos (fig.5.31) una gráfica de longitud galáctica contra distancia y otra de latitud contra distancia, donde nuevamente no parece haber ninguna correlación entre todas las nubes de la muestra. En resumen, diremos que las únicas particularidades de estas siete nubes, son su alta densidad y su poca dispersión angular en latitud y longitud.

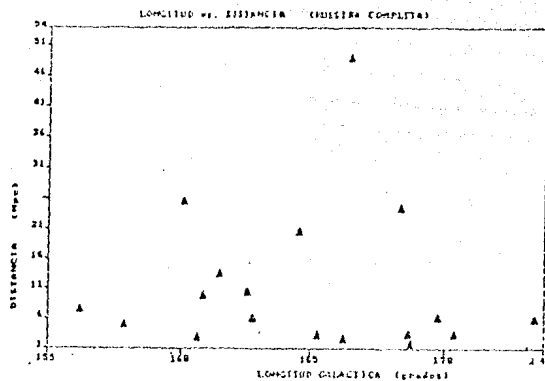
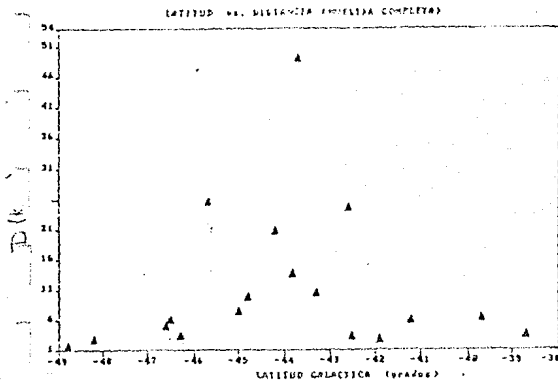


Fig.5.31.No parece haber ninguna correlación entre la posición galáctica y las distancias obtenidas para toda la muestra de NAV.

Es importante señalar que la densidad de columna no solamente es alta respecto a las demás nubes de la muestra, sino también respecto a la generalidad de las NAV. En el trabajo de Giovanelli (1980), de las 799 nubes de alta velocidad que reporta, únicamente (32 nubes) el 4 % del total, tienen una densidad superior a $6.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Las otras 767 nubes, tienen densidades columnares mucho menores.

Entre las 32 nubes antes mencionadas se encuentran cuatro nubes que también pertenecen a nuestra muestra y son la 13, 15, 17, y 18. Lo anterior ya nos permite reconocer que estas siete nubes, no tienen características muy comunes con las NAV en general. Otro rasgo curioso es que entre estas 32 nubes de alta densidad, las cuatro nubes que pertenecen también a nuestra muestra, son las únicas cuya velocidad V_{egr} (en magnitud) es mayor que 222 Km/s. De las 28 nubes restantes, 6 tienen velocidades positivas hasta 270 Km/s y las otras 22 nubes tienen velocidades negativas cuya magnitud está entre 33 Km/s y 185 Km/s. Parece ser entonces que nuestras siete nubes no son solamente peculiares en densidad de columna respecto a las demás NAV, sino que también son peculiares en velocidad observada respecto al 4 % de alta densidad.

Antes de pasar a las conclusiones, discutiremos el problema de la factibilidad del equilibrio hidrostático para el gas coronal (ver sec.3.2 y fig. 3.16).

El tratar de hacer una estimación de la presión en el medio intergaláctico, para poder compararla con los valores que aparecen al final de la tabla 5.II para cada una de las condiciones a la frontera, lleva implícita la suposición de que existe gas en el espacio entre una galaxia y otra. Existen numerosos trabajos en este sentido. De hecho, se trata todavía de un problema abierto que depende, no sólo de la interpretación de las observaciones sino incluso de los modelos cosmológicos. El fenómeno observado a partir del cual surge toda esta discusión, es la radiación de fondo de rayos X y la isotropía que se observa. Existen modelos que apoyan la idea de que esta radiación puede ser explicada por la interacción de los electrones relativistas de los rayos cósmicos, con la radiación de fondo de 2.7 K a través del efecto Compton inverso. Cowsik y E.J. Kobetich (1972) demuestran que este modelo es incorrecto debido a importantes diferencias entre los espectros predichos por este tipo de modelos y las intensidades observadas. Sugieren que existe cierta evidencia de que hay una componente térmica en esta radiación producto quizá de un plasma intergaláctico con temperatura $T \approx 3 \times 10^8$ K. Field y Perrenod (1977) apuntan que las observaciones de la radiación de fondo de rayos X y la radiación de fondo de microondas observadas son consistentes con la existencia de un medio intergaláctico gaseoso con una densidad de $0.5 \rho_c$ (donde ρ_c es la densidad crítica para cerrar el universo) y una temperatura entre 10^8 K y 10^9 K. Su trabajo es reforzado por el de F.E. Marshall *et al* (1980) donde reportan haber obtenido el espectro de la radiación de fondo de rayos X en zonas del cielo alejadas de las fuentes puntuales ya conocidas. Concluyen que el espectro obtenido no es el espectro típico de objetos extragalácticos ya conocidos y que un medio intergaláctico caliente, uniforme e isotérmico con una densidad de aproximadamente 0.36 % de la densidad crítica, podría producir el flujo observado con una temperatura de 40 Kev.

Ni siquiera puede afirmarse que el espacio intergaláctico esté ocupado por un

plasma con estas características. En realidad, el punto de mayor conflicto es el que se refiere a la fuente que produce esta radiación. Hay quienes apoyan la existencia de un plasma intergaláctico y hay quienes apoyan la no-existencia de dicho plasma y, en este caso, la radiación sería producida por fuentes discretas como por ejemplo las galaxias Seyfert, los cuasares, etc. pero en todos estos casos hay implicaciones cosmológicas muy importantes.

Haremos entonces la siguiente aproximación. La densidad crítica para cerrar el universo es de $\rho_c \sim 1 \times 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$ (M. Peimbert 1984). Las mejores determinaciones para la densidad total del universo indican que $\rho_U = 0.2\rho_c$. Si suponemos que a lo más el plasma intergaláctico constituye la mitad de la densidad total, y suponemos una temperatura de 10^8 K , tendríamos una presión intergaláctica de $P_{IG} \sim 1.35 \times 10^{-14} \text{ din cm}^{-2}$.

Supongamos ahora un límite inferior para la densidad del medio intergaláctico $\rho_{ig} = 0.01\rho_c$, entonces $P_{IG} \sim 1.35 \times 10^{-15} \text{ din cm}^{-2}$. Para el primer valor de P_{IG} , no existe solución estática, para la segunda ($T=2.5 \times 10^6 \text{ K}$) y tercera ($T=3.5 \times 10^6 \text{ K}$) columnas de la tabla 5.II, pero sí existe solución para la primera ($T=1.5 \times 10^6 \text{ K}$) y para la cuarta ($T=1.26 \times 10^6 \text{ K}$). Para el valor mínimo de la presión intergaláctica el comportamiento es el mismo. Cabe señalar que el valor de la segunda columna es un poco menor que el primer valor de P_{IG} de $1.35 \times 10^{-14} \text{ din cm}^{-2}$. Sin embargo, el valor es tan parecido que el gas tendría que expandirse una enorme distancia antes de detenerse. Mientras que en los otros dos casos, (columnas 1 y 4) la diferencia es mayor que un orden de magnitud y esto implica que el gas coronal alcanzará el valor de P_{IG} y no continuará expandiéndose.

Entonces los valores a la frontera de la cuarta columna, son los mejores no sólo por las distancias solución obtenidas sino porque además implican que el modelo isotérmico para el gas coronal aquí desarrollado es consistente.

5.3 CONCLUSIONES

Hemos desarrollado aquí un modelo para la distribución del gas coronal en la Galaxia, suponiéndolo en equilibrio hidrostático en presencia del campo gravitacional galáctico. El modelo que hemos utilizado para el potencial es el de Allen y Martos (1986). Este modelo nos ha permitido asociar una distancia a las NAV suponiéndolas en equilibrio de presión con el medio externo, es decir, el gas coronal. La presión que este medio externo ejerce sobre las nubes, no es únicamente su presión térmica, sino también una presión debida al barrido del material que las nubes encuentran a su paso.

Hemos encontrado como resultado importante, que la presión hidrodinámica es, para las distancias solución obtenidas, 3 y hasta 4 veces mayor que la presión térmica ejercida por el gas coronal. Esto implica que el elemento confinador importante es la presión hidrodinámica.

Ahora, nuestros parámetros libres durante todo el trabajo, han sido el valor de la presión del gas coronal en la vecindad solar y el valor de su temperatura. Para un valor de P_{\odot} de 1×10^{-12} din cm^{-2} , nos hemos visto obligados a subir la temperatura hasta 3.5×10^6 K con el objeto de reducir el intervalo de distancias solución. Esta temperatura parece ser demasiado alta, si suponemos que el ancho en las líneas de absorción del O VI es ensanchamiento térmico y que el gas coronal es el responsable de su presencia.

Los valores presentados por Shapiro y Field (1976) nos dan como resultado una disminución muy significativa en los intervalos de las distancias solución obtenidos para la muestra de 18 NAV del Hemisferio Sur Galáctico a las que hemos aplicado el modelo.

Hemos obtenido tres distancias solución para cada una de las primeras once nubes cuyas densidades de columna están entre 1.2×10^{19} cm^{-2} y 4.2×10^{19} cm^{-2} . En el primer conjunto de soluciones las distancias van de 0.301 Kpc hasta 1.9 Kpc. El segundo conjunto aparece entre 14.7 Kpc y 67.7 Kpc.

En estos dos intervalos de distancias, las nubes tienen tiempo de reajustar su presión interna ante los cambios en la presión externa, de manera que es factible suponerlas en equilibrio.

El primer conjunto de distancias solución es consistente con los modelos de origen galáctico para las NAV y el segundo es consistente con las distancias predichas por algunos de los modelos de origen extragaláctico. Entonces, cualquiera que sea el origen de estas NAV existe una distancia en la que pueden estar en equilibrio de presión. Además para estas dos soluciones, la velocidad observada es menor al menos por un factor de 2 que la velocidad de caída libre en ese punto.

El tercer conjunto de soluciones para estas mismas once nubes, lo hemos descartado porque las velocidades de las NAV son mucho más altas que la velocidad de caída libre en esta distancia solución.

Las soluciones obtenidas para las siete nubes restantes, son distancias dema-

siado grandes que las colocan fuera del Grupo Local. Están aparentemente asociadas en posición galáctica (latitud y longitud) aunque sus distancias son muy diferentes entre sí.

$$9.6 \text{ Mpc} \leq D \leq 48.7 \text{ Mpc}$$

Sus densidades de columna van de $7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ hasta $14.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, que son valores peculiarmente altos para las densidades de columna observadas en general para las NAV. Además su velocidad respecto al estándar galáctico de reposo, también es peculiarmente alta comparada con la velocidad de otras NAV de muy alta densidad.

Con los valores de Shapiro y Field (1976), resulta que la suposición de que el gas coronal está en equilibrio hidrostático, es consistente con los resultados obtenidos para las cotas superior e inferior de la presión intergaláctica. Es decir no parece haber un viento galáctico.

Por otro lado, respecto a la aproximación presentada en el Apéndice A para el potencial gravitacional de la Galaxia (ajuste analítico 2), podemos decir que ajusta satisfactoriamente el potencial de Allen y Martos (1986) para radios entre 8 Kpc y 12 Kpc y alturas hasta de 15 Kpc del plano. Es decir es una aproximación útil si se tiene la seguridad de estar trabajando con objetos que estén localizados en esta zona. De hecho, las distancias solución obtenidas para las primeras once nubes utilizando este potencial en la ecuación de equilibrio, son iguales que las obtenidas con el potencial de Allen y Martos para los valores de presión y temperatura propuestos por Shapiro y Field (1976).

Finalmente sólo para completar el trabajo, haremos un cálculo muy aproximado del flujo de masa. Tomaremos una nube típica y calcularemos el flujo de masa por unidad de ángulo sólido para después multiplicarlo por 4π y calcular el 2.5 % de esta cantidad, ya que como dijimos en el capítulo I, aproximadamente el 2.5 % del cielo está cubierto de NAV. Los parámetros de esta nube son: densidad volumétrica de partículas $n=2.85 \text{ cm}^{-3}$, distancia $D=1.5 \text{ kpc}$, y velocidad $V=256.5 \text{ Km s}^{-1}$. Estos valores son tomando la primera distancia solución de la nube 162.9-46.5-302 (número 6 de la tabla 5.I). El flujo de masa obtenido suponiendo que el 2.5 % del cielo está cubierto por nubes como ésta, resulta ser de $\sim 13 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Si ahora tomamos la segunda distancia solución $D=19.3 \text{ kpc}$, la densidad $n=0.211$ y el flujo es de $\sim 184 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. El flujo de masa por kpc^2 en la galaxia sería en el primer caso de $5.1 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Que es muy parecido al estimado por Songaila (1988) de $6 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ para las nubes del complejo C cuyas distancias están entre 1 y 2 kpc. Para la segunda distancia solución el flujo sería de $7.3 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Si las nubes fuesen objetos extragalácticos que están siendo acreetados por nuestra galaxia. Entonces, el primer valor del flujo la galaxia duplicaría su masa en un tiempo de $\sim 10^{10}$ años y en el segundo caso en un tiempo de 10^9 años.

APENDICE A

En este ppendice, lo que haremos será describir el primer intento que se hizo para modelar la distribución de la densidad y la presión del gas interestelar en la Galaxia. Como se mencionó en el capítulo III, trataremos de resolver la ecuación de equilibrio hidrostático (ec 3.12) únicamente en la dirección z . Para lo cual propondremos una aproximación del campo gravitacional galáctico y una distribución de densidades con el objeto de realizar la integral expresada en la ecuación 3.12 que es:

$$P_{\text{tot}} = \int_0^{\infty} \rho(z)g(z)dz \quad (3.12)$$

Discutiremos primero el potencial gravitacional y su rango de validez.

A.1 EL POTENCIAL GRAVITACIONAL

El primer intento que se hizo para modelar el campo gravitacional de la Galaxia como función de la altura al plano z , consistió en tratar de ajustar una expresión analítica a la curva deducida por Oort (1960) a partir de las observaciones de la distribución de estrellas gigantes K y la componente de su velocidad en la dirección z .

La expresión que mejor ajusta dicha curva es:

$$-g(z) = 9.65 \times 10^{-9} (1 - e^{-z/B}) \quad \text{cm s}^{-2} \quad (1.A)$$

donde z está en pc y $B = 438.64$ pc . En la siguiente figura (fig A.1) se muestra la curva de Oort y la curva representada por la ecuación (1.A) para comparar.

Una de las primeras dificultades que se presentó con este ajuste es su comportamiento asintótico cuyo valor límite es $9.65 \times 10^{-9} \text{ cm s}^{-2}$. Esto implica que a grandes alturas sobre el plano, la aceleración gravitacional tendría un valor prácticamente constante, lo cual obviamente no ocurre. Es decir el ajuste es bueno, siempre y cuando se trabaje con alturas $z \leq 1.2$ Kpc. Aquí vale la pena recordar que nuestro objetivo fundamental es hacer un modelo de la distribución del gas de la Galaxia que nos permita establecer de un modo sencillo pero realista, cuál es la presión del gas a "cualquier" altura z del plano. Por consiguiente, no podemos utilizar una ecuación para el potencial cuya validez se restringe al intervalo entre 0 y 1.2 Kpc.

Después del razonamiento anterior se hizo la siguiente modificación basada en la sugerencia de Bloemen (1987) de que, a partir de $z = 5$ Kpc, $g(z)$ comienza a decrecer como una exponencial con una escala de altura de $H = 15$ Kpc esto es:

$$g(z) \sim e^{-z/H} \quad \text{para } z \geq 5\text{Kpc}$$

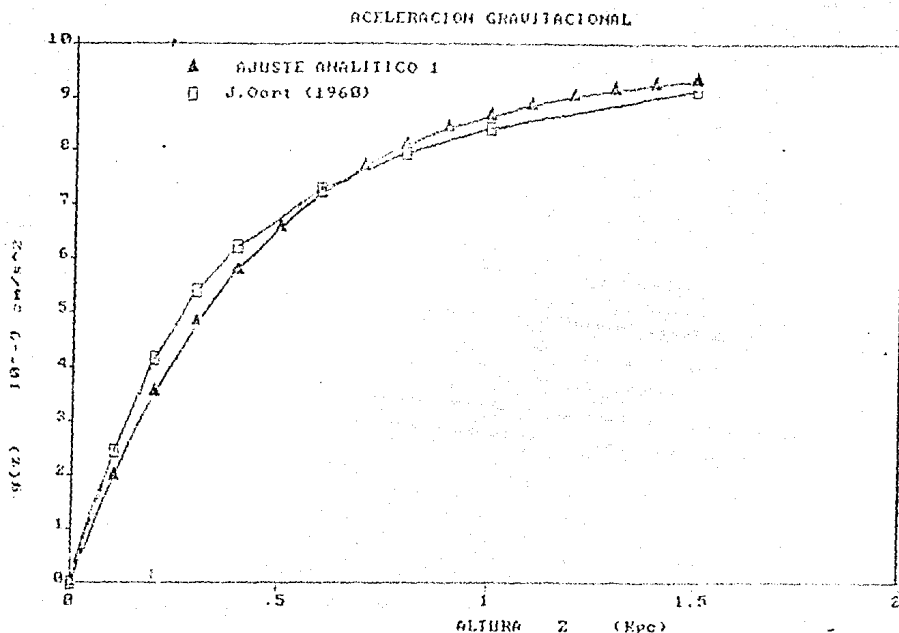


Fig. A.1. Comparación entre la curva obtenida por Oort (1960) para la aceleración gravitacional y el ajuste analítico representado por la ecuación 1.A

El nuevo ajuste realizado a partir de esta sugerencia es:

$$g(z) = 10.9 \times 10^{-9} (e^{-z/C} - e^{-z/B}) \quad (2.A)$$

donde z está en Kpc, $C = 15$ Kpc y $B = .47961$ Kpc. Este ajuste tiene la ventaja sobre el anterior de que se hace cero en infinito, pero su validez también está restringida por la siguiente razón: la curva de Oort es una curva del comportamiento de $g(z)$ en la vecindad solar, pero nada nos dice sobre el comportamiento de la aceleración gravitacional para radios galactocéntricos mayores o menores que el radio solar. Sabiendo

que la distribución de masa en la Galaxia no es uniforme, es de esperarse que a radios mayores o menores el comportamiento de $g(z)$ sea distinto.

Bohigas (1987) propone la siguiente expresión para $g(z)$ modulada por dos parámetros que dependen del radio galactocéntrico:

$$g(r, z) = \frac{10^{-9} a(r) z^2}{(b(r) + z_{100})^2} \quad \text{cm s}^{-2} \quad (3.A)$$

donde z está en unidades de 100 pc y los valores de los parámetros "a" y "b" para diferentes radios galactocéntricos están dados en la tabla I.A, suponiendo que el radio de la órbita solar es de 10 Kpc.

TABLA I.A
CONSTANTES a y b

| R_g (kpc) | a | b |
|-------------|-----|-----|
| 3.2 | 55 | 1.0 |
| 4.0 | 45 | 1.0 |
| 4.8 | 35 | 1.0 |
| 5.6 | 25 | 1.0 |
| 6.4 | 20 | 1.0 |
| 7.2 | 15 | 1.0 |
| 8.0 | 10 | 1.0 |
| 8.8 | 8 | 1.0 |
| 9.6 | 9 | 1.5 |
| 10.4 | 6.5 | 1.5 |
| 11.2 | 5.0 | 1.5 |
| 12.0 | 3.9 | 1.5 |

Tabla A.I. Se presentan los valores de los parámetros a y b para diferentes radios galácticos, utilizados por Bohigas (1987) para ajustar la curva de la aceleración gravitacional, reescalados suponiendo una distancia del Sol al centro galáctico de 8 kpc.

De la tabla se observa que el parámetro "b" no tiene gran variación entre $r = 4$ Kpc y $r = 12$ Kpc además de que, para z grande el valor de "b" puede ser despreciado para cualquier radio r . Por otro lado, el parámetro "a" sí toma valores muy distintos para los diferentes radios.

Lo que se hizo entonces fue asociar una dependencia similar a la de Bohigas para la ecuación (2.A) aproximando la variación del parámetro "a" por las siguientes rectas:

$$a = -1.06 (r_g) + 24.17$$

$$\text{para } 8 \text{ Kpc} \leq r_g \leq 12 \text{ Kpc.}$$

$$a = -0.15 (r_g) + 6.051$$

$$\text{para } 12 \text{ Kpc} \leq r_g \leq 40 \text{ Kpc}$$

$$a = 0.05 / r_g$$

$$\text{si } r_g \geq 40 \text{ Kpc.}$$

La ecuación resultante es entonces:

$$-g(z) = a \times 10^{-9} (e^{-z/B} - e^{z/B}) \text{ cm s}^{-2} \quad (4.A)$$

En todas estas ecuaciones r_g está en Kpc y la primera reproduce el valor de 10.9 para la vecindad solar. En la figura A.2 se muestra la comparación entre este segundo ajuste y la curva de Oort (1960) y en la figura A.3, se muestra el valor de la aceleración gravitacional obtenida con este ajuste para distintos radios galácticos.

Es importante señalar que los valores del parámetro "a" fueron re-escalados suponiendo una distancia del Sol al centro de la Galaxia de 8 Kpc (Allen y Martos 1986). Esta expresión para la aceleración gravitacional implica una velocidad de rotación para el Sol de $V_{\odot} = 243.74 \text{ Km/s}$, que resulta ser mayor que la obtenida por Allen y Martos (1986) de $V_{\odot} = 225 \text{ km/s}$. Antes de pasar a la siguiente sección, escribiremos el potencial gravitacional por unidad de masa deducido a partir de la ecuación 4.A.

$$U = - \int_{\infty}^{z_0} g(z) dz \quad (5.A)$$

$$U = a \times 10^{-9} (B e^{-z/B} - C e^{z/C}) + C_0 \quad (6.A)$$

donde C_0 es una constante de integración. que se obtuvo de comparar el potencial de Allen y Martos (1986) evaluado en la vecindad solar, con el valor obtenido a partir de la ecuación 6.A para el mismo punto. El valor de la constante es:

$$C_0 = -1.002215 \times 10^{15} \text{ cm}^2 \text{ s}^2$$

En realidad, en este análisis, no necesitamos el valor de este potencial. Sin embargo, es interesante señalar que los valores obtenidos con esta aproximación, son muy parecidos a los obtenidos por Allen y Martos (1986) para puntos de coordenadas $8 \leq r \leq 12 \text{ Kpc}$ y $0 \leq z \leq 15 \text{ Kpc}$ (ver fig. 3.17).

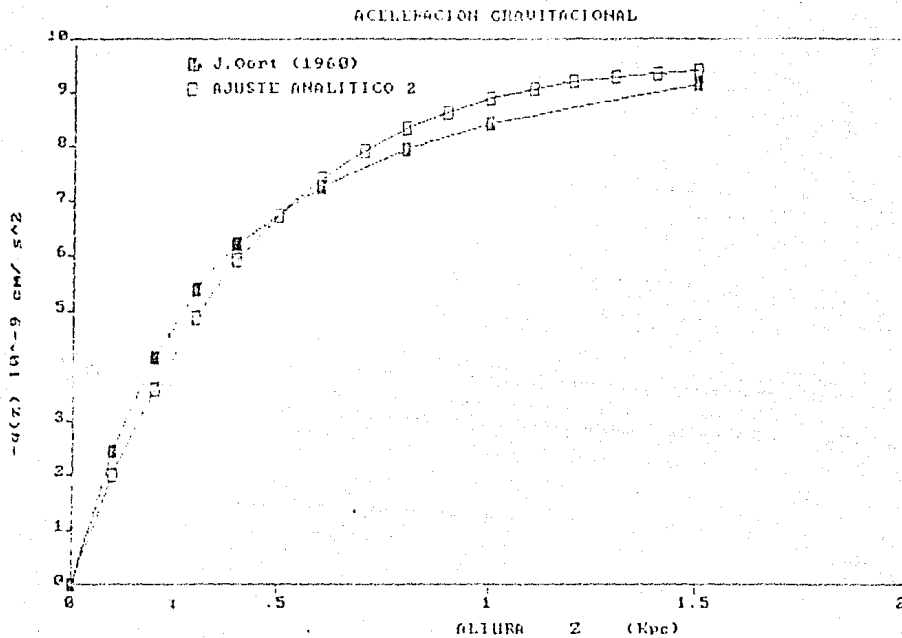


Fig.A.2. Comparación del ajuste representado por la ecuación 4.A y la curva de aceleración gravitacional de Oort (1960), para $r=8$ kpc.

En este punto, lo único que hace falta para poder resolver la ecuación de equilibrio hidrostático (ec. 3.12) es encontrar una expresión para la densidad media del gas $\rho(z)$. Este será el tema de la próxima sección.

AJUSTE ANALITICO 2 PARA DIFERENTES R

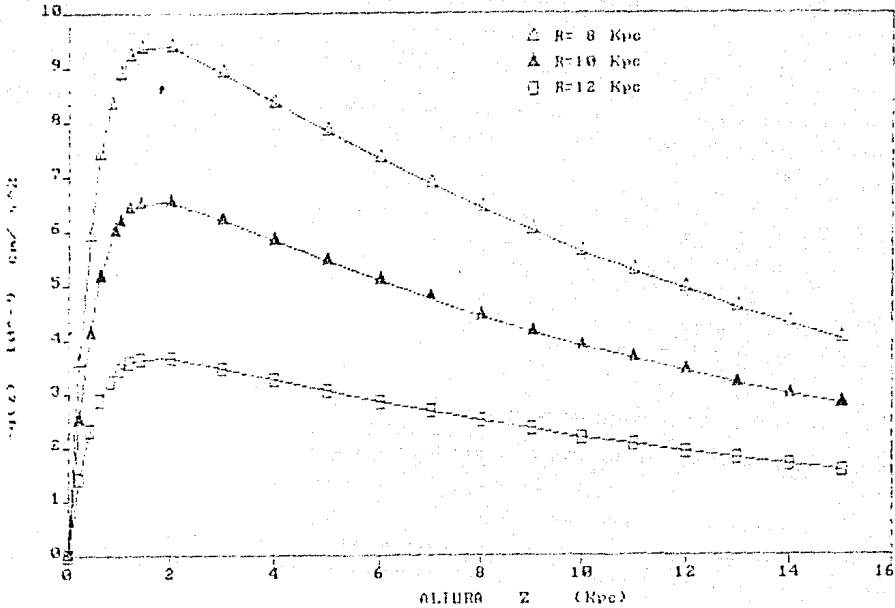


Fig.A.3. Comportamiento de la aceleración gravitacional para diferentes radios galácticos según la ecuación 4.A

A.2 MODELO DE PRESION PARA DOS COMPONENTES DEL GI.

En el capítulo II (sec. 2.3, 2.4, 2.5 y 2.6) fueron descritas las propiedades y la distribución de densidad de las distintas componentes del gas interestelar, a excepción de la del gas coronal del cual no se tiene suficiente evidencia observacional. En la siguiente tabla (Tabla A.I) se presentan las distribuciones descritas por Bloemen (1987). En este artículo Bloemen propone una distribución exponencial para el gas coronal con una escala de altura de $h \geq 5 \text{ Kpc}$ y una densidad en el plano entre $0.15 - 0.3 (h/\text{Kpc})^{-2} \text{ cm}^{-3}$. Para los cálculos que realizamos hemos tomado la siguiente expresión para la distribución de la densidad del gas coronal.

$$n_{gc}(r, z) = n_{gc}(0) e^{(-z/h_{gc})} \quad \text{cm}^{-3}. \quad (7.A)$$

con $h_{gc} = 6 \text{ Kpc}$ y $n_{gc}(0) = 5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$.

TABLA A.II

| Component (1) | $n(0)^a$ (cm^{-3}) (2) | h^a (pc) (3) | σ^a ($M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$) (4) | $\langle v_z^2 \rangle^{1/2, b}$ (km s^{-1}) (5) | $\int_0^z n_i dz^c$ ($10^{-15} \text{ g cm}^{-2}$) (6) |
|--|---|----------------------|--|---|--|
| Cold H I (Gaussian distribution) | 0.30 | 135 | 2.5 | 6 | 0.81 |
| Warm H I (Gaussian component) | 0.07 | 135 | 0.6 | 9 | 0.19 |
| Warm H I (exponential component) | 0.10 | 400 | 2.0 | 9 | 1.27 |
| H ₂ (Gaussian distribution) | 0.3 | 70 | 2.6 | 5 | 0.54 |

Tabla A.II . Componentes del gas interestelar. Aparecen los parámetros utilizados para describir el gas interestelar en la vecindad solar. Existen componentes gaussianas ($n(z) = n(0) e^{-\frac{z^2}{h^2}}$) y exponenciales ($n(z) = n(0) e^{(-z/h)}$). De esta tabla puede verse que solamente el gas coronal y el gas internube alcanzan alturas apreciables sobre el plano.

De la tabla puede observarse que para alturas $z \geq 400 \text{ pc}$, las contribuciones a la densidad media, del gas molecular y de las nubes difusas son irrelevantes. Por tanto, sólo tomaremos en cuenta las contribuciones a la densidad del gas internube y del gas coronal. De este modo, la densidad en cualquier punto de coordenadas (r, z) estaría dada por:

$$n(r, z) = n_{gi}(0) e^{(-z/h_{gi})} + n_{gc}(0) e^{(-z/h_{gc})} \quad (8.A)$$

Donde los subíndices gi y gc indican gas internube y gas coronal respectivamente. No se ha puesto la dependencia explícita en r de la escala de altura y de la densidad en el plano para el gas internube (Ver sec. 2.4). La ecuación anterior supone que el material está mezclado, lo cual en sentido estricto no es cierto, pero dado que los valores de n_{gi} y n_{gc} están corregidos por el volumen que ocupan respectivamente, puede decirse que la densidad media del gas estará dada por la suma expresada en la ecuación 8.A.

Dada la poca información observacional que se tiene para el gas coronal, hemos supuesto que su densidad en el plano es constante y su escala de altura también. A continuación

presentamos el resultado de la integral de la ecuación de equilibrio hidrostático tomando en cuenta únicamente estas dos componentes:

$$P(z) = X \left[n_{gc} \left(\frac{e^{-zF}}{F} - \frac{e^{-zE}}{E} \right) + n_{gi} \left(\frac{e^{-zG}}{G} - \frac{e^{-zK}}{K} \right) \right] \quad (9.A)$$

donde: $F = \frac{1}{h_{gc}} + \frac{1}{C}$, $E = \frac{1}{h_{gc}} + \frac{1}{B}$, $G = \frac{1}{h_{gi}} + \frac{1}{C}$ y $K = \frac{1}{h_{gi}} + \frac{1}{B}$.

A continuación se muestra una gráfica de la presión como función de la altura z al plano para distintos radios galácticos (fig A.4)

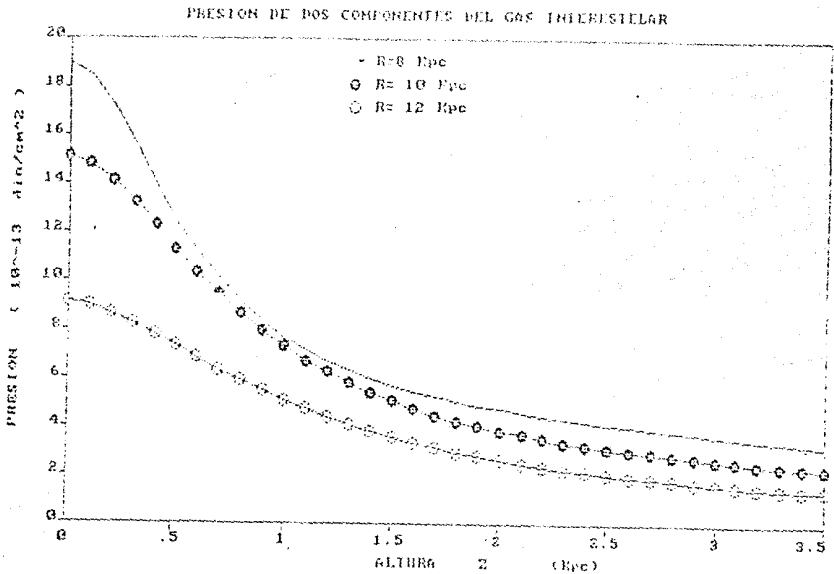


Fig. A.4. Distribución de la presión para diferentes radios galácticos tomando en cuenta solamente el gas coronal y el gas internube.

El problema fundamental que tiene este tipo de distribución, es que, a una altura de 6 Kpc sobre el plano (donde la contribución del gas internube es despreciable) la temperatura del gas coronal es del orden de 1×10^6 K. Un gas a esta temperatura es térmicamente muy inestable, su tasa de enfriamiento es alta (Raymond, Cox, Smith 1976) y además a medida que T disminuye la tasa de enfriamiento aumenta, de modo

que el gas no podría mantenerse a esta altura y rápidamente caería hacia el plano galáctico; por lo tanto, parece difícil mantener una corona galáctica con estas características y mantenerla en equilibrio hidrostático.

La tasa de enfriamiento para un gas a una temperatura entre 10^6 y 10^7 K es mucho menor, de modo que si el gas coronal tuviese esta temperatura podría mantenerse a grandes alturas en contra del campo gravitacional durante un tiempo suficientemente largo, ($\sim 10^7$ años) y entonces sí podría hablarse de una corona galáctica, cuya principal fuente de alimentación serían las explosiones de supernova y los vientos producidos en estrellas muy calientes.

Por todo lo anterior fue necesario suponer que el gas coronal tiene una temperatura $T \approx 10^6$ K, y suponer que la corona galáctica es una especie de atmósfera isotérmica en el sentido de que todo el gas tiene la misma temperatura en todos los puntos. En el capítulo III se desarrolla este modelo para el gas coronal utilizando el potencial descrito por Allen y Martos (1986).

APENDICE B

En este apéndice mostraremos la manera como hemos asociado las coordenadas cilíndricas (r, z) medidas desde el centro galáctico, dada una distancia D medida desde el Sol a la NAV.

De la figura B.1 puede observarse, que la altura z de la NAV sobre el plano del disco galáctico, es:

$$z = D \sin(b) \quad (1.B)$$

donde b es la coordenada de latitud galáctica.

A continuación veremos cómo asociamos un radio galáctico r . Según la figura B.2, la longitud galáctica l crece hacia la derecha sobre el plano. Nuestro propósito es saber cuánto vale el segmento CN es decir, la coordenada r . De la figura se observa que el ángulo α es:

$$\alpha = \pi - l \quad (2.B)$$

donde l es la coordenada de longitud galáctica. Ahora, el segmento NS es la proyección de la distancia radial a la NAV (desde el Sol) sobre el plano galáctico y está dado por:

$$NS = D \cos(b) \quad (3.B)$$

El segmento NK estará dado entonces por:

$$NK = D \cos(b) \sin(\pi - l) \quad (4.B)$$

y el segmento CK estará dado por :

$$CK = D_{\odot} + D \cos(b) \cos(\alpha) \quad (5.B)$$

o sustituyendo el valor de α :

$$CK = D_{\odot} + D \cos(b) \cos(\pi - l) \quad (6.B)$$

De modo que finalmente la coordenada r para una NAV a una distancia D es:

$$r = CN = (CK^2 + KN^2)^{1/2} \quad (7.B)$$

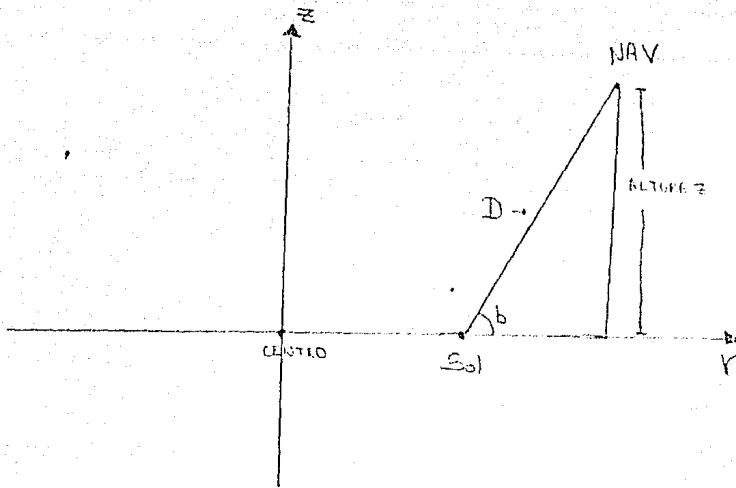


Fig.B.1. Vista transversal del Disco galáctico. D es la distancia radial desde el Sol a la nube. La altura z al plano, estará dada por $D \sin(b)$. Donde b es la latitud galáctica.

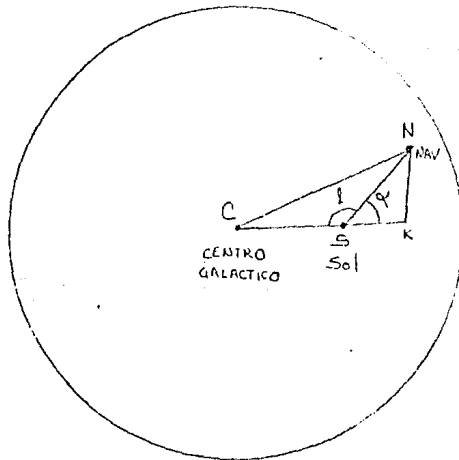


Fig.B.2. La Galaxia vista desde el Polo Norte galáctico. El segmento SN es la proyección de la distancia radial D sobre el plano galáctico.

REFERENCIAS

- Allén C. y M. A. Martos (1986) *Rev. Mex. Astron. Astrof.* **13**: 137.
- Bajaja *et al.* (1985) *Ap. J. Suppl. Series.* **53**:143
- Bloemen (1987) *Ap. J.* **322** : 705
- Bohigas (1987) *Preliro del Astron. Astrophys. M. J.* (sept. 1987).
- Bregman (1980) *Ap. J.* **236** :577
- Bunner A. N. (1974) Presentado en la conferencia Internacional de rayos X en el Espacio. Calgary, 1974, Agosto 14-21.
- Cohen R. J.(1982) *Mont. Not. R. astr. Soc.* **199**: 281
- Colomé (1987) Tesis de Licenciatura "Nubes de Alta Velocidad" (UNAM).
- Cowsik R. & Kobetich E. J.(1972) *Ap. J.* **177**: 585.
- Cox D. P. & Smith B. W. (1974) *Ap. J. (Letters)* **189**: L 105
- Cram & Giovanelli (1976) *Astron. Astrophys.* **48** : 39
- Davies (1972) *Mont. Not. R. astr. Soc.* **190**: 381
- De Boer & Savage (1983) *Ap. J.* **265**: 210
- De Vaucouleurs G. (1975) "Galaxies and the Universe" editado por Allan Sandage. Ed. The University of Chicago Press. p.557.
- De Young & Axford (1967) *Nature* **216** : 129
- Dyson J. E. & Williams D. A. (1980) "Physics of the Interstellar Medium". Manchester University Press.
- Field & Perrenod (1977) *Ap. J.* **215**: 717
- Franco J. (1984) "Temas selectos de Astrofísica" (Compilador Manuel Peinbert) UNAM.
- Franco J. (1986) *Rev. Mex. Astron. Astrof.* **12**: 287
- Franco J. (1987) *Astron. Astrophys.* **179** : 219
- Fujimoto M. *et al.* (1980) *Publ. Astron. Soc. Japan* **32**: 581
- Fujimoto M. & Sawa T. (1981) *Publ. Astron. Soc. Japan* **33**: 265
- Giovanelli R. (1980) *The Astron. J.* **85**: 1155
- Hirth W. *et al.* (1985) *Astron. Astrophys.* **153**: 249
- Hulsbosch N. M. (1975) *Astron. Astrophys.* **40**: 1
- Kerr F. (1969) *Ap. J.* **158** : 115

- Kulkarni, Blitz, & Heiles (1982) *Ap. J. (Letters)* **259**: L63
- Mac Kee & Cowie (1977) *Ap. J.* **215**: 213
- Marshall *et al.* (1980) *Ap. J.* **235**: 4
- Mathewson, Cleary & Murray (1974) *Ap. J.* **190**: 291
- Mirabel I. F., Cohen & Davies (1979) *Mon.Not.R.astr.Soc.* **186**: 433
- Mirabel I. F. (1982) *Ap. J.* **256**: 112
- Ollongreen (1962) *Bull. Astr. Inst. Netherlands* **16**:241
- Oort J. (1960) *Bull. Astr. Inst. Netherlands* **49**:45
- Oort J. (1966) *Bull. Astr. Inst. Netherlands* **18**:421
- Oort J. (1967) *I. A. U. Symposium N.31*
- Oort J. (1970) *Astron. Astrophys.* **7**: 381
- Parker (1966) *Ap. J.* **145**: 811
- Parker (1969) *Space Sci. Rev.* **9**: 651
- Peimbert M. (1984) "Temas selectos de Astrofísica" UNAM.
- Raymond, Cox & Smith (1976) *Ap. J.* **204**: 290
- Reynolds R. J. (1987) *Pretiro Ap. J. (Dic.1 1987)*
- Sanders, Solomon & Scoville (1984) *Ap. J.* **276**: 182
- Sanford A. Kellman (1972) *Ap. J.* **175**: 363
- Sawa. T. & Fujimoto M. (1980) *Publ. Astr. Soc. Japan* **32**: 551
- Schlickeiser R. & I. Lerche (1985) *Astron. Astrophys.* **151**: 151
- Serrano (1984) "Temas selectos de Astrofísica"
(compilador M. Peimbert) UNAM.
- Shapiro & Field (1976) *Ap. J.* **205**: 762
- Songaila A. (1981) *Ap. J.* **243**: L19-L22
- Songaila, York, Cowie & Blades (1985) *Ap. J.* **293**: L15-L18
- Songaila, Lennox & Weaver (1988) *Ap. J.* **329**: 580
- Spitzer L. (1956) *Ap. J.* **124**: 20
- Spitzer L. (1978) "Physical Processes in the Interstellar Medium". John Wiley & Sons, New York.
- Tenorio Tagle G. (1980) *Astron. Astrophys.* **88**: 61
- Tenorio Tagle *et al.* (1986) *Astron. Astrophys.* **170**: 107
- Wannier P. & G. T. Wrixon (1972) *Ap. J.* **173**: L119-L123
- West *et al.* (1985) *Mon. Not. R. astr. Soc.* **215**: 481
- Williamson *et al.* (1974) *Ap. J. (Letters)* **193**: L127